

Wellington Cruz

**Radiação Síncrotron Coerente em Aceleradores
de Laboratório e sua Aplicação na Interpretação
do Duplo Espectro em Explosões Solares**

São Paulo - Brasil

2016

Wellington Cruz

**Radiação Síncrotron Coerente em Aceleradores de
Laboratório e sua Aplicação na Interpretação do Duplo
Espectro em Explosões Solares**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geoespaciais da Universidade Presbiteriana Mackenzie, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Ciências e Aplicações Geoespaciais

Universidade Presbiteriana Mackenzie
Escola de Engenharia
Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geo-Espaciais

Orientador: Prof. Dr. Sérgio Szpigel

São Paulo - Brasil
2016

Wellington Cruz

Radiação Síncrotron Coerente em Aceleradores de Laboratório e sua Aplicação na Interpretação do Duplo Espectro em Explosões Solares/ Wellington Cruz. – São Paulo - Brasil, 2016-

89 p. : il. (algumas color.) ; 30 cm.

Orientador: Prof. Dr. Sérgio Szpigel

Dissertação (Mestrado) – Universidade Presbiteriana Mackenzie
Escola de Engenharia

Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geo-Espaciais, 2016.

1. microbunch. 2. radiação coerente. 2. explosões solares. I. Prof. Dr. Sérgio Szpiegel. II. Universidade Presbiteriana Mackenzie. III. Centro de Rádio-Astronomia e Astrofísica Mackenzie. IV. Radiação Síncrotron Coerente em Aceleradores de Laboratório e sua Aplicação na Interpretação do Duplo Espectro em Explosões Solares

Wellington Cruz

Radiação Síncrotron Coerente em Aceleradores de Laboratório e sua Aplicação na Interpretação do Duplo Espectro em Explosões Solares

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Ciências e Aplicações Geoespaciais da Universidade Presbiteriana Mackenzie, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Ciências e Aplicações Geoespaciais

São Paulo - Brasil, 20 de Fevereiro de 2016

Prof. Dr. Sérgio Szpigel
Orientador
Universidade Presbiteriana Mackenzie

Prof. Dr. Pierre Kaufmann
Titular Interno
Universidade Presbiteriana Mackenzie

Prof. Dr. Caius Lucius Selhorst
Titular Externo
Universidade do Vale do Paraíba

São Paulo - Brasil
2016

Resumo

Observações recentes de explosões solares em altas freqüências têm fornecido evidências de um nova componente espectral com fluxos crescentes com a freqüência na faixa de sub-THz a THz. Essa nova componente ocorre simultaneamente mas é separada da bem conhecida componente espectral em microondas que maximiza em freqüências da ordem de dezenas de GHz. O objetivo deste trabalho é estudar em detalhe um mecanismo recentemente proposto para descrever o duplo-espectro observado em explosões solares, baseado no processo físico conhecido como *microbunching instability* que ocorre com feixes de elétrons de alta-energia em aceleradores de laboratório. Esse processo é responsável pela produção de radiação síncrotron com duplo-espectro semelhante ao observado em explosões solares, exibindo uma componente coerente de banda larga (*Coherent Synchrotron Radiation - CSR*) e uma componente incoerente distinta (*Incoherent Synchrotron Radiation - ISR*) com máximo em freqüências maiores.

Palavras-chave: Radiação, Giromagnética, Síncrotrônica, Coerente, Incoerente, Microbunching, Terahertz.

Abstract

Recent observations of solar flares at high-frequencies have provided evidence of a new spectral component with fluxes increasing with frequency in the sub-THz to THz range. This new component occurs simultaneously but is separated from the well-known microwave spectral component that maximizes at frequencies of a few to tens of GHz. The aim of this work is to study in detail a mechanism recently suggested to describe the double spectrum observed in solar flares based on the physical process known as microbunching instability, which occurs with high-energy electron beams in laboratory accelerators. Such a process is responsible for the production of synchrotron radiation with a double spectrum similar to that observed in solar flares, showing a broadband coherent synchrotron radiation component (CSR) and a distinct incoherent synchrotron radiation component (ISR) with maximum at higher frequencies.

Keywords: Radiation, Gyromagnetic, Synchrotron, Coherent, Incoherent, Microbunching, Terahertz.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Perfis temporais da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 correspondentes às observações em 15.6 GHz pelo <i>Owens Valley Solar Array</i> (OVSA) e em 212 GHz e 405 GHz pelo SST. Adaptado de (KAUFMANN et al., 2004).	28
Figura 2 – Espectros da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 para as estruturas temporais P1 (19:44:00 UT) e P4 (19:48:20 UT) correspondentes às observações na faixa de 1.2 GHz a 18 GHz pelo OVSA, em 212 GHz e 405 GHz pelo SST e em 44 GHz pelo rádio telescópio de Itapetinga (apenas para a estrutura P4). Adaptado de (KAUFMANN et al., 2004).	29
Figura 3 – Espectro completo em frequência da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 na faixa de microondas a THz para o máximo de emissão (14:22:00 UT). Adaptado de (KAUFMANN et al., 2015).	30
Figura 4 – Representação da interação coerente dos elétrons na estrutura de <i>microbunch</i> que produz a emissão de radiação sincrotrônica coerente (CSR). Adaptado de (MCNEIL; THOMPSON, 2010)	34
Figura 5 – Comparação entre os fatores de forma do tipo gaussiano e do tipo secante hiperbólica calculados respectivamente com $\tau_b = 10 \text{ ps}$ e $\tau_b = 25 \text{ ps}$.	36
Figura 6 – Espectro ISR/CSR para um feixe monoenergético de elétrons acelerados em um campo magnético dipolar, comprimido em um <i>microbunch</i> de formato gaussiano com escalas de largura temporal característica $\tau_b = 10 \text{ ps}, 1 \text{ ps}, 100 \text{ fs}$.	37
Figura 7 – Espectro ISR/CSR para um feixe monoenergético de elétrons acelerados ($N_e = 8 \times 10^8$; $E = 125 \text{ MeV}$) em um campo magnético dipolar com intensidade $B = 300, 1000 \text{ e } 2000 \text{ G}$, comprimido em um <i>microbunch</i> de formato gaussiano com escala de largura temporal característica $\tau_b = 1 \text{ ps}$.	38
Figura 8 – Espectros ISR/CSR para um feixe monoenergético de elétrons ($N_e = 8 \times 10^8$; $E = 125 \text{ MeV}$) acelerados em um campo magnético dipolar ($B = 1000 \text{ G}$), comprimido em <i>microbunches</i> de formato gaussiano e secante hiperbólica respectivamente com $\tau_b = 10 \text{ ps}$ e $\tau_b = 25 \text{ ps}$.	39
Figura 9 – Diagramas de classes da nova modelagem do Algoritmo de Ramaty.	41
Figura 10 – Comparação entre os resultados obtidos no cálculo da densidade de fluxo com o código original de Ramaty em FORTRAN e o novo código em Java.	42
Figura 11 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do número de elétrons N_e .	44

Figura 12 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do tamanho da fonte emissora Ω	45
Figura 13 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação da intensidade do campo magnético B	46
Figura 14 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do parâmetro α de Razin.	47
Figura 15 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do índice espectral da distribuição de energia dos elétrons δ . .	48
Figura 16 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do número de elétrons N_e	55
Figura 17 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos diferentes valores da intensidade do campo magnético B	56
Figura 18 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do índice espectral da distribuição de elétrons δ	57
Figura 19 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da energia máxima da distribuição de elétrons E_{max}	58
Figura 20 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do tamanho da fonte Ω	59
Figura 21 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da escala de largura temporal característica da estrutura de <i>microbunch</i> τ_{ub} . . .	60
Figura 22 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da fração de elétrons de alta energia N_{CSR}/N_{high} que participam do processo CSR. .	61
Figura 23 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do limiar de energia E_{th} a partir do qual os elétrons formam estruturas de <i>microbunch</i>	62
Figura 24 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} . .	63
Figura 25 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max} . .	65
Figura 26 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} . .	66
Figura 27 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ	67
Figura 28 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B . .	68
Figura 29 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} . .	69
Figura 30 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max} . .	70

Figura 31 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .	71
Figura 32 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ .	72
Figura 33 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B .	73
Figura 34 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia mínima E_{min} .	74
Figura 35 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia máxima E_{max} .	75
Figura 36 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .	76
Figura 37 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do índice espectral δ .	77
Figura 38 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do campo magnético B .	78

Lista de tabelas

<p>Tabela 1 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min}.</p> <p>Tabela 2 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max}.</p> <p>Tabela 3 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th}.</p> <p>Tabela 4 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ.</p> <p>Tabela 5 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B.</p> <p>Tabela 6 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min}.</p> <p>Tabela 7 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max}.</p> <p>Tabela 8 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th}.</p> <p>Tabela 9 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ.</p> <p>Tabela 10 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B.</p> <p>Tabela 11 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia mínima E_{min}.</p> <p>Tabela 12 – Parâmetros N_e, Ω, N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia máxima E_{max}.</p>	<p>64</p> <p>65</p> <p>66</p> <p>67</p> <p>68</p> <p>69</p> <p>70</p> <p>71</p> <p>72</p> <p>73</p> <p>74</p> <p>75</p>
--	---

Tabela 13 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .	76
Tabela 14 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do índice espectral δ .	77
Tabela 15 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do campo magnético B .	78

Lista de abreviaturas e siglas

CRAAM	Centro de Rádio-Astronomia e Astrofísica Mackenzie
EUV	Extreme Ultraviolet Radiation
GOES	Geostationary Operational Environmental Satellite
HASTA	H-Alpha Solar Telescope of Argentina
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration
OVSA	Owens Valley Solar Array
RHESSI	Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager
RSTN	Radio Solar Telescope Network
SDO/HMI	Solar Dynamics Observatory/Helioseismic and Magnetic Imager
SFU	Solar Flux Units
SST	Solar Submillimeter Telescope

Sumário

1	INTRODUÇÃO	13
2	RADIAÇÃO GIROMAGNÉTICA	16
2.1	Índices de Refração e Coeficientes de Polarização	17
2.2	Coeficientes de Emissão e Absorção da Radiação Girossincrotrônica	18
2.3	Coeficientes de Emissão e Absorção da Radiação Sincrotrônica	21
2.4	Efeito Razin	23
2.5	Transferência Radiativa	24
3	COMPONENTE THZ E O DUPLO-ESPECTRO EM EXPLOSÕES SOLARES	26
3.1	Observações	28
3.1.1	Explosão Solar de 04 de Novembro de 2003	28
3.1.2	Explosão Solar de 27 de Outubro de 2014	30
3.2	Mecanismos	31
4	MICROBUNCHING E O MECANISMO ISR/CSR	33
5	DESCRIÇÃO DOS MÉTODOS COMPUTACIONAIS	40
5.1	Código Ramaty	40
5.2	Código ISR/CSR	49
5.3	Código para o Ajuste dos Espectros	52
6	RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES E DISCUSSÃO	54
6.1	Estudo Preliminar do Espaço de Parâmetros	54
6.2	Ajuste dos Espectros de Eventos Observados	63
6.2.1	Explosão Solar de 04 de Novembro de 2003	63
6.2.2	Explosão Solar de 27 de Outubro de 2014	74
7	CONCLUSÃO	79
	REFERÊNCIAS	81

1 Introdução

Explosões solares são eventos transitórios e intensos que ocorrem nas chamadas regiões ativas da atmosfera solar e envolvem a liberação de grandes quantidades de energia (da ordem de 10^{27} - 10^{33} ergs), resultando em um abrillantamento súbito observado no disco solar ou no limbo (TANDBERG-HANSSEN; EMSLIE, 1988). As regiões ativas são constituídas por um plasma magnetizado com intensos campos magnéticos estruturados em configurações complexas de arcos magnéticos que se estendem através da coroa e da cromosfera com pés de polaridades magnéticas opostas localizados na fotosfera.

Um evento de alta liberação de energia como uma explosão solar combina vários processos de emissão de radiação eletromagnética que possuem características diferentes e podem ser observados em diferentes fases da explosão solar (GOLUB; PASACHOFF, 2010). A evolução temporal de uma explosão solar pode geralmente ser dividida em três fases: precursora, impulsiva e de decaimento. Durante a fase precursora, na qual a energia magnética é armazenada, o plasma magneto-ativo se aquece, com emissão de raios-X moles por bremsstrahlung térmico, ultravioleta e H- α (ASCHWANDEN, 2006). Na fase impulsiva, a energia magnética é subitamente liberada através do processo denominado reconexão magnética (GOOSSENS et al., 2002). Durante a reestruturação dos arcos magnéticos que ocorre no processo de reconexão, elétrons e íons são aquecidos e/ou acelerados a altas energias emitindo radiação que cobre praticamente todo o espectro eletromagnético, desde ondas de rádio até raios gama, através de diferentes processos radiativos (BASTIAN et al., 1998). Os elétrons acelerados (não-térmicos) emitem radiação girossincrotrônica/sincrotrônica na faixa de rádio e microondas, raios-X duros e gama por bremsstrahlung (DULK; DENNIS, 1982; GOLUB; PASACHOFF, 2010). Os íons acelerados emitem raios gama por interações nucleares com núcleos da atmosfera solar ambiente (MURPHY et al., 2008). Nesta fase também ocorre emissão de radiação EUV (Extreme Ultraviolet Radiation), H- α e raios-X moles por processos térmicos. Na fase de decaimento, que pode durar horas, ocorre a diminuição gradual da emissão em todas as faixas do espectro (DULK, 1985).

Observações sistemáticas de explosões solares em altas freqüências (0.2 e 0.4 THz) utilizando o SST (*Solar Submillimeter Telescope*), instalado no observatório de El Leoncito nos Andes Argentinos, têm fornecido evidências claras de um nova componente espectral com fluxos crescentes com a freqüência na faixa de sub-THz (KAUFMANN et al., 2002; KAUFMANN et al., 2004; KAUFMANN et al., 2009a; KAUFMANN et al., 2009b; KAUFMANN et al., 2011; KAUFMANN, 2012; SILVA et al., 2007; FERNANDES et al., 2015). Essa nova componente ocorre simultaneamente mas é distinta da bem conhecida componente em microondas com máximo em freqüências da ordem de dezenas de GHz.

Mais recentemente, explosões solares impulsivas foram observadas na faixa do infravermelho médio em 30 THz utilizando pequenos telescópios com montagem óptica relativamente simples instalados no observatório de El Leoncito e no Centro de Rádio-Astronomia e Astrofísica Mackenzie (CRAAM) (MARCON et al., 2008; KAUFMANN et al., 2008; KUDAKA, 2015), exibindo fluxos significativamente maiores do que os medidos para as faixas de frequências em microondas e sub-THz concorrentes (KAUFMANN et al., 2013; MITEVA et al., 2015; TROTTET et al., 2015). O mecanismo responsável pela emissão em 30 THz ainda é desconhecido, podendo ser de origem térmica ou não-térmica. Além disso, a análise desses eventos sugere que a emissão em 30 THz pode ser parte da mesma componente espectral observada na faixa de frequências em sub-THz.

A nova componente espectral THz cria sérias dificuldades para a interpretação do espectro de emissão em explosões solares através dos modelos geralmente utilizados para descrever a componente espectral em microondas observada na faixa de frequências abaixo de 100 GHz (DULK; DENNIS, 1982). Várias interpretações baseadas em diferentes mecanismos de emissão têm sido sugeridas para explicar a componente espectral THz (KAUFMANN et al., 1986; KAUFMANN et al., 2004; KAUFMANN et al., 2009b; SILVA et al., 2007; TROTTET et al., 2008; TROTTET et al., 2011; TROTTET et al., 2015; SAKAI et al., 2006; SAKAI; NAGASUGI, 2007; FLEISHMAN; KONTAR, 2010; ZAITSEV et al., 2013; MELNIKOV et al., 2013), mas nenhuma delas considera a componente espectral em microondas que é observada simultaneamente. Uma revisão detalhada sobre os aspectos observacionais e teóricos relacionados a esse tema pode ser encontrada em Krucker et al. (2013).

Uma possibilidade alternativa sugerida recentemente (KAUFMANN; RAULIN, 2006; KLOPF et al., 2010; KLOPF et al., 2014) é que as duas componentes espetrais podem ser produzidas por um único feixe de elétrons, segundo um mecanismo baseado no processo físico conhecido como instabilidade de *microbunching* que ocorre com feixes de elétrons de alta energia em aceleradores de laboratório. Feixes de fôtons extremamente intensos são produzidos em aceleradores de laboratório geralmente na forma de radiação síncrotron incoerente (ISR) emitida por elétrons relativísticos acelerados em campos magnéticos dipolares (GINZBURG; SYROVATSKII, 1965; SCHWINGER, 1949). Sob certas condições, perturbações físicas tais como modulações do campo magnético e interações onda-partícula podem produzir modulações de densidade no feixe de elétrons acelerados criando estruturas espaciais denominadas *microbunches* (NODVICK; SAXON, 1954; BYRD et al., 2002; CARR et al., 2002; STUPAKOV; HEIFETS, 2002; WILLIAMS, 2002; VENTURINI; WARNOCK, 2002). A formação dessas estruturas resulta na emissão de radiação síncrotron coerente (CSR) de banda larga por múltiplos elétrons em comprimentos de onda comparáveis ou maiores do que a dimensão característica dos microbunches. Devido à alta eficiência do processo, a intensidade espectral da componente CSR pode ser comparável ou maior do que a da componente ISR que maximiza em freqüências mais altas, produzindo assim um duplo-espectro semelhante ao observado em algumas explosões solares.

O objetivo deste trabalho é estudar detalhadamente o mecanismo de produção de radiação síncrotron incoerente (ISR) e radiação síncrotron coerente de banda larga (CSR) baseado no processo de instabilidade de microbunching, visando obter uma interpretação capaz de descrever consistentemente as estruturas de duplo-espectro observadas em várias explosões solares na faixa de freqüências de GHz a THz. Para tanto, foram realizadas simulações do mecanismo ISR/CSR utilizando parâmetros e distribuições de energia dos elétrons acelerados típicos de explosões solares, comparando-se os espectros obtidos com dados reais para eventos nos quais se observa as estruturas de duplo-espectro.

No Capítulo 2 são apresentados os fundamentos teóricos do processo de emissão radiativa girossíncrotronica/síncrotronica em explosões solares. No Capítulo 3 é apresentada uma revisão da literatura relacionada à observação da nova componente espectral THz e aos mecanismos de emissão propostos para a sua interpretação. No Capítulo 4 são apresentados os principais aspectos relacionados ao mecanismo de emissão ISR/CSR baseado no processo de instabilidade de microbunching. No Capítulo 5 são descritos os métodos computacionais utilizados para implementar as simulações do espectro de radiação girossíncrotronica/síncrotronica em explosões solares baseadas no mecanismo ISR/CSR. No Capítulo 6 são apresentados e discutidos os resultados obtidos nas simulações. Finalmente, no Capítulo 7 são apresentadas as conclusões.

2 Radiação Giromagnética

A radiação giromagnética é a emissão eletromagnética gerada por elétrons acelerados que espiralam ao longo de um campo magnético. Essa radiação pode ser classificada em três tipos, dependendo da energia dos elétrons envolvidos (RAMATY, 1969; DULK, 1985; BASTIAN et al., 1998). Para elétrons não-relativísticos (fator de Lorentz $\gamma \approx 1$) a emissão é denominada ciclotrônica ou giroressonância. Para elétrons moderadamente relativísticos ($2 < \gamma < 5$) a emissão é denominada girossincrotrônica. Para elétrons com energias ultra-relativísticas ($\gamma > 5$) a emissão é denominada sincrotrônica. O fator de Lorentz é dado por $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$, sendo $\beta = v/c$ onde v é a velocidade do elétron e c é a velocidade da luz.

A teoria da radiação giromagnética é bem conhecida desde o trabalho pioneiro de Schott (1912), tendo sido desenvolvida posteriormente por vários autores (SCHWINGER, 1949; TAKAKURA, 1960a; TAKAKURA, 1960b; LANDAU; LIFSHITZ, 1962; GINZBURG, 1964; GINZBURG; SYROVATSKII, 1965; MELROSE, 1968; GINZBURG; SYROVATSKI, 1969). Um formalismo matemático detalhado para a teoria da radiação giromagnética em um plasma magneto-ativo com densidade homogênea, incluindo os efeitos de auto-absorção e de supressão devida ao meio ionizado foi desenvolvido por Ramaty (RAMATY; LINGENFELTER, 1967; RAMATY, 1968; RAMATY, 1969). O formalismo foi aplicado em cálculos do espectro de emissão girossincrotrônica/sincrotrônica em explosões solares utilizando o chamado código Ramaty, baseado na solução numérica de equações integrais para os coeficientes de emissão e auto-absorção (RAMATY, 1969; HOLT; RAMATY, 1969; RAMATY; PETROSIAN, 1972; RAMATY et al., 1994). Vários autores desenvolveram trabalhos relacionados à emissão girossincrotrônica/sincrotrônica em explosões solares com base no formalismo apresentado por Ramaty, bem como sua extensão para modelos não-homogêneos e tridimensionais (TAKAKURA; SCALISE, 1970; TAKAKURA, 1972; DULK, 1973; TARNSTROM, 1976; MÄTZLER, 1978; DULK et al., 1979; PETROSIAN, 1981; DULK; MARSH, 1982; KLEIN; Trottet, 1984; KLEIN et al., 1986; KLEIN, 1987; HOLMAN et al., 2011; FLEISHMAN; MELNIKOV, 2003a; FLEISHMAN; MELNIKOV, 2003b; SIMOES, 2005; SIMÕES; COSTA, 2006; SIMOES, 2009; SIMÕES; COSTA, 2010; KUZNETSOV et al., 2011; COSTA et al., 2013).

Nas seções a seguir apresentamos uma revisão dos principais aspectos do formalismo teórico utilizado para descrever o processo de emissão radiativa girossincrotrônica/sincrotrônica em explosões solares, baseada nas referências Ramaty e Lingenfelter (1967), Ramaty (1969), Ginzburg e Syrovatskii (1965) e Pacholczyk (1970).

2.1 Índices de Refração e Coeficientes de Polarização

Consideremos uma distribuição homogênea de elétrons acelerados movendo-se em um plasma frio, homogêneo e sem colisões imerso em campo magnético externo estático e uniforme. Se a densidade de elétrons no plasma é muito maior do que a densidade de elétrons acelerados, a propagação de ondas eletromagnéticas no plasma será definida somente pelas características desse meio (RAMATY, 1969; HOLT; RAMATY, 1969). Segundo a teoria magneto-iônica (RATCLIFFE, 1959; GINZBURG, 1964), ondas eletromagnéticas podem propagar-se neste meio em dois modos, denominados ordinário e extraordinário.

Para um plasma frio e sem colisões, os índices de refração para os dois modos de propagação, como função da frequência ν e do ângulo θ entre a direção de propagação da onda e o vetor campo magnético \vec{B} , são obtidos a partir da equação de Appleton-Hartree (RATCLIFFE, 1959; STIX, 1962; GINZBURG, 1964), sendo dados por:

$$\mu_{\pm}^2(\nu, \theta) = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y^2 \operatorname{sen}^2 \theta \pm \sqrt{Y^4 \operatorname{sen}^4 \theta + 4(1-X)^2 Y^2 \operatorname{cos}^2 \theta}} , \quad (2.1)$$

onde os símbolos subscritos (+) e (-) denotam, respectivamente, os modos ordinário e extraordinário. As quantidades adimensionais X e Y são definidas em termos da frequência de plasma ν_p e da girofrequência do elétron ν_B :

$$X = \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 , \quad Y = \frac{\nu_B}{\nu} . \quad (2.2)$$

A frequência de plasma e a girofrequência do elétron são dadas por:

$$\nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}}, \quad (2.3)$$

$$\nu_B = \frac{1}{2\pi} \frac{eB}{m_e c}, \quad (2.4)$$

onde e é a carga do elétron, m_e é a massa do elétron, n_e é a densidade de elétrons no plasma, B é a intensidade do campo magnético e c é a velocidade da luz.

Os índices de refração μ_{\pm} apresentam vários cutoffs ($\mu_{\pm} = 0$) e ressonâncias ($\mu_{\pm} = \infty$). Pode-se mostrar que (PAWSEY; BRACEWELL, 1955), para $\theta \neq 0$, uma onda de frequência ν escapa da fonte emissora somente se $\nu > \nu_p$ no caso de propagação no modo ordinário ou $\nu > \nu_x$ no caso de propagação no modo extraordinário, onde

$$\nu_x = \sqrt{\nu_p^2 + \frac{\nu_B^2}{4}} + \frac{\nu_B}{2} . \quad (2.5)$$

Os coeficientes de polarização transversal $a_{\theta\pm}$ e longitudinal $a_{k\pm}$ são definidos em termos das componentes do vetor campo elétrico da radiação, sendo dados por:

$$a_{\theta\pm}(\nu, \theta) = -j \frac{E_\theta}{E_x} = \frac{2(1-X)\cos\theta}{-Y\sin^2\theta \pm \sqrt{Y^2\sin^4\theta + 4(1-X)^2\cos^2\theta}}, \quad (2.6)$$

$$a_{k\pm}(\nu, \theta) = -j \frac{E_k}{E_x} = \frac{(a_{\theta\pm}Y\cos\theta - 1)XY\sin\theta}{1 - Y^2 - (1 - Y^2\cos^2\theta)X}, \quad (2.7)$$

onde E_θ e E_x são as componentes transversais e E_k é a componente longitudinal do vetor campo elétrico.

Para uma direção de propagação arbitrária, o coeficiente de polarização transversal $a_{\theta\pm}$ é finito e maior que zero. A radiação emitida é portanto elipticamente polarizada. Para os casos específicos de propagação longitudinal ($\theta = 0$) ou transversal ($\theta = \pi/2$) a radiação torna-se circularmente e linearmente polarizada, respectivamente. Conforme mostram as Eqs. (2.6) e (2.7), o campo elétrico da radiação girossincrotrônica emitida por um plasma magneto-ativo apresenta geralmente uma componente longitudinal E_k não-nula. No entanto, a menos que seja levado em conta o acoplamento entre as oscilações longitudinais e as ondas transversais, a energia associada à componente longitudinal não escapa da fonte emissora, e portanto pode-se considerar $a_k = 0$. Para os intervalos de frequência de interesse em explosões solares ($\nu > \nu_p$ e $\nu > \nu_x$), isso não introduz erros significativos nos cálculos, uma vez que a energia associada à componente longitudinal é desprezível em comparação com a energia total irradiada.

2.2 Coeficientes de Emissão e Absorção da Radiação Girossincrotrônica

Considerando $a_k = 0$, a emissividade (potência emitida por unidade de frequência por unidade de ângulo sólido) de um elétron acelerado espiralando ao longo do campo magnético de um plasma homogêneo para os modos ordinário e extraordinário é dada por (RAMATY, 1969):

$$\begin{aligned} \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) &= \frac{2\pi e^2}{c} \nu^2 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{\mu_{\pm}}{1 + a_{\theta\pm}^2} \\ &\times \left\{ -\beta \sin\phi J'_s(x_s) + \left[a_{\theta\pm} \left(\frac{\cot\theta}{\mu_{\pm}} - \beta \frac{\cos\phi}{\sin\theta} \right) J_s(x_s) \right] \right\}^2 \\ &\times \delta \left(\nu - \frac{s\nu_B}{\gamma} - \mu_{\pm}\nu\beta \cos\phi \cos\theta \right), \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde β é a velocidade do elétron em unidades de c , γ é o fator de Lorentz, ϕ é ângulo entre o vetor velocidade do elétron e o vetor campo magnético, denominado ângulo de passo ("pitch-angle"), J_s é a função de Bessel de ordem s , cujo argumento x_s é dado por:

$$x_s = \frac{s\mu_{\pm} \sin\phi \sin\theta}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos\phi \cos\theta}. \quad (2.9)$$

A expressão para a emissividade η_{\pm} dada pela Eq. (2.8) corresponde à apresentada por (RAMATY, 1969) a menos do termo multiplicativo incorreto $(1 + \partial\mu_{\pm}/\partial\nu)$, incorporando dessa forma a correção apontada por Trulsen e Fejer (1970) e Ko e Chuang (1973).

Os coeficientes de emissão j_{\pm} e absorção κ_{\pm} para uma função de distribuição de elétrons $f(p)$ arbitrária em energia e ângulo de passo são dados por (BEKEFI, 1966; MELROSE, 1968):

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \int \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) f(p') d^3 p', \quad (2.10)$$

$$\kappa_{\pm}(\nu, \theta) = \left(\frac{c^2}{\mu_{\pm}\nu^2} \right) \int \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) \frac{1}{h\nu} [f(p) - f(p')] d^3 p'. \quad (2.11)$$

Consideremos uma fonte emissora com volume total V contendo um número de elétrons N_e com energia maior do que um dado valor mínimo. Considerando que a função de distribuição $f(p)$ pode ser separada em uma parte dependente apenas da energia $u(\gamma)$ e uma parte dependente apenas do ângulo de passo $g(\phi)$, os coeficientes de emissão j_{\pm} e absorção κ_{\pm} podem ser escritos na seguinte forma (RAMATY, 1969):

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = 2\pi \frac{N_e}{V} \int_1^{\infty} u(\gamma) d\gamma \int_{-1}^1 g(\phi) \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) d(\cos\phi), \quad (2.12)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\pm}(\nu, \theta) &= \frac{2\pi}{m_e \nu^2 \mu_{\pm}} \frac{N_e}{V} \int_1^{\infty} u(\gamma) d\gamma \int_{-1}^1 g(\phi) \eta_{\pm}(\nu, \theta, \gamma, \phi) d(\cos\phi) \\ &\times \left[-\frac{\beta\gamma^2}{u(\gamma)} \frac{d}{d\gamma} \left(\frac{u(\gamma)}{\beta\gamma^2} \right) + \frac{\mu_{\pm}\beta \cos\theta - \cos\phi}{\gamma\beta^2 \sin\phi} \frac{1}{g(\phi)} \frac{dg(\phi)}{d\phi} \right]. \end{aligned} \quad (2.13)$$

As integrais duplas em $d(\cos\theta)$ e $d\gamma$ nas equações 2.12 e 2.13 se reduzem a uma integral simples devido à função Delta de Dirac na Eq.(2.8). Para $\theta \neq \pi/2$, a função Delta de Dirac é utilizada no cálculo da integral em $d\cos\phi$, enquanto para o caso $\theta = \pi/2$ é utilizada no cálculo da integral em $d\gamma$ (RAMATY, 1969). Efetuando as integrais, obtemos:

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{BN_e}{V} \frac{e^3}{m_e c^2} G_{\pm} \left(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta \right), \quad (2.14)$$

$$\kappa_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{N_e}{BV} 4\pi^2 e H_{\pm} \left(\frac{\nu}{\nu_B}, \theta \right). \quad (2.15)$$

Para $\theta \neq \pi/2$ as funções G e H são dadas por:

$$\begin{aligned} G_{\pm} &= \frac{2\pi}{\cos\theta} \int_1^{\infty} \frac{u(\gamma)}{\beta\gamma} d\gamma \sum_{s=s_1}^{s_2} \frac{s}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos\theta \cos\phi_s} \frac{g(\phi_s)}{1 + a_{\theta\pm}^2} \\ &\times \left[-\beta \sin\phi_s J'_s(x_s) + a_{\theta\pm} \left(\frac{\cot\theta}{\mu_{\pm}} - \beta \frac{\cos\phi_s}{\sin\theta} \right) J_s(x_s) \right]^2, \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\begin{aligned} H_{\pm} &= \frac{2\pi}{\cos\theta} \int_1^{\infty} \frac{u(\gamma)}{\beta\gamma} d\gamma \sum_{s=s_1}^{s_2} \frac{s}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos\theta \cos\phi_s} \frac{g(\phi_s)}{1 + a_{\theta\pm}^2} \\ &\times \left[-\beta \sin\phi_s J'_s(x_s) + a_{\theta\pm} \left(\frac{\cot\theta}{\mu_{\pm}} - \beta \frac{\cos\phi_s}{\sin\theta} \right) J_s(x_s) \right]^2 \\ &\times \left\{ \frac{1}{\mu_{\pm}} \left(\frac{\nu_B}{\nu} \right)^2 \left[-\frac{\beta\gamma^2}{u(\gamma)} \frac{d}{d\gamma} \left(\frac{u(\gamma)}{\beta\gamma^2} \right) + \frac{\mu_{\pm}\beta \cos\theta - \cos\phi_s}{\gamma\beta^2 \sin\phi_s} \frac{1}{g(\phi_s)} \left(\frac{dg(\phi)}{d\phi} \right)_{\phi=\phi_s} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.17)$$

onde

$$x_s = \frac{s\mu_{\pm}\beta \sin\theta \sin\phi_s}{1 - \mu_{\pm}\beta \cos\theta \cos\phi_s}, \quad (2.18)$$

$$s_{1,2} = \frac{\nu}{\nu_B} \gamma (1 \pm \mu_{\pm}\beta \cos\theta), \quad (2.19)$$

$$\cos\phi_s = \frac{1 - s\nu_B/\gamma\nu}{\mu_{\pm}\beta \cos\theta}. \quad (2.20)$$

Para $\theta = \pi/2$ as funções G e H são dadas por:

$$G_{\pm} = 2\pi\mu_{\pm} \sum_{s=1}^{\infty} s\beta_s^2 u(\gamma_s) \int_{-1}^1 Y_{\pm}(\phi) g(\phi) d(\cos\phi), \quad (2.21)$$

$$\begin{aligned} H_{\pm} &= 2\pi\mu_{\pm} \sum_{s=1}^{\infty} s\beta_s^2 u(\gamma_s) \int_{-1}^1 Y_{\pm}(\phi) g(\phi) d(\cos\phi) \\ &\times \left\{ \frac{1}{\mu_{\pm}} \left(\frac{\nu_b}{\nu} \right)^2 \left[-\frac{\beta_s\gamma_s^2}{u(\gamma_s)} \frac{d}{d\gamma} \left(\frac{u}{\beta\gamma^2} \right)_{\gamma_s} - \frac{\cot\phi}{\gamma_s\beta_s^2} \frac{1}{g(\phi)} \frac{dg}{d\phi} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.22)$$

onde

$$Y_+(\phi) = [J_s(x_s)]^2 \cos^2\phi, \quad Y_-(\phi) = [J'_s(x_s)]^2 \sin^2\phi, \quad (2.23)$$

$$\gamma_s = s\nu_b/\nu, \quad \beta_s = (1 - \gamma_s^{-2})^{1/2}, \quad x_s = s\beta_s\mu_{\pm} \sin\phi. \quad (2.24)$$

2.3 Coeficientes de Emissão e Absorção da Radiação Sincrotrônica

A radiação sincrotrônica emitida por elétrons ultra-relativísticos concentra-se na região de frequências correspondentes a harmônicos de ordem n mais alta,

$$\nu_n = n \nu_B^\gamma = n \frac{eB}{\gamma m_e c} . \quad (2.25)$$

Nessa região o espectro pode ser considerado praticamente contínuo, de modo que a potência por unidade de frequência por unidade de ângulo sólido emitida por um elétron no vácuo para os modos de propagação ordinário e extraordinário (equivalente à emissividade η_\pm definida para a radiação girossincrotrônica) pode ser escrita na forma ([GINZBURG; SYROVATSKII, 1965](#); [PACHOLCZYK; JORDÁN, 1979](#)):

$$p_{\Omega+}(\nu, \theta) = \frac{3}{4\pi^2} \frac{e^3 B}{m_e c^2} \gamma \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^2 (1 + \gamma^2 \psi^2)^2 K_{2/3}^2(g_\nu) , \quad (2.26)$$

$$p_{\Omega-}(\nu, \theta) = \frac{3}{4\pi^2} \frac{e^3 B}{m_e c^2} \gamma \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^2 \gamma^2 \psi^2 (1 + \gamma^2 \psi^2) K_{1/3}^2(g_\nu) , \quad (2.27)$$

onde ψ denota o ângulo entre a direção de propagação da onda e o vetor velocidade do elétron, $K_{1/3}$ e $K_{2/3}$ são funções de Bessel modificadas de argumento imaginário e

$$g_\nu = \frac{\nu}{2\nu_c} (1 + \gamma^2 \psi^2)^{3/2} . \quad (2.28)$$

A chamada frequência crítica ν_c (que bissecciona o espectro de potência, isto é, metade da potência é emitida em frequências $\nu < \nu_c$ e metade em frequências $\nu > \nu_c$) é dada por:

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{eB \operatorname{sen}\vartheta}{m_e c} \gamma^2 , \quad (2.29)$$

onde $\vartheta = \theta - \psi$ é o ângulo entre a direção de propagação da onda e o vetor campo magnético, sendo θ o ângulo de passo entre o vetor velocidade do elétron e o vetor campo magnético. Para um elétron ultrarelativístico a radiação é concentrada principalmente no interior de um cone ao redor do vetor velocidade com pequeno ângulo de abertura $\psi \sim 1/\gamma$, de modo que $\theta \approx \vartheta$.

Para uma fonte emissora contendo N_e elétrons em um volume V com energias $E = \gamma m_e c^2$ no intervalo $E_{min} < E < E_{max}$ e distribuição isotrópica de velocidades, os coeficientes de emissão j_\pm para os modos ordinário e extraordinário são dados por: ([GINZBURG; SYROVATSKII, 1965](#); [PACHOLCZYK; JORDÁN, 1979](#))

$$j_\pm(\nu, \theta) = \frac{1}{4\pi} \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E) p_\pm(\nu, \theta) dE , \quad (2.30)$$

onde $N(E) = (N_e/V)n(E)$ é a função de distribuição de energia (número de elétrons por unidade de volume por unidade de frequência), com $n(E)$ normalizada tal que

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} n(E)dE = 1 . \quad (2.31)$$

As funções de distribuição espectral de potência p_{\pm} de um elétron (potência emitida por unidade de frequência) correspondem às integrais de $p_{\pm\Omega}$ em $d\Omega$ sobre todas as direções,

$$p_{\pm}(\nu, \theta) = \int_{4\pi} p_{\pm\Omega}(\nu, \theta)d\Omega . \quad (2.32)$$

Devido à grande anisotropia da radiação sincrotrônica, as integrações de $p_{\pm\Omega}$ em $d\Omega$ podem ser reduzidas ao setor anular definido pelo cone ao redor do vetor velocidade dentro do qual a radiação emitida se concentra. Dessa forma, podemos considerar $d\Omega \cong 2\pi \sin\theta d\psi$ e estender os limites de integração em $d\psi$ de $(-1/\gamma, 1/\gamma)$ para $(-\infty, +\infty)$ de modo que

$$p_{\pm}(\nu, \theta) \cong 2\pi \sin\theta \int_{-\infty}^{+\infty} p_{\pm\Omega}(\nu, \theta)d\psi . \quad (2.33)$$

Estas integrais podem ser escritas na forma ([WESTFOLD, 1959; GINZBURG; SYROVATSKII, 1965; PACHOLCZYK; JORDÁN, 1979](#)):

$$p_{\pm}(\nu, \theta) = \int_{4\pi} p_{\pm\Omega}(\nu, \theta)d\Omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{e^3}{m_e c^2} B \sin\theta [F(x) \pm G(x)] , \quad (2.34)$$

onde as funções $F(x)$ e $G(x)$ são dadas por

$$F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(z)dz , \quad G(x) = xK_{2/3}(x) , \quad (2.35)$$

com $x = \nu/\nu_c$. Dessa forma, a potência total por unidade de frequência emitida por um elétron em ambos os modos de propagação é dada por:

$$p(\nu, \theta) = p_+(\nu, \theta) + p_-(\nu, \theta) = \sqrt{3} \frac{e^3}{m_e c^2} B \sin\theta F(x) . \quad (2.36)$$

Portanto, os coeficientes de emissão j_{\pm} são dados por:

$$j_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e c^2} B \sin\theta \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E) [F(x) \pm G(x)] dE . \quad (2.37)$$

O coeficiente de emissão total é dado por:

$$j(\nu, \theta) = j_+(\nu, \theta) + j_-(\nu, \theta) = \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e c^2} B \sin\theta \int_{E_{min}}^{E_{max}} N(E) F(x) dE . \quad (2.38)$$

Para o cálculo dos coeficientes de absorção κ_{\pm} da radiação sincrotônica, considerase os processos de emissão e absorção estimulada de fótons de energia $h\nu$ por elétrons ultrarelativísticos em um campo magnético durante as transições entre dois níveis de energia E e $E + h\nu$ (PACHOLCZYK; JORDÁN, 1979). A taxa de variação da densidade de fótons para uma distribuição isotrópica de elétrons é dada por:

$$\left[B_{\pm}^{(21)} N(E + h\nu) - B_{\pm}^{(12)} N(E) \right] p_{\pm}(\nu, \theta), \quad (2.39)$$

onde $B_{\pm}^{(12)}$ e $B_{\pm}^{(21)}$ são os coeficientes de Einstein para os modos ordinário e extraordinário.

Utilizando a relação de Einstein $B_{\pm}^{(12)} = B_{\pm}^{(21)}$, obtemos:

$$\kappa_{\pm}(\nu) = -\frac{c^2}{2\nu^2} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e c^2} B \operatorname{sen}\theta \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^2 \frac{d}{dE} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right) [F(x) \pm G(x)] dE, \quad (2.40)$$

O coeficiente de absorção médio é dado por:

$$\kappa(\nu) = \frac{1}{2} [k_+(\nu, \theta) + k_-(\nu, \theta)] = -\frac{c^2}{2\nu^2} \frac{\sqrt{3}}{4\pi} \frac{e^3}{m_e c^2} B \operatorname{sen}\theta \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^2 \frac{d}{dE} \left(\frac{N(E)}{E^2} \right) F(x) dE. \quad (2.41)$$

2.4 Efeito Razin

O efeito de supressão da emissão girossincrotrônica/sincrotronica em explosões solares para baixas frequências devido à influência do plasma magneto-ativo ionizado, conhecido como Efeito Razin (RAMATY; LINGENFELTER, 1967; RAMATY, 1968; RAMATY, 1969), pode ser convenientemente descrito através do parâmetro α_R definido como

$$\alpha_R = \frac{3}{2} \frac{\nu_B}{\nu_p}. \quad (2.42)$$

Em termos desse parâmetro, a radiação girossincrotrônica/sincrotronica emitida por um elétron relativístico com fator de Lorentz γ será fortemente suprimida em baixas frequências se $\alpha_R \gamma < 1$, não sendo afetada se $\alpha_R \gamma \gg 1$. Dessa forma, o efeito de supressão devido à influência do meio ionizado será significativo para frequências ν menores que a chamada frequência de Razin ν_R , dada por:

$$\nu_R = \frac{2}{3} \frac{\nu_p^2}{\nu_B \operatorname{sen}\theta} \approx 20 \frac{N}{B \operatorname{sen}\theta}. \quad (2.43)$$

No caso da radiação sincrotrônica emitida por um elétron ultra-relativístico, o efeito Razin é incorporado modificando-se a Eq. (2.34) para a distribuição espectral de potência (RAMATY; LINGENFELTER, 1967):

$$p'_\pm(\nu, \theta) = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{e^3}{m_e c^2} B \operatorname{sen}\theta \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right) [F(\nu/\nu'_c) \pm G(\nu/\nu'_c)] , \quad (2.44)$$

onde

$$\frac{\gamma'}{\gamma} = \left[1 + \frac{1 - 1/\gamma^2}{\alpha_R^2 \gamma^2 (\nu/\nu_c)^2} \right]^{-1/2} = \left[1 + \frac{9}{4} \frac{\gamma^2 - 1}{\alpha_R^2 (\nu/\nu_B)^2} \right]^{-1/2} , \quad (2.45)$$

$$\nu'_c = \nu_c \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right)^3 . \quad (2.46)$$

Com essa modificação, a potência total por unidade de frequência emitida em ambos os modos de propagação será dada por:

$$p'(\nu, \theta) = p'_+(\nu, \theta) + p'_-(\nu, \theta) = \sqrt{3} \frac{e^3}{m_e c^2} B \operatorname{sen}\theta \left(\frac{\gamma'}{\gamma} \right) F(\nu/\nu'_c) . \quad (2.47)$$

Pode-se notar claramente a partir das Eqs. (2.47), (2.45) e (2.46) que a supressão devida à influência do meio ionizado torna-se significativa quando $\gamma'/\gamma \ll 1$, o que ocorre para $\alpha_R^2 \gamma^2 (\nu/\nu_c)^2 \ll 1$.

2.5 Transferência Radiativa

A propagação da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica em um plasma magnetoativo ionizado pode ser descrita convenientemente utilizando-se os chamados parâmetros de Stokes I , Q , U e V . Esses parâmetros são geralmente determinados a partir da solução das equações de transferência radiativa para as intensidades específicas dos modos ordinário e extraordinário, I_+ e I_- , e para as relações de fase $I_s = (I_+ I_-)^{1/2} \operatorname{sen} \delta$ e $I_c = (I_+ I_-)^{1/2} \cos \delta$, onde δ é a diferença de fase entre os dois modos (RAMATY, 1969). Conforme observado anteriormente, uma vez que a componente longitudinal do campo elétrico é considerada nula o campo de radiação é determinado completamente pelas componentes transversais.

O acoplamento entre os modos ordinário e extraordinário, determinado pelas relações de fase I_s e I_c , torna a solução das equações de transferência radiativa bastante complicadas. Para a radiação girossincrotrônica/sincrotrônica, que ocorre geralmente em frequências ν comparáveis à frequência de plasma ν_p e à girofrequência ν_B e que correspondem a comprimentos de onda λ muito maiores que as dimensões lineares da fonte, a chamada rotação de Faraday é grande de modo que $I_s = I_c = 0$. Nesse caso, os

modos ordinário e extraordinário propagam-se independentemente e portanto as equações de transferência radiativa para I_+ e I_- tornam-se desacopladas, podendo ser escritas de forma simples em termos dos coeficientes de emissão e absorção j_{\pm} e κ_{\pm} (RAMATY, 1969):

$$\frac{dI_{\pm}(\nu, \theta)}{dz} + \kappa_{\pm}(\nu, \theta)I_{\pm}(\nu, \theta) = j_{\pm}(\nu, \theta) . \quad (2.48)$$

Para um fonte homogênea, as soluções das Eqs. (2.49) são dadas por:

$$I_{\pm}(\nu, \theta) = \frac{j_{\pm}(\nu, \theta)}{\kappa_{\pm}(\nu, \theta)} \{1 - \exp[-\kappa_{\pm}(\nu, \theta)L]\} , \quad (2.49)$$

onde L é dimensão da fonte ao longo da linha de visada.

No caso da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica emitida em explosões solares, a quantidade medida experimentalmente em observações realizadas na Terra é a densidade de fluxo (potência por unidade de área por unidade de frequência). Consideremos uma fonte homogênea com volume $V = AL$, sendo $A = \Omega R^2$ a área efetiva, onde Ω é o ângulo sólido subentendido pela fonte conforme observada da Terra e $R = 1 \text{ UA}$ (unidade astronômica) é a distância Sol-Terra. A densidade de fluxo observada na Terra para os modos ordinário e extraordinário é dada por:

$$F_{\pm}(\nu, \theta) = I_{\pm}(\nu, \theta)\Omega = \frac{A}{R^2} \frac{j_{\pm}(\nu, \theta)}{\kappa_{\pm}(\nu, \theta)} \{1 - \exp[-\kappa_{\pm}(\nu, \theta)L]\} . \quad (2.50)$$

O parâmetro $\tau_{\pm} = \kappa_{\pm}(\nu, \theta)L$, denominado profundidade óptica, define a chamada opacidade da fonte. Para $\tau_{\pm} \gg 1$, a fonte é dita opticamente espessa tal que a densidade de fluxo é dada por $F_{\pm}(\nu, \theta) = [j_{\pm}(\nu, \theta)/\kappa_{\pm}(\nu, \theta)]A/R^2$. Para $\tau_{\pm} \ll 1$, a fonte é dita opticamente fina tal que tal que a densidade de fluxo é dada por $F_{\pm}(\nu, \theta) = j_{\pm}(\nu, \theta)V/R^2$.

3 Componente THz e o Duplo-Espectro em Explosões Solares

Explosões solares tem sido investigadas em frequências cobrindo todo o espectro eletromagnético, de ondas de rádio até raios- γ , tanto através de observações terrestres quanto espaciais, fornecendo informações consideráveis sobre os processos de liberação de energia e aceleração de partículas em regiões ativas. No entanto, a emissão na faixa que vai de ondas submilimétricas até o infravermelho (frequências sub-THz e THz) tem sido observada de forma sistemática apenas recentemente (KAUFMANN et al., 2002; KAUFMANN et al., 2004; KAUFMANN et al., 2009a; KAUFMANN et al., 2013; KAUFMANN et al., 2015; SILVA et al., 2007; MITEVA et al., 2015; FERNANDES et al., 2015). Apesar disso, as poucas observações realizadas nessa faixa de comprimentos de onda têm revelado resultados inesperados, dando origem a problemas de interpretação e controvérsias que permanecem sem solução.

O telescópio SST (*Solar Submillimeters Telescope*), instalado no observatório de El Leoncito nos Andes Argentinos a 2550 m de altitude, foi desenvolvido para estender as observações de explosões solares na faixa de rádio para frequências acima de 100 GHz (KAUFMANN et al., 2001). Para complementar essas observações, posteriormente foram desenvolvidos e instalados em El Leoncito dois rádio-polarímetros solares operando em 45 e 90 GHz (VALIO et al., 2013). Observações recentes de explosões solares realizadas com o SST em frequências sub-THz (0.2 e 0.4 THz) e com os rádio-polarímetros têm mostrado claras evidências de uma nova componente espectral com fluxos crescentes com a frequência na faixa de sub-THz (KAUFMANN et al., 2002; KAUFMANN et al., 2004; KAUFMANN et al., 2009a; KAUFMANN et al., 2009b; KAUFMANN et al., 2011; KAUFMANN, 2012; SILVA et al., 2007; FERNANDES et al., 2015).

Essa nova componente ocorre simultaneamente mas é distinta da bem conhecida componente em microondas com máximo em frequências de algumas dezenas de GHz. Uma tendência espectral semelhante também foi sugerida durante certas fases da evolução temporal em outros eventos observados (RAULIN et al., 2004; Trottet et al., 2011; LÜTHI et al., 2004). Observações anteriores de explosões solares na faixa de frequências abaixo de 100 GHz já sugeriam essa característica de duplo-espectro (SHIMABUKURO, 1970; CROOM, 1971; AKABANE et al., 1973; ZIRIN; TANAKA, 1973; ROY, 1979; KAUFMANN et al., 1985; WHITE et al., 1992).

Os resultados surpreendentes obtidos nas observações em frequências sub-THz motivaram o desenvolvimento de novos telescópios para observar explosões solares na faixa superior de frequências THz (a banda 8 μm - 15 μm denominada infravermelho médio),

para a qual a atmosfera terreste se torna transparente (LORD et al., 1992). A maioria das observações em solo realizadas anteriormente para a banda do infravermelho médio referem-se ao Sol calmo e regiões quiescentes (TURON; LÉNA, 1970; LINDSEY; HEASLEY, 1981; GEZARI, 1999; MARCON et al., 2008) bem como a medidas de campo magnético em regiões ativas baseada em espectroscopia Zeeman (JENNINGS et al., 2002; SONNABEND et al., 2006). Recentemente um telescópio óptico único e relativamente simples para detectar explosões solares em 30 THz foi projetado e instalado no observatório de El Leoncito (MELO et al., 2006; MELO et al., 2009; MARCON et al., 2008; KAUFMANN et al., 2008; CASSIANO et al., 2010). Um telescópio semelhante também foi instalado no CRAAM (KUDAKA, 2015). As observações com os dois telescopios são realizadas com cadência de 5 frames/s e resolução espacial de aproximadamente 15" de arco, correspondendo ao disco de *Airy* definido pelo limite do ângulo de difração do refletor primário.

A densidade de fluxo em 30 THz é derivada a partir do excesso de temperatura de brilho observado com relação ao nível fotosférico, considerando que o tamanho da fonte é da ordem ou menor que o disco de *Airy* e que a aproximação de Rayleigh-Jeans para a lei de Planck é válida para a emissão em 30 THz. Três explosões impulsivas e contínuas foram observadas em 30 THz utilizando esses telescopios (KAUFMANN et al., 2013; MITEVA et al., 2015; KAUFMANN et al., 2015), com níveis de fluxo consideravelmente maiores que os medidos para os mesmos eventos em frequências micro-ondas e sub-THz, confirmando assim a presença da componente espectral THz.

A nova componente espectral THz cria sérias dificuldades para a interpretação do espectro de emissão em explosões solares através dos modelos geralmente utilizados para descrever a componente espectral em microondas observada na faixa de frequências abaixo de 100 GHz (DULK; DENNIS, 1982), tais como o paradoxo do número de elétrons, a estrutura temporal rápida e a polarização da emissão (KAUFMANN et al., 2004). Uma revisão detalhada sobre os aspectos observacionais e teóricos relacionados a esse tema pode ser encontrada em Krucker et al. (2013).

3.1 Observações

Nesta seção descrevemos os dois eventos que serão analisados sob o ponto de vista do mecanismo ISR/CSR baseado na instabilidade de microbunching na próxima etapa deste trabalho: as explosões solares de 04 de Novembro de 2003 e 27 de outubro de 2014.

3.1.1 Explosão Solar de 04 de Novembro de 2003

A explosão solar de 04 de Novembro de 2003 (SOL2003-11-04 T19:44) ocorreu na região ativa NOAA 0486 com coordenadas heliográficas S19W83, fornecendo a primeira evidência indiscutível da nova componente espectral THz ([KAUFMANN et al., 2004](#)). Foi o maior evento já detetado, com classificação estimada como sendo maior que X28 devido à saturação dos detectores do Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES). Na Fig. (1) são mostrados os perfis temporais correspondentes às observações do evento em 15.6 GHz pelo Owens Valley Solar Array (OVSA) e em 212 GHz e 405 GHz pelo SST.

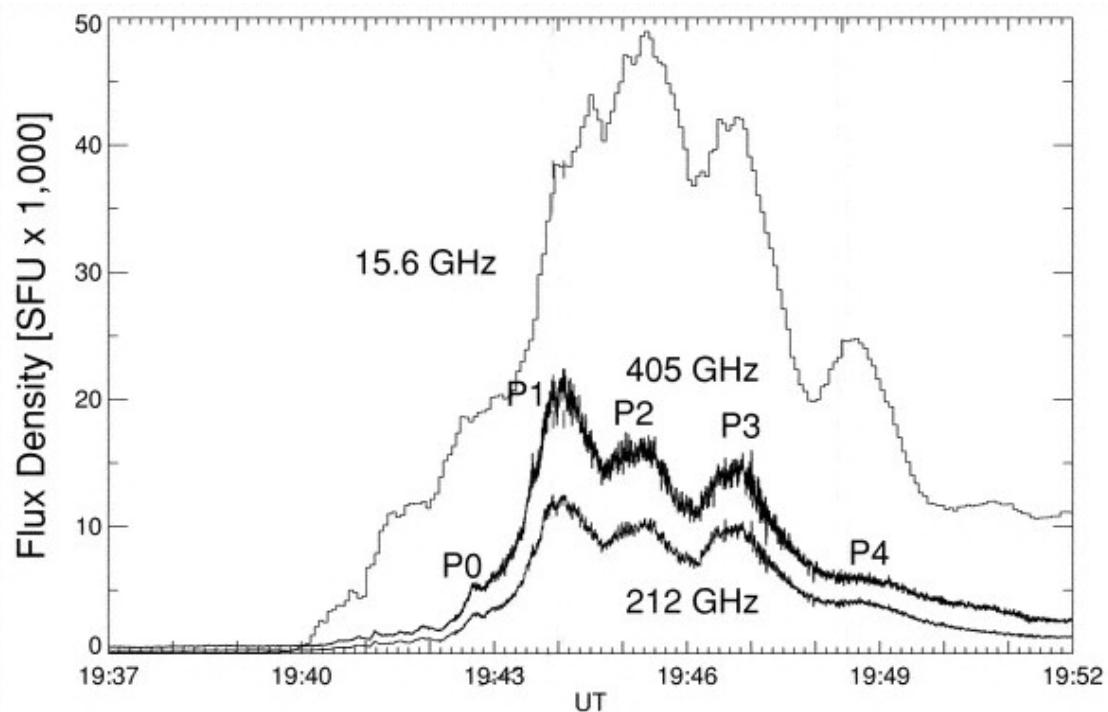


Figura 1 – Perfis temporais da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 correspondentes às observações em 15.6 GHz pelo *Owens Valley Solar Array* (OVSA) e em 212 GHz e 405 GHz pelo SST. Adaptado de ([KAUFMANN et al., 2004](#)).

Na Fig. (2) são mostrados os espectros em frequência para as estruturas temporais P1 (19:44:00 UT) e P4 (19:48:20 UT) correspondentes às observações na faixa de 1.2 GHz a 18 GHz pelo OVSA, em 212 GHz e 405 GHz pelo SST e em 44 GHz pelo rádio telescópio de Itapetinga (apenas para a estrutura P4). Conforme pode-se observar, para ambas as estruturas temporais P1 e P4 a densidade de fluxo em 405 GHz é significativamente maior do que em 212 GHz, indicando claramente um fluxo crescente com máximo de emissão espectral situado na faixa de THz.

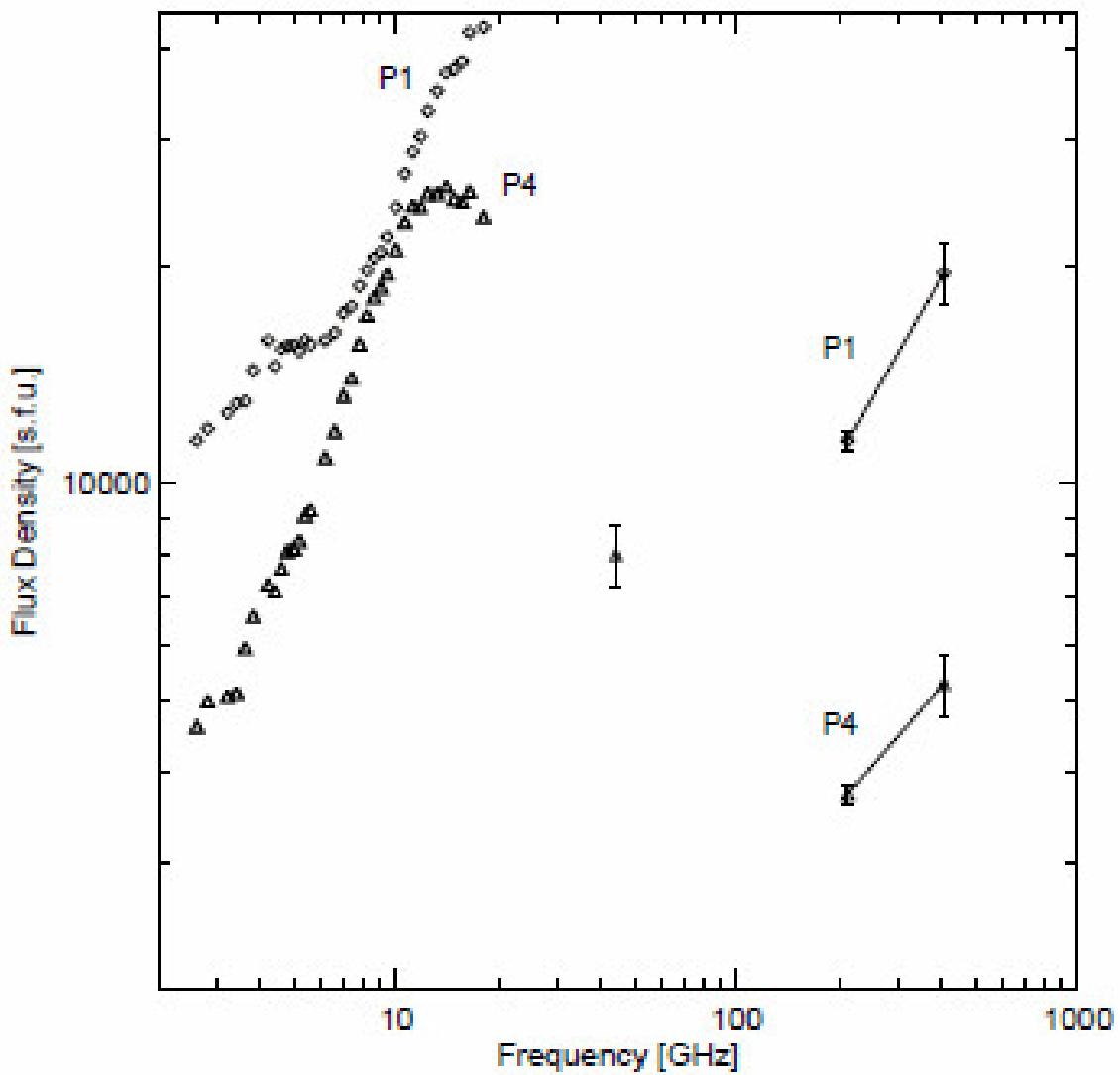


Figura 2 – Espectros da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 para as estruturas temporais P1 (19:44:00 UT) e P4 (19:48:20 UT) correspondentes às observações na faixa de 1.2 GHz a 18 GHz pelo OVSA, em 212 GHz e 405 GHz pelo SST e em 44 GHz pelo rádio telescópio de Itapetinga (apenas para a estrutura P4). Adaptado de (KAUFMANN et al., 2004).

3.1.2 Explosão Solar de 27 de Outubro de 2014

A explosão solar de 27 de Outubro de 2014 (SOL2014-10-27 T14:22) ocorreu na região ativa NOAA 2192 com coordenadas heliográficas S18W57. Foi um evento classe GOES X2.0, observado em 30 THz pelo telescópio óptico instalado no CRAAM durante vários minutos em torno do seu máximo e simultaneamente em micro-ondas pelo Radio Solar Telescope Network (RSTN), em raios-X de baixa e alta energia pelo Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI), em luz branca pelo Helioseismic and Magnetic Imager do Solar Dynamics Observatory (SDO/HMI), em 212 e 405 GHz pelo SST e em H- α pelo H-Alpha Solar Telescope of Argentina (HASTA). A densidade de fluxo em 30 THz no pico de emissão, derivada a partir do aumento de temperatura de brilho observado com relação ao nível fotosférico, foi estimado em ~ 35000 SFU ($1\text{ SFU} = 10^{-22}\text{ W.m}^{-2}.\text{Hz}^{-1}$) com uma incerteza da ordem de 25 % ([KAUFMANN et al., 2015](#)).

Na Fig. (3) é mostrado o espectro em frequência completo na faixa de microondas a THz para o máximo de emissão (14:22:00 UT), exibindo claramente uma estrutura de duplo-espectro.

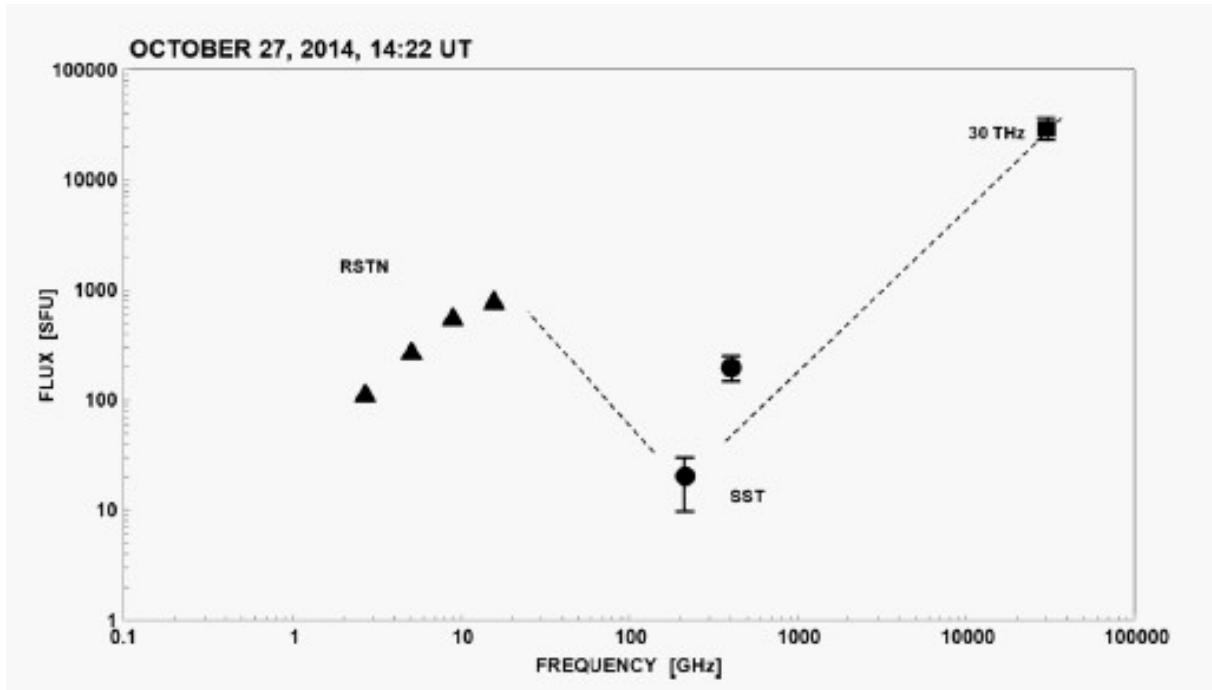


Figura 3 – Espectro completo em frequência da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 na faixa de microondas a THz para o máximo de emissão (14:22:00 UT). Adaptado de ([KAUFMANN et al., 2015](#)).

3.2 Mecanismos

A origem da nova componente espectral THz ainda é desconhecida, constituindo um problema que transcende a aplicação dos modelos geralmente utilizados para descrever o espectro de emissão em explosões solares. Nesses modelos, os processos de geração de energia na fase impulsiva são geralmente atribuídos a uma população de elétrons moderadamente relativísticos e relativísticos que produzem microondas por emissão giro-síncrotron/síncrotron e raios-X por *bremssstrahlung* em regiões mais densas da atmosfera solar (DULK; DENNIS, 1982).

Vários mecanismos, baseados em diferentes processos de emissão, têm sido sugeridos para explicar a componente espectral THz, a maioria envolvendo a aceleração de partículas até altas energias, tais como:

- efeito Compton inverso no campo da radiação sincrotrônica emitida por elétrons ultra-relativísticos (KAUFMANN et al., 1986);
- emissão de radiação sincrotrônica por elétrons ultra-relativísticos (KAUFMANN et al., 2004; SILVA et al., 2007; TROTTET et al., 2008; KAUFMANN et al., 2009b);
- emissão de radiação sincrotrônica por pósitrons ultra-relativísticos (SILVA et al., 2007; TROTTET et al., 2008);
- emissão free-free (*bremssstrahlung*) por de elétrons térmicos (TROTTET et al., 2008; KAUFMANN et al., 2009b; TROTTET et al., 2011; TROTTET et al., 2015);
- emissão de ondas de Langmuir geradas por feixes de elétrons ou prótons em regiões ativas mais densas (SAKAI et al., 2006; SAKAI; NAGASUGI, 2007; FLEISHMAN; KONTAR, 2010; ZAITSEV et al., 2013);
- emissão de radiação Vavilov–Cherenkov por elétrons de alta energia em um plasma cromosférico parcialmente ionizado (FLEISHMAN; KONTAR, 2010);
- emissão de radiação girossincrotrônica por elétrons moderadamente relativísticos, incluindo o efeito Razin e efeitos devidos a inhomogeneidades da distribuição espacial de elétrons (MELNIKOV et al., 2013).

Conforme observado por Fleishman e Kontar (2010), é possível que a componente espectral THz seja produzida por dois ou mais mecanismos atuando ao mesmo tempo. Além disso, é importante notar que os mecanismos citados acima para interpretar a componente espectral THz não consideram a componente espectral em microondas que é observada simultaneamente.

Uma possível interpretação assume um cenário particular para o local de aceleração em que um feixe de elétrons é injetado em dois arcos magnéticos diferentes, emitindo radiação girossincrotrônica em frequências de microondas no arco mais alto com campo magnético menos intenso e radiação sincrotrônica em frequências sub-THz no arco mais baixo com campo magnético mais intenso (SILVA et al., 2007). No entanto, esta interpretação demanda uma seleção crítica de parâmetros, próximos de condições físicas limites para o local de aceleração sugeridas por certas observações de explosões solares.

Uma possibilidade alternativa, explorada no desenvolvimento deste trabalho, é que as duas componentes espectrais podem ser produzidas por um único feixe de elétrons segundo um mecanismo baseado no processo físico conhecido como instabilidade de *microbunching*, que ocorre com feixes de elétrons de alta energia em aceleradores de laboratório. No capítulo seguinte, apresentamos uma discussão detalhada deste mecanismo.

4 Microbunching e o Mecanismo ISR/CSR

Feixes de fótons extremamente intensos, geralmente na forma de radiação sincrotrônica incoerente (ISR), são produzidos em aceleradores de laboratório por elétrons altamente relativísticos movendo-se através de um campo magnético dipolar (SCHWINGER, 1949; GINZBURG; SYROVATSKIĬ, 1965). Muitas técnicas tem sido desenvolvidas com o objetivo de aumentar ainda mais a intensidade dos feixes de fótons ISR, tal como o uso de estruturas magnéticas periódicas conhecidas como dispositivos de inserção, que são sistemas de múltiplos magnetos dipolares com polaridades alternadas (MOTZ, 1951; MOTZ; WALSH, 1962; FRIEDMAN; HERNDON, 1973).

Sob certas condições, instabilidades devidas a não-homogeneidades do campo magnético ou a interações onda-partícula que surgem do *feedback* entre o dispositivo de inserção, o campo de radiação e o feixe de elétrons, podem produzir modulações da densidade de elétrons, criando estruturas espaciais chamadas de *microbunches* (NODVICK; SAXON, 1954; BYRD et al., 2002; CARR et al., 2002; STUPAKOV; HEIFETS, 2002; WILLIAMS, 2002; VENTURINI; WARNOCK, 2002). Conforme ilustrado na Fig. (4), em comprimentos de onda comparáveis ou maiores que o tamanho do *microbunch*, o campo-próximo (*near-field*) da radiação emitida por cada elétron envolve toda a estrutura de *microbunch*, resultando em uma interação coerente de múltiplas partículas que produz a emissão de radiação sincrotrônica coerente (CSR) de banda larga. Este processo é de tal eficiência que a brilhância espectral da componente CSR produzida é comparável ou até maior que a da componente ISR que maximiza em altas frequências, produzindo assim um duplo-espectro.

O espectro da radiação sincrotrônica emitida por um *microbunch* de elétrons ultra-relativísticos acelerados em um campo magnético dipolar pode ser derivado generalizando-se o resultado para a radiação de único elétron obtido a partir da teoria clássica da eletrodinâmica (SCHWINGER, 1949; JACKSON, 1998; GINZBURG; SYROVATSKIĬ, 1965; PACHOLCZYK; JORDÁN, 1979) para o caso de um sistema com múltiplos elétrons (WILLIAMS et al., 1989; HIRSCHMUGL et al., 1991; HULBERT; WILLIAMS, 1998; CARR et al., 2002; WILLIAMS, 2002; WILLIAMS, 2006). Consideremos um feixe discreto de elétrons ultra-relativísticos monoenergéticos movendo-se em órbita circular através de um campo magnético dipolar perpendicular ao plano da órbita, como geralmente ocorre em aceleradores de laboratório. A intensidade específica para a radiação sincrotrônica emitida por um único elétron (em unidades do sistema CGS) é dada por:

$$I_e(\nu) = \frac{3e^2}{2\pi c} \gamma^2 \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^2 \left[(1 + \gamma^2 \psi^2)^2 K_{2/3}^2(g_\nu) + \gamma^2 \psi^2 (1 + \gamma^2 \psi^2) K_{1/3}^2(g_\nu) \right], \quad (4.1)$$

onde g_ν e ν_c são dados respectivamente pelas Eqs. (2.28) e (2.29) com o ângulo de passo $\theta = \pi/2$ (uma vez que o plano da órbita é perpendicular ao campo magnético).

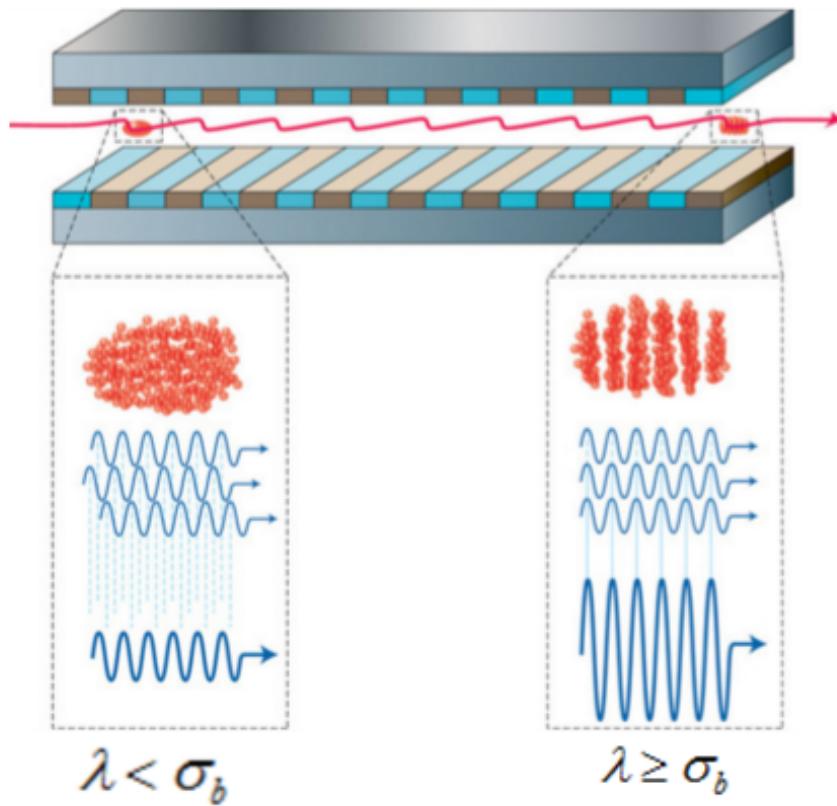


Figura 4 – Representação da interação coerente dos elétrons na estrutura de *microbunch* que produz a emissão de radiação sincrotrônica coerente (CSR). Adaptado de (MCNEIL; THOMPSON, 2010)

Desprezado-se os efeitos devidos ao tamanho finito e a divergência angular do feixe de elétrons e considerando $\psi = 0$ (KIM, 2001) podemos escrever:

$$I_e(\nu) = \frac{3e^2}{2\pi c} \gamma^2 \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^2 K_{2/3}^2 \left(\frac{\nu}{2\nu_c} \right). \quad (4.2)$$

Em um cenário típico de aceleradores de laboratório, com feixes de elétrons ultra-relativísticos monoenergéticos e *microbunches* discretos, a intensidade específica da radiação sincrotrônica emitida por um *microbunch* contendo um número N_e de elétrons é dada por (SCHIFF, 1946; NODVICK; SAXON, 1954):

$$\frac{d^2W}{d\nu d\Omega} = \{N_e[1 - f(\nu)] + N_e^2 f(\nu)\} I_e(\nu), \quad (4.3)$$

onde $f(\nu)$ é um fator de forma definido pelo tamanho e formato da estrutura de *microbunch*, dado pelo quadrado da Transformada de *Fourier* da função normalizada de distribuição espacial longitudinal de carga do *microbunch*, $S(z)$:

$$f(\nu) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[i \frac{2\pi\nu(\hat{n} \cdot z)}{c} \right] S(z) dz \right|^2. \quad (4.4)$$

Em aceleradores de laboratório geralmente considera-se que a estrutura de *microbunch* possui forma gaussiana com escala de comprimento característica σ_b , tal que o fator de forma $f(\nu)$ é dado por:

$$f(\nu) = \exp \left[-\frac{4\pi^2\nu^2\sigma_b^2}{c^2} \right] = \exp \left[-\frac{4\pi^2\sigma_b^2}{\lambda^2} \right], \quad (4.5)$$

onde λ é o comprimento de onda da radiação correspondente à frequência ν . Em termos de uma escala de largura temporal característica, definida por $\tau_b = \sigma_b/c$, o fator de forma gaussiano pode ser escrito como:

$$f(\nu) = \exp \left[-4\pi^2\nu^2\tau_b^2 \right]. \quad (4.6)$$

No caso da modelagem de explosões solares, as estruturas de *microbunch* podem assumir formas mais complexas. Simulações foram realizadas utilizando-se estruturas de *microbunch* com formas diferentes (KLOPF et al., 2010; KLOPF et al., 2014), obtendo-se bons ajustes para fatores de forma do tipo secante hiperbólica:

$$f(\nu) = \operatorname{sech} \left(\frac{\pi\nu\sigma_b}{2c} \right) = \operatorname{sech} \left(\frac{\pi\nu\tau_b}{2} \right). \quad (4.7)$$

O fator de forma do tipo secante hiperbólica é muito semelhante ao do tipo gaussiano mas apresenta uma cauda maior, resultando em um pico menos acentuado para a componente CSR que melhora o ajuste dos espectros. A Fig. (5) mostra a comparação entre os fatores de forma do tipo gaussiano e do tipo secante hiperbólica calculados respectivamente com $\tau_b = 10 \text{ ps}$ e $\tau_b = 25 \text{ ps}$.

Uma análise simples da Eq. (4.3) fornece um entendimento claro do princípio básico subjacente ao mecanismo ISR/CSR para a produção do duplo-espectro de emissão. O fator de forma $f(\nu)$ determina a faixa de frequências em que ocorre o reforço coerente da emissão sincrotrônica. Para frequências correspondentes a comprimentos de onda muito pequenos em comparação com a escala de comprimento característica σ_b da estrutura de *microbunch*, $f(\nu) \rightarrow 0$ tal que a intensidade específica é dominada pelo termo proporcional a N_e , que corresponde à bem conhecida componente ISR. Para frequências correspondentes a comprimentos de onda comparáveis ou maiores que a escala de comprimento característica σ_b da estrutura de *microbunch*, $f(\nu) \rightarrow 1$ tal que a intensidade específica é dominada pelo termo proporcional a N_e^2 , que corresponde à componente CSR de banda larga.

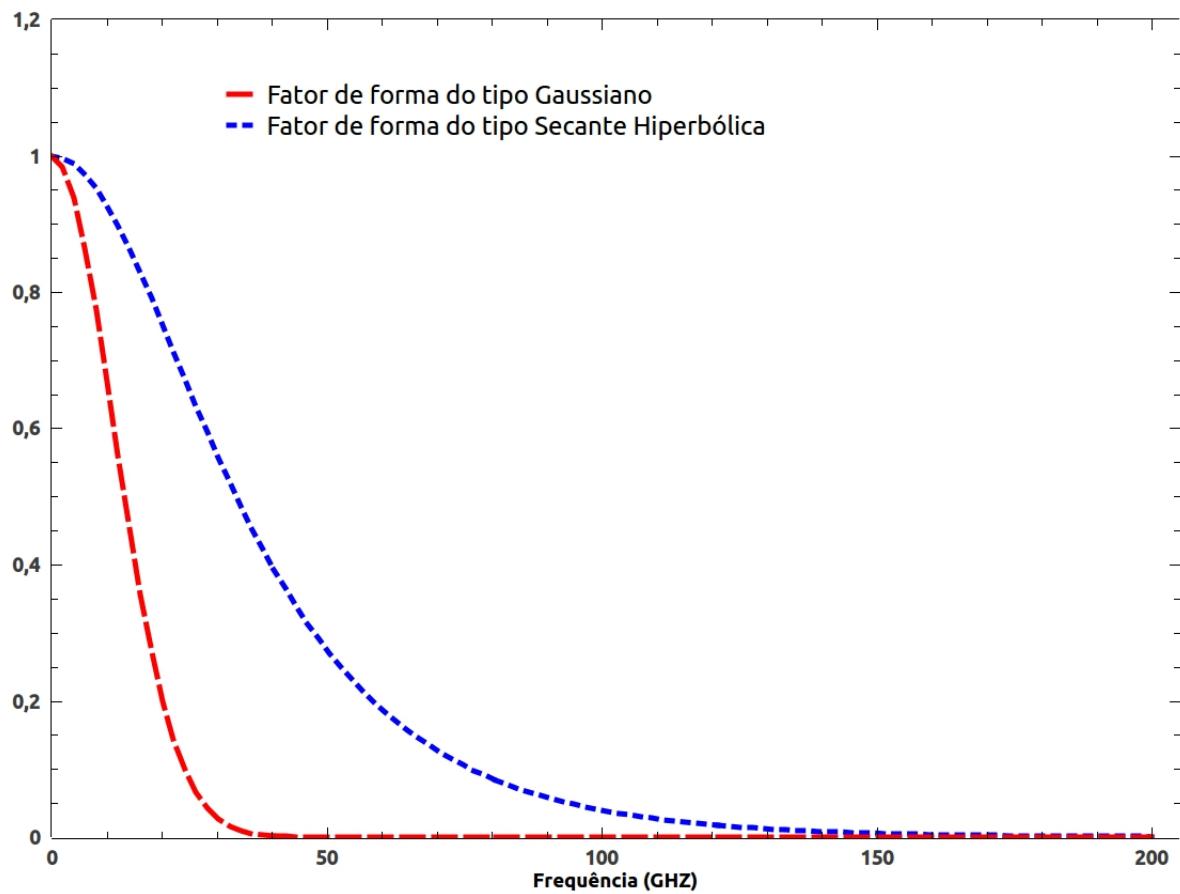


Figura 5 – Comparaçao entre os fatores de forma do tipo gaussiano e do tipo secante hiperbólica calculados respectivamente com $\tau_b = 10\text{ ps}$ e $\tau_b = 25\text{ ps}$.

A Fig. (6) mostra o espectro ISR/CSR computado para um cenário típico de aceleradores de laboratório, no qual um feixe monoenergético contendo $N_e = 8 \times 10^8$ elétrons com energia $E = 125$ MeV acelerados em um campo magnético dipolar de intensidade $B = 1000$ G é comprimido em um *microbunch* de formato gaussiano com três valores diferentes para a escala de largura temporal característica, $\tau_b = 10$ ps, 1 ps e 100 fs. Conforme pode-se notar, o pico da componente espectral CSR se desloca para frequências mais altas à medida que a escala de largura temporal característica τ_b diminui, enquanto a componente espectral ISR permanece inalterada.

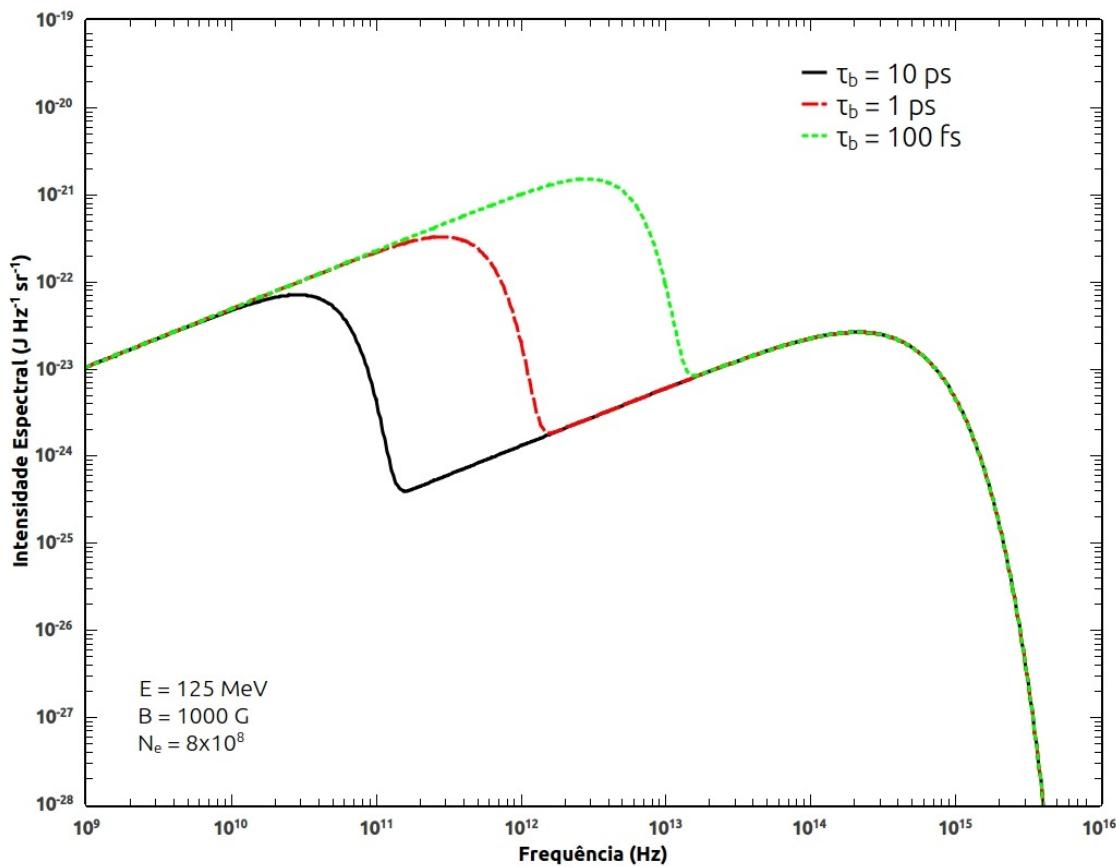


Figura 6 – Espectro ISR/CSR para um feixe monoenergético de elétrons acelerados em um campo magnético dipolar, comprimido em um *microbunch* de formato gaussiano com escalas de largura temporal característica $\tau_b = 10$ ps, 1 ps, 100 fs.

A Fig. (7) mostra o espectro ISR/CSR computado para o mesmo cenário, fixando a largura temporal característica em $\tau_b = 1$ ps e variando a intensidade do campo magnético, $B = 300$, 1000 e 2000 G. Nesse caso, o pico da componente espectral ISR se desloca para frequências mais altas à medida que a intensidade do campo magnético B aumenta, enquanto a componente espectral CSR é apenas ligeiramente modificada.

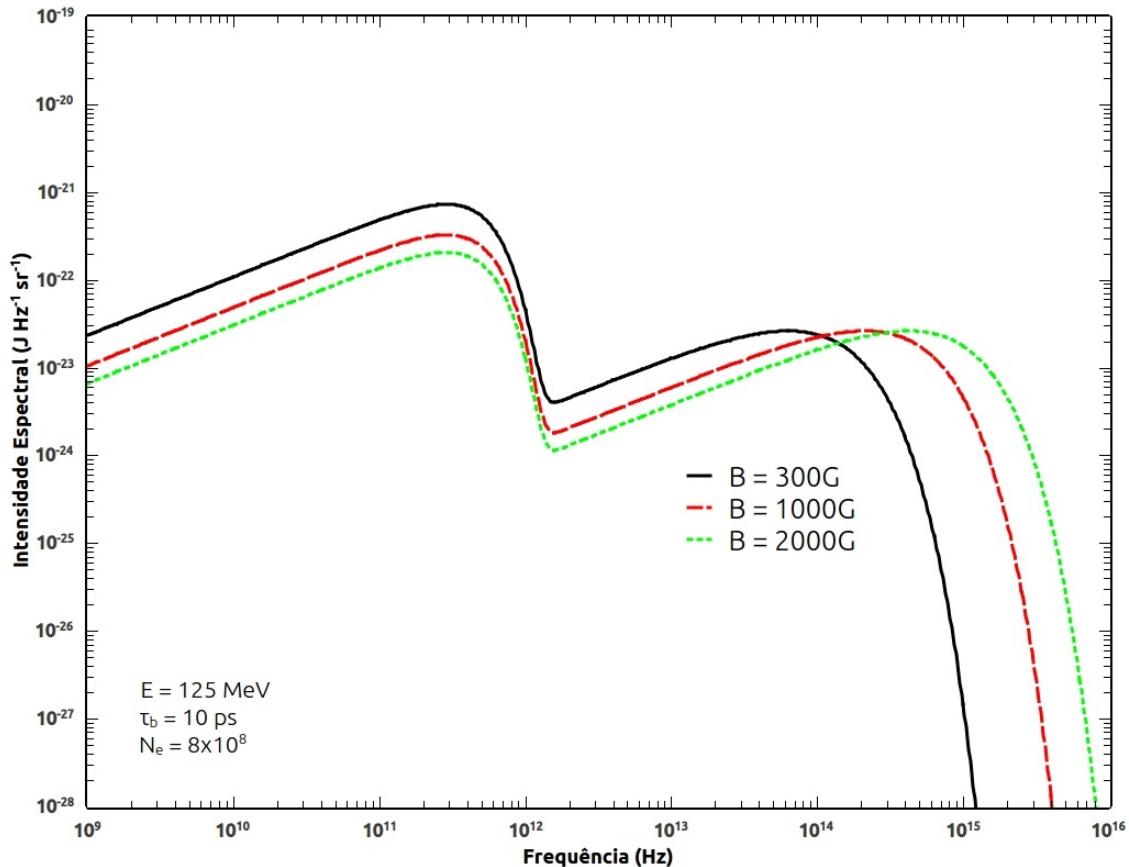


Figura 7 – Espectro ISR/CSR para um feixe monoenergético de elétrons acelerados ($N_e = 8 \times 10^8$; $E = 125$ MeV) em um campo magnético dipolar com intensidade $B = 300$, 1000 e 2000 G, comprimido em um *microbunch* de formato gaussiano com escala de largura temporal característica $\tau_b = 1$ ps.

A Fig. (8) mostra uma comparação entre os espectros ISR/CSR computados para um feixe monoenergético contendo $N_e = 8 \times 10^8$ elétrons com energia $E = 125$ MeV acelerados em um campo magnético dipolar de intensidade $B = 1000$ G, comprimidos em *microbunches* de formato gaussiano e secante hiperbólica respectivamente com $\tau_b = 10$ ps e $\tau_b = 25$ ps. Conforme pode-se notar, a cauda correspondente à estrutura de *microbunch* com formato secante hiperbólica estende-se até valores maiores de frequência.

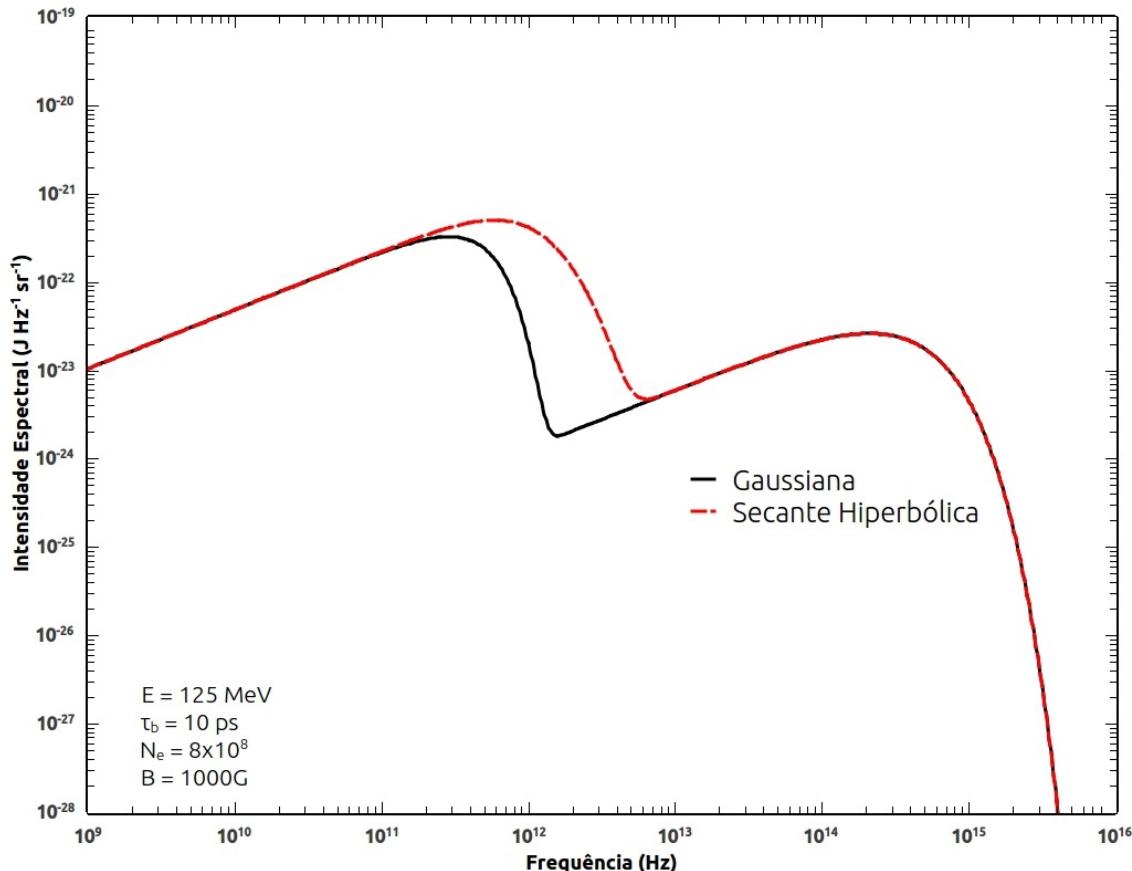


Figura 8 – Espectros ISR/CSR para um feixe monoenergético de elétrons ($N_e = 8 \times 10^8$; $E = 125$ MeV) acelerados em um campo magnético dipolar ($B = 1000$ G), comprimido em *microbunches* de formato gaussiano e secante hiperbólica respectivamente com $\tau_b = 10$ ps e $\tau_b = 25$ ps.

5 Descrição dos Métodos Computacionais

Neste capítulo, descrevemos os principais aspectos dos dois códigos numéricos desenvolvidos neste trabalho. O primeiro código consiste simplesmente em uma transcrição para a linguagem *Java* do código original de Ramaty (RAMATY, 1969; RAMATY et al., 1994) para o cálculo da densidade de fluxo da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica em explosões solares. O segundo, denominado código ISR/CSR, consiste em uma modificação do primeiro para simular o mecanismo ISR/CSR baseado na instabilidade de *microbunching*, visando descrever as estruturas de duplo-espectro observadas em explosões solares.

5.1 Código Ramaty

O código original de Ramaty (RAMATY, 1969; RAMATY et al., 1994), escrito na linguagem FORTRAN, calcula a densidade de fluxo da radiação girosincrotrônica/sincrotrônica emitida por uma fonte homogênea de elétrons com distribuição isotrópica em ângulo de passo e distribuição de energias do tipo lei de potências. Em uma etapa inicial do desenvolvimento deste trabalho, esse código foi transcrito para a linguagem *Java*.

Uma das etapas para o desenvolvimento do código em *Java* é a remodelagem do algoritmo para atender as premissas do desenvolvimento de software orientado-a-objetos, em contrapartida ao desenvolvimento linear do FORTRAN. Além disso, é desejado que o código possa ser reaproveitado por mais autores e pela comunidade científica. Nesse sentido, os objetos de *input* e *output* foram abstraídos em Interfaces, para que as regras de carga dos parâmetros iniciais e regras de exportação dos resultados dos dados ficassem isolados e independentes do algoritmo. Dessa forma, o código pode ser reaproveitado para exportar dados em diversos formatos.

Além do encapsulamento das regras de parâmetros iniciais do algoritmo e de exportação de dados, outras modificações estruturais para atender o paradigma de orientação-a-objetos foram realizadas: todas as regras de cálculo de emissão foram encapsuladas dentro de uma classe, que representa um valor de frequência do espectro da radiação girosincrotrônica/sincrotrônica; todas as fórmulas e métodos numéricos para o cálculo das grandezas envolvidas, como por exemplo a polarização e os coeficientes de emissão e absorção, foram encapsulados em classes filhas desse objeto. O algoritmo manipula então uma coleção de objetos, um para cada frequência do espectro.

A Fig.(9) mostra um diagrama simplificado da modelagem implementada.

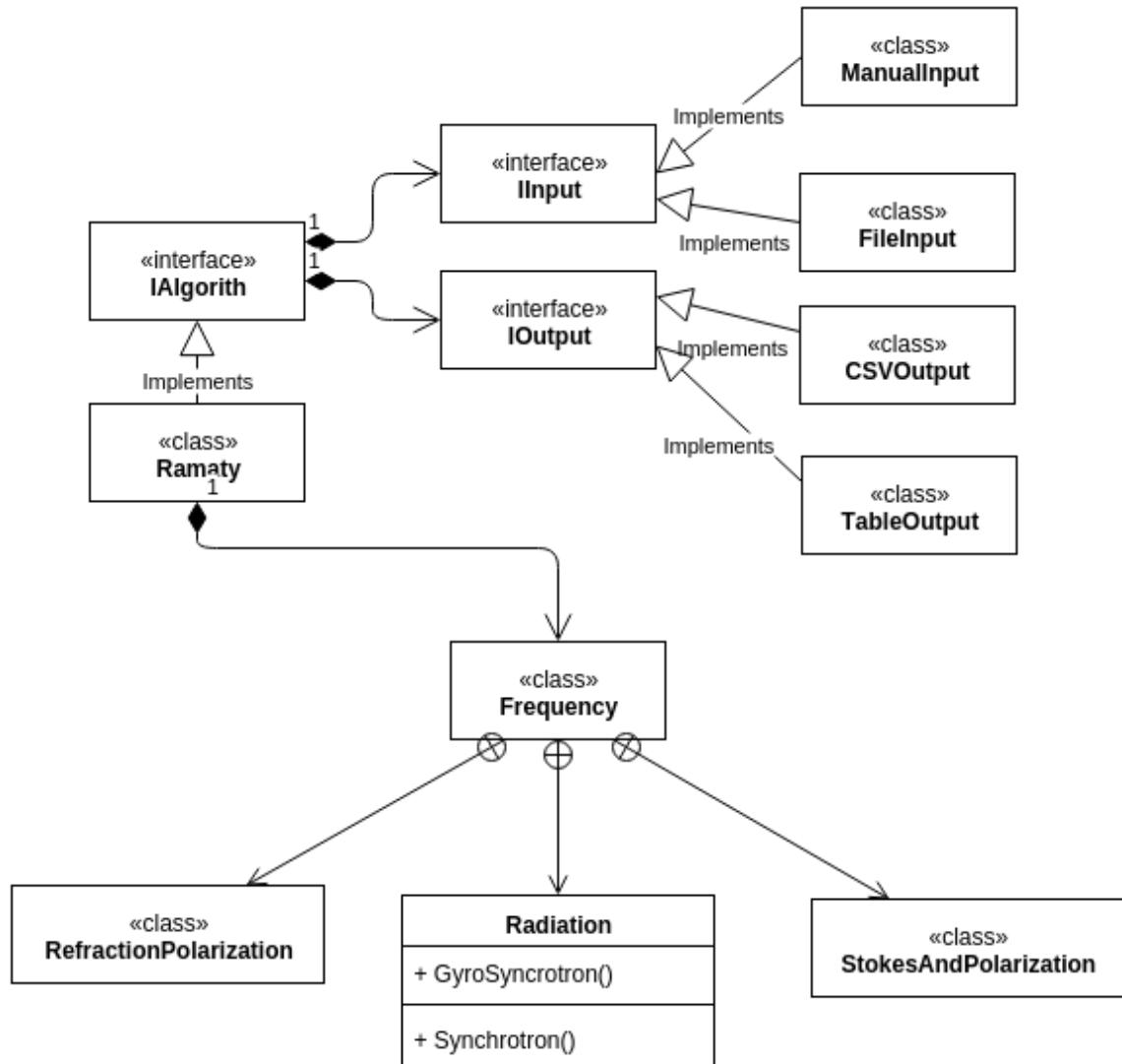


Figura 9 – Diagramas de classes da nova modelagem do Algoritmo de Ramaty.

Um ponto que exigiu atenção na transcrição do código original de Ramaty em FORTRAN para a linguagem Java foi a precisão numérica. Enquanto o código original trabalha com precisão simples, o novo código desenvolvido em Java trabalha com precisão dupla, o que poderia levar a resultados diferentes. Com o objetivo de aferir o novo código, realizamos simulações com ambos os códigos para os parâmetros de entrada utilizados na obtenção da Fig. 12 do artigo de [Ramaty et al. \(1994\)](#). Conforme mostrado na Fig. 10, os resultados obtidos com ambos os códigos no cálculo da densidade de fluxo para os mesmos parâmetros de entrada são equivalentes (com diferenças menores que 10^{-16}).

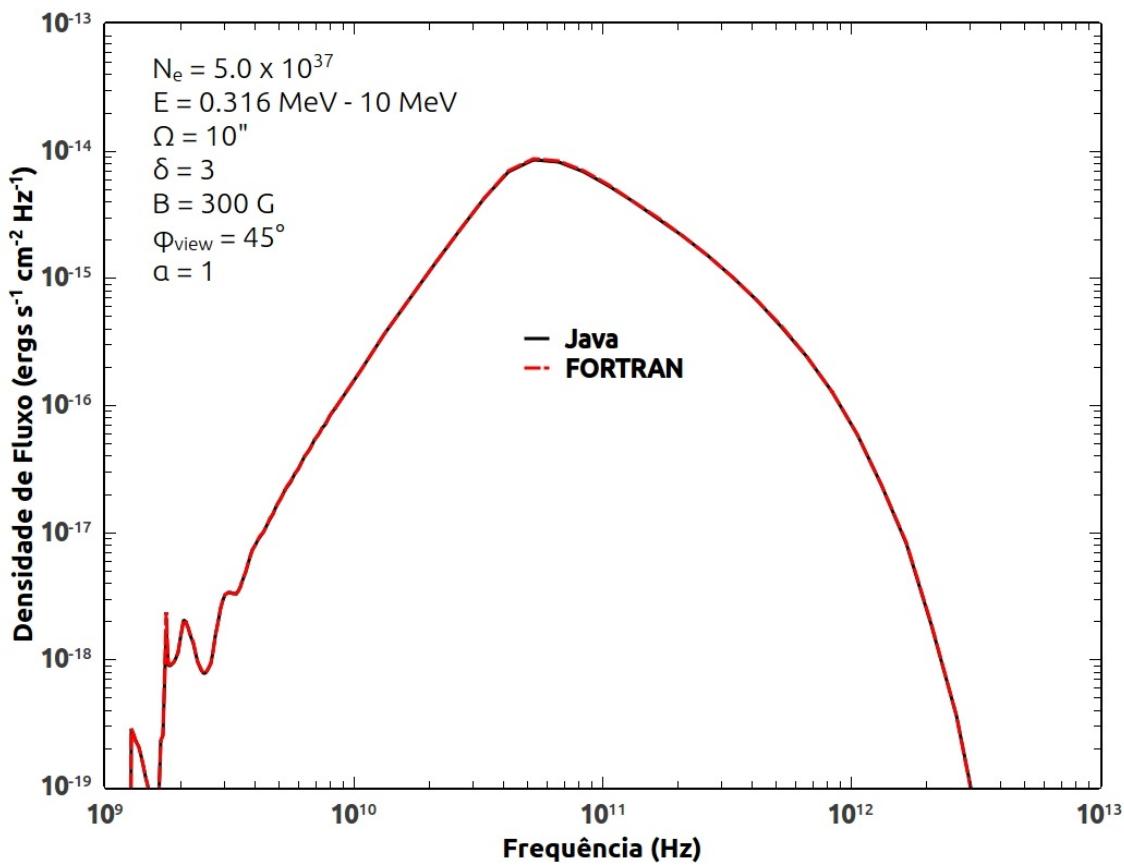


Figura 10 – Comparação entre os resultados obtidos no cálculo da densidade de fluxo com o código original de Ramaty em FORTRAN e o novo código em Java.

Os parâmetros de entrada do código Ramaty em Java foram nomeados como:

- N_e : número total de elétrons da fonte emissora;
- E_{min} e E_{max} : energia mínima e energia máxima da distribuição de elétrons;
- Ω : tamanho da fonte emissora (ângulo subentendido conforme observado da Terra);
- δ , índice espectral da distribuição de energia dos elétrons;
- B : intensidade do campo magnético;
- etr : limiar de energia para calcular a emissão girossincrotrônica ou sincrotrônica;
- ϕ : ângulo de visada;
- α : parâmetro alfa de Razin.

Com o objetivo de compreender a influência dos parâmetros de entrada sobre o espectro de emissão da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica produzido por uma distribuição de elétrons do tipo lei de potência, realizamos uma série de simulações para o cálculo da densidade de fluxo com os mesmos parâmetros utilizados para a reprodução da Fig. 12 do artigo de [Ramaty et al. \(1994\)](#). Em cada simulação variamos apenas um dos parâmetros em uma escala controlada, de modo a poder comparar isoladamente sua influência sobre o espectro de emissão obtido.

Na Fig. (11) são mostrados os resultados obtidos em simulações com valores diferentes para o número de elétrons N_e . Podemos notar que o número de elétrons não exerce influência sobre o fluxo de radiação em baixas frequências. No entanto, para frequências mais altas o fluxo aumenta com o número de elétrons. Além disso, o pico de emissão se desloca para frequências maiores conforme aumenta o número de elétrons.

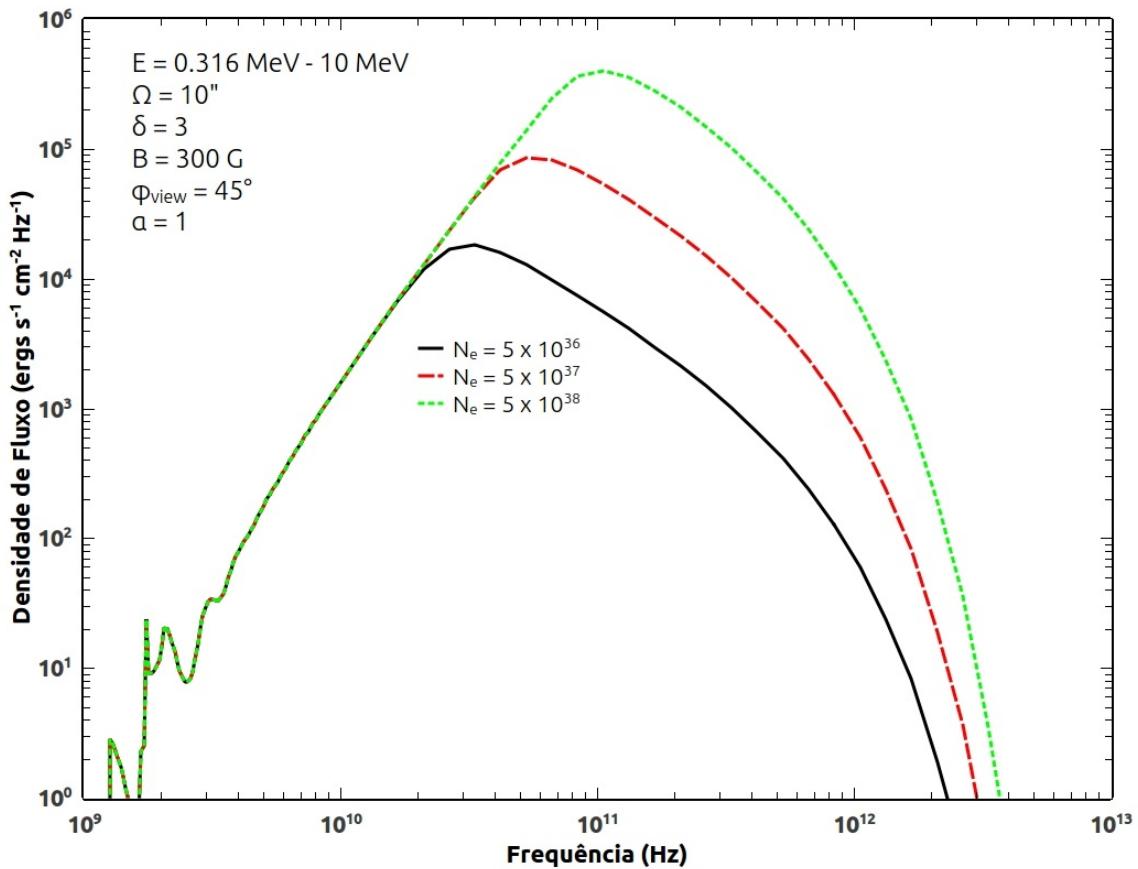


Figura 11 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do número de elétrons N_e .

Na Fig. (12) são mostrados os resultados obtidos em simulações com valores diferentes para o tamanho da fonte emissora Ω . Podemos constatar que para fontes emissoras maiores o fluxo de radiação aumenta e o pico de emissão se desloca para frequências menores.

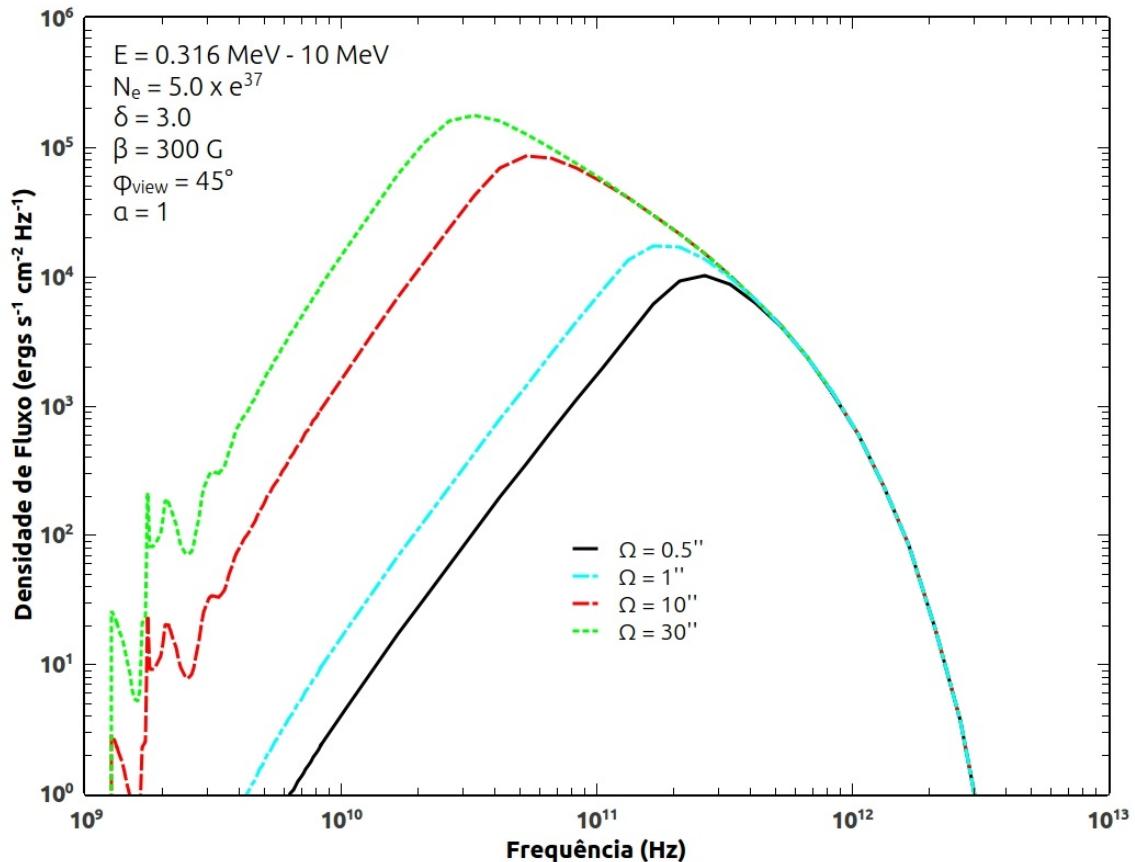


Figura 12 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do tamanho da fonte emissora Ω .

Na Fig. (13) são mostrados os resultados obtidos em simulações com valores diferentes para a intensidade do campo magnético B . Podemos observar que para campos magnéticos mais intensos o fluxo de radiação aumenta e o pico de emissão se desloca para frequências maiores.

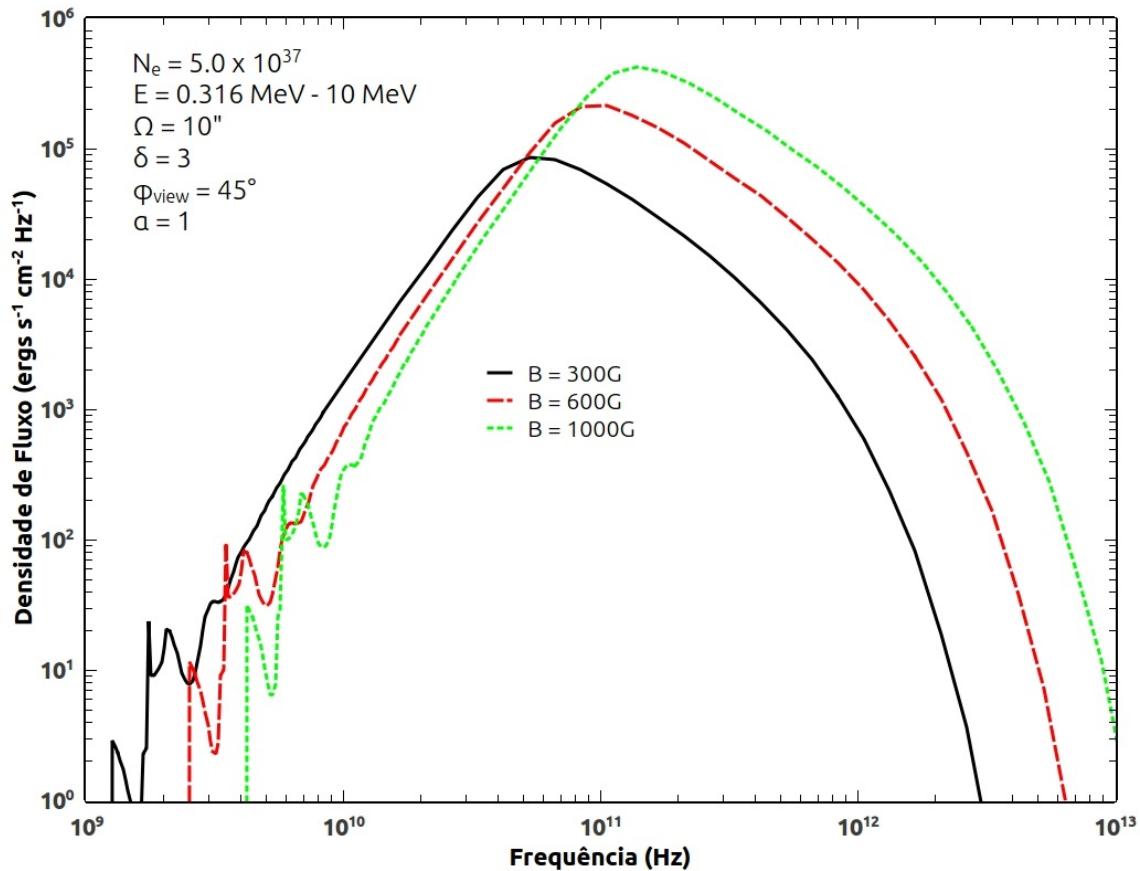


Figura 13 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação da intensidade do campo magnético B .

Na Fig. (14) analisamos o comportamento do espectro de emissão com relação ao efeito Razin. Conforme esperado, a supressão da emissão na região de baixas frequências aumenta para valores menores do parâmetro α . Além disso, observamos que o espectro em frequências mais altas não sofre influência da supressão de Razin.

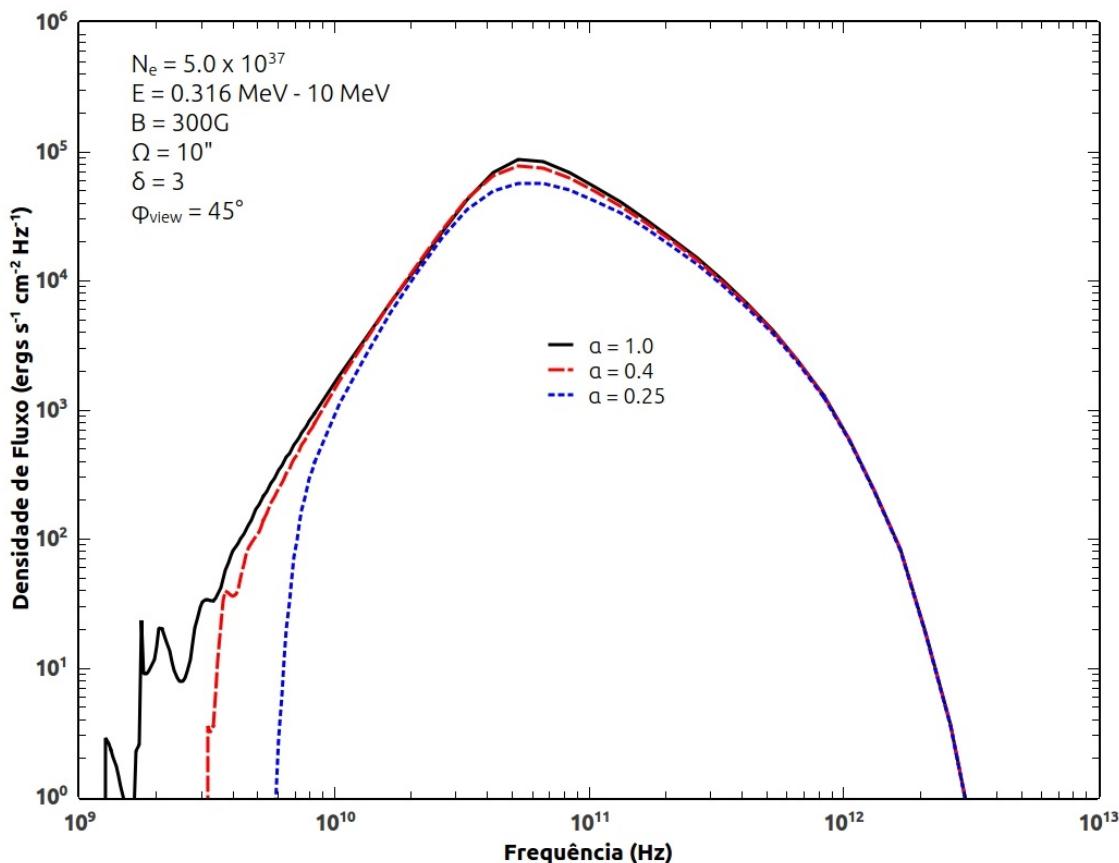


Figura 14 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do parâmetro α de Razin.

Na Fig. (15) analisamos o comportamento do espectro de emissão com relação ao índice espectral da distribuição de elétrons δ . Podemos observar que para distribuições mais duras (valores menores de δ), que apresentam maior número de elétrons de alta energia, o fluxo de radiação aumenta e o pico de emissão se desloca para frequências maiores.

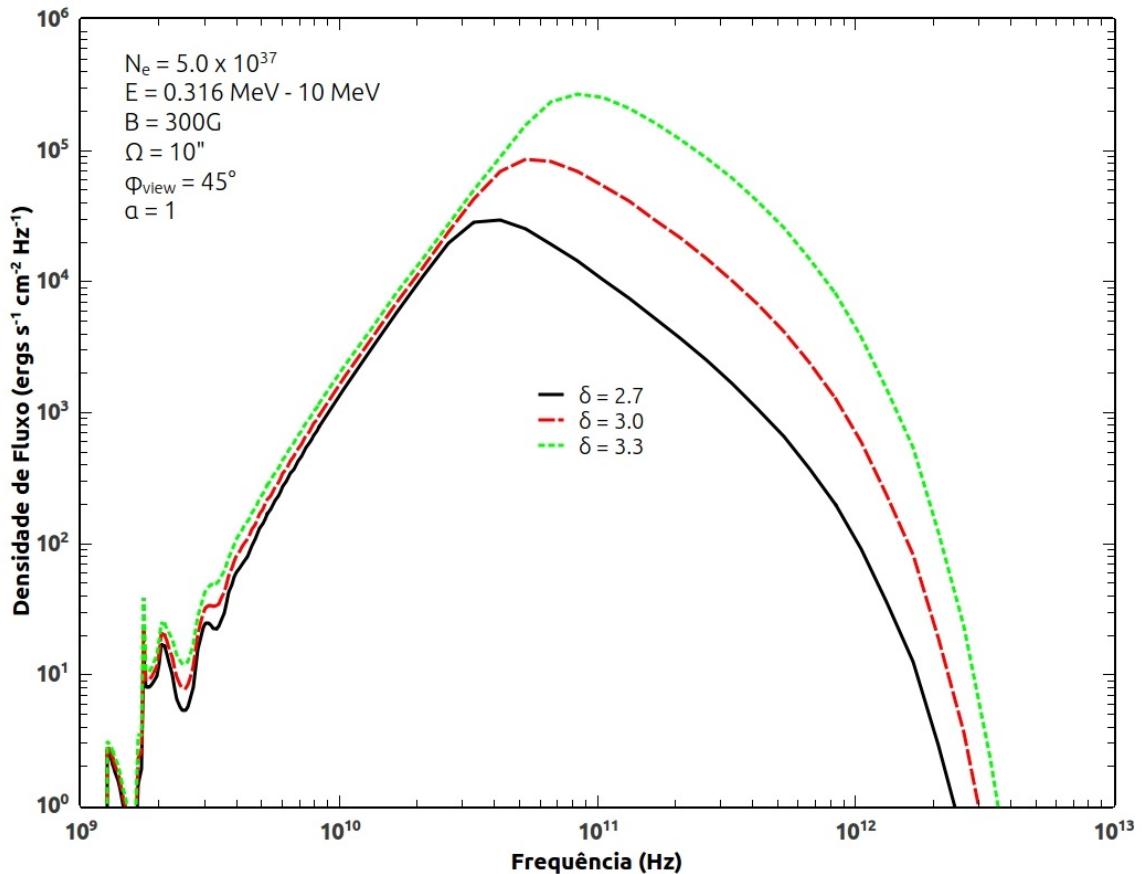


Figura 15 – Comportamento do espectro da radiação girossincrotrônica/sincrotrônica com a variação do índice espectral da distribuição de energia dos elétrons δ .

5.2 Código ISR/CSR

O código desenvolvido neste trabalho para realizar as simulações do mecanismo ISR/CSR no contexto das explosões solares baseia-se no algoritmo original de Ramaty ([RAMATY, 1969](#); [RAMATY et al., 1994](#)) para o cálculo da densidade de fluxo da radiação girossincrotronica/sincrotrônica. Consideramos uma fonte emissora homogênea contendo um número total de elétrons N_e com distribuição isotrópica de velocidades e energias cinéticas $E_e = E - m_e c^2 = (\gamma - 1) m_e c^2$ no intervalo entre E_{min} e E_{max} obedecendo uma distribuição normalizada $n(E_e)$ do tipo lei de potência,

$$n(E_e) = AE_e^{-\delta}, \quad (5.1)$$

onde δ denota o índice espectral e A é uma constante de normalização tal que

$$\int_{E_{min}}^{E_{max}} n(E_e) dE_e = 1. \quad (5.2)$$

Considerando-se que devido à repulsão coulombiana apenas elétrons com energia acima de um certo limiar E_{th} (da ordem de alguns MeV) podem formar estruturas de *microbunch* ([INGELMAN; SIEGBAHN, 1998](#)), assumimos que o número de elétrons N_{CSR} que participam do processo CSR é dado por uma fração do número de elétrons de alta energia N_{high} . O número de elétrons de baixa energia N_{low} ($E_{min} < E_e < E_{th}$) e o número de elétrons de alta energia N_{high} ($E_{th} < E_e < E_{max}$) são dados respectivamente por:

$$N_{low} = N_e \int_{E_{min}}^{E_{th}} n(E_e) dE_e, \quad N_{high} = N_e \int_{E_{th}}^{E_{max}} n(E_e) dE_e. \quad (5.3)$$

O número total de elétrons que efetivamente participam do processo ISR é dado por $N_{ISR} = N_{low} + N_{high}(1 - N_{CSR}/N_{high}) = N_e - N_{CSR}$, incluindo dessa forma tanto os elétrons de baixa energia quanto uma fração dos elétrons de alta energia.

Supondo que as componentes espectrais devidas aos processos ISR e CSR são desacopladas, a densidade de fluxo total pode ser escrita na forma:

$$F(\nu, \theta) = F_{ISR}(\nu, \theta) + F_{CSR}(\nu, \theta), \quad (5.4)$$

onde as densidades de fluxo F_{ISR} e F_{CSR} para as componentes espectrais ISR e CSR são dadas em termos das densidades de fluxo correspondentes $F_{\pm ISR}$ e $F_{\pm CSR}$ para os modos de propagação ordinário e extraordinário:

$$F_{ISR}(\nu, \theta) = F_{+ISR}(\nu, \theta) + F_{-ISR}(\nu, \theta), \quad (5.5)$$

$$F_{CSR}(\nu, \theta) = F_{+CSR}(\nu, \theta) + F_{-CSR}(\nu, \theta). \quad (5.6)$$

As densidades de fluxo $F_{\pm ISR}$, obtidas a partir da solução da equação de transferência radiativa para uma fonte homogênea, são dadas por:

$$F_{\pm ISR}(\nu, \theta) = \Omega_s \frac{j_{\pm ISR}(\nu, \theta)}{\kappa_{\pm ISR}(\nu, \theta)} \{1 - \exp[-\kappa_{\pm ISR}(\nu, \theta)L_s]\} , \quad (5.7)$$

onde $\Omega_s = A_s/R^2$ denota o ângulo sólido subentendido pela fonte conforme observado da Terra (sendo A_s a área efetiva e $R = 1\text{ UA}$) e L_s a dimensão da fonte ao longo da linha de visada. Os coeficientes de emissão $j_{\pm ISR}$ e absorção $\kappa_{\pm ISR}$ são dados por:

$$j_{\pm ISR}(\nu, \theta) = j_{\pm ISR}^{low}(\nu, \theta) + j_{\pm ISR}^{high}(\nu, \theta) , \quad (5.8)$$

$$\kappa_{\pm ISR}(\nu, \theta) = \kappa_{\pm ISR}^{low}(\nu, \theta) + \kappa_{\pm ISR}^{high}(\nu, \theta) , \quad (5.9)$$

onde $j_{\pm ISR}^{low}$ e $\kappa_{\pm ISR}^{low}$ correspondem às contribuições devidas aos elétrons de baixa energia ($E_{min} < E_e < E_{th}$) e $j_{\pm ISR}^{high}$ e $\kappa_{\pm ISR}^{high}$ correspondem às contribuições devidas à fração dos elétrons de alta energia ($E_{th} < E_e < E_{max}$) que participam apenas do processo ISR (ou seja, que não formam microbunches):

$$j_{\pm ISR}^{low}(\nu, \theta) = N_e \frac{1}{4\pi} \int_{E_{min}}^{E_{th}} p_{\pm}(\nu, E_e) n(E_e) dE_e , \quad (5.10)$$

$$\kappa_{\pm ISR}^{low}(\nu, \theta) = -N_e \frac{c^2}{2\mu_{\pm}\nu^2} \frac{1}{4\pi} \int_{E_{min}}^{E_{th}} p_{\pm}(\nu, E_e) E_e^2 \frac{d}{dE_e} \left[\frac{n(E_e)}{E_e^2} \right] dE_e , \quad (5.11)$$

$$j_{\pm ISR}^{high}(\nu, \theta) = N_e \left(1 - \frac{N_{CSR}}{N_{high}}\right) \frac{1}{4\pi} \int_{E_{th}}^{E_{max}} p_{\pm}(\nu, E_e) n(E_e) dE_e , \quad (5.12)$$

$$\kappa_{\pm ISR}^{high}(\nu, \theta) = -N_e \left(1 - \frac{N_{CSR}}{N_{high}}\right) \frac{c^2}{2\mu_{\pm}\nu^2} \frac{1}{4\pi} \int_{E_{th}}^{E_{max}} p_{\pm}(\nu, E_e) E_e^2 \frac{d}{dE_e} \left[\frac{n(E_e)}{E_e^2} \right] dE_e . \quad (5.13)$$

Seguindo o algoritmo de Ramaty (RAMATY, 1969; RAMATY et al., 1994), para elétrons com energia $E_e < 2.5\text{ MeV}$ utilizamos distribuições espectrais de potência p_{\pm} que correspondem às integrais em ângulo sólido das emissividades η_{\pm} para a radiação girossincrotrônica, dadas pela Eq. (2.8) sobre todas as direções, considerando uma distribuição isotrópica em ângulo de passo $g(\phi) = 1/4\pi$. Para elétrons com energia $E_e \geq 2.5\text{ MeV}$ utilizamos distribuições espectrais de potência p_{\pm} para a radiação sincrotônica que incorporam o efeito Razin, dadas pela Eq. (2.44).

As densidades de fluxo $F_{\pm CSR}$ são dadas por

$$F_{\pm CSR}(\nu, \theta) = \Omega_b \frac{j_{\pm CSR}(\nu, \theta)}{\kappa_{\pm CSR}(\nu, \theta)} \{1 - \exp[-\kappa_{\pm CSR}(\nu, \theta)L_b]\}, \quad (5.14)$$

onde $\Omega_b = A_b/R^2$ denota o ângulo sólido subentendido pela estrutura de *microbunch* conforme observado da Terra e L_b é a dimensão da estrutura de *microbunch* ao longo da linha de visada. Consideramos que as estruturas de *microbunch* são cilíndricas, com área efetiva e dimensão ao longo da linha de visada determinadas pela escala característica de comprimento $\sigma_b = c\tau_b$, tal que $A_b = \pi\sigma_b^2/4$ e $L_b = \sigma_b$. Os coeficientes de emissão $j_{\pm CSR}$ e absorção $\kappa_{\pm CSR}$ apresentam contribuição somente devida à fração dos elétrons de alta energia ($E_{th} < E_e < E_{max}$) que participam do processo CSR, sendo dados por:

$$j_{\pm CSR}(\nu, \theta) = \{N_{CSR}[1 - f(\nu)] + N_{CSR}^2 f(\nu)\} \frac{1}{4\pi} \int_{E_{th}}^{E_{max}} p_{\pm}(\nu, E_e) n(E_e) dE_e, \quad (5.15)$$

$$\begin{aligned} \kappa_{\pm CSR}(\nu, \theta) &= -\{N_{CSR}[1 - f(\nu)] + N_{CSR}^2 f(\nu)\} \\ &\times \frac{N_e}{N_{high}} \frac{c^2}{2\mu_{\pm}\nu^2} \frac{1}{4\pi} \int_{E_{th}}^{E_{max}} p_{\pm}(\nu, E_e) E_e^2 \frac{d}{dE_e} \left[\frac{n(E_e)}{E_e^2} \right] dE_e, \end{aligned} \quad (5.16)$$

onde $f(\nu)$ denota o fator de forma determinado pela função de distribuição de carga espacial longitudinal da estrutura de *microbunch*, $S(z)$.

Para a comparação entre os espectros de emissão girossincrotônica/sincrotrônica obtidos nas simulações do mecanismo ISR/CSR e os observados experimentalmente em explosões solares, as densidades de fluxo total calculadas devem ser expressas em unidades de fluxo solar (SFU). O número total de elétrons, $N_e = N_{low} + N_{high} = N_{ISR} + N_{CSR}$, é ajustado para definir a escala da densidade de fluxo F_{ISR} correspondente à componente ISR. A fração dos elétrons de alta energia N_{CSR}/N_{high} que participam do processo CSR e a escala de largura temporal característica da estrutura de *microbunch* τ_b são ajustadas para definir respectivamente a escala e a frequência de máximo da densidade de fluxo F_{CSR} correspondente à componente CSR.

5.3 Código para o Ajuste dos Espectros

Após o desenvolvimento do código para simular o mecanismo ISR/CSR, baseado no algoritmo original de Ramaty (RAMATY, 1969; RAMATY et al., 1994) para o cálculo da densidade de fluxo da radiação girossincrotronica/sincrotrônica, desenvolvemos um outro código que determina os parâmetros para o ajuste de espectros de eventos observados.

O código desenvolvido utiliza o método dos mínimos quadrados para determinar o melhor conjunto de valores para os parâmetros, minimizando a raiz quadrada da soma dos quadrados das diferenças entre os valores experimentais e os valores estimados pelo código ISR/CSR da densidade de fluxo para um determinado conjunto de frequências. Para implementar o método foi utilizado o pacote de minimização MINUIT, na sua versão JMinuit (portabilidade para a linguagem JAVA). Para obter melhores resultados com o pacote MINUIT é importante utilizar uma boa estimativa para os valores iniciais dos parâmetros, além de limitar o intervalo de valores possíveis de forma a representar corretamente as condições de contorno física para cada parâmetro. Sem essas condições, o resultado da minimização pode convergir para valores de parâmetros que fazem pouco sentido e/ou demandar um grande tempo de execução.

Os resultados das simulações preliminares realizadas com o código ISR/CSR para cenários típicos de explosões solares sugerem que a determinação dos parâmetros para o ajuste dos espectros pode ser realizado de forma independente para as componentes espectrais ISR e CSR. Podemos observar que para a componente ISR a magnitude da densidade de fluxo depende principalmente do número total de elétrons N_e e a frequência correspondente ao pico de emissão depende mais fortemente do tamanho da fonte emissora Ω , enquanto para a componente CSR a magnitude da densidade de fluxo depende principalmente da fração de elétrons de alta energia N_{CSR}/N_{high} que participam do processo CSR e a frequência correspondente ao pico de emissão depende mais fortemente da escala de largura temporal característica da estrutura de microbunch τ_b .

Dessa forma, optamos por realizar a determinação dos parâmetros em duas etapas:

1) Determinação do número total de elétrons N_e e do tamanho da fonte emissora Ω para o ajuste apenas da componente espectral ISR, mantendo todos os outros parâmetros (conforme a tabela 6.1) com valores fixos.

2) Determinação da fração de elétrons de alta energia N_{CSR}/N_{high} que participam do processo CSR e da escala de largura temporal característica da estrutura de microbunch τ_b para o ajuste apenas da componente espectral CSR.

A forma geral das funções de minimização utilizadas é dada por:

$$f = \sqrt{|\Delta\phi(\nu_1)|^2 + |\Delta\phi(\nu_2)|^2 + \dots + |\Delta\phi(\nu_n)|^2}, \quad (5.17)$$

onde $\Delta\phi(\nu_i) = [\phi(\nu)_{exp} - \phi(\nu)_{sim}]$ ($i = 1, n$) denota as diferenças entre os valores experimentais e os valores estimados pelo código ISR/CSR da densidade de fluxo para o conjunto de frequências especificado para o ajuste do espectro.

Para a estrutura P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003, foram utilizadas as seguintes funções de minimização respectivamente para as componentes ISR e CSR:

$$f_{ISR} = \sqrt{|\Delta\phi(212\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(308\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(405\text{GHz})|^2}, \quad (5.18)$$

$$f_{CSR} = \sqrt{|\Delta\phi(6\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(10\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(14\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(18\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(44\text{GHz})|^2}. \quad (5.19)$$

Para a estrutura P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003, foram utilizadas as seguintes funções de minimização respectivamente para as componentes ISR e CSR:

$$f_{ISR} = \sqrt{|\Delta\phi(212\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(308\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(405\text{GHz})|^2}, \quad (5.20)$$

$$f_{CSR} = \sqrt{|\Delta\phi(6\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(10\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(14\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(18\text{GHz})|^2}. \quad (5.21)$$

Para a explosão solar de 27 de Outubro de 2014, foram utilizadas as seguintes funções de minimização respectivamente para as componentes ISR e CSR:

$$f_{ISR} = \sqrt{|\Delta\phi(212\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(308\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(405\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(30\text{THz})|^2}, \quad (5.22)$$

$$f_{CSR} = \sqrt{|\Delta\phi(5\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(27\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(15.7\text{GHz})|^2 + |\Delta\phi(88\text{GHz})|^2}. \quad (5.23)$$

É importante observar que, visando otimizar o processo de determinação dos parâmetros, o ponto de frequência 308 GHz correspondente à média das frequências 211 GHz e 405 GHz observadas com o SST foi incluído nas funções de minimização da componente ISR, considerando-se o valor interpolado entre essas duas frequências para a densidade de fluxo.

6 Resultados das Simulações e Discussão

6.1 Estudo Preliminar do Espaço de Parâmetros

Nesta seção descrevemos os resultados de simulações preliminares realizadas com o código ISR/CSR para cenários típicos de explosões solares, visando compreender como os parâmetros envolvidos afetam as componentes ISR e CSR do espectro de emissão. A metodologia utilizada é semelhante à descrita na seção 5.1

Os parâmetros de entrada do código ISR/CSR são dados por:

- N_e : número total de elétrons da fonte emissora;
- δ : índice espectral da distribuição de energia dos elétrons;
- E_{min} e E_{max} : energia mínima e energia máxima da distribuição de elétrons;
- B : intensidade do campo magnético;
- Ω : tamanho da fonte emissora;
- ϕ_{view} : ângulo de visada;
- etr : limiar de energia para calcular a emissão girossincrotrônica ou sincrotrônica;
- n_p : densidade do plasma ambiente;
- E_{th} : limiar de energia a partir do qual os elétrons formam estruturas de *microbunch*;
- N_{CSR}/N_{high} : fração do número de elétrons de alta energia que participam do processo CSR;
- τ_b : escala de largura temporal característica da estrutura de *microbunch*.

Na Fig. (16) são mostrados os espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do número total de elétrons N_e . Conforme esperado, a densidade de fluxo aumenta com o número de elétrons tanto no caso da componente ISR quanto no caso da componente CSR. Pode-se observar que o fluxo correspondente à componente CSR cresce mais rapidamente, uma vez que é proporcional a N_e^2 .

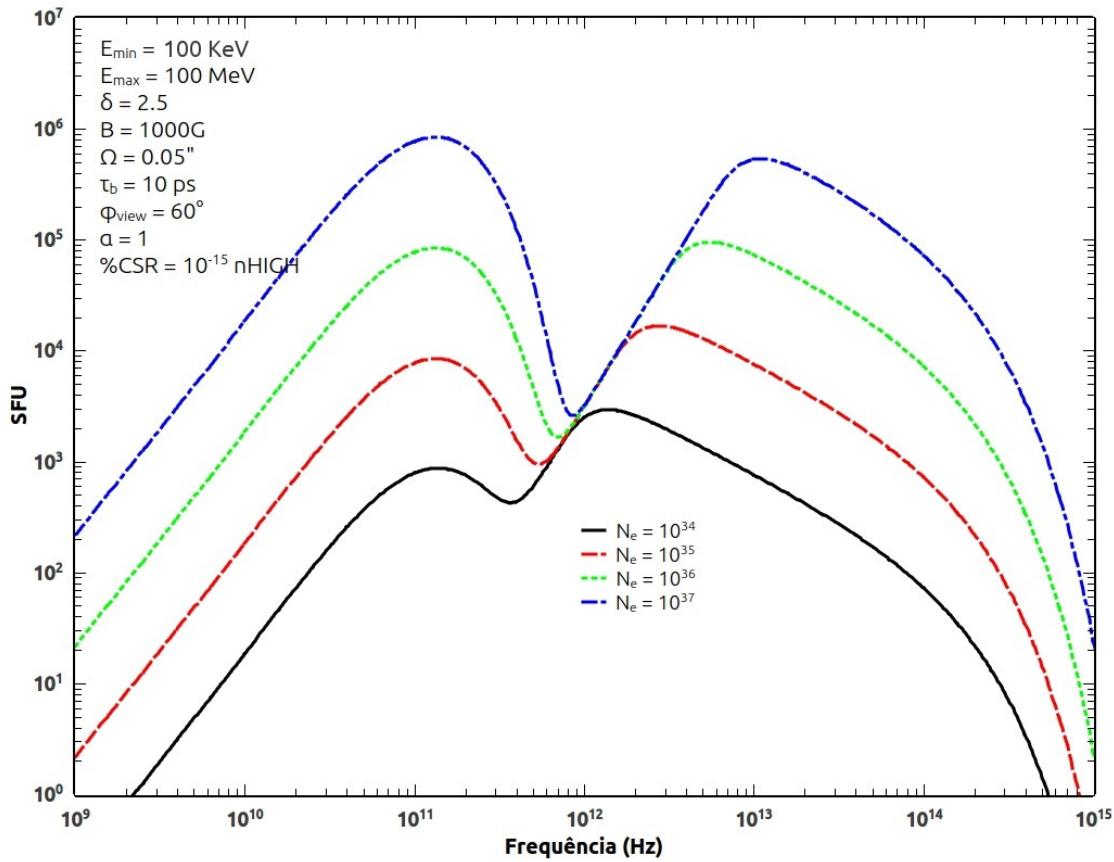


Figura 16 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do número de elétrons N_e .

Na Fig. (17) são mostrados os espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da intensidade do campo magnético B . Podemos observar que para campos magnéticos mais intensos o fluxo de radiação correspondente à componente ISR aumenta e o pico de emissão se desloca para frequências maiores. A componente CSR, no entanto, permanece inalterada.

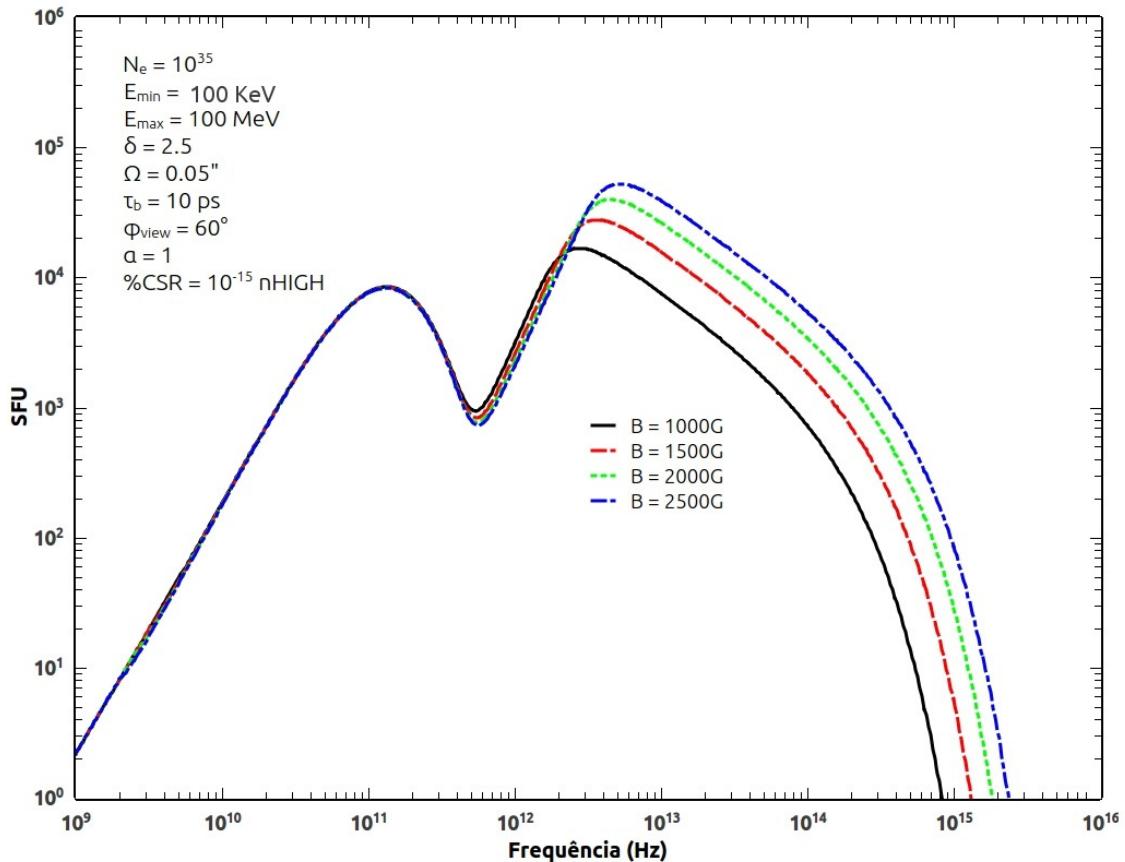


Figura 17 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos diferentes valores da intensidade do campo magnético B .

Na Fig. (18) analisamos o comportamento do espectro de emissão ISR/CSR com relação ao índice espectral da distribuição de elétrons δ . Podemos observar que as densidades de fluxo de radiação correspondentes a ambas as componentes ISR e CSR aumentam para distribuições mais duras. Além disso, observamos que o pico de emissão correspondente à componente ISR se desloca para frequências maiores, enquanto o pico de emissão correspondente à componente CSR não se altera significativamente.

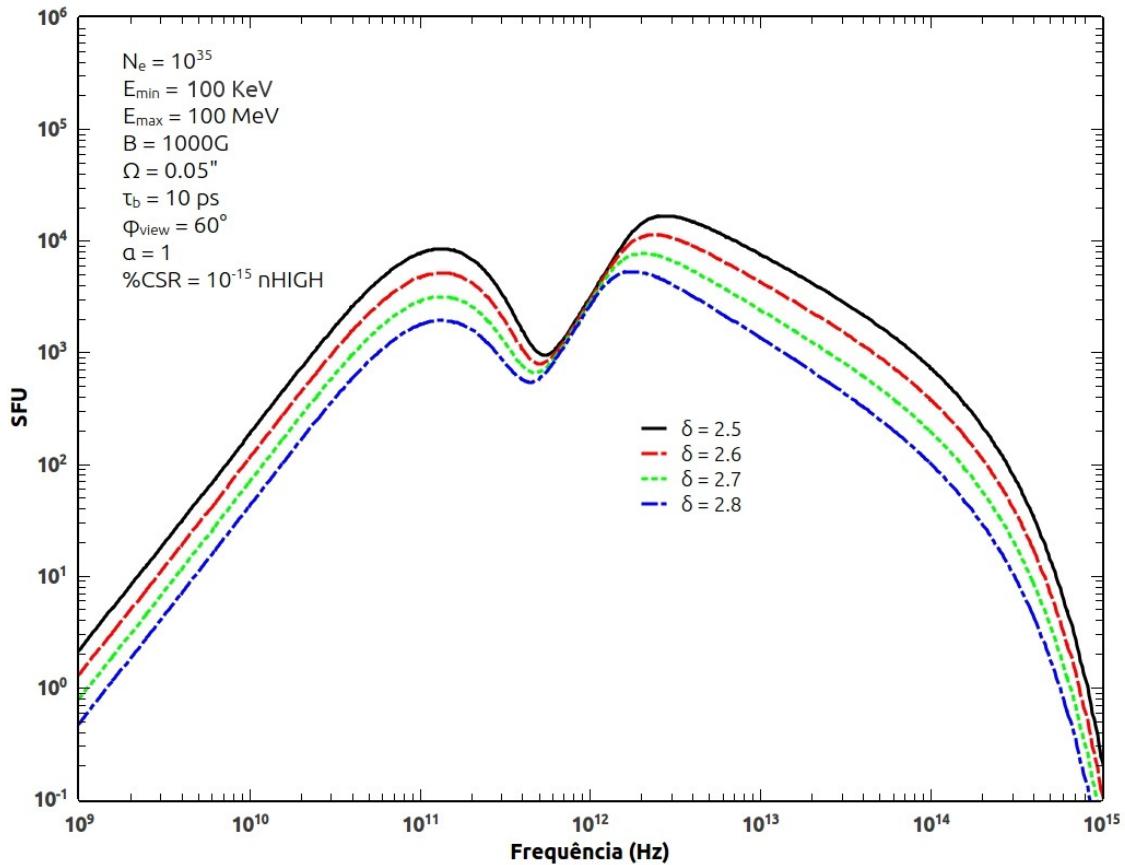


Figura 18 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do índice espectral da distribuição de elétrons δ .

Na Fig. (19) são mostrados os espectros de emissão obtidos para diferentes valores de energia máxima E_{max} para a distribuição de elétrons. Podemos observar que para valores maiores de E_{max} a densidade de fluxo correspondente à componente ISR estende-se até frequências maiores, enquanto a componente CSR permanece inalterada.

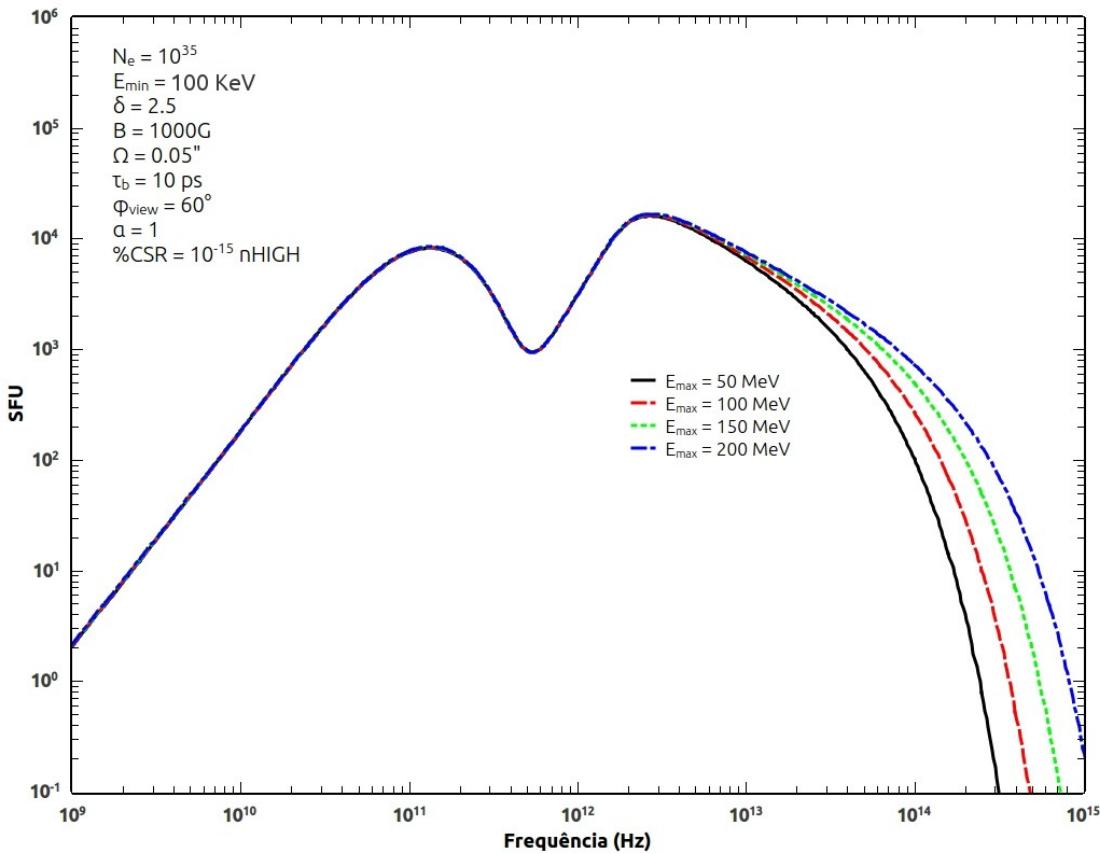


Figura 19 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da energia máxima da distribuição de elétrons E_{max} .

Na Fig. (20) são mostrados os resultados obtidos para diferentes valores do tamanho da fonte emissora Ω . Podemos observar que para fontes emissoras maiores o fluxo de radiação correspondente à componente ISR aumenta e o pico de emissão se desloca para frequências menores. A componente CSR, no entanto, permanece inalterada.

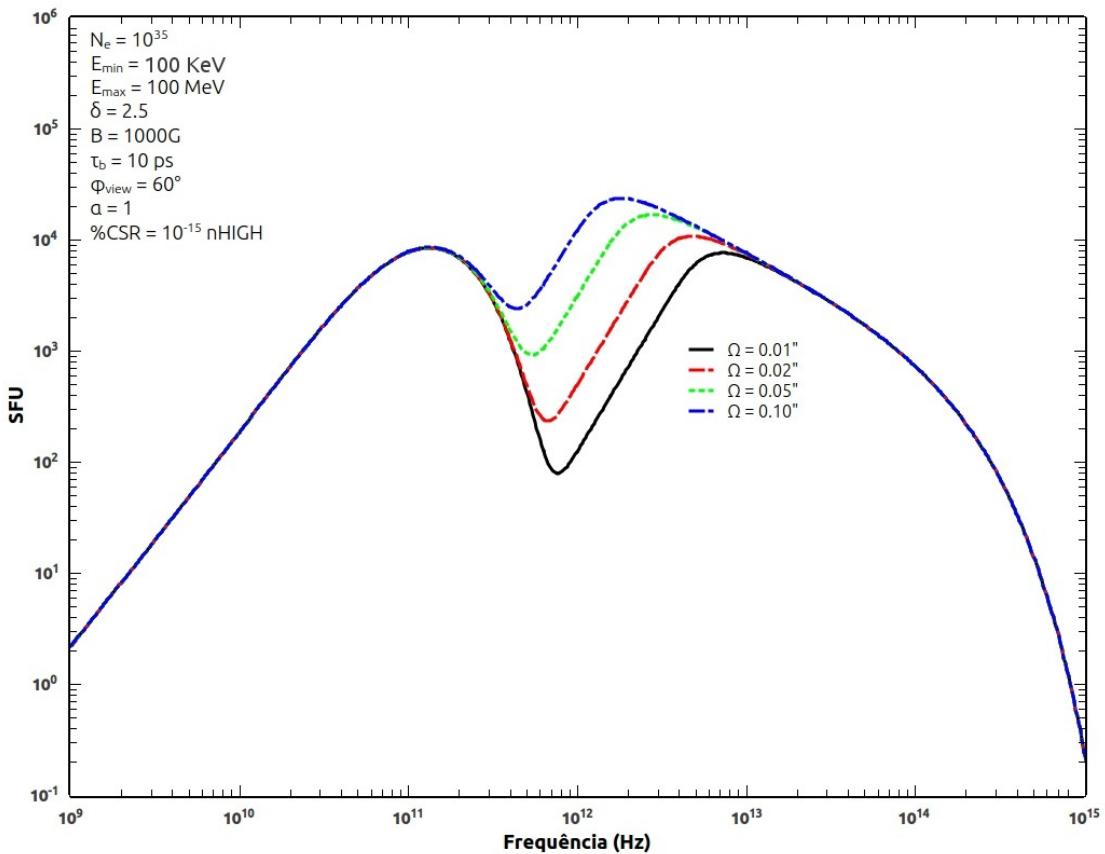


Figura 20 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do tamanho da fonte Ω .

Na Fig. (21) analisamos o comportamento do espectro de emissão ISR/CSR com relação à escala de largura temporal característica da estrutura de *microbunch* τ_b . Podemos observar que para valores maiores de τ_b o pico correspondente à componente CSR se desloca para valores de frequência menores.

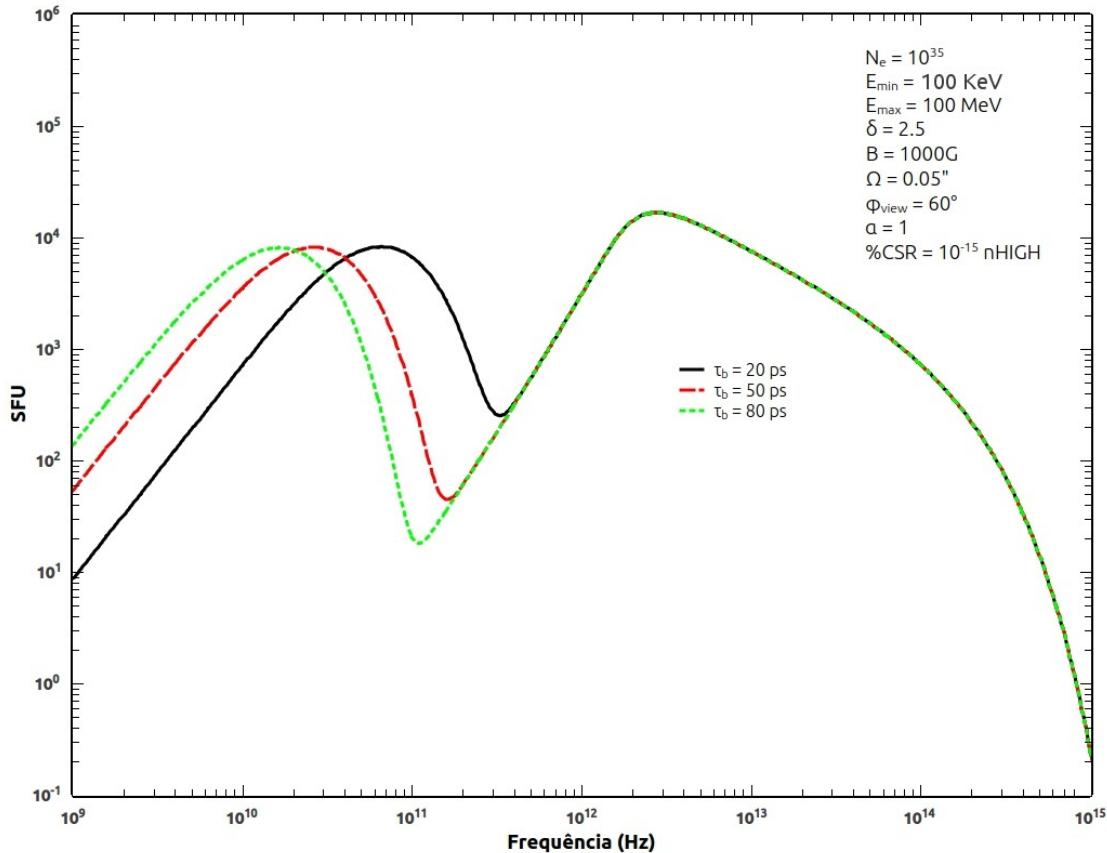


Figura 21 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da escala de largura temporal característica da estrutura de *microbunch* τ_b .

Na Fig. (22) são mostrados os espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da fração de elétrons de alta energia N_{CSR}/N_{high} que participam do processo CSR. Conforme esperado, a densidade de fluxo correspondente à componente CSR aumenta com a fração N_{CSR}/N_{high} , mantendo-se o pico na mesma posição. Podemos observar também que a componente ISR permanece inalterada.

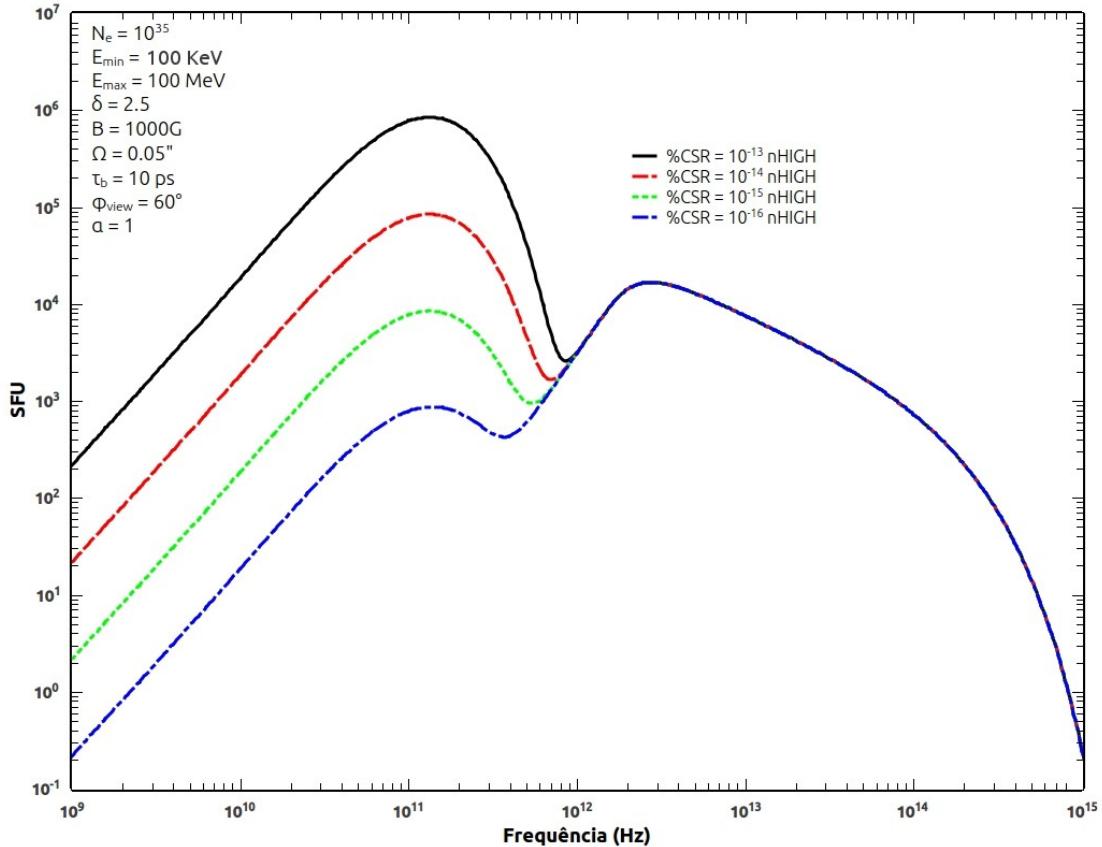


Figura 22 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores da fração de elétrons de alta energia N_{CSR}/N_{high} que participam do processo CSR.

Na Fig. (23) são mostrados os espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores de E_{thr} , o limiar de energia a partir do qual os elétrons podem formar estruturas de *microbunch*. Podemos notar que para valores maiores de E_{thr} a densidade de fluxo correspondente à componente CSR diminui, uma vez que um número menor de elétrons de alta energia participa do processo CSR.

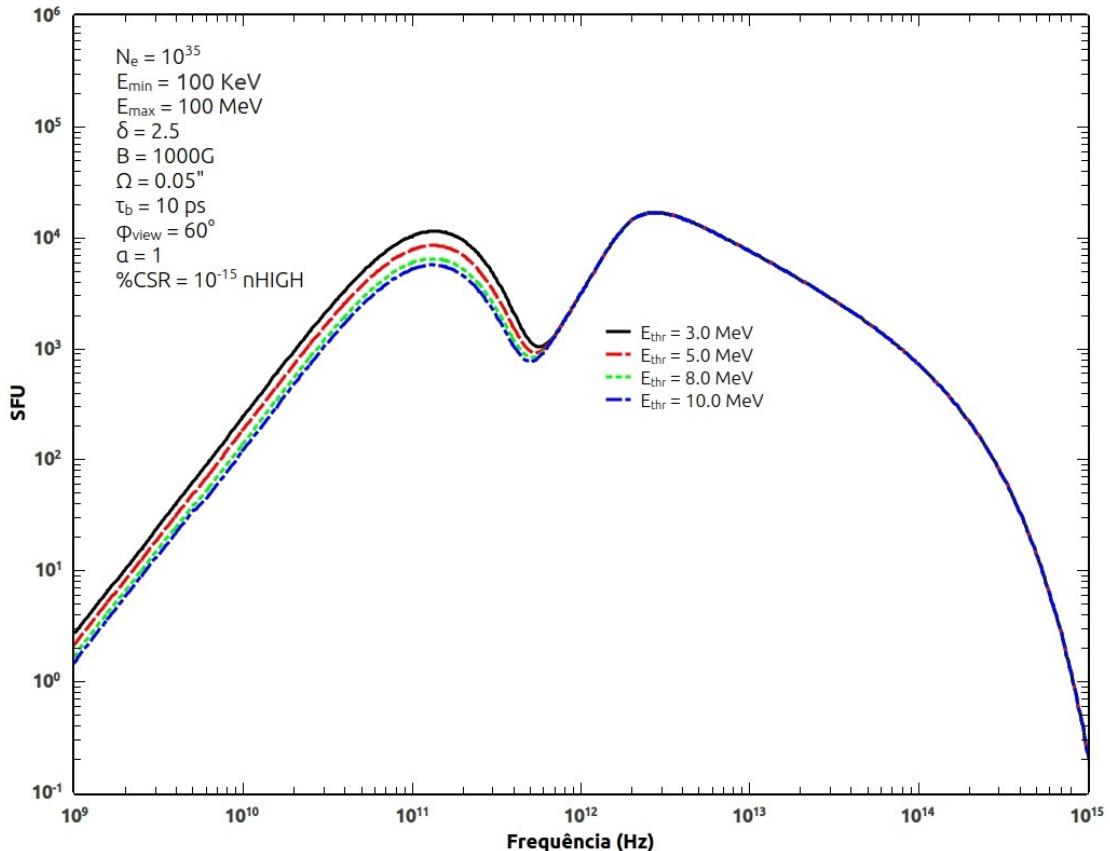


Figura 23 – Espectros de emissão ISR/CSR obtidos para diferentes valores do limiar de energia E_{th} a partir do qual os elétrons formam estruturas de *microbunch*.

6.2 Ajuste dos Espectros de Eventos Observados

Nesta seção apresentamos os resultados para o ajuste dos espectros das explosões solares de 04 de Novembro de 2003 e 27 de Outubro de 2014, obtidos através de simulações baseadas no mecanismo ISR/CSR. Em todos os casos consideramos feixes de elétrons acelerados obedecendo uma distribuição de energia do tipo lei de potência e estruturas de *microbunch* com formato secante hiperbólica.

6.2.1 Explosão Solar de 04 de Novembro de 2003

Na Fig. (24) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

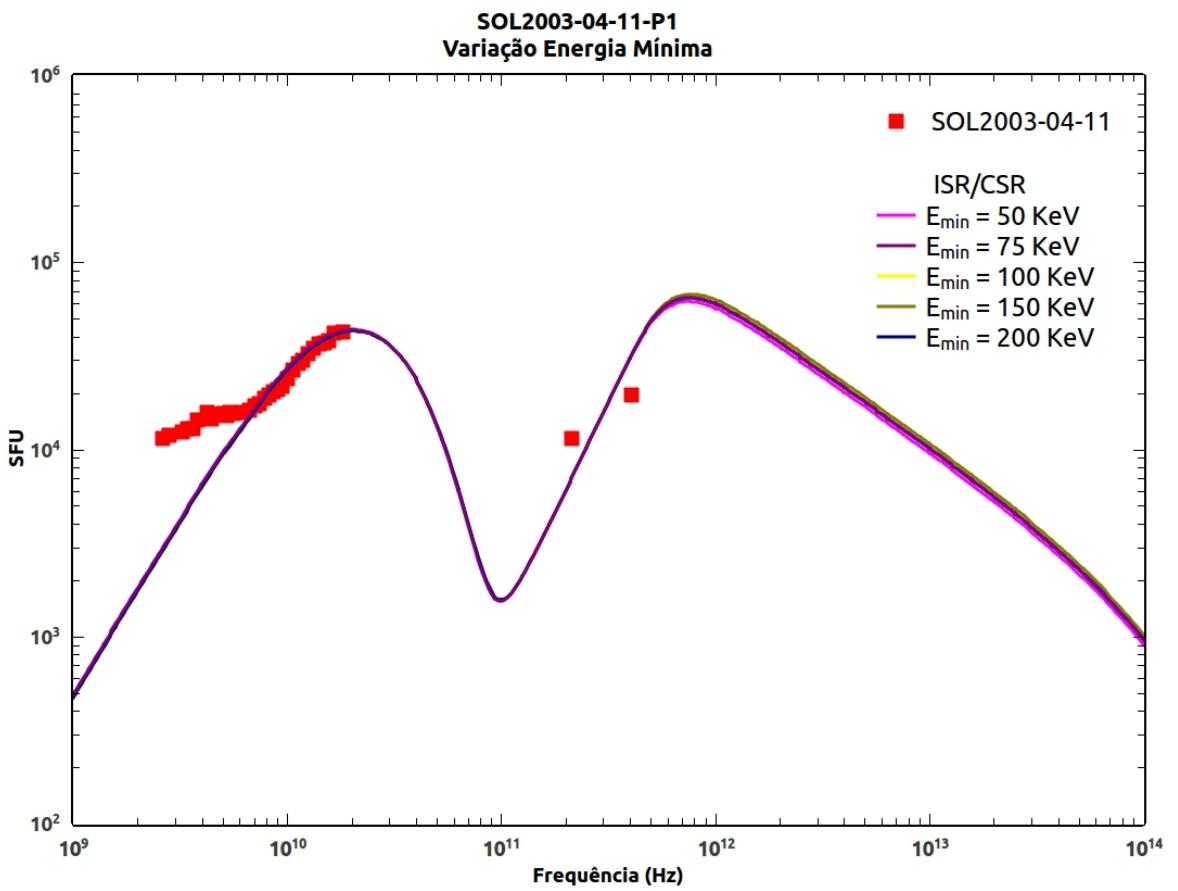


Figura 24 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} .

Na Tabela 1 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para cada valor de E_{min} .

E_{min} (keV)	N_e	Ω (arcsec)	N_{CSR}/N_{high}	τ_b (ps)
50	1.500×10^{35}	0.500	4.202×10^{-15}	64.31
75	8.000×10^{34}	0.500	3.949×10^{-15}	64.31
100	5.000×10^{34}	0.500	3.763×10^{-15}	64.31
150	3.000×10^{34}	0.500	3.736×10^{-15}	64.31
200	2.000×10^{34}	0.500	3.717×10^{-15}	64.31

Tabela 1 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} .

Na Fig. (25) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

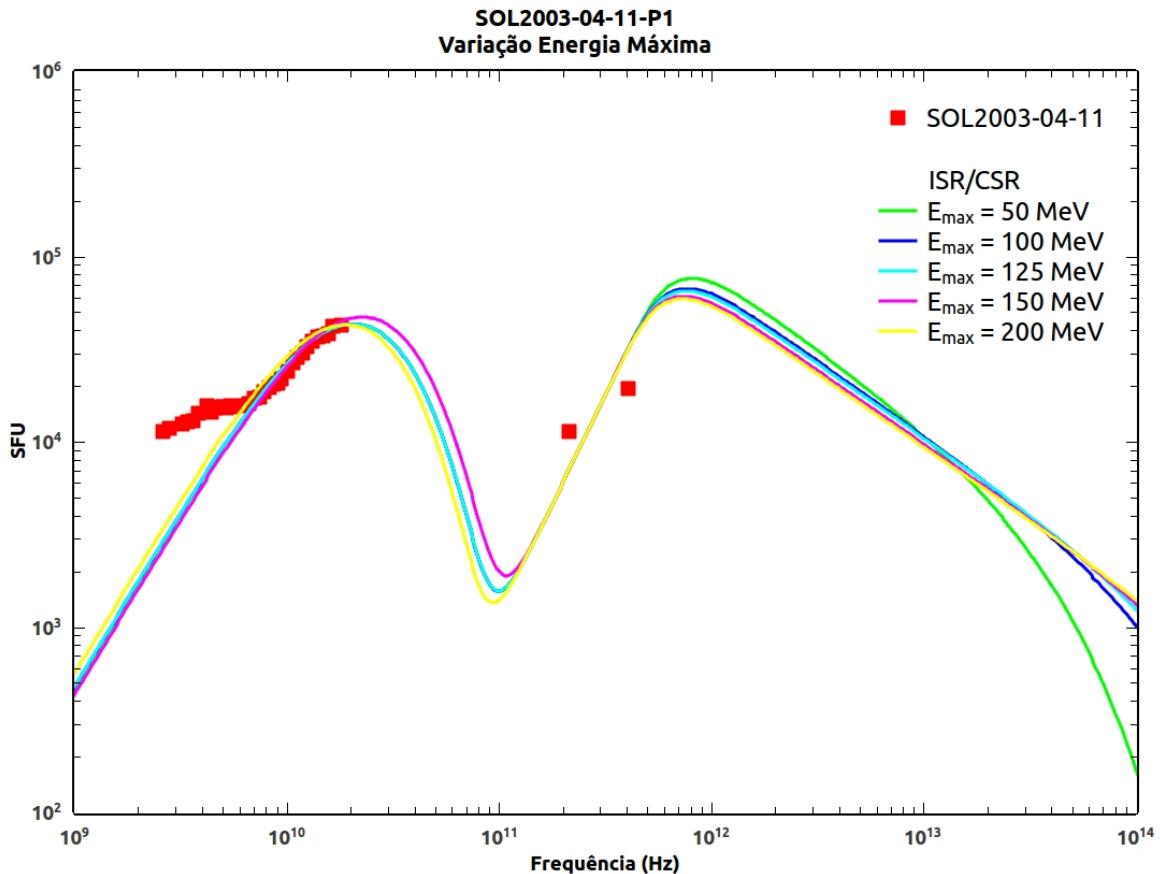


Figura 25 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max} .

Na Tabela 2 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para cada valor de E_{max} .

$E_{max} (\text{MeV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
50	6.000×10^{34}	0.500	3.202×10^{-15}	64.32
100	5.000×10^{34}	0.500	3.763×10^{-15}	64.31
125	4.800×10^{34}	0.500	3.908×10^{-15}	64.29
150	4.400×10^{34}	0.500	4.642×10^{-15}	58.43
200	4.200×10^{34}	0.500	4.714×10^{-15}	69.74

Tabela 2 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max} .

Na Fig. (26) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

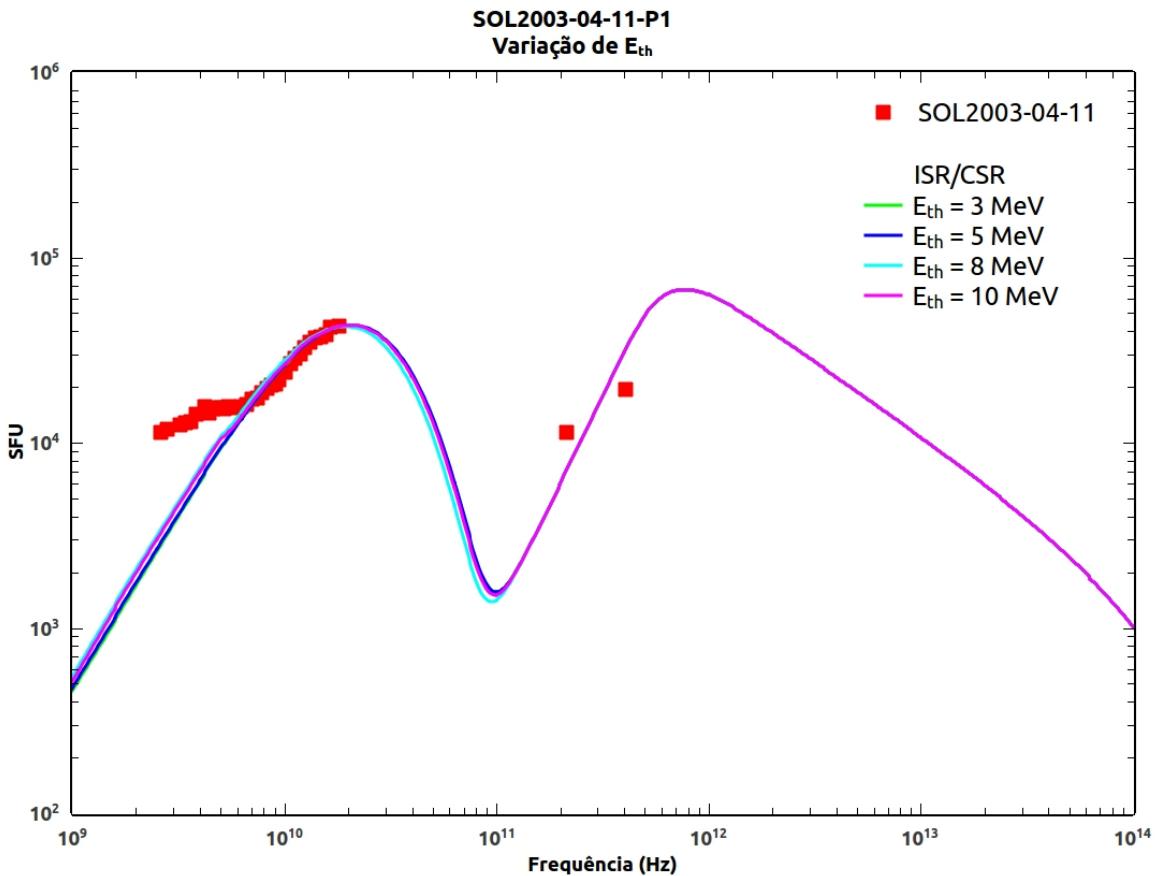


Figura 26 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .

Na Tabela 3 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para cada valor de E_{th} .

$E_{th} (\text{MeV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
3	5.000×10^{34}	0.500	2.862×10^{-15}	64.63
5	5.000×10^{34}	0.500	3.763×10^{-15}	64.31
8	5.000×10^{34}	0.500	4.866×10^{-15}	68.73
10	5.000×10^{34}	0.500	5.722×10^{-15}	65.70

Tabela 3 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .

Na Fig. (27) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

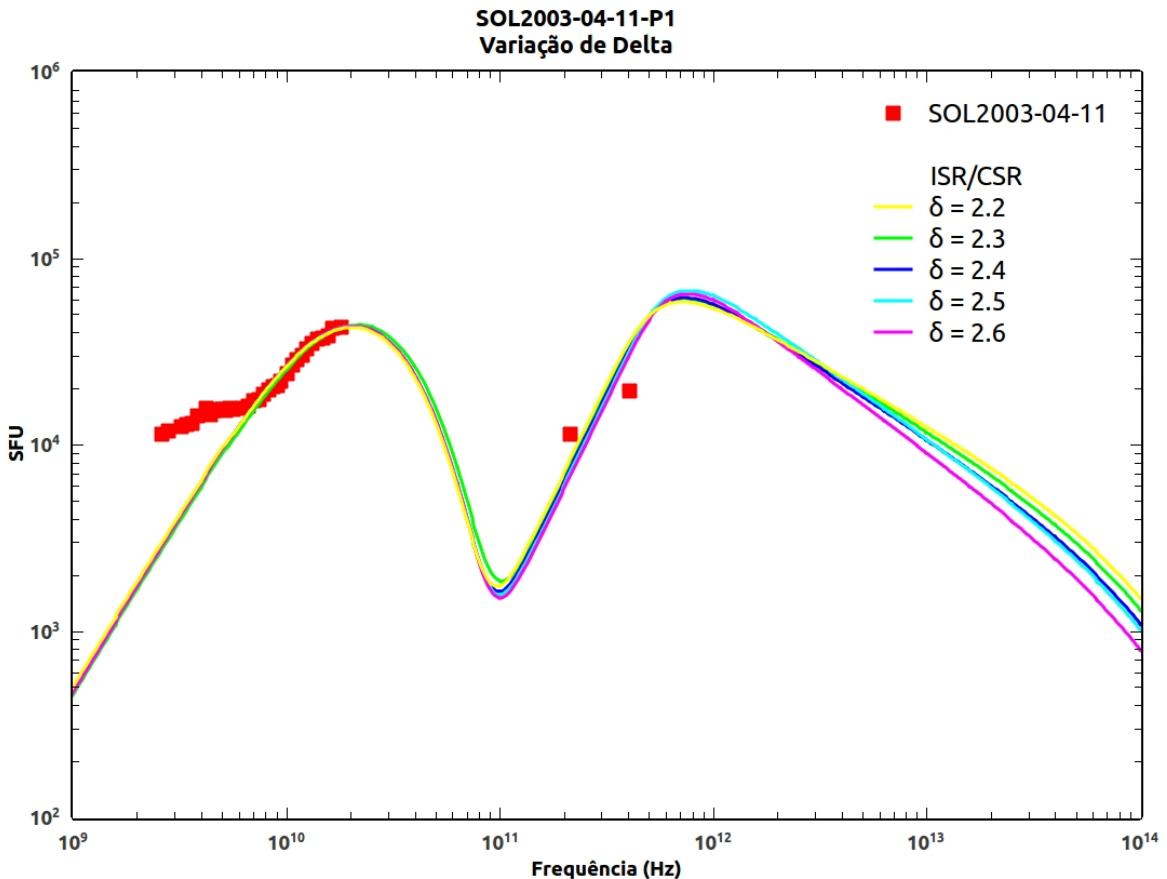


Figura 27 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ .

Na Tabela 4 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para cada valor de δ .

δ	N_e	Ω ($arcsec$)	N_{CSR}/N_{high}	τ_b (ps)
2.2	3.300×10^{33}	0.510	5.500×10^{-15}	75.00
2.3	2.000×10^{34}	0.500	4.093×10^{-15}	61.47
2.4	3.000×10^{34}	0.500	4.105×10^{-15}	64.36
2.5	5.000×10^{34}	0.500	3.763×10^{-15}	64.31
2.6	7.000×10^{34}	0.500	4.106×10^{-15}	64.26

Tabela 4 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ .

Na Fig. (28) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

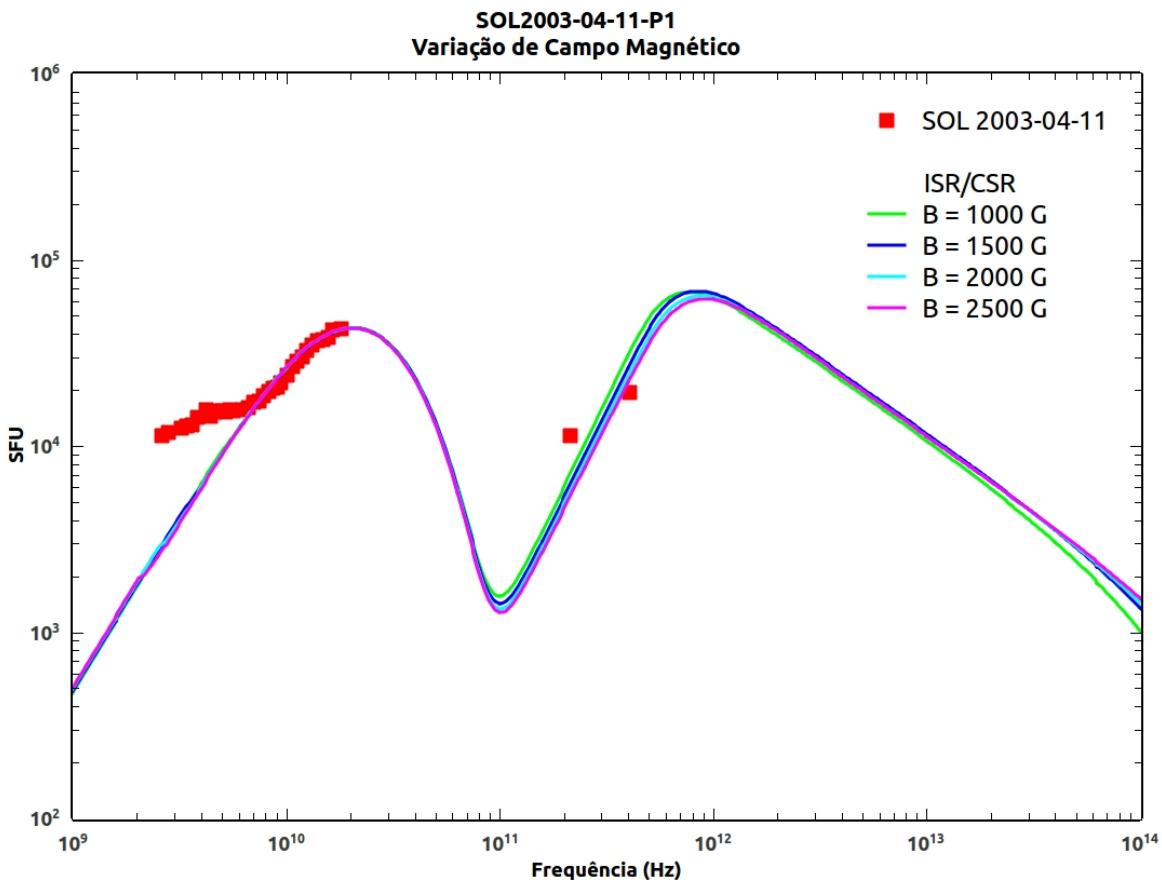


Figura 28 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B .

Na Tabela 5 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de B .

$B \text{ (G)}$	N_e	$\Omega \text{ (arcsec)}$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b \text{ (ps)}$
1000	5.000×10^{34}	0.500	3.763×10^{-15}	64.31
1500	2.600×10^{34}	0.500	7.287×10^{-15}	64.69
2000	1.500×10^{34}	0.500	1.273×10^{-14}	65.24
2500	1.000×10^{34}	0.500	1.924×10^{-14}	65.44

Tabela 5 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P1 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B .

Na Fig. (29) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

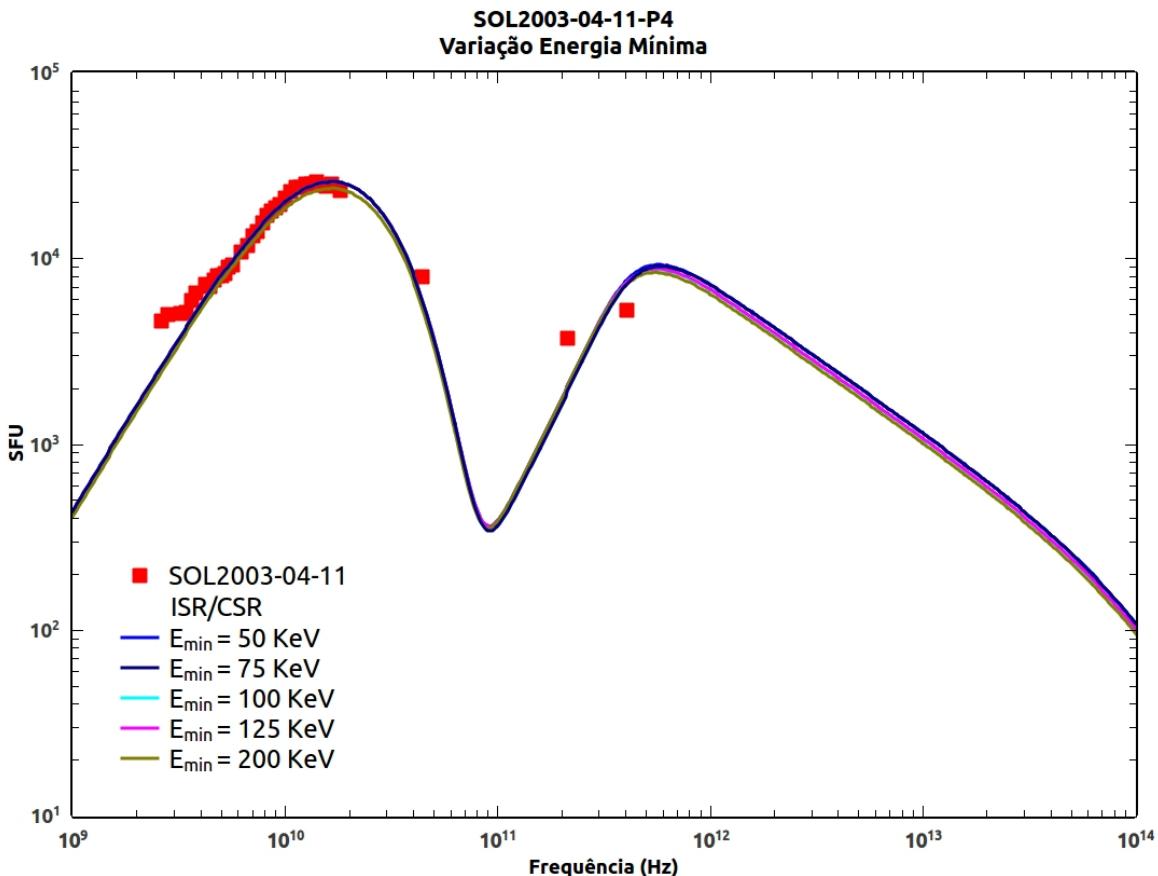


Figura 29 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} .

Na Tabela 6 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de E_{min} .

$E_{min} (\text{keV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
50	1.800×10^{34}	0.270	2.109×10^{-14}	79.62
75	$9,000 \times 10^{33}$	0.270	2.114×10^{-14}	79.62
100	5.000×10^{33}	0.270	2.267×10^{-14}	79.62
125	3.000×10^{33}	0.270	2.270×10^{-14}	79.62
150	2.000×10^{33}	0.270	2.389×10^{-14}	79.62

Tabela 6 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{min} .

Na Fig. (30) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia mínima E_{max} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

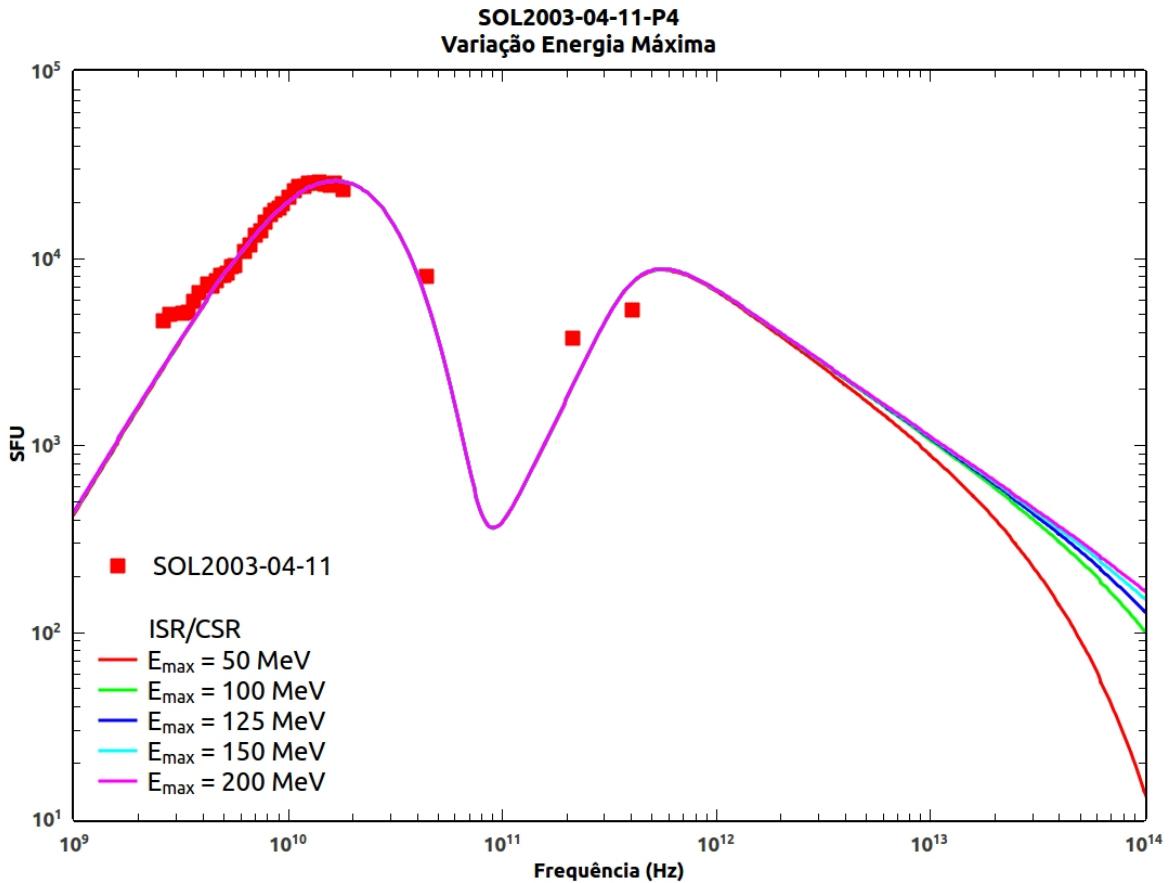


Figura 30 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max} .

Na Tabela 30 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de E_{max} .

$E_{max} (\text{MeV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
50	5.000×10^{33}	0.270	2.314×10^{-14}	79.62
100	5.000×10^{33}	0.270	2.267×10^{-14}	79.62
125	5.000×10^{33}	0.270	2.259×10^{-14}	79.59
150	5.000×10^{33}	0.270	2.254×10^{-14}	79.58
200	5.000×10^{33}	0.270	2.250×10^{-14}	79.56

Tabela 7 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes da energia máxima E_{max} .

Na Fig. (31) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

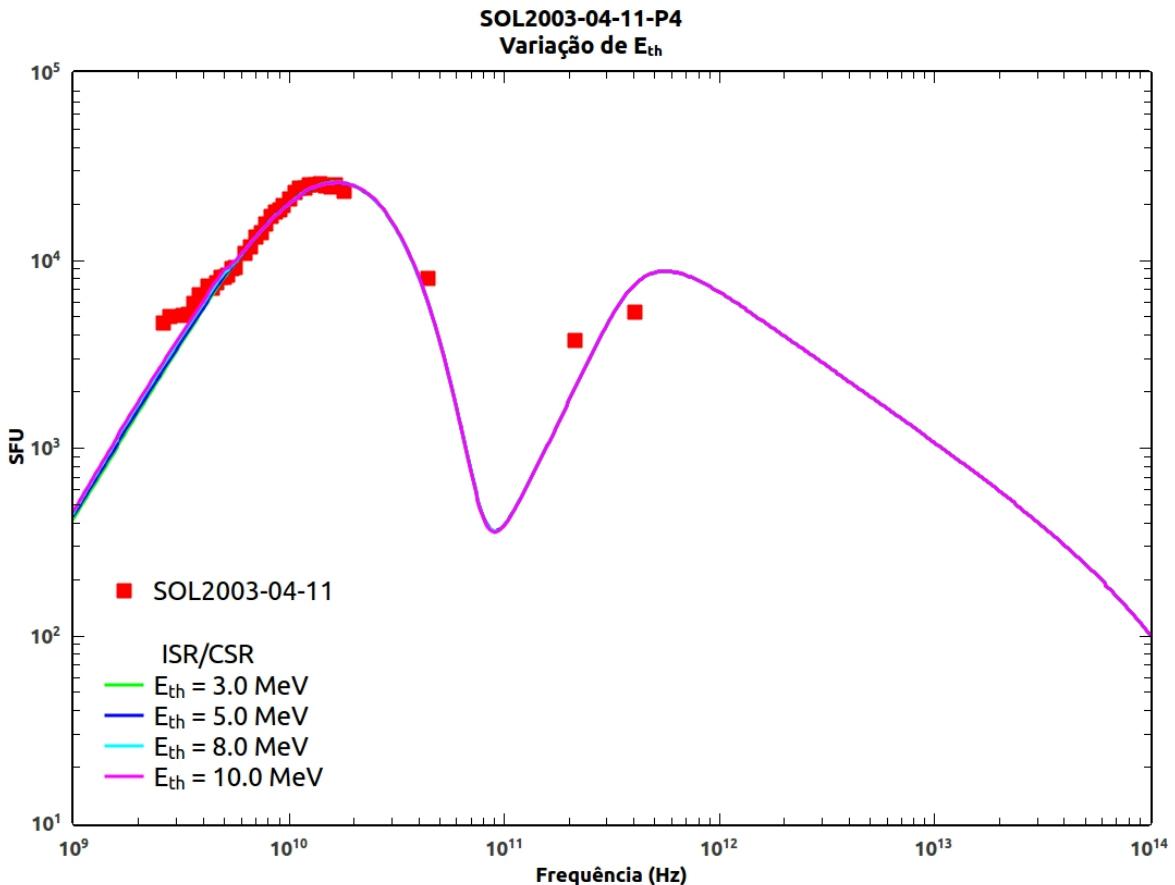


Figura 31 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .

Na Tabela 6.2.1 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de E_{th} .

$E_{th} (\text{MeV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
3	5.000×10^{33}	0.270	1.729×10^{-14}	79.82
5	5.000×10^{33}	0.270	2.267×10^{-14}	79.62
8	5.000×10^{33}	0.270	2.985×10^{-14}	79.88
10	5.000×10^{33}	0.270	3.459×10^{-14}	79.98

Tabela 8 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .

Na Fig. (32) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

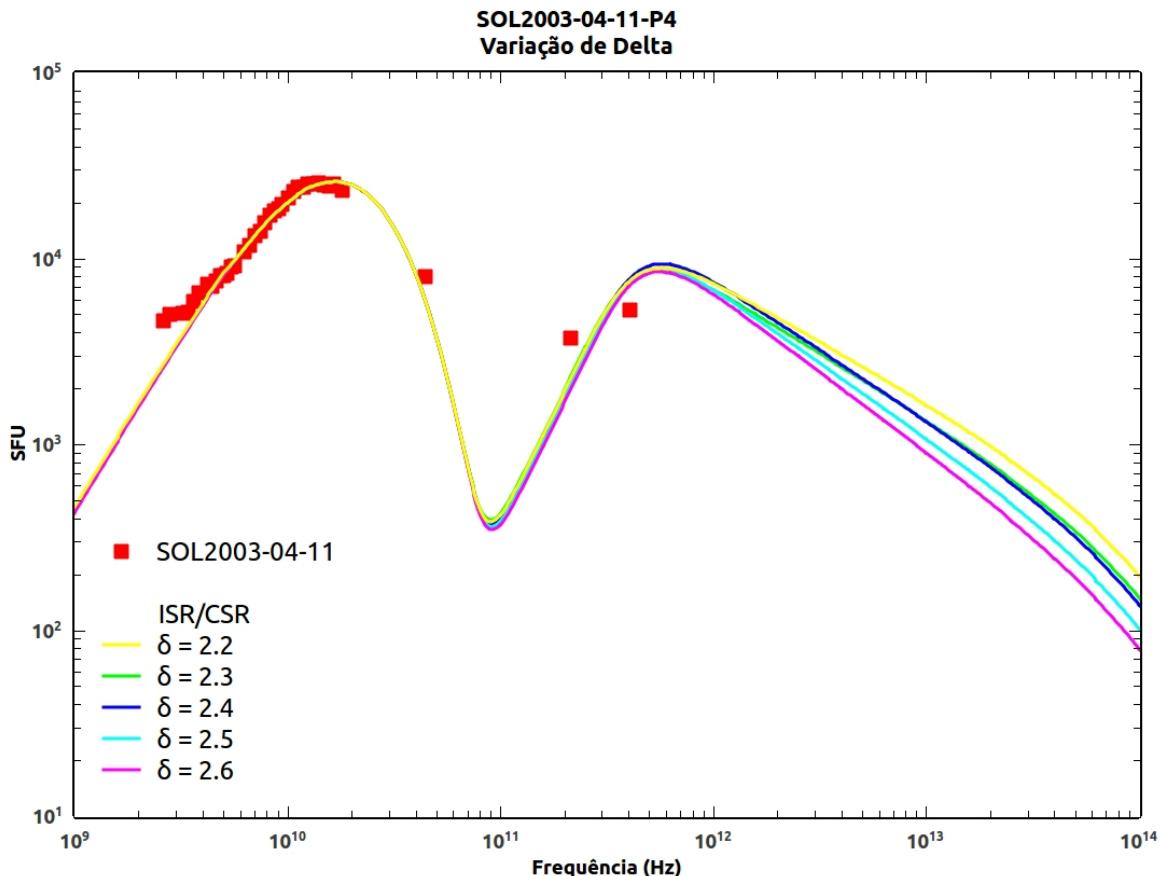


Figura 32 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ .

Na Tabela 9 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de δ .

δ	N_e	Ω (arcsec)	N_{CSR}/N_{high}	τ_b (ps)
2.2	1.700×10^{33}	0.270	1.872×10^{-14}	79.76
2.3	2.300×10^{33}	0.270	2.112×10^{-14}	79.72
2.4	3.750×10^{33}	0.270	1.979×10^{-14}	79.67
2.5	5.000×10^{33}	0.270	2.267×10^{-14}	79.62
2.6	7.000×10^{33}	0.270	2.472×10^{-14}	79.58

Tabela 9 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do índice espectral δ .

Na Fig. (33) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.5$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

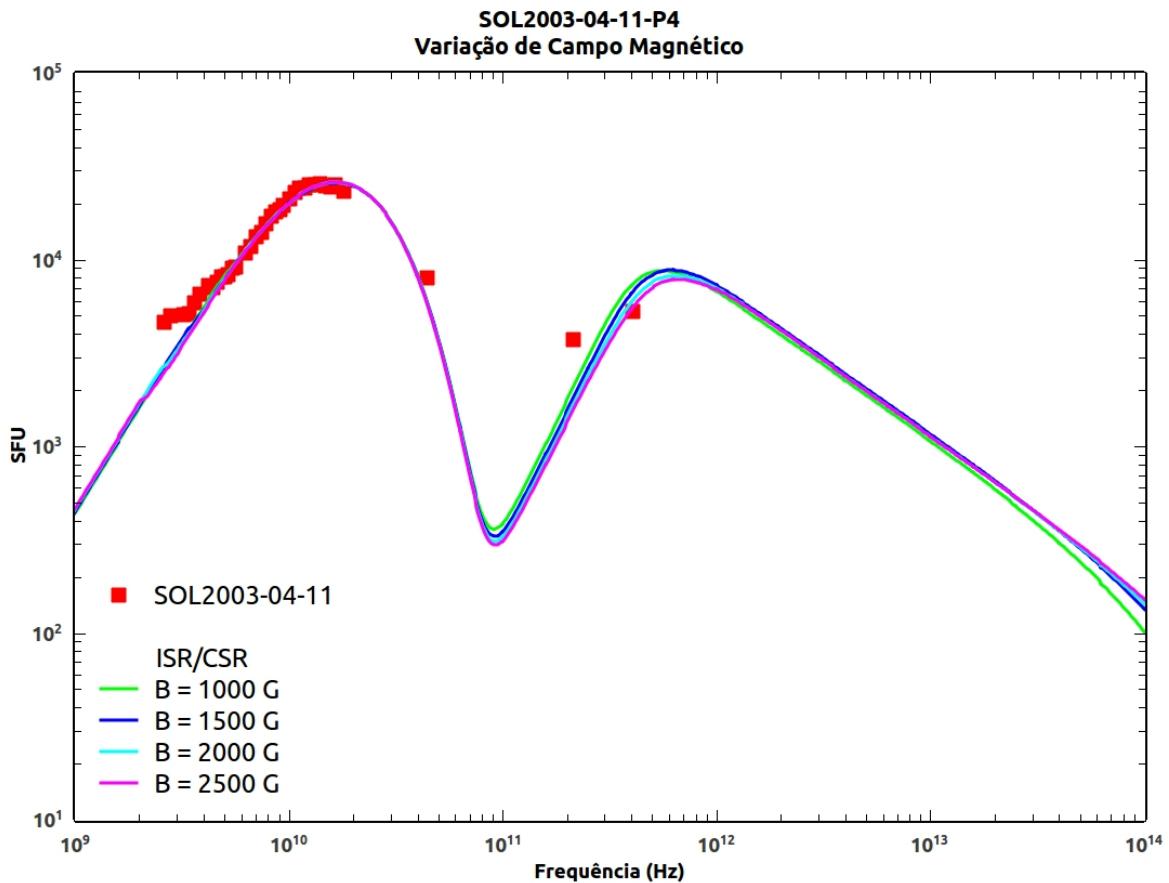


Figura 33 – Ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B .

Na Tabela 10 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de B .

$B \text{ (G)}$	N_e	$\Omega \text{ (arcsec)}$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b \text{ (ps)}$
1000	5.000×10^{33}	0.270	2.267×10^{-14}	79.62
1500	2.600×10^{33}	0.270	4.403×10^{-14}	79.97
2000	1.500×10^{33}	0.270	7.728×10^{-14}	80.38
2500	1.000×10^{33}	0.270	1.170×10^{-13}	80.55

Tabela 10 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da estrutura temporal P4 da explosão solar de 04 de Novembro de 2003 com valores diferentes do campo magnético B .

6.2.2 Explosão Solar de 27 de Outubro de 2014

Na Fig. (34) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia mínima E_{min} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.3$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

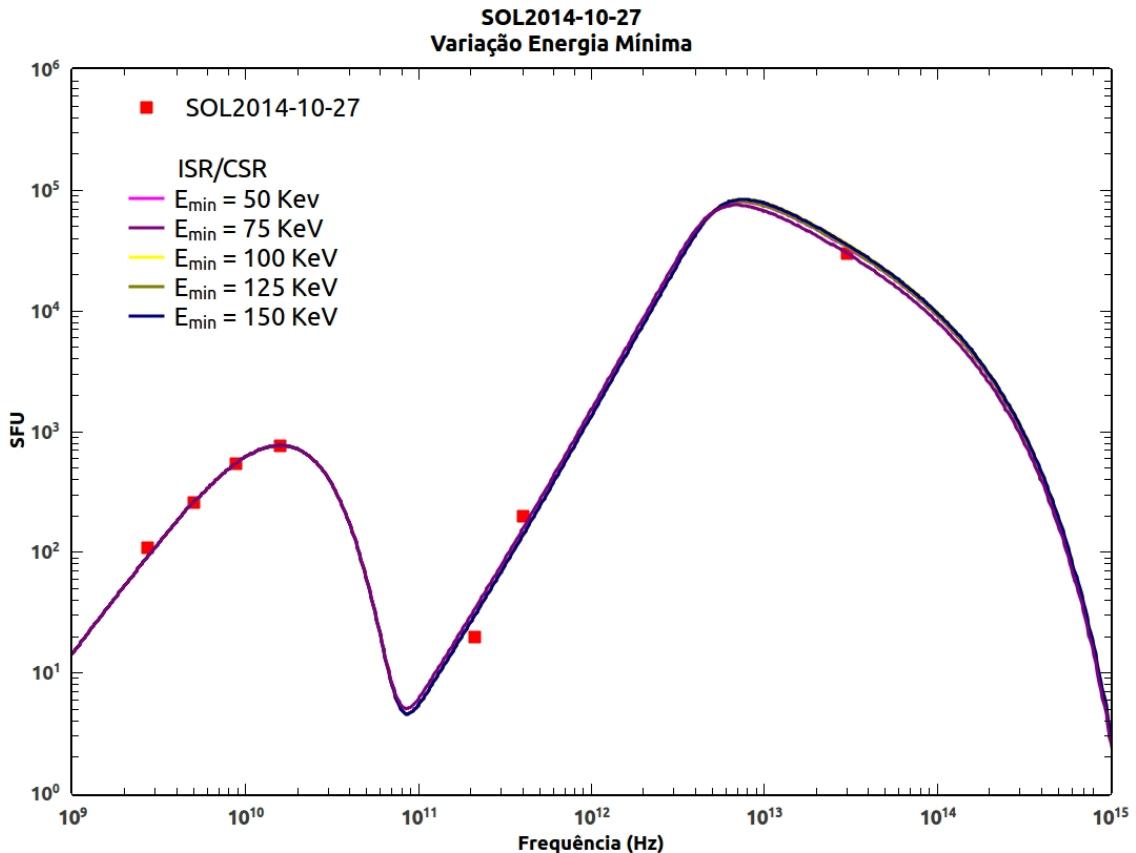


Figura 34 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia mínima E_{min} .

Na Tabela 11 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de E_{min} .

$E_{min} (\text{keV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
50	4.000×10^{35}	0.031	1.019×10^{-17}	82.95
75	1.950×10^{35}	0.033	1.148×10^{-17}	82.96
100	1.500×10^{35}	0.031	1.053×10^{-17}	82.95
125	9.000×10^{34}	0.031	1.014×10^{-17}	82.96
150	7.000×10^{34}	0.031	9.664×10^{-18}	82.95

Tabela 11 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia mínima E_{min} .

Na Fig. (35) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia máxima E_{max} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.3$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

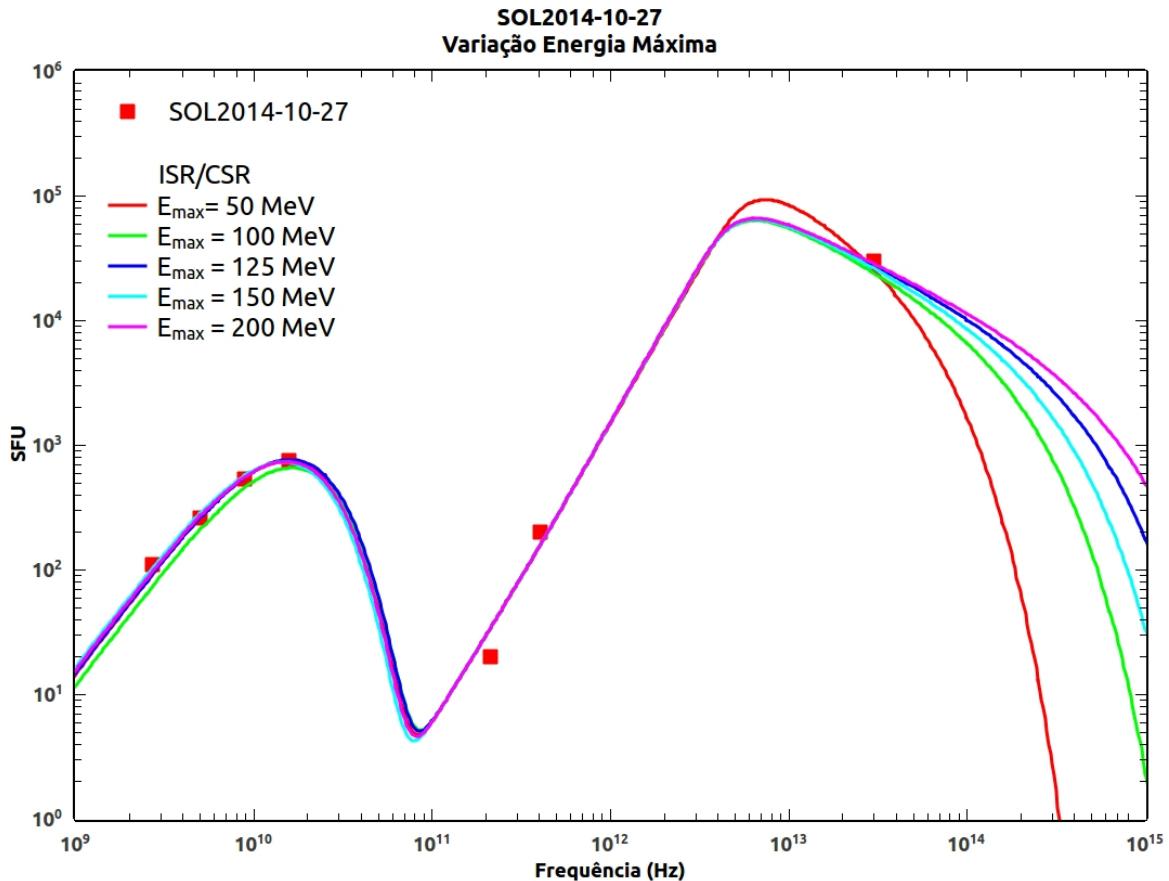


Figura 35 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia máxima E_{max} .

Na Tabela 12 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de E_{max} .

$E_{max} (\text{MeV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
50	2.000×10^{35}	0.033	7.174×10^{-18}	85.39
100	1.000×10^{35}	0.033	1.230×10^{-17}	80.00
125	1.000×10^{35}	0.033	1.360×10^{-17}	89.95
150	1.000×10^{35}	0.033	1.417×10^{-17}	82.81
200	1.000×10^{35}	0.033	1.363×10^{-17}	86.50

Tabela 12 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes da energia máxima E_{max} .

Na Fig. (36) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $\delta = 2.3$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

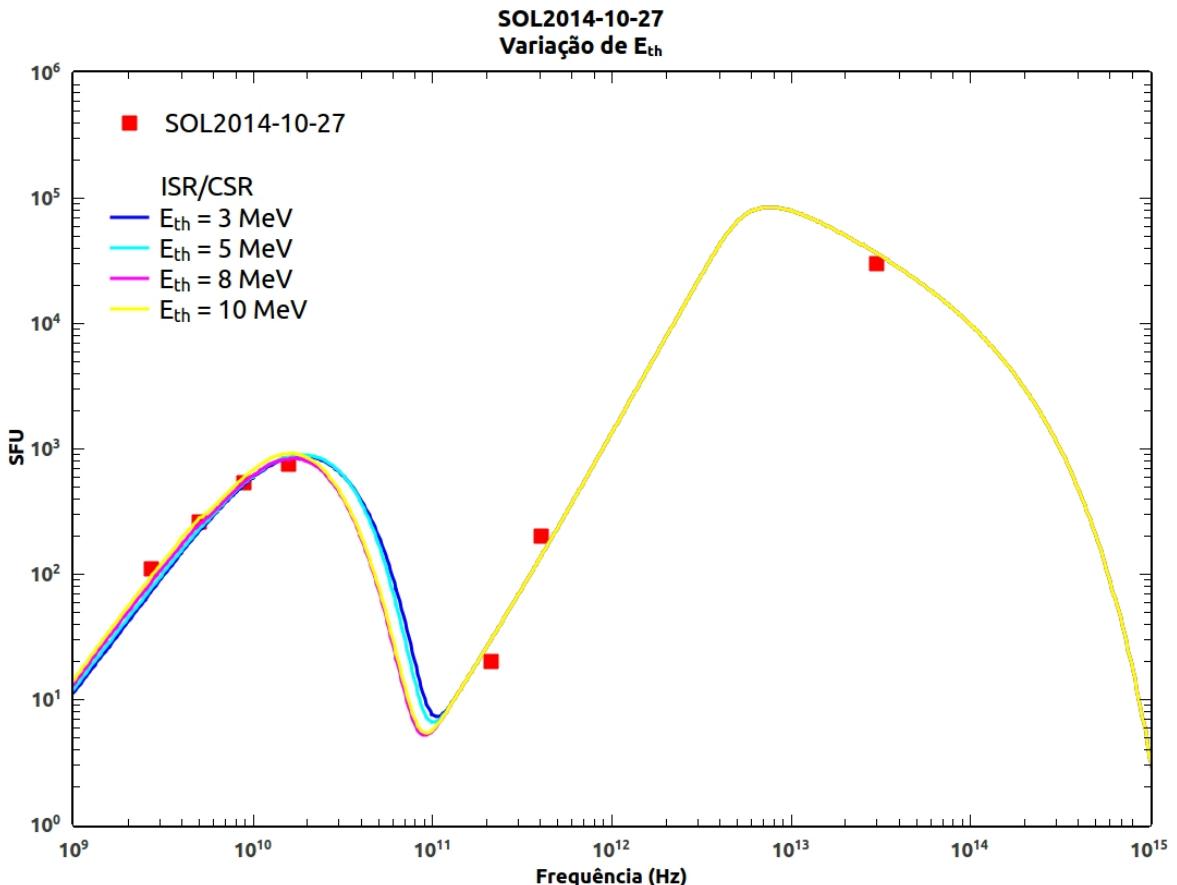


Figura 36 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .

Na Tabela 13 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de E_{th} .

$E_{th} (\text{MeV})$	N_e	$\Omega (\text{arcsec})$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b (\text{ps})$
3	1.500×10^{35}	0.031	9.013×10^{-18}	70.18
5	1.500×10^{35}	0.031	1.111×10^{-17}	70.07
8	1.500×10^{35}	0.031	1.316×10^{-17}	72.96
10	1.500×10^{35}	0.031	1.706×10^{-17}	70.02

Tabela 13 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do limiar de energia E_{th} .

Na Fig. (37) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do índice espectral δ , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $B = 1000 \text{ G}$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

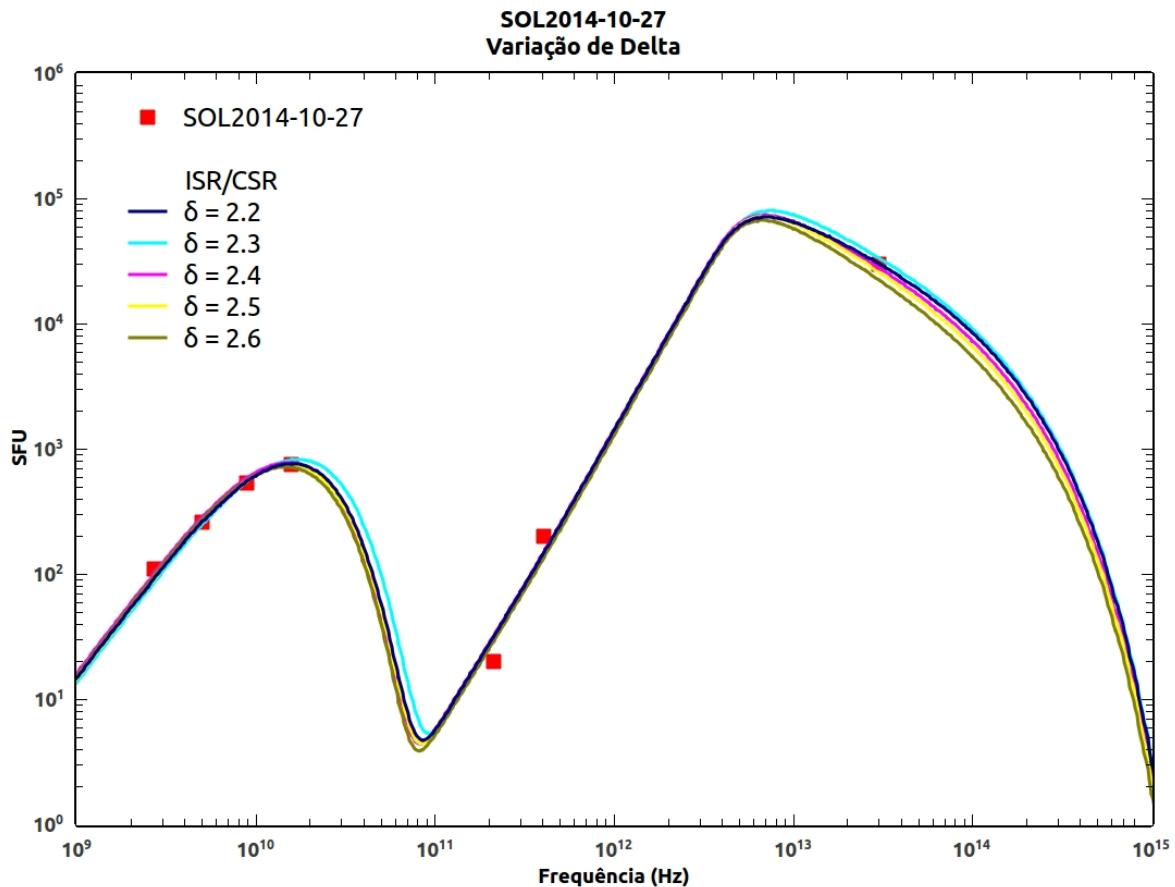


Figura 37 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do índice espectral δ .

Na Tabela 14 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de δ .

δ	N_e	Ω ($arcsec$)	N_{CSR}/N_{high}	τ_b (ps)
2.2	7.300×10^{34}	0.031	1.281×10^{-17}	82.78
2.3	1.400×10^{35}	0.031	1.100×10^{-17}	77.20
2.4	2.000×10^{35}	0.033	1.103×10^{-17}	87.72
2.5	3.200×10^{35}	0.033	1.000×10^{-17}	85.74
2.6	4.800×10^{35}	0.033	9.993×10^{-18}	89.98

Tabela 14 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do índice espectral δ .

Na Fig. (38) são mostrados os resultados obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do campo magnético B , mantendo-se os demais parâmetros fixos: $E_{min} = 100 \text{ keV}$, $E_{max} = 100 \text{ MeV}$, $E_{th} = 5.0 \text{ MeV}$, $\delta = 2.3$, $\phi_{view} = 60 \text{ deg}$ e $etr = 2.5 \text{ MeV}$.

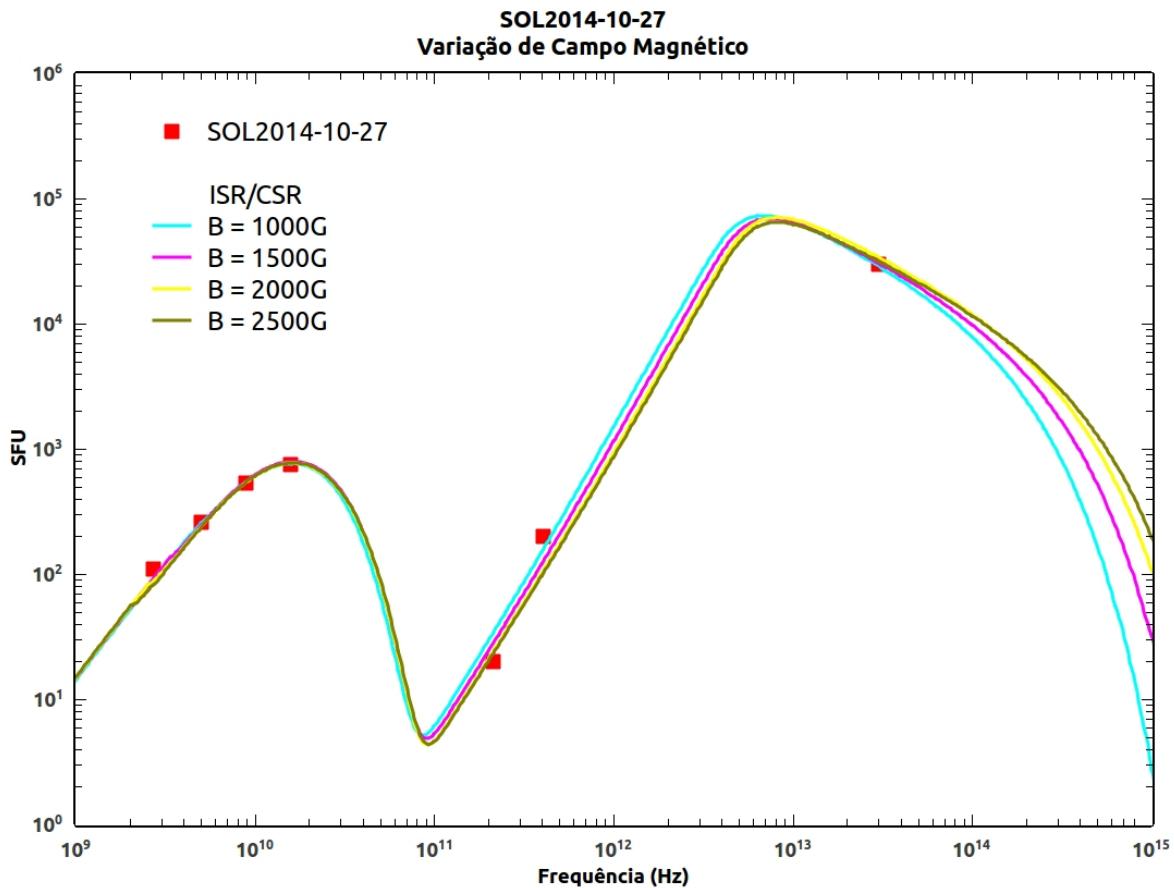


Figura 38 – Ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do campo magnético B .

Na Tabela 15 são apresentados os valores dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b para cada valor de B .

$B \text{ (G)}$	N_e	$\Omega \text{ (arcsec)}$	N_{CSR}/N_{high}	$\tau_b \text{ (ps)}$
1000	1.200×10^{35}	0.033	1.198×10^{-17}	82.00
1500	6.000×10^{34}	0.032	2.513×10^{-17}	81.17
2000	4.000×10^{34}	0.031	3.707×10^{-17}	82.00
2500	2.500×10^{34}	0.031	6.031×10^{-17}	82.00

Tabela 15 – Parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b obtidos para o ajuste do espectro da explosão solar de 27 de Outubro de 2014 com valores diferentes do campo magnético B .

7 Conclusão

O objetivo deste trabalho foi estudar o mecanismo ISR/CSR baseado no processo físico conhecido como instabilidade de *microbunching* que ocorre com feixes de elétrons relativísticos em aceleradores de laboratório, visando obter uma interpretação para as estruturas de duplo-espectro observadas em várias explosões solares na faixa de freqüências de GHz a sub-THz. Com esse objetivo, foram desenvolvidas as seguintes atividades:

- estudo detalhado do formalismo teórico utilizado para descrever o processo de emissão de radiação girossíncrotroniana/síncrotroniana em plasmas magneto-ativos;
- revisão da literatura relacionada às observações da nova componente espectral THz em explosões solares e aos possíveis mecanismos de emissão sugeridos para interpretá-la;
- estudo dos principais aspectos envolvidos no mecanismo de produção de radiação síncrotron incoerente (ISR) e radiação síncrotron coerente de banda larga (CSR) baseado no processo denominado instabilidade de *microbunching*;
- transcrição do chamado código Ramaty para a linguagem Java e desenvolvimento de um código para simular o mecanismo ISR/CSR no contexto de explosões solares;
- realização de simulações preliminares com o código ISR/CSR para cenários típicos de explosões solares com o objetivo de compreender a influência dos parâmetros envolvidos sobre as componentes espectrais ISR e CSR.
- desenvolvimento de um código que implementa o ajuste dos parâmetros N_e , Ω , N_{CSR}/N_{high} e τ_b pelo método dos mínimos quadrados para o ajuste de espectros de eventos observados, utilizando o pacote de minimização MINUIT na sua versão JMinuit (portabilidade para a linguagem JAVA).
- ajuste dos espectros das explosões solares de 04 de Novembro de 2003 e 27 de Outubro de 2014 através de simulações baseadas no mecanismo ISR/CSR, considerando diferentes valores para os parâmetros fixos E_{min} , E_{max} , E_{th} , δ e B .

Os resultados das simulações mostram que o mecanismo ISR/CSR baseado na instabilidade de *microbunching* observado em aceleradores de laboratório é capaz de reproduzir satisfatoriamente as estruturas de duplo-espectro observadas nas explosões solares de 04 de Novembro de 2003 e 27 de Outubro de 2014, utilizando-se parâmetros físicos típicos de explosões solares e distribuições de energia do tipo lei de potência para o

feixe de elétrons acelerados. A componente de alta frequência com máximo na faixa de THz é produzida pela emissão ISR, enquanto a componente na faixa de micro-ondas com máximo na faixa de GHz é produzida por uma pequena fração dos elétrons de alta energia como resultado da instabilidade de *microbunching*.

O mecanismo ISR/CSR é extremamente eficiente e pode estar presente em todas as explosões solares. Os resultados das simulações realizadas mostram que apenas uma fração muito pequena dos elétrons de alta energia é necessária para produzir a componente CSR ($\sim 10^{-17} - 10^{-15}$). No entanto, a observação da emissão CSR pode não ser sempre possível. A frequência de plasma precisa ser menor ou igual à frequência crítica para que a radiação em micro-ondas escape e seja observável. Para emissões com máximo em torno de 10 GHz, a densidade do plasma ambiente precisa ser menor que 10^{12} cm^{-3} na baixa cromosfera.

A formação dos *microbunches* em um feixe de elétrons acelerados de alta energia é mais provável em locais onde os campos magnéticos são mais intensos e apresentam topologias mais complexas, sendo mais eficiente para feixes de elétrons mais densos. Essas condições sugerem que o mecanismo pode ser mais efetivo em estruturas magnéticas situadas em camadas mais profundas da atmosfera solar (próximas das manchas solares) do que em camadas mais altas (como no topo dos arcos magnéticos na coroa). A emissão proveniente de regiões mais baixas é também consistente com o modelo em que as explosões são iniciadas por arcos pequenos e compactos que emergem da fotosfera. De fato, os resultados obtidos nas simulações mostram que para obter um ajuste satisfatório dos espectros para as explosões consideradas são necessários campos magnéticos intensos ($> 1000 \text{ G}$) e fontes extremamente compactas ($< 0.5''$). O número de elétrons N_e e o tamanho da fonte Ω necessários para o ajuste dos espectros das explosões de 04 de Novembro de 2003 e de 27 de Outubro de 2014 através do mecanismo ISR/CSR correspondem a densidades do feixe de elétrons respectivamente da ordem de 10^{11} cm^{-3} e 10^{13} cm^{-3} .

O mecanismo ISR/CSR não é incompatível com outros processos de emissão que podem produzir a componente em microondas. De fato, o mecanismo ISR/CSR pode eventualmente gerar uma importante contribuição para a emissão em microondas, ao menos em certos eventos nos quais as condições físicas para a formação de *microbunches* são possíveis, fornecendo uma interpretação plausível para as estruturas de duplo espectro observadas em várias explosões solares.

É importante observar que uma cobertura espectral mais ampla das observações na região de frequências sub-THz e THz é extremamente importante para a continuidade deste e de outros estudos sobre mecanismos que visam explicar a nova componente espectral THz, no sentido de fornecer melhores vínculos para os intervalos de parâmetros físicos envolvidos. Devido a opacidade da atmosfera terrestre para quase toda a faixa de frequências THz, são necessárias novas observações utilizando instrumentos operando no espaço como o solar-T, desenvolvido para observações em 3 THz e 7 THz (KAUFMANN, 2012).

Referências

- AKABANE, K. et al. A Flare-Associated Thermal Burst in the mm-Wave Region. *Solar Physics*, v. 33, p. 431–437, dez. 1973. Citado na página 26.
- ASCHWANDEN, M. *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions*. Springer Berlin Heidelberg, 2006. (Springer Praxis Books). ISBN 9783540307655. Disponível em: <https://books.google.com.br/books?id=W7FE5_aowEQC>. Citado na página 13.
- BASTIAN, T.; BENZ, A.; GARY, D. Radio emission from solar flares. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 36, p. 131–188, 1998. ISSN 0066-4146. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 16.
- BEKEFI, G. *Radiation processes in plasmas*. Wiley, 1966. (Wiley series in plasma physics). Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=UuNEAAAAIAAJ>>. Citado na página 19.
- BYRD, J. M. et al. Observation of broadband self-amplified spontaneous coherent terahertz synchrotron radiation in a storage ring. *Physical Review Letters*, v. 89, n. 22, p. 224801, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 33.
- CARR, G. L. et al. High-power terahertz radiation from relativistic electrons. *Nature*, v. 420, p. 153–156, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 33.
- CASSIANO, M. M. et al. Fast Mid-IR Flashes Detected During Small Solar X-Ray Bursts. *Solar Physics*, v. 264, p. 71–79, jun. 2010. Citado na página 27.
- COSTA, J. E. R. et al. Solar burst analysis with 3d loop models. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, Oxford University Press, v. 65, n. sp1, p. S5, 2013. Citado na página 16.
- CROOM, D. L. Solar Microwave Bursts as Indicators of the Occurrence of Solar Proton Emission. *Solar Physics*, v. 19, p. 152–170, ago. 1971. Citado na página 26.
- DULK, G. A. The Gyro-Synchrotron Radiation from Moving Type IV Sources in the Solar Corona. *Solar Physics*, v. 32, p. 491–503, out. 1973. Citado na página 16.
- DULK, G. A. Radio Emission from the Sun and Stars. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, v. 23, n. 1, p. 169–224, 1985. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.23.090185.001125>>. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 16.
- DULK, G. A.; DENNIS, B. R. Microwaves and hard X-rays from solar flares - Multithermal and nonthermal interpretations. *The Astrophysical Journal*, v. 260, p. 875–884, set. 1982. Citado 4 vezes nas páginas 13, 14, 27 e 31.
- DULK, G. A.; MARSH, K. A. Simplified expressions for the gyrosynchrotron radiation from mildly relativistic, nonthermal and thermal electrons. *The Astrophysical Journal*, v. 259, p. 350–358, ago. 1982. Citado na página 16.

- DULK, G. A.; MELROSE, D. B.; WHITE, S. M. The gyrosynchrotron emission from quasi-thermal electrons and applications to solar flares. *The Astrophysical Journal*, v. 234, p. 1137–1147, dez. 1979. Citado na página 16.
- FERNANDES, L. O. T. et al. Comparative study of solar bursts at sub-thz frequencies. In: *Coimbra Solar Physics Meeting 2015 "Ground-based Solar Observations in the Space Instrumentation Era"(abstract)*. [S.l.: s.n.], 2015. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 26.
- FLEISHMAN, G. D.; KONTAR, E. P. Sub-thz radiation mechanisms in solar flares. *The Astrophysical Journal Letters*, IOP Publishing, v. 709, n. 2, p. L127, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 31.
- FLEISHMAN, G. D.; MELNIKOV, V. F. Optically Thick Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Electron Distributions. *The Astrophysical Journal*, v. 584, p. 1071–1083, fev. 2003a. Citado na página 16.
- FLEISHMAN, G. D.; MELNIKOV, V. F. Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Electron Distributions. *The Astrophysical Journal*, v. 587, p. 823–835, abr. 2003b. Citado na página 16.
- FRIEDMAN, M.; HERNDON, M. Emission of coherent microwave radiation from a relativistic electron beam propagating in a spatially modulated field. *Physics of Fluids*, v. 16, p. 1982–1995, nov. 1973. Citado na página 33.
- GEZARI, D. SGR A* in the Mid-Infrared Reference Frame: The Relationship Between the Radio and Infrared Sources in the Central Parsec. In: Falcke, H. et al. (Ed.). *The Central Parsecs of the Galaxy*. [S.l.: s.n.], 1999. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 186), p. 234. Citado na página 27.
- GINZBURG, V. *The propagation of electromagnetic waves in plasmas*. Pergamon Press, 1964. (International series of monographs on electromagnetic waves). Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=vF55AAAAIAAJ>>. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- GINZBURG, V.; SYROVATSKI, S. *The origin of cosmic rays*. Gordon and Breach, 1969. (Topics in astrophysics and space physics). Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=Zdq6AAAAIAAJ>>. Citado na página 16.
- GINZBURG, V. L.; SYROVATSKII, S. I. Cosmic Magnetobremssstrahlung (synchrotron Radiation). *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, v. 3, p. 297, 1965. Citado 5 vezes nas páginas 14, 16, 21, 22 e 33.
- GINZBURG, V. L.; SYROVATSKI, S. I. Reviews of Topical Problems: Some Problems of Gamma and X-Ray Astronomy. *Soviet Physics Uspekhi*, v. 7, p. 696–720, maio 1965. Citado na página 33.
- GOLUB, L.; PASACHOFF, J. *The Solar Corona*. Cambridge University Press, 2010. (The Solar Corona). ISBN 9780521882019. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=XaRH1ZxEWu4C>>. Citado na página 13.
- GOOSSENS, M.; ANDRIES, J.; ASCHWANDEN, M. J. Coronal loop oscillations. An interpretation in terms of resonant absorption of quasi-mode kink oscillations. v. 394, p. L39–L42, nov. 2002. Citado na página 13.

- HIRSCHMUGL, C. J.; SAGURTON, M.; WILLIAMS, G. P. Multiparticle coherence calculations for synchrotron-radiation emission. *Physical Review A*, American Physical Society, v. 44, n. 2, p. 1316, 1991. Citado na página 33.
- HOLMAN, G. D. et al. Implications of X-ray Observations for Electron Acceleration and Propagation in Solar Flares. *Space Science Reviews*, v. 159, p. 107–166, set. 2011. Citado na página 16.
- HOLT, S. S.; RAMATY, R. Microwave and Hard X-Ray Bursts from Solar Flares. *Solar Physics*, v. 8, p. 119–141, jul. 1969. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- HULBERT, S. L.; WILLIAMS, G. P. Synchrotron Radiation Sources. *Vacuum Ultraviolet Spectroscopy I. Series: Experimental Methods in the Physical Sciences, ISBN: 9780124759787. Elsevier, vol. 31, pp. 1-25*, v. 31, p. 1–25, 1998. Citado na página 33.
- INGELMAN, G.; SIEGBAHN, K. *Fysik-Aktuell*, v. 1, 1998. Citado na página 49.
- JACKSON, J. *Classical electrodynamics*. [S.l.]: New York: Wiley, 1998. Citado na página 33.
- JENNINGS, D. E. et al. Solar Magnetic Field Studies Using the 12 Micron Emission Lines. IV. Observations of a Delta Region Solar Flare. *The Astrophysical Journal*, v. 568, p. 1043–1048, abr. 2002. Citado na página 27.
- KAUFMANN, P. Observations of solar flares from ghz to thz frequencies. In: *The Sun: New Challenges*. [S.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 2012. p. 61–71. Citado 3 vezes nas páginas 13, 26 e 80.
- KAUFMANN, P. et al. Rapid pulsations in sub-thz solar bursts. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 697, p. 420–427, 2009b. Citado 4 vezes nas páginas 13, 14, 26 e 31.
- KAUFMANN, P. et al. A synchrotron/inverse compton interpretation of a solar burst producing fast pulses at 3 mm and hard x-rays. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 12, v. 12, p. 374, 1986. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 31.
- KAUFMANN, P. et al. Solar burst with millimetre-wave emission at high frequency only. *Nature*, v. 313, p. 380–382, jan. 1985. Citado na página 26.
- KAUFMANN, P. et al. The new submillimeter-wave solar telescope. In: *Microwave and Optoelectronics Conference, 2001. IMOC 2001. Proceedings of the 2001 SBMO/IEEE MTT-S International*. [S.l.: s.n.], 2001. v. 1, p. 439–442 vol.1. Citado na página 26.
- KAUFMANN, P. et al. *New telescopes for ground-based solar observations at submillimeter and mid-infrared*. 2008. 70120L-70120L-8 p. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 27.
- KAUFMANN, P. et al. Sub-thz and $\text{h}\alpha$ activity during the preflare and main phases of a goes class m2 event. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 742, p. 106, 2011. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 26.
- KAUFMANN, P.; RAULIN, J.-P. Can microbunch instability on solar flare accelerated electron beams account for bright broadband coherent synchrotron microwaves? *Physics of Plasmas*, v. 13, n. 7, p. –, 2006. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/pop/13/7/10.1063/1.2244526>>. Citado na página 14.

KAUFMANN, P. et al. A New Solar Burst Spectral Component Emitting Only in the Terahertz Range. *The Astrophysical Journal Letters*, v. 603, n. 2, p. L121, 2004. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1538-4357/603/i=2/a=L121>>. Citado 8 vezes nas páginas 6, 13, 14, 26, 27, 28, 29 e 31.

KAUFMANN, P. et al. Solar submillimeter and gamma-ray burst emission. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 574, n. 2, p. 1059, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 26.

KAUFMANN, P. et al. Sub-terahertz, Microwaves and High Energy Emissions During the 6 December 2006 Flare, at 18:40 UT. *Solar Physics*, Springer Netherlands, v. 255, n. 1, p. 131–142, 2009a. ISSN 0038-0938. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s11207-008-9312-7>>. Citado 2 vezes nas páginas 13 e 26.

KAUFMANN, P. et al. A bright impulsive solar burst detected at 30 thz. *The Astrophysical Journal*, IOP Publishing, v. 768, n. 2, p. 134, 2013. Citado 3 vezes nas páginas 14, 26 e 27.

KAUFMANN, P. et al. Bright 30 thz impulsive solar bursts. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 120, n. 6, p. 4155–4163, 2015. Citado 4 vezes nas páginas 6, 26, 27 e 30.

KIM, K. X-ray data booklet ed. a. c. thompson & d. vaughan. Washington, DC: Lawrence Berkeley Laboratory Publication, 2001. Citado na página 34.

KLEIN, K.-L. Microwave radiation from a dense magneto-active plasma. *Astronomy & Astrophysics*, v. 183, p. 341–350, set. 1987. Citado na página 16.

KLEIN, K.-L.; TROTTET, G. Gyrosynchrotron radiation from a source with spatially varying field and density. *Astronomy & Astrophysics*, v. 141, p. 67–76, dez. 1984. Citado na página 16.

KLEIN, K.-L.; TROTTET, G.; MAGUN, A. Microwave diagnostics of energetic electrons in flares. *Solar Physics*, v. 104, p. 243–252, mar. 1986. Citado na página 16.

KLOPF, J. M. et al. The Contribution of Microbunching Instability to Solar Flare Emission in the GHz to THz Range of Frequencies. *The Astrophysical Journal*, v. 791, n. 1, p. 31, 2014. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0004-637X/791/i=1/a=31>>. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 35.

KLOPF, M.; KAUFMANN, P.; RAULIN, J. Examination of Broadband Coherent Synchrotron Radiation to Describe THz and Sub-THz Solar Flare Spectral Emissions. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts #216*. [S.l.: s.n.], 2010. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 41), p. 905. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 35.

KO, H. C.; CHUANG, C. W. The Relation between the Radiated and Received Powers Due to Gyrating Electrons in Ambient Plasma. *Astrophysics Letters*, v. 15, p. 125, nov. 1973. Citado na página 19.

KRUCKER, S. et al. Solar flares at submillimeter wavelengths. *Astronomy & Astrophysics Reviews*, v. 21, p. 58, mar. 2013. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 27.

KUDAKA, A. Tese (Doutorado) — Universidade Presbiteriana Mackenzie, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 27.

- KUZNETSOV, A. A.; NITA, G. M.; FLEISHMAN, G. D. Three-dimensional simulations of gyrosynchrotron emission from mildly anisotropic nonuniform electron distributions in symmetric magnetic loops. *The Astrophysical Journal*, v. 742, n. 2, p. 87, 2011. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0004-637X/742/i=2/a=87>>. Citado na página 16.
- LANDAU, L.; LIFSHITZ, E. M. *The classical theory of fields*. [S.l.: s.n.], 1962. Citado na página 16.
- LINDSEY, C.; HEASLEY, J. N. Far-infrared continuum observations of solar faculae. *The Astrophysical Journal*, v. 247, p. 348–353, jul. 1981. Citado na página 27.
- LORD, S. D. et al. A Far-Infrared Spectral Line Survey of 23 Disk Galaxies. In: *American Astronomical Society Meeting Abstracts*. [S.l.: s.n.], 1992. (Bulletin of the American Astronomical Society, v. 24), p. 1182. Citado na página 27.
- LÜTHI, T.; LÜDI, A.; MAGUN, A. Determination of the location and effective angular size of solar flares with a 210 GHz multibeam radiometer. *Astronomy & Astrophysics*, v. 420, p. 361–370, jun. 2004. Citado na página 26.
- MARCON, R. et al. Association of mid-infrared solar plages with calcium k line emissions and magnetic structures. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, JSTOR, v. 120, n. 863, p. 16–19, 2008. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 27.
- MÄTZLER, C. Thermal Gyrosynchrotron Radiation and the Application to the Impulsive Phase of a Flare. In: Dumont, S.; Roesch, J. (Ed.). *Pleins Feux sur la Physique Solaire*. [S.l.: s.n.], 1978. p. 251. Citado na página 16.
- MCNEIL, B. W. J.; THOMPSON, N. R. X-ray free-electron lasers. *Nature Photonics*, v. 4, p. 814–821, dez. 2010. Citado 2 vezes nas páginas 6 e 34.
- MELNIKOV, V. F.; CHARIKOV, Y. E.; KUDRYAVTSEV, I. V. Spatial brightness distribution of hard x-ray emission along flare loops. *Geomagnetism and Aeronomy*, v. 53, n. 7, p. 863–866, 2013. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1134/S0016793213070153>>. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 31.
- MELO, A. M. et al. A New Setup for Ground-based Measurements of Solar Activity at 10 μm . *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, v. 118, p. 1558–1563, nov. 2006. Citado na página 27.
- MELO, A. M. et al. Addendum: “A New Setup for Ground-based Measurements of Solar Activity at 10 μm ” (PASP, 118, 1558 [2006]). *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, v. 121, p. 1296–1296, nov. 2009. Citado na página 27.
- MELROSE, D. B. The Emission and Absorption of Waves by Charged Particles in Magnetized Plasmas. *Astrophysics & Space Science*, v. 2, p. 171–235, out. 1968. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 19.
- MITEVA, R. et al. Comparison of 30 thz impulsive burst time development to microwaves, h-alpha, euv, and goes soft x-rays. *arXiv preprint arXiv:1512.01763*, 2015. Citado 3 vezes nas páginas 14, 26 e 27.
- MOTZ, H. Applications of the radiation from fast electron beams. *Journal of Applied Physics*, v. 22, n. 5, p. 527–535, 1951. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/22/5/10.1063/1.1700002>>. Citado na página 33.

- MOTZ, H.; WALSH, D. Dependance of power radiated on beam current in a magnetic undulator. *Journal of Applied Physics*, v. 33, n. 3, p. 978–981, 1962. Disponível em: <<http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/33/3/10.1063/1.1777201>>. Citado na página 33.
- MURPHY, R. J. et al. The Physics of Positron Annihilation in the Solar Atmosphere. *The Astrophysical Journal, Supplement*, v. 161, p. 495–519, dez. 2008. Citado na página 13.
- NODVICK, J. S.; SAXON, D. S. Suppression of coherent radiation by electrons in a synchrotron. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 96, p. 180–184, Oct 1954. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.96.180>>. Citado 3 vezes nas páginas 14, 33 e 34.
- PACHOLCZYK, A.; JORDÁN, F. *Radioastrofísica: procesos no térmicos en fuentes galácticas y extragalácticas*. Reverté, 1979. ISBN 9788429141467. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=gSIMfPR5Ji4C>>. Citado 4 vezes nas páginas 21, 22, 23 e 33.
- PACHOLCZYK, A. G. *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. [S.l.: s.n.], 1970. Citado na página 16.
- PAWSEY, J.; BRACEWELL, R. *Radio astronomy*. [S.l.: s.n.], 1955. Citado na página 17.
- PETROSIAN, V. Synchrotron emissivity from mildly relativistic particles. *The Astrophysical Journal*, v. 251, p. 727–738, dez. 1981. Citado na página 16.
- RAMATY, R. The Influence of the Ionized Medium on Synchrotron Emission from Intermediate Energy Solar Electrons. *The Astronomical Journal Supplement*, v. 73, p. 73, 1968. Citado 2 vezes nas páginas 16 e 23.
- RAMATY, R. Gyrosynchrotron Emission and Absorption in a Magnetoactive Plasma. *The Astrophysical Journal*, v. 158, p. 753, nov. 1969. Citado 11 vezes nas páginas 16, 17, 18, 19, 23, 24, 25, 40, 49, 50 e 52.
- RAMATY, R.; LINGENFELTER, R. E. The influence of the ionized medium on synchrotron emission spectra in the solar corona. *Journal of Geophysical Research*, v. 72, n. 3, p. 879–883, 1967. ISSN 2156-2202. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1029/JZ072i003p00879>>. Citado 3 vezes nas páginas 16, 23 e 24.
- RAMATY, R.; PETROSIAN, V. Free-Free Absorption of Gyrosynchrotron Radiation in Solar Microwave Bursts. *The Astrophysical Journal*, v. 178, p. 241–250, nov. 1972. Citado na página 16.
- RAMATY, R. et al. Gamma-ray and millimeter-wave emissions from the 1991 June X-class solar flares. *The Astrophysical Journal*, v. 436, p. 941–949, dez. 1994. Citado 7 vezes nas páginas 16, 40, 42, 43, 49, 50 e 52.
- RATCLIFFE, J. *The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere*. University Press, 1959. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=LRQvAAAAIAAJ>>. Citado na página 17.
- RAULIN, J. P. et al. Analysis of the impulsive phase of a solar flare at submillimeter wavelengths. *Solar Physics*, Springer, v. 223, n. 1, p. 181–199, 2004. Citado na página 26.

- ROY, J.-R. A comparison of the optical and microwave emissions of some major solar flares. *Solar Physics*, v. 64, p. 143–157, nov. 1979. Citado na página 26.
- SAKAI, J. I.; NAGASUGI, Y. Emission of electromagnetic waves by proton beams in solar plasmas. *Astronomy & Astrophysics*, v. 474, p. L33–L36, nov. 2007. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 31.
- SAKAI, J. I. et al. Simulating the emission of electromagnetic waves in the terahertz range by relativistic electron beams. *Astronomy & Astrophysics*, v. 457, p. 313–318, out. 2006. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 31.
- SCHIFF, L. *Phys. Rev. Lett.*, v. 17, 1946. Citado na página 34.
- SCHOTT, G. *Eletromagnetic Radiation*. Cambridge University Press, 1912. Citado na página 16.
- SCHWINGER, J. On the classical radiation of accelerated electrons. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 75, p. 1912–1925, Jun 1949. Disponível em: <<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.75.1912>>. Citado 3 vezes nas páginas 14, 16 e 33.
- SHIMABUKURO, F. I. The Observation of 3.3-mm Bursts and their Correlation with Soft X-Ray Bursts. *Solar Physics*, v. 15, p. 424–432, dez. 1970. Citado na página 26.
- SILVA, A. V. et al. Evidence that synchrotron emission from nonthermal electrons produces the increasing submillimeter spectral component in solar flares. *Solar Physics*, Springer Netherlands, v. 245, n. 2, p. 311–326, 2007. Citado 5 vezes nas páginas 13, 14, 26, 31 e 32.
- SIMOES, P. *Estudo da Radiação Girossincrotrônica de Explosões Solares em Ambientes de Campos Magnéticos Complexos*. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2005. Citado na página 16.
- SIMOES, P. *Efeito da Distribuição Espacial de Elétrons na Emissão em Rádio das Explosões Solares*. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009. Citado na página 16.
- SIMÕES, P.; COSTA, J. Solar bursts gyrosynchrotron emission from three-dimensional sources. *Astronomy & Astrophysics*, EDP Sciences, v. 453, n. 2, p. 729–736, 2006. Citado na página 16.
- SIMÕES, P.; COSTA, J. Gyrosynchrotron emission from anisotropic pitch-angle distribution of electrons in 3-d solar flare sources. *Solar Physics*, Springer, v. 266, n. 1, p. 109–121, 2010. Citado na página 16.
- SONNABEND, G. et al. High-Resolution Infrared Measurements of H₂O and SiO in Sunspots. *Solar Physics*, v. 233, p. 205–213, fev. 2006. Citado na página 27.
- STIX, T. *The Theory of Plasma Waves*. [s.n.], 1962. Disponível em: <<https://books.google.com.br/books?id=IIG7c2p4vAEC>>. Citado na página 17.
- STUPAKOV, G.; HEIFETS, S. Beam instability and microbunching due to coherent synchrotron radiation. *Physical Review Special Topics Accelerators and Beams*, v. 5, n. 5, p. 054402, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 33.

- TAKAKURA, T. Synchrotron Radiation from Intermediate Energy Electrons and Solar Radio Outbursts at Microwave Frequencies. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, v. 12, p. 325, 1960. Citado na página 16.
- TAKAKURA, T. Synchrotron Radiation from Intermediate Energy Electrons in Helical Orbits and Solar Radio Bursts at Microwave Frequencies. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, v. 12, p. 352, 1960. Citado na página 16.
- TAKAKURA, T. The Self Absorption of Gyro-Synchrotron Emission in a Magnetic Dipole Field: Microwave Impulsive Burst and Hard X-Ray Burst. *Solar Physics*, v. 26, p. 151–175, set. 1972. Citado na página 16.
- TAKAKURA, T.; SCALISE, E. Gyro-Synchrotron Emission in a Magnetic Dipole Field for the Application to the Center-to-Limb Variation of Microwave Impulsive Bursts. *Solar Physics*, v. 11, p. 434–455, mar. 1970. Citado na página 16.
- TANDBERG-HANSSEN, E.; EMSLIE, A. G. *The physics of solar flares*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1988. v. 14. Citado na página 13.
- TARNSTROM, G. L. Approximations for gyrosynchrotron emissivity in a weak, isotropic plasma. *Astronomy & Astrophysics*, v. 49, p. 31–38, maio 1976. Citado na página 16.
- TROTET, G. et al. Radio submillimeter and -ray observations of the 2003 october 28 solar flare. *The Astrophysical Journal*, v. 678, n. 1, p. 509, 2008. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0004-637X/678/i=1/a=509>>. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 31.
- TROTET, G. et al. Origin of the submillimeter radio emission during the time-extended phase of a solar flare. *Solar Physics*, Springer Netherlands, v. 273, n. 2, p. 339–361, 2011. Citado 3 vezes nas páginas 14, 26 e 31.
- TROTET, G. et al. Origin of the 30 thz emission detected during the 2012 march 13 solar flare at 17: 20 ut. *arXiv preprint arXiv:1509.06336*, 2015. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 31.
- TRULSEN, J.; FEJER, J. A. Radiation from a charged particle in a magnetoplasma. *Journal of Plasma Physics*, v. 4, p. 825–841, dez. 1970. Citado na página 19.
- TURON, P. J.; LÉNA, P. J. High resolution solar images at 10 microns: Sunspot details and photometry. *Solar Physics*, v. 14, p. 112–124, set. 1970. Citado na página 27.
- VALIO, A. et al. Polarization emission of millimeter activity at the sun (poemas): New circular polarization solar telescopes at two millimeter wavelength ranges. *Solar Physics*, v. 283, n. 2, p. 651–665, 2013. Citado na página 26.
- VENTURINI, M.; WARNOCK, R. Bursts of coherent synchrotron radiation in electron storage rings: A dynamical model. *Physical Review Letters*, v. 89, n. 22, p. 224802, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 14 e 33.
- WESTFOLD, K. C. The Polarization of Synchrotron Radiation. *The Astrophysical Journal*, v. 130, p. 241, jul. 1959. Citado na página 22.
- WHITE, S. M. et al. Multifrequency observations of a remarkable solar radio burst. *The Astrophysical Journal*, v. 384, p. 656–664, jan. 1992. Citado na página 26.

WILLIAMS, G. P. Far-ir/thz radiation from the jefferson laboratory, energy recovered linac, free electron laser. *Review of Scientific Instruments*, v. 73, p. 1461–1463, 2002. Citado 2 vezes nas páginas [14](#) e [33](#).

WILLIAMS, G. P. Filling the thz gap—high power sources and applications. *Reports on Progress in Physics*, v. 69, n. 2, p. 301, 2006. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0034-4885/69/i=2/a=R01>>. Citado na página [33](#).

WILLIAMS, G. P. et al. Coherence effects in long-wavelength infrared synchrotron radiation emission. *Physical review letters*, American Physical Society, v. 62, n. 3, p. 261, 1989. Citado na página [33](#).

ZAITSEV, V. V.; STEPANOV, A. V.; MELNIKOV, V. F. Sub-terahertz emission from solar flares: The plasma mechanism of chromospheric emission. *Astronomy Letters*, v. 39, n. 9, p. 650–659, 2013. ISSN 1562-6873. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1134/S1063773713090089>>. Citado 2 vezes nas páginas [14](#) e [31](#).

ZIRIN, H.; TANAKA, K. The Flares of August 1972. *Solar Physics*, v. 32, p. 173–207, set. 1973. Citado na página [26](#).