



DISSERTAÇÃO

**Emissão Polarizada em *Gamma Ray Bursts***

**Bruno Henrique Monteiro Sulczinski**

**Brasília, Março de 2019**

**UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA**



UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA  
Instituto de Física

DISSERTAÇÃO

**Emissão Polarizada em *Gamma Ray Bursts***

**Bruno Henrique Monteiro Sulczinski**

*Dissertação submetida ao Instituto de Física  
como requisito parcial para obtenção  
do grau de Mestre em Física*

Banca Examinadora

Prof. Dr. Ivan Soares Ferreira  
*Orientador e Presidente da Banca*

\_\_\_\_\_

Prof. Dr. Ricardo Gargano  
*Avaliador,*

\_\_\_\_\_

Prof. Dr. Clóvis Achy Soares Maia  
*Avaliador, Membro Externo,*

\_\_\_\_\_

## FICHA CATALOGRÁFICA

SULCZINSKI, BRUNO HENRIQUE MONTEIRO

Emissão Polarizada em *Gamma Ray Bursts* [Distrito Federal] 2019.

xvi, 96 p., 210 x 297 mm (IFD/UnB, Mestre, Mestrado em Física, 2019).

Dissertação - Universidade de Brasília, Instituto de Física.

1. Astrofísica

2. Gamma-Ray Bursts

3. Radiação Polarizada

4. Dissertações da PG-IFD

I. IFD/UnB

II. Título (série)

## REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

SULCZINSKI, B. H. M. (2019). *Emissão Polarizada em Gamma Ray Bursts*. Dissertação, Instituto de Física, Universidade de Brasília, Brasília, DF, 96 p.

## CESSÃO DE DIREITOS

AUTOR: Bruno Henrique Monteiro Sulczinski

TÍTULO: Emissão Polarizada em *Gamma Ray Bursts*.

GRAU: Mestre em Física ANO: 2019

É concedida à Universidade de Brasília permissão para reproduzir cópias desta Dissertação e para emprestar ou vender tais cópias somente para propósitos acadêmicos e científicos. Os autores reservam outros direitos de publicação e nenhuma parte dessa Dissertação pode ser reproduzida sem autorização por escrito dos autores.

---

Bruno Henrique Monteiro Sulczinski

Instituto de Física - IFD

Universidade de Brasília (UnB)

Campus Darcy Ribeiro

CEP 70919-970 - Brasília - DF - Brasil



## Agradecimentos

*No fim, toda verdade é apenas meia verdade. Não há descrição completa de nenhum fenômeno, assim como não há palavras que expressam minha gratidão para aqueles que me apoiaram nessa empreitada.*

*No princípio só haviam vocês, Jonatas e Jane, os quais tenho orgulho de chamar de Pais. Se essa ou qualquer outra realização pessoal é possível, é mérito de vocês, e sou profundamente grato por cada ensinamento que tive ao longo da vida.*

*Várias pessoas vem e vão ao longo da vida, mas alguém como você Maria Vitória, só aparece uma vez. Te conhecer e ter o prazer de trilhar um caminho ao seu lado foi um dos maiores presentes da minha vida, e assim como uma nuvem pode amenizar a incidência dos raios solares, você é capaz de conciliar os meus sentimentos, exatamente quando eu mais preciso.*

*Foram tantos os amigos que me alavancaram nesse período que é injusto citar apenas poucos nomes, porém alguns acabaram tendo papéis essenciais.*

*Marcos Paulo e Paulo Eduardo, sem a parceria de vocês eu estaria sozinho na maioria das dificuldades, obrigado por toda ajuda até aqui e pela ajuda futura que sei que terei. E ao meu amigo Saulo Cardoso, fica um agradecimento especial pela ajuda imprescindível na formatação desse trabalho, assim como no apoio psicológico em momentos frustrantes de insônia e mau humor.*

*Por fim, Caro Ivan, você como Orientador foi mais do que essencial para a realização dessa dissertação. Não só me inspiro em você como Educador, mas te admiro como um Homem da Ciência, que busca conhecer as características primordiais tanto da natureza quanto do ser humano.*

*Um agradecimento especial também a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, CAPES, pelo apoio financeiro e pelo seu trabalho no fomento à pesquisa de pós-graduação stricto sensu no Brasil.*

*Bruno Henrique Monteiro Sulczinski*

---

## RESUMO

Os *Gamma-Ray Bursts* (GRBs) ainda não são compreendidos em sua plenitude. No entanto, sua exploração poderia fornecer uma ferramenta útil para uma melhor compreensão do Universo Primordial, pois são os objetos mais distantes e violentamente energéticos que a astronomia conhece. Apesar do campo de estudo dos GRBs permanecer com várias indagações em aberto, algumas questões podem ser solucionadas ao sondarmos um dos parâmetros que compõe a emissão de altas energias, a Polarização. As propriedades de polarização são pouco conhecidas e espera-se que futuras medições forneçam constatações importantes para o mecanismo de emissão. Medições de polarização até então sofrem de uma baixa estatística de fótons, embora o Satélite Chinês *POLAR* tenha sido capaz de detectar com alta precisão a polarização na emissão *Prompt*. Apesar disso o tamanho atual das amostras ainda é pequeno e as incertezas em cada medição são grandes, que juntas no impedem de chegar à conclusões definitivas sobre o mecanismo de emissão de GRBs na emissão *prompt*. Por fim, essa Dissertação caracterizou a emissão polarizada em GRBs, pois ao detectarmos a polarização, podemos ter informações acerca de elementos essenciais do *Burst*, como (i) os Mecanismos de Emissão Polarizada, (ii) a Estrutura do Campo Magnético e (iii) o Formato dos Jatos em GRBs, e com isso, finalmente discriminar modelos de Emissão e Aceleração de Partículas nos GRBs.

---

## ABSTRACT

Gamma-Ray Bursts (GRBs) are still not fully understood. However, the understanding of the phenomenon of its emission could provide a useful tool for a better understanding of the early Universe, since they belong to the most distant and energetic objects that Astronomy knows. Although the GRBs field of study remains with several open questions, some questions can be solved by probing one of the parameters that compose the emission of high energies: Polarization. Polarization properties are poorly understood and future measurements are expected to provide important findings for the emission mechanism. Current polarization measurements suffer from a low photon statistic, although the Chinese *POLAR* Satellite, in its few months of operation (2016-2017) was able to detect with high precision the polarization in the *Prompt* emission. However, the current sample size is still small and the uncertainties in each measurement are quite large, which together prevent us from reaching the definitive conclusions about the GRBs emission mechanism in the *prompt* emission. Finally, this Thesis characterized the polarized emission in GRBs, because when we detect the polarization, we can have information about essential elements of the *Burst*, like (i) Polarized Emission Mechanisms (ii) the Magnetic Field Structure and (iii) the shape of jet in GRBs, and with that, finally, to discriminate emission and particle acceleration models in GRBs.

# TABLE OF CONTENTS

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
1.1	CONCEITO HISTÓRICO	1
1.2	OBJETIVOS DO TRABALHO	3
1.3	ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	4
<b>2</b>	<b>EFEITOS OBSERVACIONAIS, TAXONOMIA E CORRELAÇÕES DA EMISSÃO <i>Prompt</i></b>	<b>5</b>
2.1	O QUE SÃO DE FATO GRBs?	5
2.2	GRANDEZAS OBSERVACIONAIS	8
2.2.1	A FUNÇÃO DE BAND	9
2.3	TAXONOMIA BÁSICA	10
2.4	CORRELAÇÕES OBSERVADAS PARA EMISSÃO PROMPT	12
2.5	OBSERVADORES E ESCALAS DE TEMPO EM FLUXOS RELATIVÍSTICOS	15
<b>3</b>	<b>MECANISMOS DE ACELERAÇÃO E EMISSÃO DE PARTÍCULAS</b>	<b>17</b>
3.1	RADIAÇÃO SÍNCROTON	17
3.1.1	RADIAÇÃO SÍNCROTON DE UM CONJUNTO DE PARTÍCULAS	20
3.2	ESPALHAMENTO COMPTON	21
3.2.1	SEÇÃO TRANSVERSAL DE THOMSON	21
3.2.2	ESPALHAMENTO COMPTON DIRETO	22
3.3	SEÇÃO DE CHOQUE DE KLEIN-NISHINA	23
3.4	ESPALHAMENTO COMPTON INVERSO	24
3.4.1	REGIME DE THOMSON	24
3.4.2	TAXA DE ESPALHAMENTO	26
3.4.3	ESPECTRO DE UMA PARTÍCULA	27
3.4.4	EMISSÃO DE VÁRIOS ELÉTRONS	28
3.5	EFEITO SSC: SYNCHROTON SELF-COMPTON	29
3.5.1	EMISSIVIDADE DO EFEITO SSC	29
3.6	MHD E RECONEXÃO MAGNÉTICA	30
3.6.1	MHD IDEAL E O CONGELAMENTO DE LINHAS DE CAMPO	32
3.6.2	RECONEXÃO MAGNÉTICA	33
3.6.3	DESCRIÇÃO QUALITATIVA DA INSTABILIDADE DE CORRENTE	34
3.6.4	ESTIMATIVA SEMI-QUANTITATIVA DO PROCESSO DE RECONEXÃO MAGNÉTICA PARA UMA CORRENTE LAMINAR (PENSE NUMA TRADUÇÃO)	36
3.6.5	GENERALIZAÇÃO DA RUPTURA DAS LINHAS DE CAMPO	44
3.6.6	ILHAS MAGNÉTICAS	48
3.6.7	RECONEXÃO MAGNÉTICA NO CONTEXTO DOS GRBs	50

<b>4</b>	<b>POLARIZAÇÃO DA RADIAÇÃO EMITIDA</b> .....	<b>52</b>
4.1	POLARIZAÇÃO DE FÓTONS VIA ESPALHAMENTO COMPTON .....	52
4.2	POLARIZAÇÃO INDUZIDA POR ELÉTRONS EM REPOUSO VIA ESPALHAMENTO COMPTON.....	55
4.3	POLARIZAÇÃO INDUZIDA POR UMA DISTRIBUIÇÃO ISOTRÓPICA .....	59
4.3.1	LIMITE DE THOMSON .....	61
4.4	EFEITO SYNCHROTON SELF COMPTON (SSC) .....	63
4.4.1	CAMPO MAGNÉTICO PARALELO AO PLANO DE CHOQUE.....	63
4.4.2	CAMPO MAGNÉTICO PERPENDICULAR AO PLANO DE CHOQUE .....	66
4.5	EFEITO SÍNCROTRON E COMPTON EM GRBS .....	68
<b>5</b>	<b>EFEITOS DA ESTRUTURA DO JATO E DO CAMPO MAGNÉTICO</b> .....	<b>71</b>
5.1	POLARIZAÇÃO LINEAR EM GRBS .....	72
5.2	EFEITOS DA ESTRUTURA DO JATO .....	76
5.2.1	JATO <i>top-hat</i> OBSERVADO <i>on-axis</i> .....	76
5.2.2	EVOLUÇÃO TEMPORAL DE UM PULSO SIMPLES .....	77
5.2.3	INTEGRAÇÃO DE UM PULSO ÚNICO .....	78
5.2.4	JATO <i>Top-hat</i> OBSERVADO <i>off-axis</i> : CAMPO MAGNÉTICO ORDENADO ...	79
5.2.5	JATO <i>Top-hat</i> OBSERVADO <i>off-axis</i> : CAMPO MAGNÉTICO ALEATÓRIO....	81
5.3	POLARIZAÇÃO DE JATOS ESTRUTURADOS .....	82
5.3.1	JATO <i>Top-hat</i> COM BORDAS SUAVES .....	82
5.3.2	JATOS ESTRUTURADOS .....	82
5.4	EFEITO COMPTON EM JATOS <i>top-hat</i> .....	85
5.5	MEDIDAS RECENTES DE POLARIZAÇÃO .....	86
<b>6</b>	<b>CONCLUSÃO</b> .....	<b>88</b>
	<b>BIBLIOGRAFIA</b> .....	<b>90</b>

# LIST OF FIGURES

1.1	Primeiro GRB detectado em Julho de 1967 pelo satélite Vela 4A. [1] .....	1
1.2	Distribuição no Céu dos GRBs detectados nos primeiros 6 anos de funcionamento do satélite Fermi GBM. GRBs longos são retratados pelo sinal de cruz, enquanto os curtos são caracterizados por asteriscos. Quadrados vermelhos são GRBs detectados simultaneamente pelo GBM e pelo Swift. [2] .....	3
2.1	Espectros representativos $\nu F_\nu \propto \nu^2 N(\nu)$ de GRBs juntamente com a nebulosa do pulsar do Caranguejo e o candidato a buraco negro Cygnus X-1. [3] .....	5
2.2	Energia isotrópica de raios $\gamma$ em função do redshift e da duração observada. A energia é calculada assumindo emissão isotrópica para uma amostra de GRBs curtos e longos com redshifts medidos. Esta 'largura' nas luminosidades inferidas obtidas sob a hipótese de serem isotrópicos pode ser reduzida se forem semelhantes a jatos. Para o caso de jatos colimados, os requisitos de energia serão suavizados, e muitas características sugerem que assim os são. [3] .....	7
2.3	Distribuição Bimodal da duração de GRBs. [4] .....	11
2.4	Curvas de luz de GRBs com <i>redshifts</i> conhecidos, detectados por diferentes instrumentos. [5] .....	12
2.5	Diagramas esquemáticos que ilustram as correlações mais amplamente discutidas na fase de <i>prompt</i> e propriedades para GRBs longos (L), curtos (S) e os longos de baixa luminosidade (UL). (a) Variabilidade versus $E_{iso}$ . A variabilidade é uma medida da espessura da curva de luz e é definida como o quadrado médio do sinal de tempo após a remoção baixas frequências por suavização. (b) Leg spectral versus pico de luminosidade . (c) $E_{peak}$ versus $E_{iso}$ (d) Duração versus $E_{iso}$ (e) Dureza espectral versus duração observada. (f) Tempo de subida do pulso versus tempo de descida . [3] .....	13
2.6	Distribuição de LGRBs e SGRBs nos planos $E_{peak}^{obs} - P_{peak}$ e $E_{peak}^{obs} - F_{peak}$ [6] .....	15
3.1	Padrão de radiação do efeito <i>beaming</i> . [7] .....	18
3.2	Varição da potência emitida em função das frequências características da emissão síncrotron. ....	19
3.3	Potência total do espectro onde $x = \frac{\omega}{\omega_c}$ . [8] .....	20
3.4	No referencial do laboratório (K), um elétron se move com velocidade v. Sua velocidade faz um ângulo $\psi$ com o fóton. No referencial em que o elétron está em repouso (K'), o fóton faz um ângulo $\psi$ com o vetor velocidade do elétron. [7] ..	24
3.5	Colisão frontal e traseira com suas respectivas energias. [7] .....	25
3.6	Exemplo típico de um espectro SSC. Os índices espectrais correspondem à convenção $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ . [7] .....	30

3.7	Figura ilustrativa demonstrando uma sequência de (a) Duas fitas de fluxo magnético que são cortadas (b) e ligadas entre si (c) formando uma única fita, apresentando uma deformação inicial (d) que evolui (e) até o estágio final (f). O corte representa a dissipação de energia, e a ligação entre eles a reconexão magnética. [9] .....	34
3.8	(a) Corrente inicial em Formato de Lâmina (b) Fragmentação em barras (c) Detalhes do Fluxo de fluido que consiste em vórtices anti-simétricos em x. [9] .....	35
3.9	Produto da Corrente perturbada (simétrica) com o Campo magnético em equilíbrio (antissimétrico) resultando num vórtice antissimétrico localizado próximo a $x=0$ . [9] .....	41
3.10	Transformação de coordenada para o campo 'cortado' da equação 3.137. [9]). .....	45
3.11	Em Azul: Sentindo de rotação Poloidal de um Torus. [10] .....	49
3.12	Ilhas Magnéticas separadas por separatrizes de tamanho $W$ . [9] Figura Editada.....	49
4.1	Fóton sendo espalhado por um elétron em que o referencial do fluido ( <i>fluid-frame</i> ) . [11] .....	52
4.2	Polarização em função da Energia inicial do fóton $\epsilon'_0$ e do ângulo de espalhamento $\theta'$ . A polarização inicial do fóton incidente foi escolhida sendo $\Pi_0 = 0$ nos dois quadros superiores e $\Pi_0 = 0.75$ nos inferiores. Em todos os casos, cada linha representa um ângulo $\theta'$ fixado (Nos quadros da direita) ou a energia inicial $\epsilon'_0$ (Nos quadros da esquerda). [11] .....	57
4.3	Os painéis superiores retratam o fóton incidente com $\Pi_0 = 0.75$ , enquanto os inferiores descrevem os fótons apolarizados $\Pi_0 = 0$ . O ponto no final de cada curva corresponde ao corte de energia. Selecionou-se $\Gamma = 200$ para o cálculo numérico. [12]. .....	59
4.4	Os painéis superiores retratam o fóton incidente com $\Pi_0 = 0.75$ , enquanto os inferiores descrevem os fótons apolarizados $\Pi_0 = 0$ . Nos painéis da esquerda foi plotado em relação ao ângulo $\theta'$ para diferentes energias. Nos painéis da direita foi plotado em relação à energia $\epsilon_0$ para diferentes ângulos. Selecionou-se $\varphi_0 = 0$ e $\Gamma = 200$ para o cálculo numérico. [11] .....	61
4.5	Polarização para fótons de baixa energia (Limite de Thomson) espalhados por elétrons em uma distribuição isotrópica. A polarização foi plotada em relação ao ângulo observado ( $\theta$ ), para diferentes polarizações iniciais. Valores típicos usados foram $\Gamma = 200$ e $p = 3$ . [12] .....	62
4.6	Efeito SSC para o campo magnético paralelo ao plano de choque. [13] .....	64
4.7	Polarização do fóton em relação ao ângulo observado para o caso em que o campo magnético está contido no choque (paralelo). $p=3$ . [13] .....	65
4.8	Efeito SSC para o caso em que o campo magnético é perpendicular ao plano de choque. [13] .....	66
4.9	Polarização do fóton em relação ao ângulo observado para o caso em que o campo magnético está perpendicular ao choque. $p=3$ . [13] .....	67

- 5.1 No topo, o sistema de coordenada no qual a velocidade  $\vec{\beta}$  e o campo magnético uniforme estão perpendiculares com o ângulo azimutal  $\varphi_B$ . O ângulo polar  $\tilde{\theta}$  no *lab-frame* será entre as direções da velocidade local de *bulk* e do fóton observado, com  $\tilde{\mu} \equiv \cos \tilde{\theta} = \hat{n} \cdot \hat{\beta}$ . Em baixo, temos uma visão do plano do céu (perpendicular à direção do fóton  $\hat{n}$ ), com o a projeção do campo magnético em verde e o vetor polarização em vermelho contínuo. O ângulo de polarização  $\theta_p$  é medido da direção do campo magnético (para casos ordenados), caso contrário será entre o eixo do projeção do jato e a linha vermelha segmentada. [14] ..... 73
- 5.2 Grau de polarização do pulso integrado de um jato *top-hat* para (acima) um campo magnético aleatório  $B_{\perp}$  que é normal ao vetor  $\vec{\beta}$ ; para (meio) um campo ordenado localmente ( $B_{\parallel}$ ) que seja paralelo ao vetor  $\vec{\beta}$  e para (abaixo) um campo toroidal globalmente ordenado  $B_{tor}$ . Mostrados em vários valores de  $\xi_j = (\Gamma\theta_j)^2$  à esquerda e para diferentes valores de  $\alpha$  à direita. [14]) ..... 80
- 5.3 Na esquerda, observa-se a polarização de pulso integrado para os jatos *top-hat* com bordas exponenciais (linhas sólidas) e com bordas de lei de potência (linhas segmentadas). Ambos são descritos para diferentes configurações de campo magnético ( $B_{\perp}, B_{\parallel}, B_{tor}$ ) com diferentes valores dos parâmetros  $\delta$  e  $\Delta$ . Enquanto na direita, o grau de polarização é dado para o jato estruturado de lei de potência (*power-law jet-PLJ*) e pelo jato gaussiano (GJ), também para as diversas configurações de campo magnético. A linha pontilhada segue a tendência de um pulso para altos valores de  $q$ , mas o pulso será pouco perceptível para esses valores. Círculo opaco equivale à  $\tau_T = 10$ . [14]) ..... 83
- 5.4 Grau de polarização para o efeito Compton. O quadro superior esquerdo mostra a polarização em relação ao ângulo de visão para o índice espectral  $\alpha$  fixo e diferentes valores de  $\xi_j$ , enquanto que no superior direito teremos diferentes valores de  $\alpha$  e  $\xi_j$  fixo. No quadro inferior temos a comparação do efeito Síncrotron com o Compton, para diferentes estruturas de Campo Magnético. Nesse modelo os elétrons *cold* espalham radiação inicialmente apolar no regime de Thomson, para um jato *top-hat* com bordas íngremes. [14]) ..... 86

# 1 INTRODUÇÃO

## 1.1 CONCEITO HISTÓRICO

*Gamma Rays Bursts* (GRBs) são explosões de raios gama, a forma mais energética de luz, durando desde alguns milissegundos a vários minutos, que para se ter ideia em comparativo, GRBs brilham centenas de vezes mais do que uma supernova típica. Quando um GRB inicia o estado de ejeção, é a fonte mais brilhante de fótons gama no Universo Observável. Foram descobertos acidentalmente no final da década de 1960 pelos satélites *Vela*, que eram satélites militares dos EUA que estavam à procura de testes nucleares soviéticos [1, 15]. Esses satélites transportavam detectores de raios gama, pois uma explosão nuclear inimiga os produziria, porém eles não encontraram nenhuma violação do tratado nuclear, mas descobriram rajadas brilhantes de raios gama que vinham de além do sistema solar (Fig. 1.1). Centenas de explosões foram registradas por décadas, mas sua natureza permaneceu um mistério.

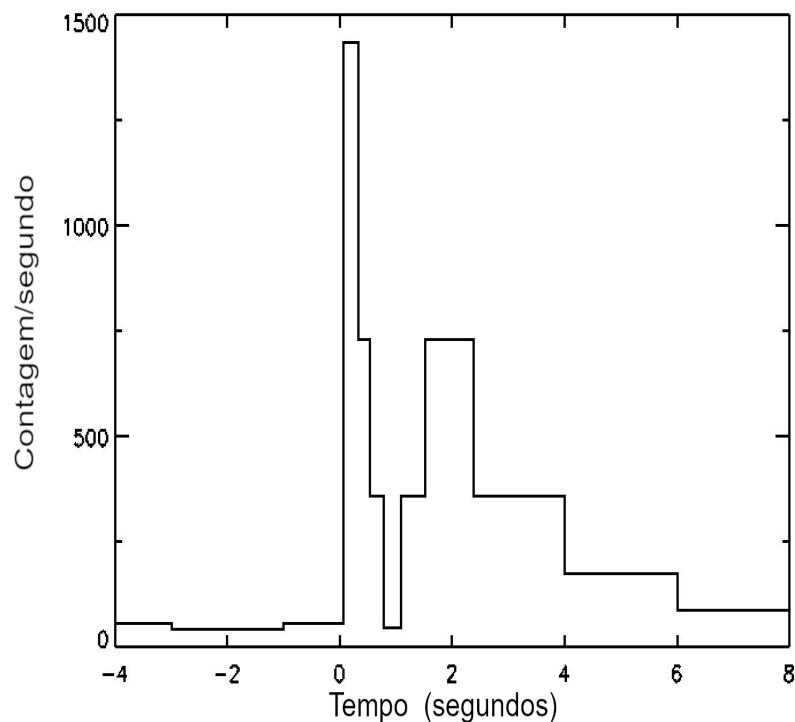


Figura 1.1: Primeiro GRB detectado em Julho de 1967 pelo satélite Vela 4A. [1]

Como os raios gama são muito difíceis de focar, era impossível identificar suas localizações no céu. Além disso, sua natureza passageira e aleatória os tornavam complicados de investigar. No momento em que um telescópio poderia ser apontado na direção de um flash, era tarde demais. Com o advento de telescópios mais avançados, os GRBs começaram a revelar mais sobre si mesmos na década de 1990. Os primeiros locais detectados foram galáxias distantes e jovens -



que tendiam a ser berçários estelares ativos - o lugar perfeito para construir estrelas massivas. A luz dos GRBs estava viajando por mais de metade da idade do universo - estavam entre os objetos mais distantes já vistos. Mas estar tão longe e ainda ser a coisa mais brilhante no céu significava que uma quantidade inimaginável de energia precisava estar produzindo esses flashes, a quantidade de energia necessária era equivalente a converter toda a massa no sol em radiação pura em questão de segundos. Nem mesmo uma supernova pode fazer isso.

Os GRBs são geralmente separados em duas classes: de longa duração e de curta duração. As explosões de longa duração duram mais de 2 segundos e as de curta duram menos de 2 segundos. Entretanto, os de curta duração (SGRBs) variam de alguns milissegundos a 2 segundos com um tempo médio de apenas 0,3 segundos (300 milissegundos). Os de longa duração (LGRBs) normalmente duram de 2 segundos a algumas horas, com um tempo médio de cerca de 30 segundos. Acredita-se que os dois tipos têm fontes completamente diferentes, os de curta duração parecem estar associadas à fusão de duas estrelas de nêutrons em um novo buraco negro ou uma estrela de nêutrons com um buraco negro para formar um buraco negro maior, enquanto os de longa duração estão associados com a morte de estrelas maciças em supernovas, embora nem todas as supernovas produzam um GRB. De maneira geral, podemos dizer que GRBs são pulsos irregulares de radiação gama, com um espectro energético aparentemente não termal com pico em  $\sim 10 - 10^4$  keV e que é visto em diferentes locais no céu.

A determinação de que sua distribuição era isotrópica ocorreu com o lançamento do *Compton Gamma-Ray Observatory (CGRO)*, que carregava consigo o *Burst and Transient Experiment BATSE* em 5 de abril de 1991, numa órbita baixa de 450 km, estabelecendo que os GRBs eram isotropicamente distribuídos no céu, como visto na Figura 1.2 [16].

Mais tarde, com o lançamento do BeppoSAX em 1996, vieram as primeiras confirmações de sua distância cosmológica. Um rápido desaparecimento na emissão de seu *Afterglow* (Emissão sequencial após a explosão inicial causada pela interação do jato com o meio) visto em escalas de raios-x e feixes visíveis e sua precisão angular fez com que a primeira determinação de *redshift* ocorresse, sendo de 0.695 para o GRB 970228 [17]. Com essa detecção, uma nova era dos GRBs se iniciava, na qual uma maior quantidade de informação estava disponível possibilitando uma compreensão mais profunda desse fenômeno .

O satélite *Swift* foi lançado em 2004, projetado para detectar GRBs. Ele combina um telescópio de detecção de raios-X de campo amplo com raio-X de campo estreito e telescópios ultravioleta-ópticos. Um poderoso algoritmo de detecção a bordo fornece a coordenada para a espaçonave, que se reposiciona de forma autônoma para que os raios-X e observações ópticas, que normalmente começam dentro de dois minutos após o *burst*, sejam detectadas.

Em 2018 o satélite *Fermi* completou 10 anos de missão. Lançado em 2008 com dois instrumentos a bordo, o *Large Area Telescope (LAT)* e o *Gamma-ray Burst Monitor (GBM)*, que já detectaram mais de 2.300 GRBs desde então. Em 17 de agosto de 2017, detectou uma forte explosão vinda da constelação de Hidra. No mesmo dia o *Laser Interferometer Gravitational-wave Observatory (LIGO)* detectou uma onda gravitacional vinda do mesmo evento. Essa ocasião foi

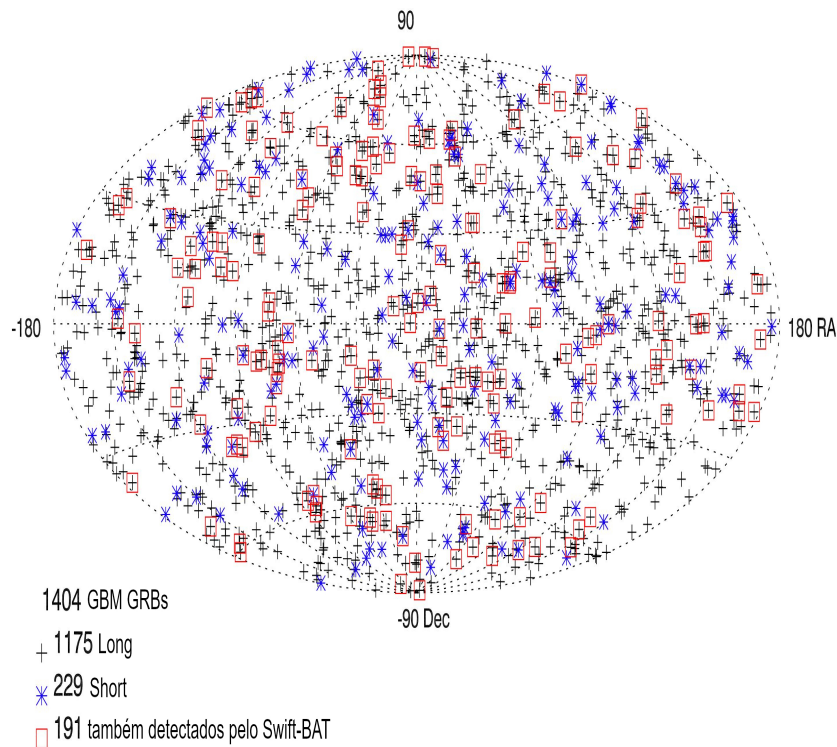


Figura 1.2: Distribuição no Céu dos GRBs detectados nos primeiros 6 anos de funcionamento do satélite Fermi GBM. GRBs longos são retratados pelo sinal de cruz, enquanto os curtos são caracterizados por asteriscos. Quadrados vermelhos são GRBs detectados simultaneamente pelo GBM e pelo Swift. [2]

a primeira vez em que uma onda gravitacional e um GRB foram detectados pela mesma fonte.

Com o objetivo de detectar a polarização na emissão *prompt*, o *POLAR* é um polarímetro acoplado ao laboratório espacial Chinês *Tiangong-2*. Lançado em setembro de 2016 e desativado em 31 de março de 2017, que detectou 55 GRBs com alto grau de significância. Os resultados dessas detecções ainda estão sob análise por parte da comunidade científica, apesar de que em artigos recentes de 2018-2019, ao analisarem um *subsample* de 5 desses GRBs, constatou-se uma polarização média de cerca de 10% para a emissão *prompt* [18].

Por fim, a história dos GRBs se funde com a evolução das tecnologias de observação, de forma que conforme o avanço tecnológico progride, o nível de dados e informação se aprimoram, concebendo assim uma epopeia ainda sem fim no estudo desses fenômenos.

## 1.2 OBJETIVOS DO TRABALHO

O objetivo da Dissertação é, principalmente, caracterizar a física da emissão polarizada em GRBs, mas que devido a sua natureza multidisciplinar, envolve uma montagem completa do fenômeno, necessitando então de uma abordagem abrangente sobre seus principais atributos. Contudo, a caracterização dos fenômenos de emissão polarizada têm ainda uma forte relação com as peculiaridades do jato. Abordar a polarização se faz necessária pois podemos, a partir

de dados de polarização em GRBs, extrair essas particularidades do evento em si, como o mecanismo de emissão de radiação polarizada, a estrutura do jato e o formato campo magnético que estava ativo durante a emissão.

Essa base teórica faz-se necessária visto as recentes medidas do satélite Chinês *POLAR*, que foi projetado especificamente para medir a polarização da emissão *prompt* de GRBs na faixa de energia de 50-500 keV. O *POLAR* é capaz de medir os locais de interação de fótons, e portanto, os ângulos de espalhamento, com alta precisão, resultando em uma sensibilidade relativamente alta da polarização. Os resultados do *POLAR* foram recentemente publicados e até presente data comprovam que há polarização linear na emissão *prompt*, apesar de ser menor do que a maioria dos modelos previa, em média cerca de  $\sim 10\%$  [18]. Futuras missões como o *Polarimeters for Energetic Transients* (POET) e o *Gamma-ray Burst Polarimeter* (GAP-2) a bordo do *Oversize Kite-craft for Exploration and Astronautics in the Outer Solar System* (OKEANOS) são dois exemplos de polarímetros que observarão na faixa abaixo de 50 KeV no futuro.

Com isso surge a necessidade de uma base teórica que possa compreender a polarização e possivelmente, interpretar seus resultados.

### 1.3 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

No Capítulo 2, tratamos de uma introdução aos GRBs, dando ideias de grandezas, taxonomia, correlações, e suas principais características observadas, para com isso obtermos uma compreensão básica do fenômeno de forma generalizada. O Capítulo 3 trata de uma derivação dos principais mecanismos de emissão de radiação polarizada contidas nos GRBs, como a radiação síncrotron, compton inverso e o efeito SSC (*synchrotron-self compton*), além de uma descrição do efeito de reconexão magnética via Magneto-Hidrodinâmica, que pode ser considerada uma das possíveis fontes de aceleração das partículas. No Capítulo 4 teremos uma caracterização da polarização da radiação emitida por esses métodos, dada as variações do campo magnético e suas implicações em GRBs, ampliando os pontos de vista de como cada método radiativo deve aparecer nesse contexto a partir da detecção polarizada. Enquanto no Capítulo 5, serão analisados a estrutura do campo magnético e o formato do jato, que juntamente com os mecanismos de radiação, essas três características formam o tripé básico das informações contidas na radiação de um GRB, permitindo assim, ao detectarmos a polarização da radiação na emissão *prompt* do jato, fazermos assertivas acerca de sua estrutura, campo magnético e mecanismos de ação ali contidos.

## 2 EFEITOS OBSERVACIONAIS, TAXONOMIA E CORRELAÇÕES DA EMISSÃO *PROMPT*

### 2.1 O QUE SÃO DE FATO GRBS?

Além de serem uma explosão repentina e intensa de raios gama com duração de poucos segundos, esse fenômeno contém características multifacetadas que além de difíceis de descrever devem ser cautelosamente interpretadas. Em primeira instância, devemos analisar o espectro geral de um GRB como mostra a Figura 2.1, em que o espectro é plotado nas coordenadas  $\nu$  e  $\nu F_\nu$  (sendo  $F_\nu$  o fluxo para dada frequência  $\nu$ ).

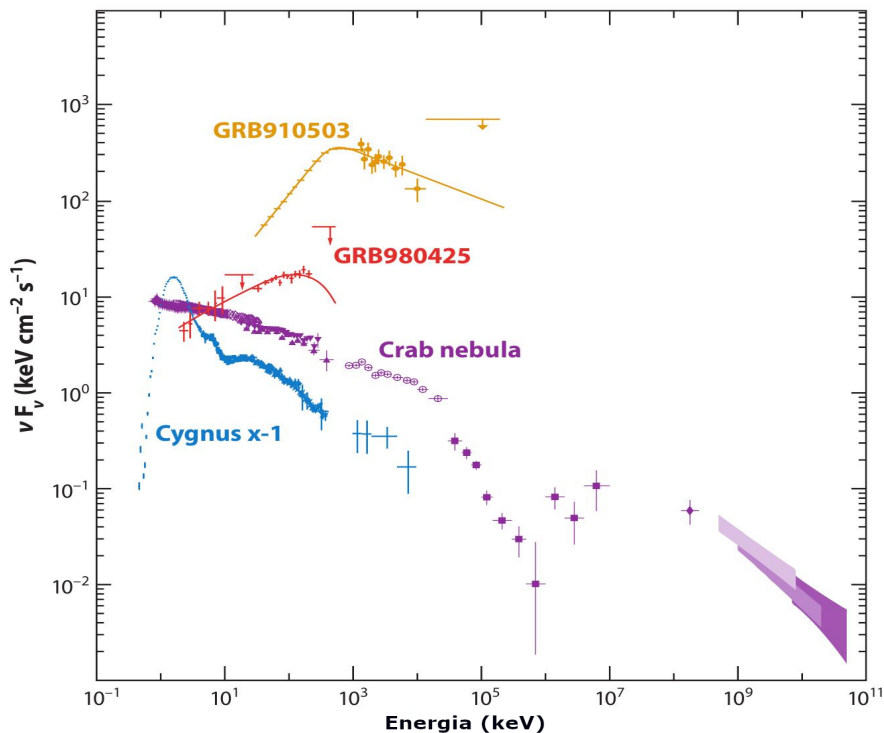


Figura 2.1: Espectros representativos  $\nu F_\nu \propto \nu^2 N(\nu)$  de GRBs juntamente com a nebulosa do pulsar do Caranguejo e o candidato a buraco negro Cygnus X-1. [3]

Podemos observar que há tendências para um pico de energia nesses espectros, que parece estar relacionado com a normalização da luminosidade espectral. Em contraste, sistemas de acreção de galáxias tendem a ser explicados por uma lei de potência simples, enquanto GRBs parecem ter várias leis de potência quebradas, o que nos pode gerar bastante informação para cada quebra de frequência. Estando a distâncias cosmológicas, os fluxos obtidos dos GRBs implicam que as energias podem exceder  $10^{53}(\Omega/4\pi)$  erg, onde  $\Omega$  é o ângulo sólido da região emissora. Essa medida equivale à  $0.06M_\odot$  ( $M_\odot$  = Massa do sol) para uma dissipação isotrópica, que em comparação ao sol, o progenitor dessa atividade é extraordinariamente compacto, com tamanhos inferiores

a mili-luz-segundos ( $< 300$  km) como indicado pela rápida variabilidade do fluxo de radiação. É improvável que a massa possa ser convertida em energia com eficiência melhor do que cerca de dez por cento; assim sendo, as fontes de GRBs mais poderosas devem “processar” mais de  $10^{-1}(\Omega/4\pi)M_{\odot}$  através de uma região não muito maior que uma estrela de nêutrons (NS) ou um buraco negro de massa estelar (BH). Nenhuma outra entidade física pode converter massa em energia com uma eficiência tão alta dentro de um volume tão pequeno. Os raios gama observados têm um espectro não térmico. Além disso, eles comumente se estendem a energias acima de  $1\text{MeV}$ , o limiar de energia para a produção de pares. Esses fatos juntos implicam que a região emissora deve estar se expandindo relativisticamente [19].

Dado que a região emissora deve vir a ser várias vezes (em potência de dez) maior que o objeto compacto que age como gatilho, haverá certas exigências físicas. A energia interna original contida na radiação e nos pares seriam, após a expansão, transformados em energia cinética relativista. Esta energia não pode ser eficientemente irradiada como raios  $\gamma$ , a menos que seja re-randomizada [20]. O impacto em um meio externo (ou um intenso campo de radiação externa) randomizaria parte da energia inicial simplesmente reduzindo o fator de expansão Lorentz. Para uma distribuição aproximadamente suave da matéria externa, o fator de Lorentz diminuiria como uma potência inversa do tempo. Na presença de campos magnéticos criados através dos choques, os elétrons produziram um espectro síncrotron que suaviza no tempo, com o pico síncrotron correspondente ao fator mínimo de Lorentz, enquanto o campo diminui durante a desaceleração. Assim, a radiação dos GRBs, que começou concentrada na faixa de raios  $\gamma$  durante a explosão, deve evoluir progressivamente para uma radiação de *Afterglow* que atinge Raios X, depois Ultra-violeta (UV), óptico, Infravermelho (IR) e rádio.

A estrutura temporal de alguns jatos sugere que o motor central possa permanecer ativo por até 100 s [21] ou possivelmente por mais tempo. No entanto, com o passar do tempo a memória da estrutura temporal inicial seria perdida; essencialmente, tudo o que importa é quanta energia e momento foram injetados e sua distribuição em ângulo e velocidade. Podemos no momento apenas inferir a energia por um ângulo sólido, mas há razões para suspeitar que as rajadas estão longe de serem isotrópicas. Devido ao formato relativístico da radiação, um observador receberá a maior parte das emissões de um GRB que esteja dentro de um ângulo  $1/\Gamma$  (efeito *Beaming*) da direção do observador. O *Afterglow* é então uma assinatura da geometria do material ejetado, assim tudo indica que teremos também uma radiação colimada para esse caso.

Em relação ao gatilho central, algumas questões permanecem. Quais são os progenitores? Qual é a natureza do mecanismo de disparo, o transporte da energia e as escalas de tempo envolvidas? O gatilho envolve um objeto compacto em formato de acreção? Se sim, podemos dizer como foi formado? Uma compreensão da natureza dessas fontes está, portanto, intrinsecamente ligada aos meios pelas quais a gravidade, o spin e a energia podem se combinar para formar jatos ultra-relativísticos e colimados. Reconstruir o funcionamento desses objetos deve nos guiar ao entendimento do fenômeno.

Independente da natureza e dos detalhes dos progenitores e do gatilho inicial dos GRBs, seu

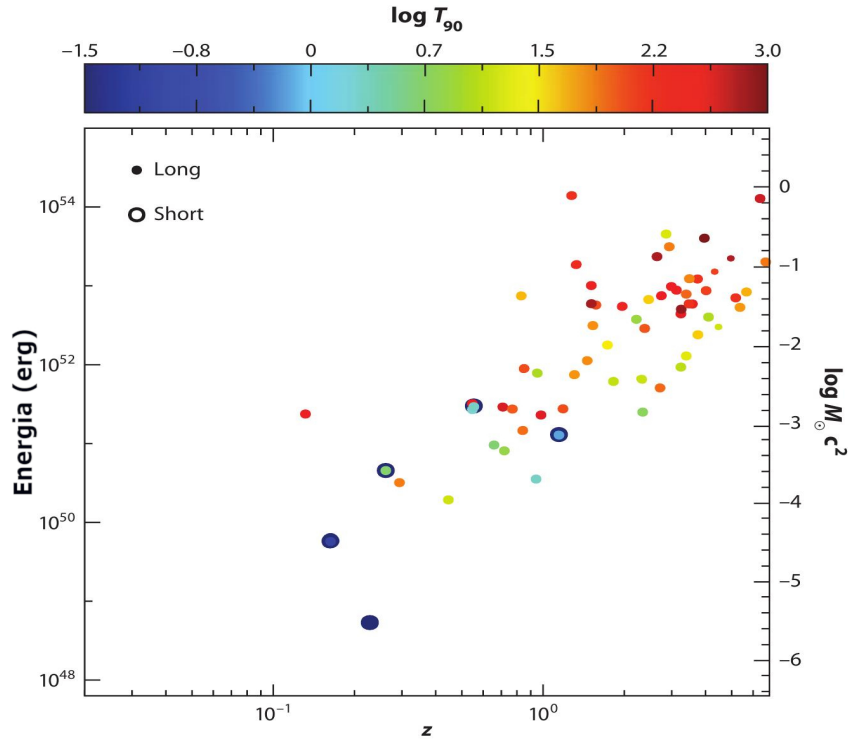


Figura 2.2: Energia isotrópica de raios  $\gamma$  em função do redshift e da duração observada. A energia é calculada assumindo emissão isotrópica para uma amostra de GRBs curtos e longos com redshifts medidos. Esta 'largura' nas luminosidades inferidas obtidas sob a hipótese de serem isotrópicos pode ser reduzida se forem semelhantes a jatos. Para o caso de jatos colimados, os requisitos de energia serão suavizados, e muitas características sugerem que assim os são. [3]

caráter intenso, localizado e breve sugere um modelo de *Fireball*. Os GRBs têm sido frequentemente interpretados no âmbito do modelo de *Fireball*, que assume que uma grande quantidade de energia térmica é liberada durante o colapso de uma estrela massiva por um motor central, como um buraco negro com disco de acreção ou uma estrela de neutrons de rotação rápida. Sob pressão térmica, o plasma acelera a velocidades altamente relativísticas, convertendo sua energia térmica em energia cinética. Nesse modelo, que é opticamente grosso em seu início, quando a vazão se torna opticamente fina, a energia térmica restante é liberada na forma de fótons produzindo um componente de emissão fotosférica com um distribuição de energia quase térmica. Muitos GRBs mostram espectros que se estendem acima de 1 GeV, indicando a presença de um mecanismo que evita a degradação destes via interações fóton-fóton para energias abaixo do limiar  $m_e c^2 = 0,511$  MeV. Neste caso, o ângulo relativo em que os fótons colidem deve ser menor que o inverso do fator Lorentz para  $Bulk \gamma^{-1}$  e a energia efetiva do limiar para a produção de pares é correspondentemente reduzida. No entanto, o espectro de raios gama observado é geralmente uma lei de potência quebrada, isto é, altamente não térmico. Além disso, a expansão levaria a uma conversão de energia interna em cinética, assim, mesmo depois que o *Fireball* se tornasse opticamente fina, seria radiativamente ineficiente, sendo a maior parte da energia cinética, e não em fótons.

A maneira mais simples de alcançar alta eficiência e um espectro não térmico é reconverter

a energia cinética do fluxo em energia aleatória através de choques após o fluxo ter se tornado opticamente fino.

Este é um cenário plausível, em que há dois casos distintos. No primeiro caso (a) o *Fireball* em expansão vai em direção de um meio externo, e uma segunda possibilidade (b) é que mesmo antes que tais choques externos ocorram, choques internos se desenvolvam no próprio vento relativístico, entre as porções mais rápidas do fluxo com as porções mais lentas. Este é um modelo completamente genérico, que é independente da natureza específica do progenitor, desde que entregue a quantidade adequada de energia ( $\geq 10^{52}$  erg) em uma região pequena o suficiente ( $\leq 10^7$  cm). Este modelo de *fireball* foi bem sucedido em explicar as principais propriedades observacionais da emissão de raios gama, e é um dos principais paradigmas utilizados para interpretar as observações de GRBs.

## 2.2 GRANDEZAS OBSERVACIONAIS

A melhor maneira de classificar um GRB é observando sua radiação e utilizando-a para avaliarmos o comportamento do fenômeno nos mais diversos aspectos, permitindo assim uma taxonomia básica, com correlações interessantes baseadas completamente em efeitos observacionais. Antes disso, cabe definirmos algumas grandezas futuramente utilizadas.  $L$ ,  $F$ ,  $E$ ,  $S$  e  $T$  indicam Luminosidade, Fluxo de Energia, Energia, Fluência e Tempo [22], respectivamente. Além disso, temos:

- $T_{90}$  é o intervalo de tempo em que 90% da fluência do GRB é acumulada, começando no tempo em que 5% da Fluência total é detectada.
- $T_{peak}$  é o tempo em que o pulso na fase de *prompt* chega ao pico.
- $T_{break}$  é o tempo em que a Lei de Potência falha na curva de luz do *Afterglow*, i.e. o tempo quando o brilho do *Afterglow* tem um declínio repentino devido à desaceleração do jato até que ângulo de *beaming* relativístico  $\theta_{beaming}$  se torna aproximadamente igual ao ângulo de abertura do jato  $\theta_j$
- $\tau_{lag}$  e  $\tau_{RT}$  são respectivamente a diferença de tempo de chegada para o observador dos fótons de alta energia e fótons de baixa energia definidos entre 25 - 50 keV e 100 - 300 keV, e o menor tempo durante o qual a curva de luz aumenta em 50% o pico de fluxo do pulso.
- $T_p$  é o tempo em que a fase de *prompt* acaba e o decaimento exponencial se torna uma lei de potência, onde é geralmente seguido por uma fase de platô, que tem seu final marcado por  $T_a$
- $L_X$  e  $L_a$  são as luminosidades de  $T_p$  e  $T_a$
- $L_{peak}$  e  $L_{iso}$  são as luminosidades observadas no pico do pulso e a luminosidade total isotrópica

- $E_{peak}$ ,  $E_{iso}$ ,  $E_{\gamma}$  e  $E_{prompt}$  representam respectivamente o pico de energia (Energia para onde a função  $\nu f_{\nu}$  tem um pico), a energia total isotrópica corrigida pelo fator de *beaming*, onde  $E_{\gamma}$  é dada pela relação  $E_{\gamma} = (1 - \cos \theta_j) E_{iso}$ . E por último a energia isotrópica na fase de *Prompt*.
- $F_{Peak}$  e  $F_{Tot}$  são os fluxos do pico e total, respectivamente.
- $P_{Peak}$  e  $P_{Tot}$  são as fluências do pico e total, respectivamente.
- $S_{\gamma}$  e  $S_{obs}$  indicam a fluência na fase de prompt para a escala de energia em gama (De keV à MeV), e para a fluência observável (50-300keV)

Grande parte das grandezas citadas acima são definidas para um referencial do observador, exceto  $E_{iso}$ ,  $E_{prompt}$ ,  $L_{peak}$  e  $L_{iso}$ , que já são definidos para o referencial do GRB. Para os outros casos, denotaremos o índice \* para indicar uma grandeza no referencial do GRB (*lab-frame*). Assim temos como exemplo as relações  $E_{peak}^* = E_{peak}(1 + z)$  e  $T_{90}^* = T_{90}/(1 + z)$ . Tais notações e nomenclaturas facilitam a visualização dos conteúdos que serão apresentados a seguir, pois será necessário um amplo conjunto de grandezas para conseguirmos estabelecer essas correlações no estudo dos GRBs.

### 2.2.1 A Função de Band

A chamada função Band [23] (em homenagem a David Band) tem sido bem sucedida em ajustar, empiricamente, os espectros da maioria das rajadas de raios gama, que tem como parâmetros de baixa e alta energia  $\alpha$  e  $\beta$  respectivamente. Assim

$$N_E(E) = \begin{cases} E^{\alpha} \exp\left(-\frac{E}{E_0}\right) & \text{if } E \leq (\alpha - \beta)E_0 \\ (\alpha - \beta)^{(\alpha - \beta)} E_0^{(\alpha - \beta)} E^{\beta} \exp(\beta - \alpha) & \text{if } E > (\alpha - \beta)E_0 \end{cases} \quad (2.1)$$

E que para  $\beta < -2$  e  $\alpha > -2$ , teremos

$$E_{peak} = (2 + \alpha)E_0 \quad (2.2)$$

A função de Band [23], que apesar de seu sucesso para descrever o formato do espectro, tem dificuldades em associar os parâmetros responsáveis pelos processos físicos da emissão de um GRB. Há no entanto dois candidatos à processos físicos dominantes nos GRBs, a emissão síncrotron e o efeito Compton na emissão fotosférica. O índice espectral  $\alpha$  de Band nos GRBs é tipicamente observado com  $\alpha \sim -1$ , e  $\beta \sim -2.3$  [24]. Na polarização síncrotron uma limitação surge ao considerarmos o modelo *synchrotron shock model* (SSM), que consiste na emissão síncrotron de partículas aceleradas em um choque relativístico, que é acelerado para a banda de raios gama. O SSM prediz que o índice  $\alpha$  não deve exceder  $-2/3$  (*synchrotron line of death*) com a assertiva de que a espessura óptica do choque acima desse limite seria menor que a unidade [25].



Se considerarmos ainda a distribuição de resfriamento (*cooling distribution*), outro fator seria limitante seria  $-2$ , mas é transladado para  $-3/2$  pela fórmula de emissão síncrotron [8], que em suma limita esse fator nos GRBs para a faixa de  $-3/2 < \alpha < -2/3$ , caso o efeito compton esteja incluso [26]. Entretanto, esses valores são válidos para modelos específicos utilizados em cada um dos casos, não podendo ser consideramos como fator discriminante definitivo.

No modelo de *fireball*, a maioria do fluxo é esperado que esteja na forma de radiação térmica, vindo da fotosfera do jato. Esse modelo fotosférico prediz um espectro mais *hard* quando comparado aos dados. Para se ter um exemplo, um espectro de corpo negro de Rayleigh–Jeans prediz  $\alpha \sim +1$ , ainda que efeitos relativísticos, como no de uma superfície de igual tempo de chegada, reduzam um pouco o índice para cerca de  $+0.4$  [27]. Esse é portanto o principal motivo que o espectro dos GRBs pode ser considerado não térmico. Entretanto, existem diversas predições de emissões térmicas associadas a outros modelos e que juntos poderiam descrever bem o espectro, como a adição da auto-absorção síncrotron ou um corte na distribuição de elétrons de baixa energia [28], adicionando uma componente fotosférica no modelo síncrotron [29], adicionando uma componente síncrotron com certo grau de magnetização no modelo da fotosfera [30], ou introduzindo um certo tipo de jato estruturado [31]. No entanto, algumas dessas modificações invocam suposições simplificadas ou introduzem características espectrais que são inconsistentes com as observações. Mas cabe citar ainda que uma análise de componentes multi-espectrais de GRBs no Fermi mostrou que, embora a maioria das emissões seja não-térmica, uma pequena fração da energia irradiada aparentemente se origina de um componente de corpo negro [32].

## 2.3 TAXONOMIA BÁSICA

Sabemos então que os GRBs em uma primeira análise podem ser considerados de curta ( $T_{90} < 2s$ ) ou longa ( $T_{90} > 2s$ ) duração, como vemos na Figura 2.3, que representa uma distribuição bimodal. Devido ao seu caráter heterogêneo, é difícil caracterizar de maneira definitiva, porém existe relativo sucesso diferenciando-os por características múltiplas. Características como a razão de dureza (diferença normalizada das contagens corrigidas de exposição em duas bandas de energia) indicam que GRBs Longos (LGRBs) têm espectro mais *soft*, enquanto GRBs Curtos (SGRBs) têm um espectro *Hard* [33].

Também foram classificados de acordo com suas propriedades espectrais, embora com menos sucesso. Em particular, jatos com picos de energia mais baixos ( $E_{peak}$ ) foram denominadas *X-rays Flares* (XRFs) com base em observações de BeppoSAX, BATSE e HETE-2 [34, 35]. Esses eventos estão intimamente relacionados a GRBs de longa duração, mas os parâmetros estão entre os dois tipos de GRBs e não há evidência que dê uma característica distintiva para eles [36].

A evidência de associação do GRBs de longa duração com o colapso de supernovas (SN) vem de dois diferentes fatos: O primeiro é que GRBs são tipicamente encontrados em região de formação estelar [37], o segundo vem do fato que para vários GRBs, Supernovas do tipo Ic

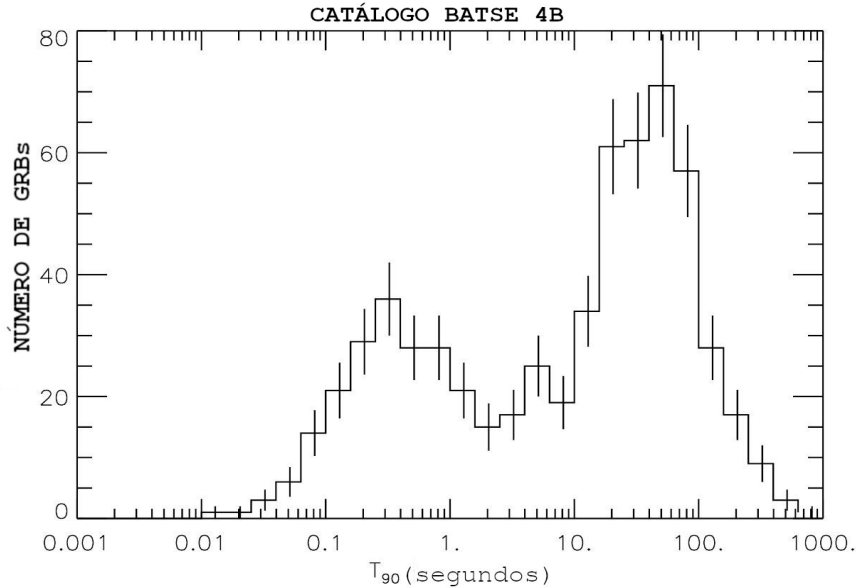


Figura 2.3: Distribuição Bimodal da duração de GRBs. [4]

são detectadas e têm espectroscopia associada à eles, além de que sua maioria têm luminosidade inferior comparada aos GRBs. Um progresso significativo para determinar a natureza dos GRBs curtos só foi possível pela precisão acurada de suas localizações pelo satélite Swift. Isso levou à descoberta de que uma fração dessas explosões está localizada em galáxias elípticas, isto é, associadas a uma população estelar mais velha, e foram encontrados com energia e *redshift* em média menor. Estas observações são consistentes com a antiga ideia de que essas explosões se originam de fusões de estrelas de nêutrons [20, 38]. No entanto, ainda não há provas conclusivas para este modelo.

Os LGRBs foram então percebidos como originários de galáxias distantes em formação de estrelas, e têm sido associados ao colapso de estrelas massivas relacionadas a uma supernova (SN) [39–43]. No entanto, alguns LGRBs sem associação clara com qualquer SN foram descobertos [44, 45]. Isto implica que pode haver outros progenitores para LGRBs do que o colapso de supernovas. Outra grande incerteza em relação aos progenitores é que, no modelo colapsário [46], os LGRBs são formados apenas por estrelas massivas com metalicidade  $Z/Z_{\odot}$  abaixo de  $\approx 0,1 - 0,3$ . Pelo contrário, sabe-se que alguns GRBs estão localizados em sistemas ricos em metais [47] e, atualmente, um dos objetivos mais importantes é verificar se existe outra maneira de formar LGRBs além do cenário colapsário [48]. Para o caso de GRBs curtos, devido à sua pequena duração e energia, eles são consistentes com um progenitor de fusão do tipo Estrela de Nêutron-Estrela de Nêutron (NS-NS) ou Estrela de Nêutron-Buraco Negro (NS-BH). As observações da localização dos GRBs curtos dentro de suas galáxias hospedeiras tendem a confirmar este cenário. Além disso, essa origem os tornam extremamente atraentes no que tange à ondas gravitacionais.

## 2.4 CORRELAÇÕES OBSERVADAS PARA EMISSÃO PROMPT

Existe de fato uma grande diversidade no que se refere à GRBs, porém tanto LGRBs quanto SGRBs têm perfis que variam de pulsos simples à pulsos altamente estruturados (Figura 2.4), que podem ser caracterizados por uma variedade de propriedades espectrais e temporais, variáveis essas em grande parte já citadas anteriormente. Um diagrama esquemático que relaciona algumas dessas propriedades pode ser visto na Figura 2.5.

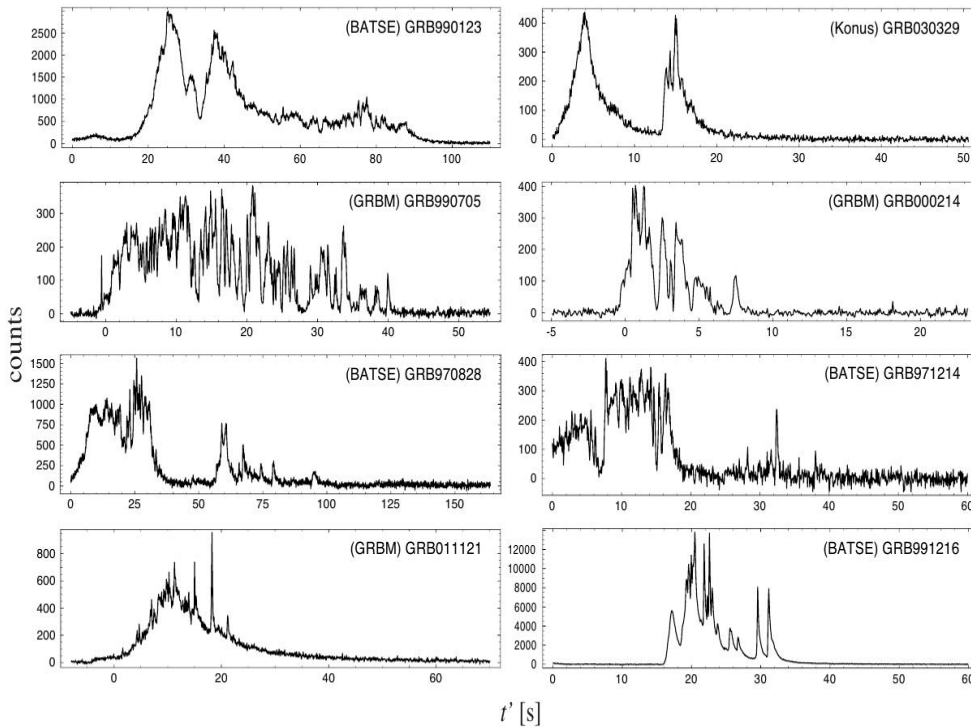


Figura 2.4: Curvas de luz de GRBs com *redshifts* conhecidos, detectados por diferentes instrumentos. [5]

Essas correlações são frequentemente baseadas em análises estatísticas de quantidades cujas causas físicas são pouco compreendidas, pois certamente dependem de muitas variáveis. Essas correlações devem, portanto, ser interpretadas com cautela. As curvas de luz de GRB para emissão *prompt* (estágio em que a maior parte da radiação é emitida no GRB) podem geralmente ser representadas em uma superposição de pulsos individuais, como descrito por Norris et al. (1996) [49], com tempos de subida mais curtos em média do que os tempos de descida (Figura 2.5f). A variabilidade é correlacionada com o pico de luminosidade ou com a energia isotrópica total da rajada (Figura 2.5a). O atraso de tempo de picos individuais observados em diferentes bandas de energia é observado ser anti-correlacionado com a luminosidade para jatos longos (Figura 2.5b). Para os curtos, o atraso é pequeno ou não mensurável. O  $E_{peak}$  também pode ser correlacionado com  $E_{iso}$  para LGRBs, incluindo *X-ray flares* (XRFs), com as rajadas curtas estando claramente fora da correlação (Figura 2.5c). A emissão total de energia isotrópica está correlacionada com a duração (Figura 2.5d), com rajadas curtas e longas em aproximadamente a mesma linha de correlação, embora com uma ampla distribuição. Explosões curtas detectadas

pelo Swift têm  $E_{iso}$  menor em média do que as longas. Existem três GRBs aqui pertencentes à categoria dos longos, que se caracterizam por serem significativamente de baixa luminosidade (*underluminous*).

A correlação  $E_{peak}$  e  $E_{iso}$ , também conhecida como "relação Amati" [50], foi descoberta em 2002 com base na primeira amostra de GRBs BeppoSAX com *redshift* medido, e mais tarde confirmado e ampliado por medições com HETE-2, Swift, Fermi / GBM, Konus-WIND . O fato

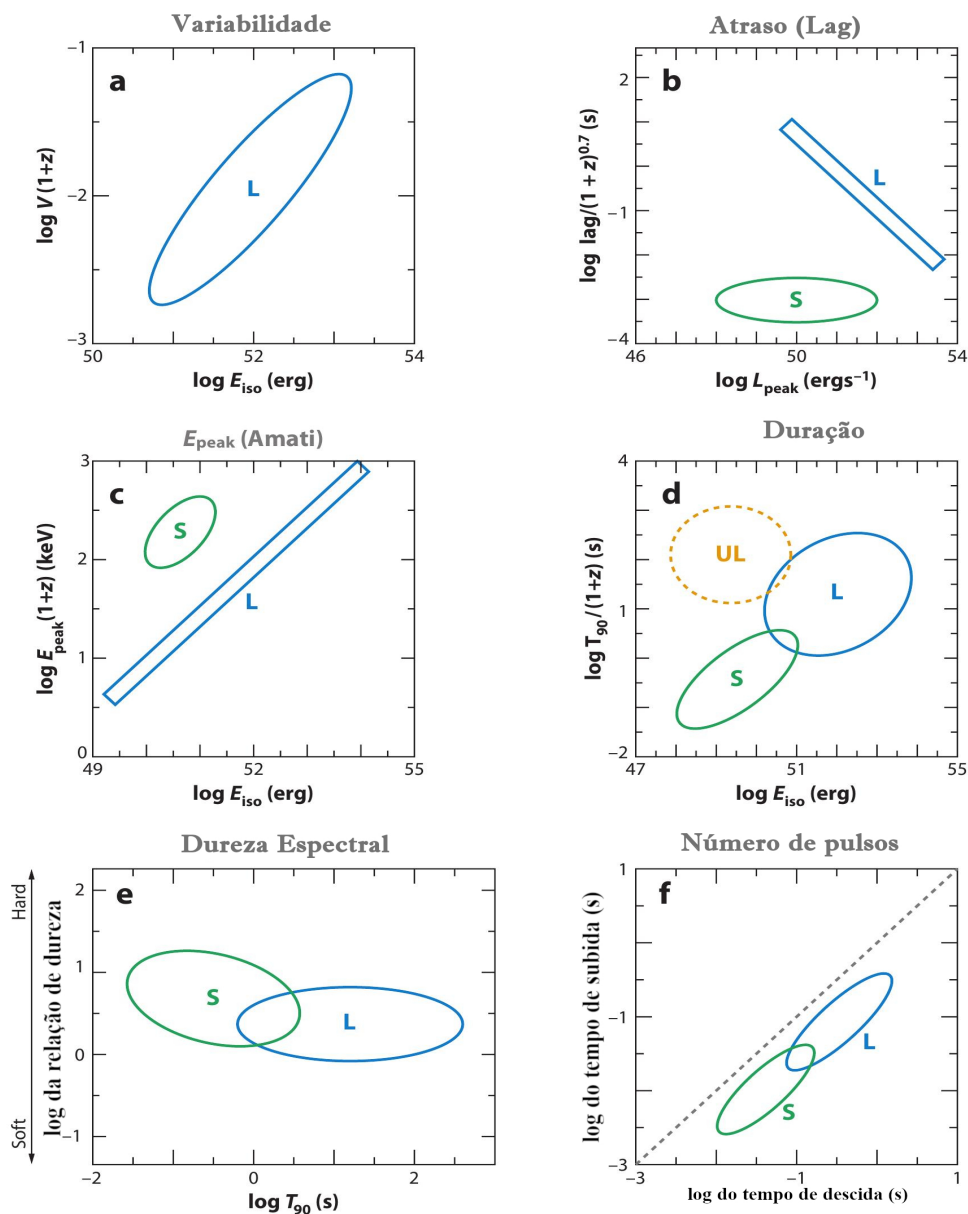


Figura 2.5: Diagramas esquemáticos que ilustram as correlações mais amplamente discutidas na fase de *prompt* e propriedades para GRBs longos (L), curtos (S) e os longos de baixa luminosidade (UL). (a) Variabilidade versus  $E_{iso}$ . A variabilidade é uma medida da espessura da curva de luz e é definida como o quadrado médio do sinal de tempo após a remoção baixas frequências por suavização. (b) Leg spectral versus pico de luminosidade . (c)  $E_{peak}$  versus  $E_{iso}$  (d) Duração versus  $E_{iso}$  (e) Dureza espectral versus duração observada. (f) Tempo de subida do pulso versus tempo de descida . [3]

de que detectores com diferentes sensibilidades em função da energia dos fótons observarem uma correlação semelhante é uma indicação de primeira ordem que os efeitos instrumentais não devem ser dominantes. Logo em seguida, mostrou-se que a mesma correlação se mantém entre  $E_{peak}$  e o pico de luminosidade  $L_{peak}$  [51]. Além disso, foi apontado por Ghirlanda et al. (2004) [52] que a correlação de  $E_{peak}$  e  $E_{iso}$  se torna mais forte ("relação Ghirlanda") ao aplicar a correção para o ângulo de abertura do jato. No entanto, a correlação só pode ser aplicada à subamostra de GRBs a partir das quais essa quantidade poderia ser estimada com base na quebra observada na curva de luz do *afterglow*. Mais tarde, em [53] mostraram que a relação de Amati e de Ghirlanda pode ser convertida em uma razão de energia do tipo

$$\frac{E_{peak}^{1/n_i}}{S_\gamma} \propto F(z) \quad (2.3)$$

Onde  $n_i$  são os melhores índices (*best-fit*) da lei de potência para as respectivas correlações. Estas relações de energia podem ser representadas em função do *redshift*,  $F(z)$ , e seus limites superiores podem ser determinados para qualquer  $z$ . O limite superior da razão de energia das relações Amati e Ghirlanda pode ser projetado no plano de pico de Energia-fluência, onde eles se tornam limites inferiores. Desta forma, é possível usar os GRBs sem medição de *redshift* para testar as correlações do pico de energia  $E_{peak}$  com a energia irradiada  $E_{iso}$  ou com o pico de luminosidade ( $L_{peak}$ ).

Em uma análise de 79 SGRBs e 79 LGRBs detectados pelo BATSE com pico do fluxo limitado a  $> 3$  fótons  $cm^{-2} s^{-1}$ , Ghirlanda et al. [6] mostra que a maior parte dos SGRBs podem ter seus espectros reproduzidos por uma lei de potência cortada (*cutoff power-law model*), enquanto a população dos longos têm 56% de seu espectro formados pela função de Band e 43% por uma lei de potência cortada. Isso pode indicar uma diferença genuína entre eles, ou apenas pode ser apenas um efeito de seleção.

Na comparação das propriedades espectrais, Ghirlanda et al. [6] nos mostra que o espectro dos SGRBs é similar ao espectro dos LGRBs nos primeiros 1-2 segundos de emissão, ambos em termos do índice de energia espectral ( $\alpha$ ) e do pico de energia  $E_{peak}$ . Essa informação corrobora com a informação que a variabilidade dos curtos é semelhante à dos primeiros segundos de GRBs longos [54] e pode indicar que um mecanismo em comum atua nessas duas primeiras espécies durante os primeiros segundos do evento.

Ao comparar a distribuição de longos e curtos nos planos  $E_{peak}^{obs} - P_{peak}$  e  $E_{peak}^{obs} - F_{peak}$  (nesse trecho a notação P é para Fluxo, enquanto F representa a Fluência, somente válido para a Figura 2.6), onde os LGRBs são conhecidos por seguir correlações bem definidas [55, 56], temos que GRBs curtos e longos povoam o mesmo espaço para o plano  $E_{peak}^{obs} - P_{peak}$ , como visto na Figura 2.6. Com isso, percebemos que a correlação  $E_{peak} - L_{iso}$  também é coerente para SGRBs (somente se sua distribuição de *redshift* for semelhante). Observamos ainda, que na Figura 2.6 os GRBs curtos têm fluência inferior aos longos, e são assim incoerente com a correlação  $E_{peak} - E_{iso}$  (78% dos casos são incoerentes).

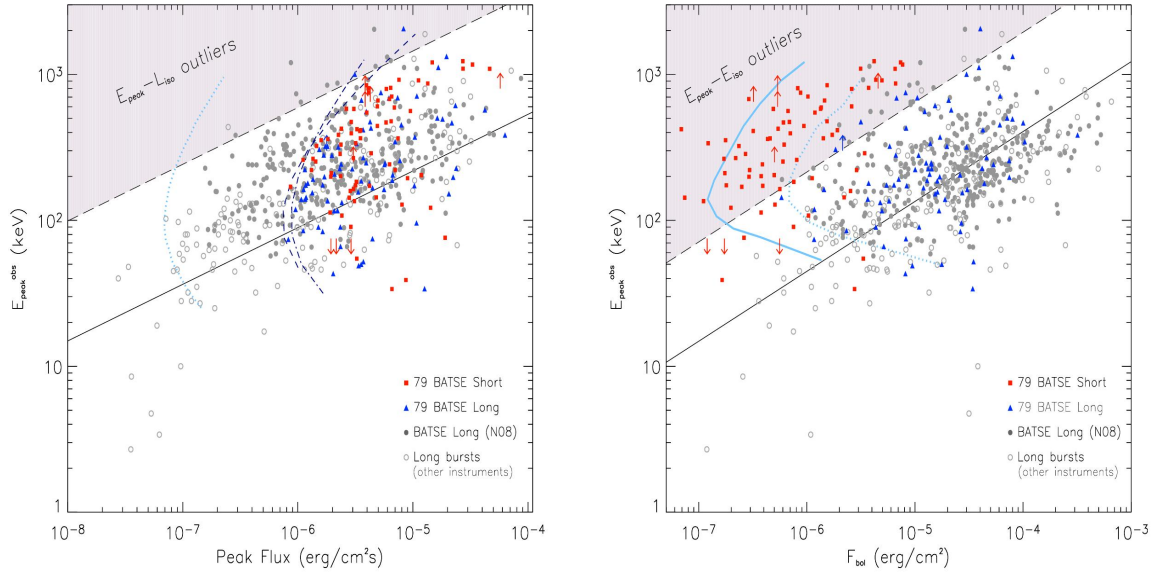


Figura 2.6: Distribuição de LGRBs e SGRBs nos planos  $E_{peak}^{obs}-P_{peak}$  e  $E_{peak}^{obs}-F_{peak}$  [6]

## 2.5 OBSERVADORES E ESCALAS DE TEMPO EM FLUXOS RELATIVÍSTICOS

O fluido relativístico emissor estará a uma velocidade  $\beta = v/c = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}$  relativa ao *lab-frame*  $K^*$ , que estará na origem da explosão (onde esse será o mesmo que o observador na Terra  $K$ , a menos de um *redshift*). Porém, a maioria das quantias são mais fáceis de descrever no referencial do fluido (*comoving frame*)  $K'$ . Assim a distância  $\Delta r'$  no referencial do fluido (*comoving frame*) estará relacionado com o *lab-frame* na forma  $\Delta r^* = \Delta r' \Gamma$  (isso se as distâncias  $r_1^*$  e  $r_2^*$  forem medidas no mesmo tempo, assim  $\Delta t^* = 0$ ). Quando observamos a radiação na Terra ( $K$ ), o referencial será basicamente o mesmo que o *lab-frame* ( $K^*$ ), em adição apenas do atraso clássico da luz (Efeito Doppler). De fato teremos as mesmas coordenadas espaciais  $r = r^*$ , porém para o tempo de chegada dos sinais haverá diferença, e como o observável é o tempo  $t$  que é diferente de  $t^*$ , é comum o usarmos para descrever os GRBs.

Seja um fluido se expandindo radialmente em um ângulo  $\cos \theta = \mu$  com respeito à linha de sinal do observador. Um primeiro sinal emitido a uma distância  $d$  em  $r_1 = r_1^*$  será  $t_1 = t_1^* - d/c$ , enquanto um segundo fóton emitido em  $r_2 = r_2^*$  terá o tempo observado  $t_2 = t_2^* + (d/c - \beta \mu \Delta t^*)$ . Onde  $\Delta t^* = t_1^* - t_2^*$ . Assim para um observador próximo à linha de sinal, a diferença do tempo de chegada entre esses dois fótons será

$$\Delta t = \delta t^*(1 - \beta \mu) \simeq \delta t^*(1/2\Gamma^2 + \theta^2/2) \simeq \Delta r/(2\Gamma^2 c)(1 + \Gamma^2 \theta^2) \simeq \Delta r/(2\Gamma^2 c) \quad (2.4)$$

Onde assumimos  $\Gamma \gg 1$  para um fluido se aproximando ( $\mu = \cos \theta > 0$ ) ao longo da região dentro do cone de luz  $\theta \ll 1/\Gamma$ . Enquanto ambos  $\Delta t$  e  $\Delta t^*$  estão no mesmo referencial ( $K = K^*$ ) a única diferença é que  $\Delta t^*$  é a diferença no tempo de saída, enquanto  $\Delta t$  é a diferença no tempo de chegada dos dois fótons. Então a relação geral entre o referencial do observador ( $K$ ) e o do

fluido ( $K'$ ) é dada através do fator de Doppler  $D$ ,

$$D = [\Gamma(1 - \beta\mu)]^{-1} \quad (2.5)$$

Que será  $D \sim 2\Gamma$  para uma fonte com  $\Gamma \gg 1$ ,  $\mu \rightarrow 0$  e  $\theta < 1\Gamma$  (*blueshift*), ou ainda  $D \sim 1/2\Gamma$  para  $\mu \rightarrow -1$  (*redshift*). Portanto a diferença de tempos entre o observador e o referencial do fluido será

$$\Delta t = D^{-1}\Delta t' \simeq \Delta t'/2\Gamma \quad (2.6)$$

Para um fluido se aproximando. Enquanto que no referencial do *lab-frame* haverá  $\Delta t^* = \Delta t'\Gamma$ . Portanto, muitas vezes o referencial no *lab - frame* será tratado como o observador ( $K = K^*$ ) em alguns trechos da dissertação apresentada, sendo que a única diferença entre eles será um fator multiplicante de  $(1 + z)$  para uma fonte com um *redshift*  $z$ .

A relação entre as medidas na fonte e no observador serão principalmente dadas por:

- $\nu = D\nu'$ , para a frequência.
- $d\Omega = D^{-2}$ , para o ângulo sólido
- $I(\nu) = D^3 I'(\nu')$ , para a intensidade específica.
- $V = DV'$ , para o volume.
- $j_\nu(\nu) = D^2 j'_{\nu'}(\nu')$ , para a emissividade específica.

Pequenas mudanças que ocorrerem nos outros capítulos serão especificadas para cada caso, dado a variedade de estruturas e configurações, tais alterações se tornam muitas vezes mais convenientes conforme o uso e o evento a ser descrito.

# 3 MECANISMOS DE ACELERAÇÃO E EMISSÃO DE PARTÍCULAS

Neste Capítulo, utilizaremos textos bases para definir os principais fontes de emissão polarizada em GRBs. As principais derivações seguem-se de livros texto como [7–9].

## 3.1 RADIAÇÃO SÍNCROTON

Sabemos que a natureza eletromagnética de partículas faz com que cargas aceleradas emitam radiação. No caso da radiação síncrotron, ocorre que tais partículas são aceleradas a velocidades ultra relativísticas, fazendo com que essa emissão seja ampliada por um fator relativístico  $\gamma$ . Para um dado campo magnético  $\vec{B}$ , uma partícula com carga  $q$ , massa  $m$  e velocidade linear  $\vec{v}$ , as equações de movimento serão

$$\frac{d\gamma m \vec{v}}{dt} = \frac{q}{c} \vec{v} \times \vec{B} \quad (3.1)$$

$$\frac{d\gamma m c^2}{dt} = q \vec{v} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.2)$$

Que é a 4-força de Lorentz. Se a força for perpendicular ao movimento, teremos

$$\frac{d\vec{v}_\perp}{dt} = \frac{q}{\gamma m c} \vec{v}_\perp \times \vec{B} \quad (3.3)$$

Desta equação, obtemos que a frequência de giro é dada por

$$\omega_B = \frac{eB}{\gamma m c} \quad (3.4)$$

E a potência emitida pela partícula carregada será

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2q^2}{3c^3} \gamma^4 [a_\perp^2 + a_\parallel^2] \quad (3.5)$$

Assim, temos como resultados óbvios que para a aceleração  $a = 0$  o movimento será confinado ao plano, e para  $a \neq 0$  haverá movimento helicoidal. Quando  $a_\perp = \omega v_\perp$  e  $\vec{v} \cdot \vec{B} = v_\perp B \sin \delta$  onde  $\delta$  é o ângulo entre o campo magnético e a direção do movimento da partícula (*pitch angle*).

Haverá também o efeito relativístico de *beaming*, que fará com que a radiação seja colimada num ângulo tal que  $\Delta\theta \sim 1/\gamma$ . A primeira consequência imediata da emissão relativística e do efeito de *beaming* é que a radiação não é mais emitida de forma isotrópica, de forma que um



observador somente verá a radiação se estiver na linha de visada do ângulo sólido de abertura  $\Delta\theta$ . Isso é uma manifestação do efeito de *beaming*, em que  $\theta$  é um ângulo polar em torno da direção de movimento. Com isso, o observador verá o pulso confinado também num intervalo de tempo muito menor do que o período de giro.

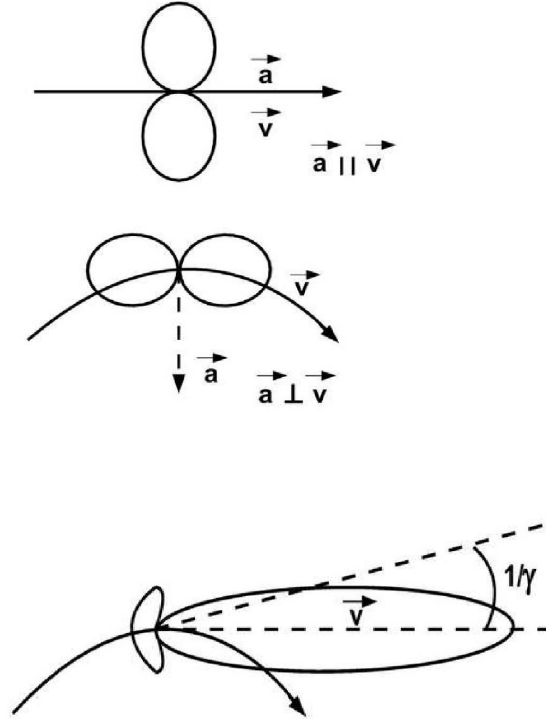


Figura 3.1: Padrão de radiação do efeito *beaming*. [7]

Definimos um  $\Delta t_{obs} \sim \Delta t - r\Delta\theta/c$ , e levando em conta algumas considerações dinâmicas e aproximações relativísticas típicas do problema, mas que por simplicidade serão deixadas, apresentando somente o resultado, obtemos que a dependência  $\gamma\Delta\theta$  pode ser escrita como

$$\gamma\Delta\theta = 2\gamma^3\Delta t_{obs}\omega_B \sin\theta \quad (3.6)$$

Onde  $\Delta t_{obs}$  é referente à propagação da radiação de dois pontos no espaço separados por uma distância  $r$  para um observador no espaço.

Definimos agora uma frequência de corte em que, a partir da qual, haverá um rápido decaimento de potência, e será dada por

$$\omega_c = \frac{3}{2} \frac{qB \sin\theta}{mc} \gamma^2 = \frac{3}{2} \gamma^3 \omega_B \sin\theta \quad (3.7)$$

Logo, obtemos uma relação importante em que a Equação 3.6 se tornará

$$\gamma\Delta\theta = \frac{4}{3} \omega_c \Delta t_{obs} \quad (3.8)$$

Com esse resultado, poderemos construir um gráfico de tal maneira que consigamos relacionar a potência com a frequência relativa  $\omega/\omega_c$ .

Por fim , teremos uma relação dada pela Figura 3.2

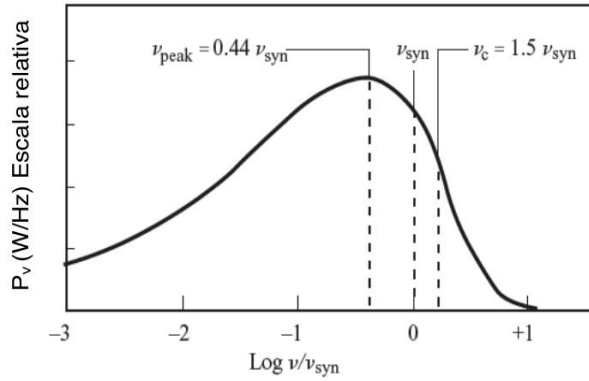


Figura 3.2: Variação da potência emitida em função das frequências características da emissão síncrotron.

Assim os parâmetros da frequência síncrotron ( $q, B, \sin \theta$ ) definem  $\nu = 0,44\nu_{sync}$ . Substituindo o valor de  $\nu_c$  (Frequência de corte) na expressão para  $\nu_{pico}$  obtemos o valor comumente encontrado na literatura ( $\nu_{pico} = 0,29\nu_c$ ). Qualitativamente podemos entender esse resultado da seguinte maneira: quando a partícula carregada move-se com  $v \ll c$  (caso não relativístico), o movimento em torno do campo magnético é periódico, com frequência dada pela frequência de giro e a emissão é uma função de  $\omega_{ciclotron} = \omega/mc$ . Esse é o caso conhecido como emissão ciclotron e a emissão ocorre somente nessa frequência. À medida que a velocidade aumenta, três efeitos alteram as características da emissão: 1) harmônicos de  $\omega_{Ciclotron}$  de ordem mais alta passam a contribuir para a emissão, com intensidades que dependem das potências de  $v/c$ ; 2) a frequência  $\omega_B$  passa a diminuir proporcionalmente a  $\gamma^{-1}$ ; e 3) a radiação não é mais isotrópica, passando a ser confinada em um cone de abertura  $\Delta\theta \sim \gamma^{-1}$ . Com o aumento de  $\gamma$ , os harmônicos passam a ficar cada vez mais próximos e, ao mesmo tempo, mais alargados, devido à distribuição de  $\gamma$  e do *pitch angle* ( $\delta$ ). O aumento gradativo faz com que os diferentes harmônicos comecem a se superpor, tornando o espectro de emissão contínuo, cujo pico está próximo de  $\omega_c$ . A Figura 3.3 mostra o espectro de potência total da emissão síncrotron, destacando a localização da frequência de corte.

Isto sugere que a energia irradiada por período orbital  $(dE/d\omega)(1/T) \equiv dE/d\omega dt$  deve ser uma função de  $\omega/\omega_c$ . Podemos portanto escrever uma expressão geral para  $dE/d\omega = P(\omega) = C_1 F(\frac{\omega}{\omega_c})$ . Assim:

$$P = \int_0^{\infty} P(\omega) d\omega = \omega_c C_1 \int_0^{\infty} F(x) dx \quad (3.9)$$

Sabemos que a potência emitida por uma única carga será então

$$\frac{dE}{dT} = P = \frac{2q^4 B^2 \gamma^2 \beta^2 (\sin \theta)^2}{3m^2 c^3} \quad (3.10)$$

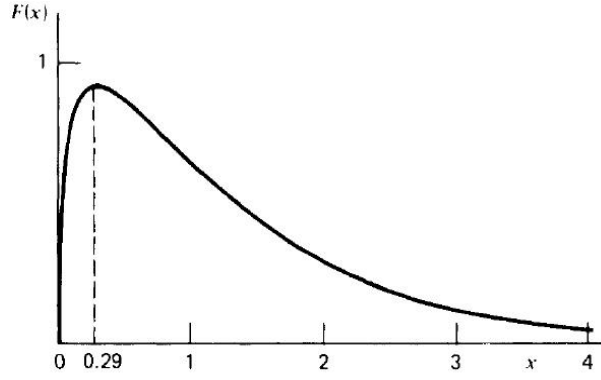


Figura 3.3: Potência total do espectro onde  $x = \frac{\omega}{\omega_c}$ . [8]

Com isso associado à Equação (2.7) e (2.9) obtemos a potência emitida por uma única carga em relação à razão das frequências:

$$P = \frac{\sqrt{3}q^2 B \beta^2 \sin \theta}{2\pi mc^2} \int_0^\infty F\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) d\omega \quad (3.11)$$

Podemos ainda escrever de uma maneira mais usual, a potência será dada por [7]

$$P_s(\nu, \gamma, \theta) \equiv \frac{\sqrt{3}e^2 B \sin \theta}{mc^2} F(\nu/\nu_c) \quad (3.12)$$

$$F(\nu/\nu_c) \equiv \frac{\nu}{\nu_c} \int_{\nu/\nu_c}^\infty K_{5/3}(y) dy \quad (3.13)$$

Onde  $\nu_c \equiv \frac{3}{2}\nu_s \sin \theta$ , e  $K_{5/3}$  é a função de Bessel modificada.

### 3.1.1 Radiação Síncrotron de um conjunto de partículas

As leis de potências descrevem a maioria dos fenômenos da astrofísica de altas energias, sendo ela descrita de forma geral

$$N(\gamma) = K\gamma^{-p} = N(E) \frac{dE}{d\gamma}; \quad \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max} \quad (3.14)$$

Agora, assumindo que a distribuição é isotrópica e que o ângulo de abertura (*pitch angle*) não varia com  $\gamma$ , integramos a potência de um elétron  $P(\gamma, \nu, \theta)$  vezes a distribuição  $N(\gamma)$ , obtendo então

$$j_s(\nu, \theta) = \frac{1}{4\pi} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma_{max}} N(\gamma) P(\gamma, \nu, \theta) d\gamma \quad (3.15)$$

Que tem por resultado

$$j_s(\nu, \theta) \propto KB^{(p+1)/2}\nu^{-\alpha} \quad (3.16)$$

Onde

$$\alpha \equiv \frac{p-1}{2} \quad (3.17)$$

Denominado Índice Espectral. Utilizando o fato de que a radiação síncrotron tem um pico, podemos dizer que de uma maneira genérica, toda radiação é emitida nesse pico típico é dada pela frequência

$$\nu_s = \gamma^2 \nu_L; \quad \nu_L \equiv \frac{eB}{2\pi mc} \quad (3.18)$$

Ou seja, existe uma correspondência entre energia dos elétrons e a frequência assim emitida.

A Emissividade para certa frequência em um intervalo  $d\nu$ , é assim a emissão de elétrons que contém a energia apropriada  $\gamma$ , em um intervalo  $d\gamma$ , portanto

$$j_s(\nu)d\nu = \frac{1}{4\pi} P_s N(\gamma) d\gamma; \quad \gamma = \left( \frac{\nu}{\nu_L} \right)^{1/2}; \quad \frac{d\gamma}{d\nu} = \frac{\nu^{-1/2}}{2\nu_L^{1/2}} \quad (3.19)$$

Assim, obtemos uma relação de proporcionalidade na forma

$$j_s(\nu) \propto B^2 \gamma^2 K \gamma^{-p} \frac{d\gamma}{d\nu} \quad (3.20)$$

$$j_s(\nu) \propto KB^{(p+1)/2} \nu^{-(p-1)/2} \quad (3.21)$$

Então o fluxo para uma fonte homogênea com volume  $v \propto R^3$ , à uma distância  $d_L$ , é

$$F_s(\nu) = 4\pi j_s(\nu) \frac{V}{4\pi d_L^2} \propto \theta_s^2 R K B^{1+\alpha} \nu^{-\alpha} \quad (3.22)$$

Onde  $\theta_s = R/d_L$  é o raio angular da fonte. Assim, se tivermos uma detecção de duas diferentes frequências de uma mesma fonte, é possível descobrir  $\alpha$ , e assim o declive da distribuição de energia.

## 3.2 ESPALHAMENTO COMPTON

### 3.2.1 Seção transversal de Thomson

Consideramos um elétron livre interagindo com um feixe de luz completamente polarizado linearmente, com frequência  $h\nu \ll m_e c^2$ . Levamos em conta ainda que a velocidade de oscilação deve ser tal que  $v \ll c$  para que a força magnética seja negligenciada.

Dessa forma, o elétron começa a oscilar devido à variação da força Elétrica  $e\mathbf{E}$  e o quadrado da média de aceleração durante o período de um ciclo  $T = 1/\nu$  será

$$\langle a \rangle^2 = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{e^2 E_0^2}{m_e^2} \sin^2(2\pi\nu t) dt = \frac{e^2 E_0^2}{2m_e^2} \quad (3.23)$$

A potencia emitida pelo ângulo sólido será dada pela fórmula de Larmor  $\frac{dP}{d\Omega} = \frac{e^4 E_0^2 \sin^2 \Theta}{4\pi c^3}$ , onde  $\Theta$  é o ângulo entre o vetor aceleração e o vetor propagação da onda emitida, e  $E_0$  é o campo elétrico inicial.

Substituindo o valor da aceleração na fórmula de Larmor pela média, obtemos finalmente

$$\frac{dP_e}{dt} = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_e^2 c^3} \sin^2 \Omega \quad (3.24)$$

A radiação refletida é completamente polarizada linearmente no plano definido pelo vetor de polarização incidente e a direção de dispersão. O fluxo da entrada onda é  $S_i = cE_0^2/(8\pi)$ . A seção transversal diferencial será então

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{pol} = \frac{dP_e/d\Omega}{S_i} = r_0^2 \sin^2 \Theta \quad (3.25)$$

Onde  $r_0 = e^2/(m_e c^2)$  é o raio clássico do elétron.

Observamos que a o padrão de radiação terá o formato de tórus, com o eixo localizado no vetor aceleração. A seção total pode ser calculada de forma semelhante, mas consideramos a fórmula de Larmor integrada sobre o ângulo sólido ( $P = 2e^2 a^2/3c^3$ ). Portanto, a seção total será

$$\sigma_{pol} = \frac{P_e}{S_i} = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \quad (3.26)$$

### 3.2.2 Espalhamento Compton Direto

Considerando agora os efeitos quânticos relacionados fótons de mais alta energia, é conveniente estabelecermos a energia e o momento em termos de  $m_e c^2$  e  $m_e c$  respectivamente, de forma que  $x_a \equiv h\nu_a/m_e c^2$ .

Considere um elétron em repouso com energia  $x_0$ , que obtém energia  $x_1$  após a colisão com o fóton. Seja  $\theta$  o ângulo entre a direção inicial e final do fóton; e com isso definimos o plano de espalhamento.

Dada a conservação de energia e momento ao longo do plano,

$$x_1 = \frac{x_0}{1 + x_0(1 - \cos\theta)} \quad (3.27)$$

Observamos que para  $x_0 \gg 1$  a energia final  $x_1 \rightarrow (1 - \cos\theta)^{-1}$ , criando uma dependência direta com o ângulo  $\theta$ . Para  $x_0 \ll 1$  obteremos que  $x_1 \sim x_0$ , que retorna ao caso clássico de Thomson.

### 3.3 SEÇÃO DE CHOQUE DE KLEIN-NISHINA

A seção de choque de Thomson é o limite clássico de um caso mais geral, a seção de choque de Klein-Nishina. É o caso de um fóton sendo espalhado por um elétron em ordens mais baixas na eletrodinâmica quântica. Temos que

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi}\sigma_T \left(\frac{x_1}{x}\right)^2 \left(\frac{x}{x_1} + \frac{x_1}{x} - \sin^2\theta\right) \quad (3.28)$$

Onde  $x = x_0$  é a energia inicial. Essa fórmula é reduzida, porém podemos observar sua dependência com  $x$ ,  $x_1$  e  $\sin\theta$ .

Ao substituírmos a Equação 3.27 na equação anterior, obtemos

$$\frac{d\sigma_{KN}}{d\Omega} = \frac{3}{16\pi}\sigma_T \left(\frac{1}{1+x(1-\cos\theta)}\right)^2 \left(\frac{1}{1+x(1-\cos\theta)} + x(1-\cos\theta) + \cos^2\theta\right) \quad (3.29)$$

Nessa forma, apenas quantidades independentes estão incluídas na equação. Observamos que conforme a energia  $x$  aumenta e se iguala à  $d\sigma_T/d\Omega$  (Thomson) para  $\theta = 0$ .

Integrando sobre o ângulo sólido, obtemos a seção transversal total de Klein-Nishina

$$\sigma_{KN} = \frac{3}{4}\sigma_T \left\{ \frac{1+x}{x^3} \left[ \frac{2x(1+x)}{x^3} - \ln(1+2x) \right] + \frac{1}{2x} \ln(1+2x) - \frac{1+3x}{(1+2x)^2} \right\} \quad (3.30)$$

Que tem por limites assintóticos

$$\sigma_{KN} \simeq \sigma_T \left\{ 1 - 2x + \frac{26x^2}{5} + \dots \right\}; x \ll 1 \quad (3.31)$$

$$\sigma_{KN} \simeq \frac{3}{8} \frac{\sigma_T}{x} \left\{ \ln 2x + \frac{1}{2} \right\}; x \gg 1 \quad (3.32)$$

Como dito anteriormente, em ordem para que a força magnética seja negligenciada, o elétron deve ter uma velocidade transversal (em relação à onda)  $v \ll c$ . Considerando ainda que  $E = E_0 \sin(\omega t)$ , observamos que

$$\frac{v}{c} = \int_0^{T/2} \frac{eE_0}{cm_e} \sin(\omega t) dt = \frac{2eE_0}{m_e c \omega} \ll 1 \quad (3.33)$$

Ou seja, o processo de espalhamento será dado pelo seção de Thomson se a onda tiver amplitude suficientemente baixa e uma frequência não tão pequena.

### 3.4 ESPALHAMENTO COMPTON INVERSO

Quando um elétron não está em repouso e tem energia maior que o fóton em questão, é possível a transferência de energia do elétron para o fóton, e esse fenômeno é chamado de Efeito Compton Inverso. Se ao escolhermos o referencial onde o elétron está em repouso e a energia do fóton para  $h\nu \ll m_e c^2$ , estaremos no regime de Thomson e podemos desprezar o recuo do elétron, porém se  $h\nu \gg m_e c^2$ , estaremos no regime de Klein-Nishina e o recuo do elétron não poderá ser desprezado. Como veremos, em ambos regimes haverá transferência de energia do elétron para o fóton, mesmo que para certos ângulos o fóton espalhado perca parte de sua energia.

#### 3.4.1 Regime de Thomson

No referencial  $K'$  que se move junto ao elétron (*rest-frame*), a energia do fóton incidente é

$$x' = x\gamma(1 - \beta \cos \psi) \quad (3.34)$$

Onde  $\psi$  é o ângulo entre a velocidade de elétron e a direção do fóton, como visto na Figura 3.4.

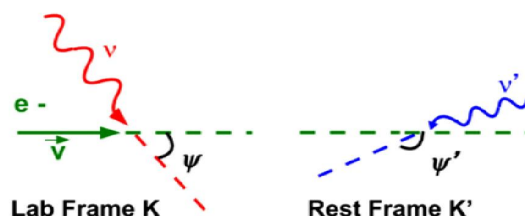


Figura 3.4: No referencial do laboratório (K), um elétron se move com velocidade  $v$ . Sua velocidade faz um ângulo  $\psi$  com o fóton. No referencial em que o elétron está em repouso ( $K'$ ), o fóton faz um ângulo  $\psi'$  com o vetor velocidade do elétron. [7]

Devemos notar que a priori, essa transformação é diferente de  $x' = \delta x$ , pois nessa última usamos que o ângulo entre a linha do sinal e a velocidade do emissor era  $\theta' = \pi - \psi'$

Ainda no referencial do elétron, a transformação de ângulos será dada por

$$\cos \psi = \frac{\beta + \cos \psi'}{1 + \beta \cos \psi'} \quad (3.35)$$

Que ao substituirmos na Equação 3.34, obtemos:

$$x' = \frac{x}{\gamma(1 + \beta \cos \psi')} \quad (3.36)$$

Finalmente, consideramos que  $\cos \theta' = \cos(\pi - \psi') = -\cos \psi'$ , validando então que  $x' = \delta x$

No referencial de repouso do elétron, o fóton espalhado terá sempre a mesma energia incidente independentemente do ângulo de espalhamento. Isto é

$$x'_1 = x' \quad (3.37)$$

O fóton será espalhado no ângulo  $\psi'_1$  com respeito à velocidade do elétron.

Portanto, ao retornamos para o referencial  $K$ , teremos

$$x_1 = x'_1 \gamma (1 + \beta \cos \psi'_1) \quad (3.38)$$

Que associada à equação de transformação de ângulos para  $\cos \psi'_1$ , decorre

$$x_1 = x \frac{1 - \beta \cos \psi}{1 - \beta \cos \psi_1} \quad (3.39)$$

Resultando numa equação onde todas quantias são medidas no referencial do laboratório.

A figura 3.5 representa os máximos e mínimos de energia.

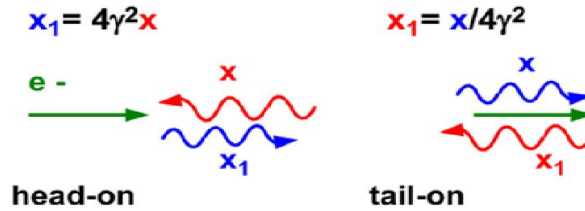


Figura 3.5: Colisão frontal e traseira com suas respectivas energias. [7]

Percebemos que teremos um máximo para quando a colisão for frontal ( $\psi = \pi$ ) e quando o ângulo de saída do fóton for na direção da velocidade do elétron ( $\psi = 0$ ), de forma que para  $\gamma \gg 1$ ,

$$x_1 = x \frac{1 + \beta}{1 - \beta} = \gamma^2 (1 + \beta^2) x \rightarrow 4\gamma^2 x \quad (3.40)$$

O outro extremo será para  $\psi_1 = \pi$  e  $\psi = 0$ , que será quando o fóton tem a mesma direção inicial do elétron e direção final invertida, assim para  $\gamma \gg 1$ ,

$$x_1 = x \frac{1 - \beta}{1 + \beta} = \frac{x}{\gamma^2 (1 + \beta^2)} \rightarrow \frac{x}{4\gamma^2} \quad (3.41)$$



Um outro ângulo típico é  $\sin \psi_1 = 1/\gamma$ , que corresponde  $\cos \psi_1 = \beta$ . Isso corresponde à abertura de ângulo de *beaming*, portanto

$$x_1 = x \frac{1 - \beta \cos \psi}{1 - \beta^2} = x\gamma^2(1 - \beta \cos \psi) \quad (3.42)$$

Que será  $x_1 = x/(1 + \beta)$  para  $\psi = 0$ ,  $x_1 = \gamma^2 x$  para  $\psi = \pi/2$  e  $x_1 = \gamma^2(1 + \beta)x$  para  $\psi = \pi$ .

### 3.4.2 Taxa de Espalhamento

Podemos calcular a taxa de dispersão por elétron considerando todas as quantidades no referencial do laboratório. Seja  $n(\epsilon)$  a densidade de fótons de energia  $\epsilon = h\nu$ , e  $v$  a velocidade do elétron, com  $\psi$  o ângulo entre a velocidade do elétron e a direção do fóton. Para distribuições de fótons mono-direcionais, temos

$$\frac{dN}{dt} = \int \sigma_T v_{rel} n(\epsilon) d\epsilon = \int \sigma_T c (1 - \beta \cos \psi) n(\epsilon) d\epsilon \quad (3.43)$$

Onde  $v_{rel}$  é a velocidade relativa  $c - v \cos \psi$ .

A potência contida na radiação espalhada é

$$\frac{dE_\gamma}{dt} = \epsilon_1 \frac{dN}{dt} = \sigma_T c \int \frac{(1 - \beta \cos \psi)^2}{(1 - \beta \cos \psi_1)} \epsilon n(\epsilon) d\epsilon \quad (3.44)$$

Independentemente da distribuição dos fótons, o valor médio de  $1 - \beta \cos \psi_1$  pode ser calculado ao lembrarmos que, no referencial de repouso do elétron, o espalhamento terá uma simetria frontal/traseira, de modo que  $\langle \cos \psi'_1 \rangle = \pi/2$ . Assim, o valor médio de  $\cos \psi_1$  é  $\beta$ , fazendo com que  $\langle 1 - \beta \cos \psi_1 \rangle = 1 - \beta^2 = 1/\gamma^2$ . Temos ainda que se os fótons são isotropicamente distribuídos, podemos fazer a média da integral  $(1 - \beta \cos \psi)^2$  sobre o ângulo sólido, gerando  $1 + \beta^2/3$ . Portanto, obtemos que

$$\frac{dE_\gamma}{dt} = \sigma_T c \gamma^2 \int (1 - \beta \cos \psi)^2 \epsilon n(\epsilon) d\epsilon = \sigma_T c \gamma^2 \left(1 + \frac{\beta^2}{3}\right) U_r \quad (3.45)$$

Onde

$$U_r = \int \epsilon n(\epsilon) d\epsilon \quad (3.46)$$

é a densidade de energia da radiação antes da dispersão.

Como  $dE_\gamma/dt$  é a taxa de energia contida na radiação espalhada, para calcularmos a taxa de perda de energia do elétron, temos que subtrair a taxa de energia inicial dos fótons espalhados, de forma que

$$P_c(\gamma) \equiv \frac{dE_e}{dt} = \frac{dE_\gamma}{dt} - \sigma_T c U_r = \frac{4}{3} \sigma_T c \gamma^2 \beta^2 U_r \quad (3.47)$$

Que é o número de colisões por segundo vezes a energia média dos fótons após o espalhamento.

Observe a similaridade com a perda de energia do síncrotron. As duas taxas são idênticas, uma vez que a densidade de energia de radiação é substituída pela densidade de energia magnética  $U_B$ . A proporção das duas luminosidades será

$$\frac{L_{Sync}}{L_{IC}} = \frac{U_B}{U_r} \quad (3.48)$$

Portanto, se elétrons relativísticos estiverem em uma região com radiação e densidades de energia magnéticas, eles vão emitir tanto pelo síncrotron quanto pelo compton inverso.

### 3.4.3 Espectro de uma partícula

Ao analisarmos o espectro de uma partícula, é necessário antes fazermos algumas assertivas já exploradas anteriormente:

- Assumimos primeiramente que a densidade de fótons  $U_r$  é constante e monocromática, com frequência  $x = h\nu/m_e c^2$
- No referencial de repouso do elétron, metade dos fótons vem da direção frontal com ângulo  $1/\gamma$ .
- A frequência típica dos fótons é  $x' = \gamma x$ , que no regime de Thomson ( $x' < 1$ ), a frequência espalhada será a mesma que a incidente  $x'_1 = x' = \gamma x$ .
- Independentemente da direção inicial do fóton, e, portanto, independentemente da frequência observada pelos elétrons, todos os fótons são espalhados isotropicamente. Isso significa que todos os observadores (em qualquer ângulo  $\psi'_1$ ) neste referencial veem o mesmo espectro e a mesma frequência. Metade dos fótons estão na semi-esfera com  $\psi'_1 \leq \pi/2$ .

A derivação completa do espectro não será aqui abordada, sendo um resultado conhecido dos livros textos [7, 8].

Em suma, temos que para uma distribuição monocromática e isotrópica de fótons caracterizada por uma intensidade específica

$$\frac{I(x)}{x} = \frac{I_0}{x} \delta(x - x_0) \quad (3.49)$$

Para o caso de  $n$  elétrons por  $cm^3$ , teremos que o espectro será

$$\epsilon_{IC}(x_1) = \frac{\sigma_T n I_0 (1 + \beta)}{4\gamma^2 \beta^2 x_0} F_{IC}(x_1) \quad (3.50)$$

Com a função  $F_{IC}$  sendo

$$F_{IC} = \frac{x_1}{x_0} \left[ \frac{x_1}{x_0} - \frac{1}{(1 + \beta^2)\gamma^2} \right] \quad \text{para} \quad \frac{1}{(1 + \beta^2)\gamma^2} < \frac{x_1}{x_0} < 1 \quad (3.51)$$

$$F_{IC} = \frac{x_1}{x_0} \left[ 1 - \frac{x_1}{x_0} \frac{1}{(1 + \beta^2)\gamma^2} \right] \quad \text{para} \quad 1 < \frac{x_1}{x_0} < (1 + \beta^2)\gamma^2 \quad (3.52)$$

A primeira linha corresponde ao *downscattering*: o fóton espalhado tem menos energia que o inicial, enquanto a segunda linha corresponde ao *upscattering*: o fóton espalhado tem energia maior que o inicial.

#### 3.4.4 Emissão de vários elétrons

Vimos que a emissão Compton Inverso (IC) contém um pico e é acelerada por um fator  $\gamma^2$ , que são características idênticas à radiação síncrotron, de forma que podemos assumir uma lei de potência tal qual

$$N(\gamma) = K\gamma^{-p} = N(E) \frac{dE}{d\gamma}; \quad \gamma_{min} < \gamma < \gamma_{max} \quad (3.53)$$

E assumir que ela descreve uma distribuição isotrópica de elétrons. Mantemos ainda a asserção que a radiação é isotrópica e monocromática, com frequência real  $\nu_0$ . Para relacionarmos a frequência do fóton espalhado com a energia do elétron, fazemos

$$\nu_c = \frac{4}{3}\gamma^2\nu_0 \rightarrow \gamma = \left( \frac{3\nu_c}{4\nu_0} \right)^{1/2} \quad (3.54)$$

Logo,

$$\left| \frac{d\gamma}{d\nu_c} \right| = \frac{\nu_c^{-1/2}}{2} \left( \frac{3}{4\nu_0} \right)^{1/2} \quad (3.55)$$

Agora, podemos afirmar que a energia perdida  $d\gamma m_e c^2$  de um elétron com energia  $\gamma m_e c^2$  é transferida para um fóton de energia  $\nu$  em forma de  $d\nu$ . Portanto, para derivarmos a emissividade, lembramos que ela é a energia por unidade de ângulo sólido produzida em  $1\text{cm}^3$  sobre  $4\pi$ , pela isotropia. Assim

$$\epsilon_c(\nu_c) d\nu_c = \frac{1}{4\pi} P_c(\gamma) N(\gamma) d\gamma \quad (3.56)$$

que gera

$$\epsilon_c(\nu_c) = \frac{1}{4\pi} \frac{(4/3)^\alpha}{2} \sigma_T c K \frac{U_r}{\nu_0} \left( \frac{\nu_c}{\nu_0} \right)^{-\alpha} \quad (3.57)$$

Retomando mais uma vez à uma lei de potência, onde a relação dos termos potenciais  $\alpha$  e  $p$  é dada por

$$\alpha = \frac{p-1}{2} \quad (3.58)$$

Que é exatamente a mesma da radiação síncrotron. Para aproximarmos a Equação 3.57 da realidade, multiplicamos e dividimos a equação pelo raio da fonte  $R$ , e selecionamos  $\tau_c = \sigma_T K R$  como sendo a fração de fótons  $U_r/h\nu_c$  que será espalhado na fração de tempo  $R/c$ , com  $\nu_c/\nu_0 \sim \gamma^2$  sendo a energia média ganha por esses fótons, assim espectro será

$$\epsilon_c(h\nu_c) = \frac{1}{4\pi} \frac{(4/3)^\alpha}{2} \frac{\tau_c}{R/c} \frac{U_r}{h\nu_0} \left(\frac{\nu_c}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \quad (3.59)$$

Com  $\epsilon_c(h\nu_c) = \epsilon_c(\nu_c)/h$ .

Para o caso não monocromático, teremos uma distribuição de frequências, de forma que

$$\epsilon_c(\nu_c) = \frac{1}{4\pi} \frac{(4/3)^\alpha}{2} \frac{\tau_c}{R/c} \nu_c^{-\alpha} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \frac{U_r(\nu)}{\nu} \nu^\alpha d\nu \quad (3.60)$$

onde  $U_r(\nu)$  é a densidade específica de radiação para dada frequência  $\nu$ .

### 3.5 EFEITO SSC: SYNCHROTON SELF-COMPTON

Como vimos anteriormente, elétrons submetidos à um campo magnético geram radiação síncrotron, que gera a probabilidade de interação dos elétrons com esses fótons via efeito Compton Inverso. Quando o elétron interage dessa maneira, chamamos esse efeito de *Synchroton Self-Compton*, ou apenas Efeito SSC.

#### 3.5.1 Emissividade do Efeito SSC

Primeiramente, ao retomarmos a Equação 3.60, percebemos que  $U_r$  é uma densidade genérica, assim a substituiremos pela densidade específica da radiação síncrotron (justificado pelo fato de que se uma população de elétrons produz radiação síncrotron e efeito Compton Inverso, o formato de crescimento desses dois espectros será basicamente o mesmo), de forma que

$$U_s(\nu) = \frac{3R}{4c} \frac{L_s(\nu)}{V} = 4\pi \frac{3R}{4c} j_s(\nu) \quad (3.61)$$

Sendo  $j_s$  a emissividade síncrotron, definimos

$$j_s(\nu) = j_{s,0} \nu^{-\alpha} \quad (3.62)$$

Onde a potência  $\alpha$  é a mesma da Equação 3.60. Portanto, teremos que a emissividade SSC vai ser tal que

$$j_{ssc}(\nu_c) = \frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2} \tau_c j_{s,0} \nu_c^{-\alpha} \int_{\nu_{min}}^{\nu_{max}} \frac{d\nu}{\nu} \quad (3.63)$$

Onde  $j_{s,0} \nu_c^{-\alpha} s(\nu_c)$  nada mais é que a emissividade específica de síncrotron calculada na frequência de Compton  $\nu_c$ . Por fim, a integral gera um logaritmo, obtendo a forma

$$j_{ssc}(\nu_c) = \frac{(4/3)^{\alpha-1}}{2} \tau_c j_s(\nu_c) \ln \Lambda \quad (3.64)$$

Onde nessa forma, é fácil ver a razão entre o fluxos do Efeito Síncrotron e SSC, sendo apenas  $[(4/3)^{\alpha-1}/2] \tau_c \ln \Lambda \sim \tau_c \ln \Lambda$ . Observamos ainda que, devido a  $\tau_c = \sigma_T R K$  e  $j_s \nu_c \propto K B^{1+\alpha}$  (Veja Equação 3.21), a emissividade SSC  $j_{ssc} \propto K^2$  como esperado. A Figura 3.6 sumariza o resultado.

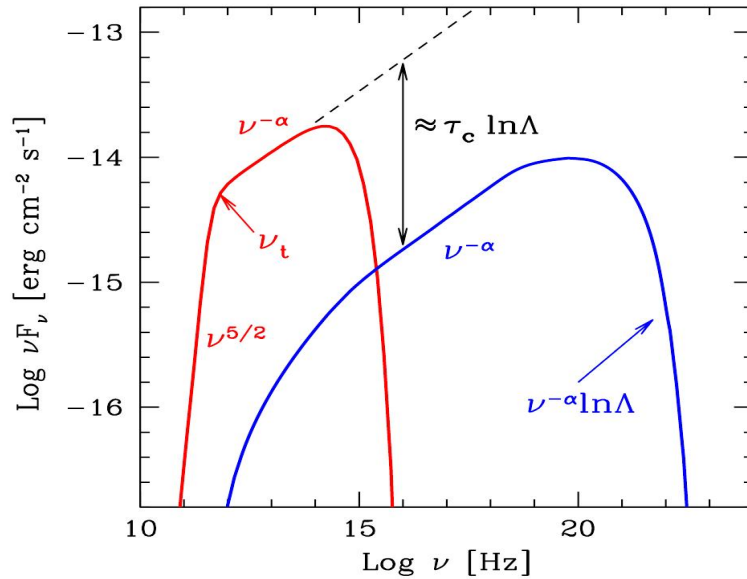


Figura 3.6: Exemplo típico de um espectro SSC. Os índices espectrais correspondem à convenção  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ . [7]

### 3.6 MHD E RECONEXÃO MAGNÉTICA

Nesta seção, descreveremos as principais equações da Magneto-Hidrodinâmica (MHD), de forma que a utilizaremos como base para entendermos como surge o efeito de reconexão magnética em plasmas e consequentemente em GRBs.

Definimos então a densidade de corrente do plasma sendo [9]

$$\mathbf{J} = \sum_{\sigma} n_{\sigma} q_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma} \quad (3.65)$$

Que é essencialmente a velocidade entre íons e elétrons, e a velocidade do centro de massa

$$\mathbf{U} = \frac{1}{\rho} \sum_{\sigma} m_{\sigma} n_{\sigma} \mathbf{u}_{\sigma} \quad (3.66)$$

Onde  $n(\mathbf{x}) = \int f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}$  e  $\mathbf{u}(\mathbf{x}) = \int \frac{\mathbf{v}f(\mathbf{x}, \mathbf{v}) d\mathbf{v}}{n(\mathbf{x})}$  são a densidade no espaço de fase e a velocidade média respectivamente,  $q_{\sigma}$  a carga do íon e  $\rho = \sum_{\sigma} m_{\sigma} n_{\sigma}$  a densidade de massa total.

Evocamos agora a equação de continuidade MHD

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (3.67)$$

e o tensor Pressão

$$\overleftrightarrow{P}^{MHD} = \sum_{\sigma} \int m_{\sigma} \mathbf{v}' \mathbf{v}' f_{\sigma} d\mathbf{v} \quad (3.68)$$

Pois com isso, temos os termos da equação de movimento MHD

$$\rho \frac{D\mathbf{U}}{Dt} = \mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla \cdot \overleftrightarrow{P}^{MHD} \quad (3.69)$$

Com

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla \quad (3.70)$$

Que é a derivada convectiva usando a velocidade do centro de massa MHD.

Vemos que a Equação 3.69 provê uma relação entre  $\mathbf{J}$  e  $\mathbf{U}$ , de forma que, para conseguirmos uma segunda relação, usamos a equação de movimento do elétron para 2-fluidos

$$m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt} = -e(\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B}) - \frac{1}{n_e} \nabla(n_e \kappa T_e) - v_{ei} m_e (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i) \quad (3.71)$$

Na descrição MHD, o fenômeno é de baixa frequência e larga escala espacial, assim, se a escala de tempo for grande comparada à frequência ciclotron do elétron, o termo de inércia  $m_e \frac{d\mathbf{u}_e}{dt}$  pode ser negligenciado se for pequeno em relação à força magnética  $e(\mathbf{u}_e \times \mathbf{B})$ . Então com base na equação 3.67 e  $\mathbf{u}_i \simeq \mathbf{U}$ , obtemos uma versão generalizada da lei de Ohm

$$\mathbf{E} + \mathbf{u}_e \times \mathbf{B} + \frac{1}{n_e e} \nabla(n_e \kappa T_e) - \frac{1}{n_e e} \mathbf{J} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (3.72)$$

O termo de Hall  $\frac{1}{n_e e} \mathbf{J} \times \mathbf{B}$  pode ser negligenciado quando o termo de pressão na Equação 3.69 é desprezível quando comparado aos outros dois termos, e/ou quando a frequência de colisão elétron-íon no plasma é grande comparada à frequência ciclotron do elétron. De toda forma, assumimos que esses fatos são verdadeiros para esse caso, e aplicamos o rotacional na Equação obtendo

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) - \frac{1}{n_e e} \nabla n_e \times \nabla \kappa T_e = \nabla \times \left( \frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) \quad (3.73)$$

Que é chamada equação de indução.

Como o gradiente da densidade é paralelo ao gradiente da temperatura, o termo da força eletromotriz térmica será zero, reduzindo-se à

$$-\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) = \nabla \times \left( \frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \right) \quad (3.74)$$

Podendo ainda ser escrito da forma

$$\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (3.75)$$

Que é a forma mais simples da lei de Ohm na versão MHD.

### 3.6.1 MHD Ideal e o Congelamento de linhas de Campo

Se o termo de resistividade  $\eta \mathbf{J}$  for pequeno comparado aos outros termos na lei de Ohm MHD (Equação 3.75), então dizemos que o plasma é ideal.

Para entender o fenômeno do congelamento do campo magnético dentro do plasma, tomamos a integral de fluxo magnético sobre uma área da superfície  $S(t)$  que se move conforme o plasma. O fluxo magnético será

$$\Phi(t) = \int_S(t) \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{s} \quad (3.76)$$

A taxa de mudança desse fluxo será

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \lim_{\delta t \rightarrow 0} \int \left( \frac{\int_{S(t+\delta t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t + \delta t) \cdot d\mathbf{s} - \int_{S(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{s}}{\delta t} \right) \quad (3.77)$$

Um deslocamento de segmento  $d\mathbf{l}$  será  $\mathbf{U} \delta t$  onde  $\mathbf{U}$  é a velocidade do segmento. A variação na superfície será  $\Delta S = \mathbf{U} \delta t \times d\mathbf{l}$ , assim a taxa de variação desse fluxo será

$$\begin{aligned}
\frac{D\Phi}{Dt} &= \lim_{\delta t \rightarrow 0} \int \frac{\int_{S(t+\delta t)} (\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) + \delta t \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}) \cdot d\mathbf{s} - \int_{S(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{s}}{\delta t} \\
&= \lim_{\delta t \rightarrow 0} \int \frac{\int_{S(t)} (\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) + \delta t \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}) \cdot d\mathbf{s} + \oint_C \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U} \delta t \times d\mathbf{l} - \int_{S(t)} \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot d\mathbf{s}}{\delta t} \\
&= \int_{S(t)} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} + \oint_C \mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{U} \times d\mathbf{l} \\
&= \int_{S(t)} \left[ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} + \nabla \times (\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) \times \mathbf{U}) \right] \cdot d\mathbf{s}
\end{aligned} \tag{3.78}$$

Assim, se

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{U}) \tag{3.79}$$

Então

$$\frac{D\Phi}{Dt} = 0 \tag{3.80}$$

Que implica que o fluxo dentro de uma superfície fechada é constante. Portanto, o fluxo magnético é congelado dentro de um plasma ideal, pois a Equação 3.75 se torna 3.79 para  $\eta = 0$ , sendo então chamada nessa forma de Equação de Indução MHD ideal.

### 3.6.2 Reconexão Magnética

No MHD ideal observamos o fenômeno do congelamento de linhas de campo para o referencial do plasma. Que determina que a topologia do campo magnético em um plasma perfeitamente condutor não mudará.

Porém, ao introduzirmos uma pequena quantidade de resistividade ao plasma, a condição de congelamento será violada onde a velocidade some pela simetria. Nesses locais, a equação de Ohm  $\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J}$  que tem a forma ideal  $\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} = 0$  necessariamente falha. Ao invés disso, assume a forma de

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{J} \tag{3.81}$$

De forma que as linhas de campo magnético agora podem se mover através do plasma e se reconectar. Mesmo que isso ocorra em pequenas áreas, a topologia do sistema é alterado, de forma que as linhas antigas que estavam ligadas são destruídas e uma nova ligação substituída é feita, preservando a helicidade total do sistema, como vemos na Figura 3.7. Assim, a conservação de fluxo do sistema é substituída por uma conservação de helicidade, envolvendo necessariamente uma dissipação de energia, dado a resistividade do fluxo.



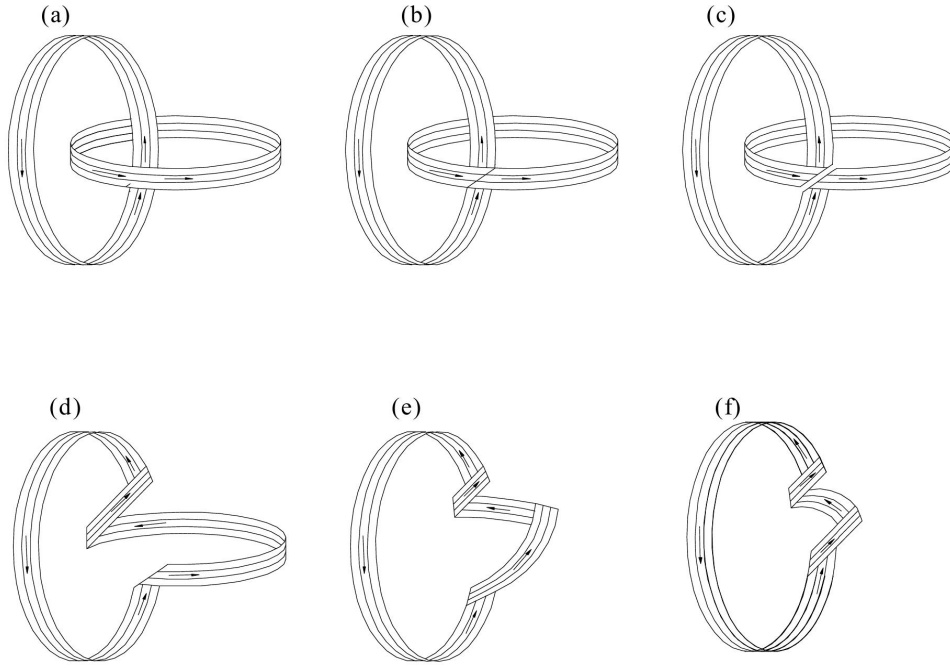


Figura 3.7: Figura ilustrativa demonstrando uma sequência de (a) Duas fitas de fluxo magnético que são cortadas (b) e ligadas entre si (c) formando uma única fita, apresentando uma deformação inicial (d) que evolui (e) até o estágio final (f). O corte representa a dissipação de energia, e a ligação entre eles a reconexão magnética. [9]

Sendo assim, o fenômeno de reconexão magnética é então devido a uma instabilidade não ideal, onde o fluido será ideal em sua plenitude menos na vizinhança de uma pequena camada onde o plasma terá resistividade e o campo magnético irá se difundir.

### 3.6.3 Descrição Qualitativa da Instabilidade de Corrente

Supomos um plasma infinito em formato de lâmina (folha) com uma corrente na direção- $z$ , que é centralizada em  $x = 0$  e vai de  $y = -\infty$  até  $y = +\infty$ . A corrente produzirá um campo  $B_{y0}$  como mostrado na Figura 3.8(a). Como a corrente é simétrica em  $y$  e  $z$ , todas as quantidades dependem somente de  $x$ . Com isso, a lei de Ampere reduz à

$$\mu_0 J_z(x) = \frac{\partial B_y}{\partial x} \quad (3.82)$$

Que integrando em  $x$  gera

$$B_y(x) = B_y(0) + \int_0^x \mu_0 J_z(x') dx' \quad (3.83)$$

Devido à simetria, a corrente da chapa não gerará campo em  $x = 0$ , com isso, só haverá  $B_y(0) \neq 0$  se houver corrente externa, selecionaremos que não há para esse caso, teremos portanto  $B_y(0) = 0$ . Com isso, a situação pode ser caracterizada analiticamente utilizando

$$B_y(x) = B \tanh x/L \quad (3.84)$$

Onde  $L$  é a largura da placa. Substituindo tudo na Equação 3.82 obtemos

$$J_z(x) = \frac{B}{\mu_0 L} \cosh x/L^{-2} \quad (3.85)$$

Que tem um claro pico em  $x = 0$ .

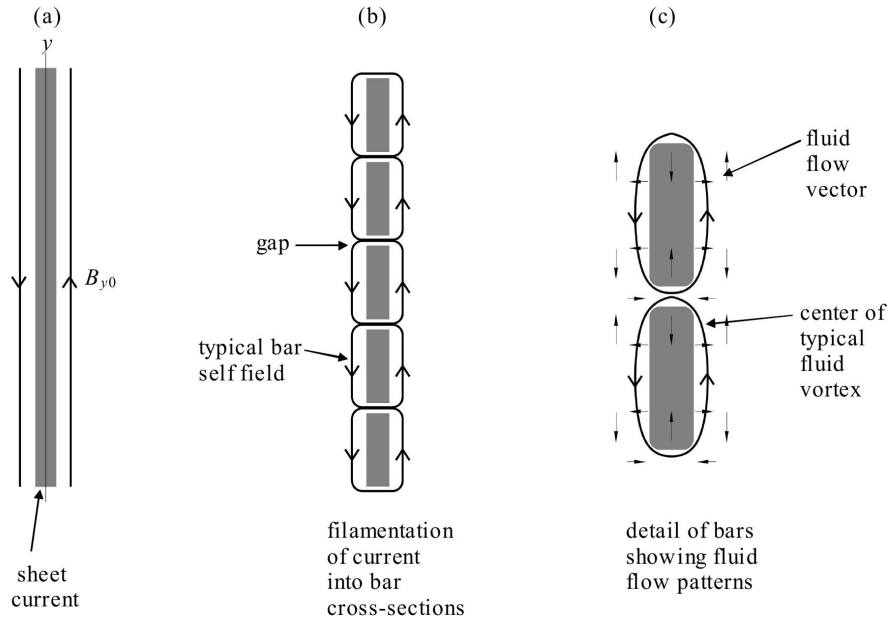


Figura 3.8: (a) Corrente inicial em Formato de Lâmina (b) Fragmentação em barras (c) Detalhes do Fluxo de fluido que consiste em vórtices anti-simétricos em  $x$ . [9]

Supomos agora que uma perturbação é introduzida no sistema, de forma que a placa agora será igualmente fragmentada em filamentos na direção- $y$ , cada uma com sua corrente própria  $I_{bar}$ , como mostrado na Figura 3.8(b). Cada barra agora com seu próprio campo magnético atrai as outras de forma que haverá uma tensão na direção- $y$ , contraindo-as. Dado que impomos incompressibilidade, essa tensão gerará uma deformação, fazendo com que a dimensão  $x$  expanda, e por consequência o retângulo se torna um círculo de mesma área, porém com diferente perímetro. Ao passo que a deformação ocorre, o perímetro vai diminuindo conforme a tensão e o campo aumentam, pois

$$\int_{Perimetro} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = \mu_0 I_{bar} \quad (3.86)$$

Percebemos que a indutância do sistema aumenta conforme a chapa é dividida em filamentos, que é consistente com a ideia de que o plasma sempre tenta aumentar sua Indutância [9].

Essa instabilidade apesar de energeticamente permitida, é proibida para o MHD ideal, pois altera a topologia dos campos, que durante esse processo poderão se mover ao longo do plasma. Quando os filamentos são formados, os vazios entre eles fazem com que as linhas de campo magnético que antes estavam abertas e retas, passem a circular os filamentos, tornando as linhas de campo finitas e curvadas. Entre os espaços das formadas barras, o campo magnético terá um formato de  $X$ , enquanto no centro da barra haverá o formato de  $O$ . Se existe um mecanismo que permite a criação desse formato em  $X$ , haverá então instabilidade. Como vimos anteriormente, o congelamento das linhas de campo só é possível onde o plasma for ideal, caso haja uma resistividade finita porém pequena, as linhas de campo poderão mover-se ao longo do plasma, portanto, esse tipo de instabilidade poderá ocorrer onde a ligação do campo magnético ao plasma for fraco. Esse ponto de fraqueza na ligação pode ser encontrado ao analisarmos a lei de Ohm para um plasma ideal com baixa resistividade

$$\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (3.87)$$

Em que na maioria dos locais no plasma, os dois primeiros termos são muito maiores que o lado direito da equação, então o comportamento do plasma será analisado por um balanço desses dois termos. Esse balanço faz com que o campo elétrico seja zero no referencial do plasma, devido ao congelamento das linhas de campo magnético. Todavia, se houver um ponto, linha ou plano em que  $\mathbf{U} \times \mathbf{B} = 0$ , na vizinhança desse local a Equação 3.87 será

$$\mathbf{E} \approx \eta \mathbf{J} \quad (3.88)$$

Ao tomarmos o rotacional na Equação 3.88, obtemos

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (3.89)$$

A equação acima é a equação de difusão do campo magnético, e nessa região onde o campo magnético não está congelado ao plasma, as linhas de campo podem se difundir através dele. Ao analisarmos o padrão de fluxo do fluido na figura 3.8 (c), vemos que vórtices são gerados nos espaços agora abertos, formando um total de 4 vórtices por barra, que são anti-simétricos em relação a  $x = 0$ .

### 3.6.4 Estimativa Semi-Quantitativa do Processo de Reconexão Magnética para uma Corrente Laminar (pense numa tradução)

Não é possível descrevermos o processo de quebra e reconexão das linhas de campo magnético analiticamente devido a sua natureza multi-escala. Porém é possível fazer uma descrição semi-quantitativa do fenômeno para determinar a ordem de magnitude. Começamos resolvendo o potencial vetor do campo da Equação 3.84, de forma que

$$A_z(x) = - \int^x B_y(x') dx' = -BL \ln[\cosh(x/L)] + \text{const} \quad (3.90)$$

Onde escolhemos a constante como zero. Assim

$$A_z(x) = -BL \ln[\cosh(x/L)] \quad (3.91)$$

Para  $|x| \ll L$ ,  $\cosh(x/L) \simeq 1 + x^2/L^2$  enquanto que para  $|x| \gg L$ , haverá então  $\cosh(x/L) \simeq \exp(|x|/L)/2$ . Tomando assim os limites temos que

$$\lim_{|x| \ll L} A_z(x) = -\frac{Bx^2}{L} \quad (3.92)$$

$$\lim_{|x| \gg L} A_z(x) = -BL(|x| - \ln 2) \quad (3.93)$$

Observamos que nas proximidades de  $x$ , a função é uma parábola com máximo em 0, e conforme se distancia se torna mais linear e negativa. Isso concorda com o campo magnético sendo uniforme longe de  $x = 0$ , e revertendo o sinal quando cruza  $x = 0$ , além disso, é compatível com a relação entre densidade de corrente e a segunda derivada do vetor potencial na forma de

$$\mu_0 J_z = \frac{\partial B}{\partial x} = \frac{\partial^2 A_z}{\partial x^2} \quad (3.94)$$

A solução do vetor  $A_z(x)$  é suficiente para caracterizar o problema desde que a corrente e o campo magnético sejam respectivamente a segunda e primeira derivada de  $A_z(x)$ .

O processo de reconexão magnética é caracterizado pela Equação 3.69 (movimento MHD), pela lei de Ohm escrita na sua forma da Equação 3.75, além de

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (3.95)$$

Que é a lei de Faraday, e

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (3.96)$$

A lei de Ampere. Com essas equações, a análise do fenômeno de reconexão pode ser feita na observação dos vórtices da Figura 3.8(c).

Dado que a componente  $z$  da Equação 3.75 (equação de Ohm) é

$$E_{1z} + U_{1x} B_{0y} = \mu_0 J_{1z} \quad (3.97)$$

Vemos que os vórtices indicam que a velocidade da perturbação é constante na direção  $z$  e  $U_{1x}$  é antissimétrico em relação a  $x$ . Assim, como o movimento é dado por vórtices, não há

divergência na velocidade no fluido e é apropriado dizer que o fluxo é então incompressível com  $\nabla \mathbf{U} = 0$ . Dado que a densidade de corrente perturbada é na direção  $z$ , e para essa geometria o vetor potencial é paralelo à densidade de corrente, assumimos então que ele também está na direção  $z$ . Assim, tanto o vetor potencial do equilíbrio, quanto o perturbado está na direção  $z$ , assim o campo magnético pode ser escrito como

$$\mathbf{B} = \nabla \times A_z \hat{z} = \nabla A_z \times \hat{z} \quad (3.98)$$

Escrevendo então a corrente, temos que

$$\mu_0 J_z = \hat{z} \cdot \nabla \times \mathbf{B} = \hat{z} \cdot \nabla \times (\nabla A_z \times \hat{z}) = -\nabla_{\perp}^2 A_z \quad (3.99)$$

Onde  $\perp$  é em relação ao eixo  $z$ . A equação de indução se torna

$$\frac{\partial A_{1z}}{\partial t} + U_{1x} \frac{\partial A_{0z}}{\partial x} = \frac{\eta}{\mu_0} \nabla_{\perp}^2 A_{1z} \quad (3.100)$$

Onde os termos  $A_{1z}$  e  $U_{1z}$  são o potencial vetor e a velocidade perturbadas, enquanto  $A_{0z}$  é o potencial vetor na região em equilíbrio.

É necessário agora relacionar  $U_{1z}$  com o potencial vetor perturbado  $A_{1z}$ , para isso e devido a incompressibilidade do fluidos, utilizaremos duas funções tais quais são definidas por

$$\mathbf{U} = \nabla f \times \hat{z} \quad (3.101)$$

e

$$\Omega = \hat{z} \cdot \nabla \times \mathbf{U} = \hat{z} \cdot \nabla \times (\nabla f \times \hat{z}) = \nabla \cdot [(\nabla f \times \hat{z}) \times \hat{z}] = -\nabla_{\perp}^2 f \quad (3.102)$$

Dessa forma, a função  $f$  é a função fluxo, e  $\Omega$  é vorticidade, definida pelo rotacional da velocidade. Não obstante, observamos que a linearização da equação de movimento MHD gera

$$\rho_0 \frac{\partial U_1}{\partial t} = (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_1 - \nabla P_1 \quad (3.103)$$

Aplicamos o rotacional e multiplicamos por  $\hat{z}$  de forma que

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial \Omega}{\partial t} &= \hat{z} \cdot \nabla \times (\mathbf{J} \times \mathbf{B})_1 \\ &= \hat{z} \cdot \nabla \times (J_z \hat{z} \times (\nabla A_z \times \hat{z}))_1 \\ &= \hat{z} \cdot \nabla \times (J_z \nabla A_z)_1 \\ &= \hat{z} \cdot (\nabla J_z \times \nabla A_z)_1 \end{aligned} \quad (3.104)$$

Que por sua vez, ao utilizarmos a Equação 3.99 (equação de Corrente), podemos escrever

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \rho_0} \hat{z} \cdot [\nabla A_z \times \nabla(\nabla_{\perp}^2 A_z)]_1 \quad (3.105)$$

Como esperado na Figura 3.8 (c), os vórtices só têm amplitude significativa nas proximidades da barra, além de ser antissimétrico em  $x$ . Podemos considerar então que a vorticidade  $\Omega$  evoluirá de maneira distinta em regiões próximas à barra e distantes dela, assim temos

- Região de Reconexão Magnética (Interna): Assumimos que a área de perturbação tem gradientes muito mais íngremes, de forma que

$$\frac{|\nabla(\nabla_{\perp}^2 A_{z0})|}{|\nabla A_{z0}|} \ll \frac{|\nabla(\nabla_{\perp}^2 A_{z1})|}{|\nabla A_{z1}|} \quad (3.106)$$

Isso significa que a Equação 3.105 pode ser aproximada por

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Omega_1}{\partial t} &\simeq \frac{1}{\mu_0 \rho_0} \hat{z} \cdot [\nabla A_{z0} \times \nabla(\nabla_{\perp}^2 A_{z1})] \\ &= \frac{1}{\mu_0 \rho_0} \frac{dA_{z0}}{dx} \frac{\partial}{\partial y} (\nabla_{\perp}^2 A_{z1}) \end{aligned} \quad (3.107)$$

Vemos então que  $J_{1z}$  (derivado do laplaciano) e  $B_{y0}$  (derivado de  $dA_{z0}/dx$ ) cruzados geram vorticidade. Como  $B_{y0}$  é antissimétrico em relação a  $x$ , os vórtices também serão, e como  $J_{1z}$  é simétrico em relação a  $x$  e está localizado na vizinhança de  $x = 0$ , os vórtices também se localizarão lá.

- Região de Plasma Ideal (Externa): Nessa região assumimos que  $\Omega_1 \approx 0$ , assim a Equação 3.105 se torna

$$\frac{dA_{z0}}{dx} \frac{\partial}{\partial y} (\nabla_{\perp}^2 A_{z1}) - \frac{\partial A_{z1}}{\partial y} \frac{d^3 A_{z0}}{dx^3} = 0 \quad (3.108)$$

que mostra uma relação para  $A_{z1}$  em uma região externa dado  $A_{z0}$ . Como o campo na parte ideal será ausente de força  $(\mathbf{B} \times \mathbf{J})_1 = 0$ , logo não haverá vorticidade na região externa.

Assumimos agora que as quantidades perturbadas terão uma dependência temporal, de forma que podemos escrever

$$\begin{aligned} A_{z1} &= A_{z1}(X) e^{iky + \gamma t} \\ \Omega_1 &= \Omega_1(X) e^{iky + \gamma t} \end{aligned} \quad (3.109)$$

Assim, a Equação 3.107 nos gera uma vorticidade

$$\Omega_1 = -\frac{1}{\gamma \rho_0} \frac{dA_{z0}}{dx} ik J_{z1} \quad (3.110)$$

Vemos então que essa vorticidade é compatível com a simetria anteriormente discutida, que é antissimétrica em  $x$ , localizada próximo de  $x=0$  de forma equivalente à Figura 3.8.

Seguindo a Equação 3.101, obtemos que

$$U_{1x} = \frac{\partial f_1}{\partial y} = ikf_1 \quad (3.111)$$

A equação de corrente  $f_1$  é a solução para a equação de Poisson do sistema de 3.102 e 3.110, assim

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} - k^2 f_1 = \frac{1}{\gamma \rho_0} \frac{dA_{z0}}{dx} ikJ_{z1} \quad (3.112)$$

Como a corrente tem um pico em  $x = 0$  com largura  $\epsilon$ , podemos dizer que teremos um perfil gaussiano do tipo

$$J_{z1} \simeq \frac{\lambda}{\epsilon \cdot \sqrt{\pi}} e^{-\frac{x^2}{\epsilon^2}} \quad (3.113)$$

Onde

$$\lambda = \int_{layer} J_{z1} dx \quad (3.114)$$

Com  $\lambda$  sendo a corrente total perturbada da camada em que há instabilidade. O gradiente do potencial vetor será

$$\frac{dA_{z0}}{dx} = -B_{y0}(x) \simeq -\frac{x}{L} B'_{y0} \quad (3.115)$$

Assumindo que essa camada onde ocorre a reconexão é estreita, temos

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} \gg k^2 f \quad (3.116)$$

Portanto a Equação 3.112 se torna

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} = -\frac{ikB'_{y0}}{\gamma L \rho_0 \sqrt{\pi} \epsilon} \lambda x e^{-x^2/\epsilon^2} = \frac{ikB'_{y0}}{2\gamma L \rho_0 \sqrt{\pi}} \frac{\lambda \epsilon}{dx} e^{-x^2/\epsilon^2} \quad (3.117)$$

Podemos ver uma relação entre  $J_{z1}$  e  $B_{y0}$  e seu produto mostrado na Equação 3.117 na Figura 3.9

Integrando então a equação anterior, obtemos

$$\frac{\partial f_1}{\partial x} = \frac{ikB'_{y0}}{2\gamma L \rho_0 \sqrt{\pi}} \lambda \epsilon e^{x^2/\epsilon^2} \quad (3.118)$$

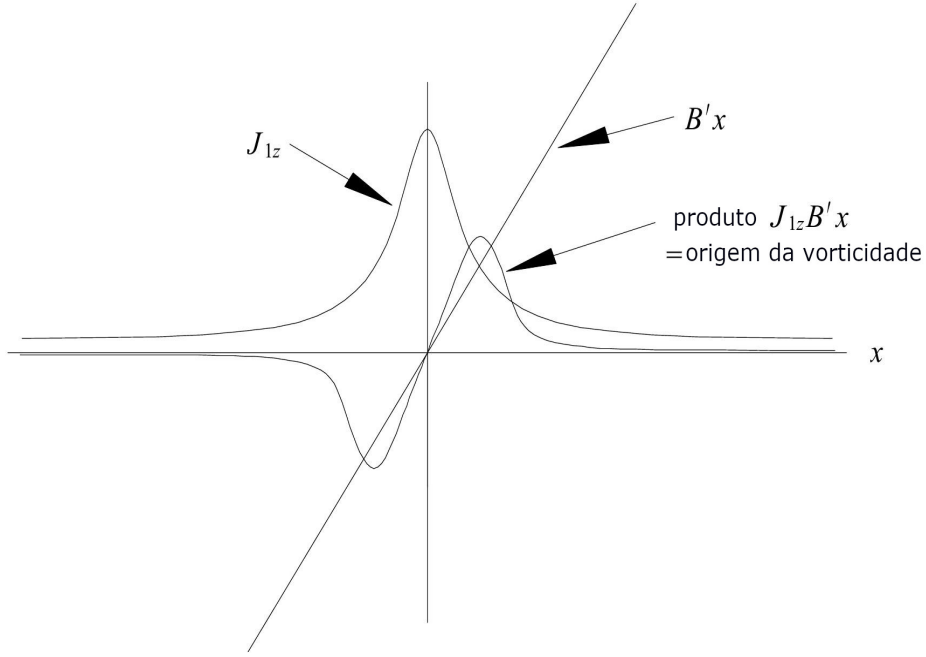


Figura 3.9: Produto da Corrente perturbada (simétrica) com o Campo magnético em equilíbrio (antissimétrico) resultando num vórtice antissimétrico localizado próximo a  $x=0$ . [9]

Que nos mostra a relação  $U_{1y} = -\partial f_1 / \partial x$ .

Como queremos uma ordem de magnitude de  $U_{1x}$  para  $x \sim \epsilon$ , uma primeira aproximação pode ser dada pela integração da equação anterior nessa região, dessa forma para  $x \sim \epsilon$  teremos

$$\begin{aligned}
 f_1 &\sim \frac{ikB'_{y0}\lambda\epsilon^2}{2\gamma L\sqrt{\pi}\rho_0} \text{sign}(x) \\
 U_{1x} &\sim -\frac{k^2 B\lambda\epsilon^2}{2\gamma L\sqrt{\pi}\rho_0} \text{sign}(x)
 \end{aligned}
 \tag{3.119}$$

O fator de amplitude  $\lambda$  da equação Gaussiana 3.113 será relacionada com a Equação 3.99 de forma que

$$\begin{aligned}
 \lambda &= -\frac{1}{\mu_0} \int_{layer} \nabla_{\perp}^2 A_{1z} dx \\
 &\simeq -\frac{1}{\mu_0} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \frac{\partial^2 A_{1z}}{\partial x^2} dx \\
 &\simeq -\frac{1}{\mu_0} \left[ \left( \frac{\partial A_{1z}}{\partial x} \right)_+ - \left( \frac{\partial A_{1z}}{\partial x} \right)_- \right]
 \end{aligned}
 \tag{3.120}$$

Como queremos uma solução para a parte exterior, definimos



$$\Delta' = \frac{\left(\frac{\partial A_{1z}}{\partial x}\right)_+ - \left(\frac{\partial A_{1z}}{\partial x}\right)_-}{A_{1z}(0)} \quad (3.121)$$

De modo que

$$\lambda = -\frac{\Delta'}{\mu_0} A_{1z}(0) \quad (3.122)$$

Destarte, a velocidade  $U_{1x}$  se torna

$$U_{1x} \sim \frac{k^2 B \Delta' \epsilon^2}{2\gamma L \sqrt{\pi} \mu_0 \rho_0} A_{1z}(0) \text{sign}(x) \quad (3.123)$$

E a definição gaussiana de  $J_{1z}$  (Equação 3.113) nos mostra que

$$J_{1z} \sim -\frac{\Delta'}{\epsilon \mu_0 \sqrt{\pi}} A_{1z}(0) \quad (3.124)$$

Equação de indução antes descrita por

$$\frac{\partial A_{1z}}{\partial t} + U_{1x} \frac{\partial A_{0z}}{\partial x} = \eta J_{1z} \quad (3.125)$$

Agora terá os termos  $U_{1x}$  e  $J_{1z}$  substituídos, e considerando

$$\frac{\partial A_{0z}}{\partial x} = -B_{y0} \simeq -\frac{\epsilon B}{L} \quad (3.126)$$

Somente para a pequena região de reconexão. Assim, a equação de indução se torna

$$\gamma - \frac{k^2 B^2 \Delta' \epsilon^3}{2\gamma L^2 \sqrt{\pi} \mu_0 \rho_0} = \frac{\eta \Delta'}{\epsilon \mu_0 \sqrt{\pi}} \quad (3.127)$$

Vimos na Equação 3.87 que o equilíbrio de um plasma com baixa resistividade se relaciona com o balanço dos dois termos à esquerda da equação, de forma com que há a garantia do congelamento das linhas de campo. De forma equivalente, em  $x = 0$  o segundo termo da Equação 3.127 é zero, assim os outros dois termos irão se equilibrar, resultando na difusão do campo magnético. Enquanto que na borda da camada de reconexão, que é a região limite entre o equilíbrio ideal e a parte difusiva, todos os três termos terão a mesma magnitude. Assim, nessa condição em que os três termos serão iguais, podemos solucionar a equação em termos dos parâmetros  $\gamma$ ,  $\epsilon$  e  $\Delta'$ . Logo, a relação entre o primeiro e terceiro termo gera

$$\gamma = \frac{\eta \Delta'}{\epsilon \mu_0 \sqrt{\pi}} \quad (3.128)$$

Enquanto o segundo e terceiro juntos geram

$$\gamma = \frac{(kB')^2 \epsilon^4}{2\eta\rho_0} \quad (3.129)$$

Onde  $B' = B/L$  é a derivada do campo em equilíbrio em  $x=0$ . Assim ao igualarmos as duas equações anteriores e selecionarmos  $\epsilon$ , teremos uma estimativa da largura da camada de reconexão

$$\epsilon \simeq \left[ \frac{2\eta^2 \rho_0 \Delta'}{\mu_0 \sqrt{\pi} (kB')^2} \right]^{1/5} \quad (3.130)$$

Ao retomarmos para  $\gamma$ , obtemos

$$\gamma = 0.55(\Delta')^{4/5} \left[ \frac{\eta}{\mu_0} \right]^{3/5} \left[ \frac{(kB')^2}{\rho_0 \mu_0} \right]^{1/5} \quad (3.131)$$

Onde obtemos uma estimativa para a largura da camada de reconexão ( $\epsilon$ ) e para a frequência ( $\gamma$ ).

Uma melhor maneira de observar esse resultado é colocando em escalas relacionadas aos processos ideais e resistivos. O tempo de Alfvén ( $\tau_A$ ) para processos ideais (resistividade nula) é o tempo para percorrer uma distância característica  $L$  na velocidade de Alfvén ( $v_a$ ), i.e.,

$$\tau_A^{-1} = \frac{v_A}{L} = \frac{\sqrt{B^2/\rho_0\mu_0}}{L} = \sqrt{\frac{(B')^2}{\rho_0\mu_0}} \quad (3.132)$$

Assim, a escala de tempo de Alfvén é característico do MHD e é tipicamente muito rápido. Para processos resistivos, o tempo  $\tau_R$  é o tempo para difundir resistivamente a distância  $L$ , seja então

$$\tau_R^{-1} = \frac{\eta}{L^2 \mu_0} \quad (3.133)$$

Que comparada à escala de tempo de Alfvén, é muito lenta. Usando essas definições teremos [9]

$$\lambda = 0.55(\Delta' L)^{4/5} (kL)^{2/5} \tau_R^{-3/5} \tau_A^{-2/5} \quad (3.134)$$

Por último, resta apenas o termo  $\Delta'$ . Como definido na Equação 3.121, possui uma descontinuidade para  $x = \epsilon$ , que pode ser associada com a definição de  $A_{z1}$  na região ideal (externa) da Equação 3.108, expressa na forma

$$\nabla_{\perp}^2 A_{z1} + \left[ B_{y0}^{-1} \frac{d^2 B_{y0}}{dx^2} \right] A_{z1} = 0 \quad (3.135)$$

Pois  $\partial A_{z0}/\partial x = B_{y0}$ . Portanto, observamos que a forma da Equação 3.135 é de uma função de onda para o potencial perturbado  $A_{z1}$ . Ainda, nota-se que se as condições de fronteira de  $A_{z1}$  são especificadas para  $|x|$  distante de zero, em geral haverá uma descontinuidade na primeira derivada de  $A_{z1}$  em  $x=0$ , e essa descontinuidade nos dará  $\Delta'$ . Essa descontinuidade dependerá do equilíbrio localizado da corrente onde

$$\frac{d^2 B_{y0}}{dx^2} = \mu_0 \frac{dJ_{z0}}{dx} \quad (3.136)$$

Em geral, a equação no exterior pode ser solucionada numericamente.

Em resumo, temos que a velocidade do processo de reconexão magnética para  $\Delta' > 0$  tem uma taxa intermediária entre a escala de tempo de Álfven e a escala de tempo de processos resistivos, além disso, observamos que a largura da camada onde ocorre a reconexão é muito estreita, como vista na Equação 3.130, e é ainda proporcional a  $\eta^{2/5}$ .

### 3.6.5 Generalização da ruptura das linhas de campo

A corrente em formato de lâmina descrita na seção anterior é um caso possível porém específico em que o campo magnético era reto e tinha componentes em  $z$  e  $y$ , e sua direção variava em função de  $x$ . A situação mais geral seria o caso em que o campo magnético em equilíbrio não tem parte nula, com a componente  $z$  uniforme e uma componente  $y$  não uniforme  $B_{y0}(x)$ , onde ao invés da corrente estar localizada numa lâmina, o campo é simplesmente cortado para que haja a reconexão. Para esse caso mais geral teremos

$$\mathbf{B}_0 = B_{y0}(x)\hat{y} + B_{z0}\hat{z} \quad (3.137)$$

Onde diferentemente do caso da seção anterior, não haverá  $x$  tal que o campo  $B_{y0}(x)$  seja nulo. A Equação 3.137 pode ser escrita em forma de um campo com geometria cilíndrica da forma

$$\mathbf{B}_0 = \nabla\psi_0(r) \times \nabla z + B_{z0}\hat{z} \quad (3.138)$$

Que por sua vez pode ser pensado como a aproximação cilíndrica reta de um toroide, com  $z$  correspondendo ao ângulo toroidal.

A Figura 3.10 nos mostra o campo da Equação 3.137 no plano em  $x = 0$ . Na seção anterior, ao analisarmos a corrente em forma de lâmina o vetor potencial era na direção  $z$  e periódico em relação a  $y$  (Equação 3.109).

Assumimos que todas as quantidades perturbadas tem uma dependência funcional  $\sim g(x) \exp(ik_y y + ik_z z + \gamma t)$ . Isso corresponde a termos  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{A}_1 = 0$ , ou seja, o vetor de onda será ortogonal ao vetor potencial e ambos ortogonais a  $x$ . Outras importantes propriedades são que  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B} = 0$

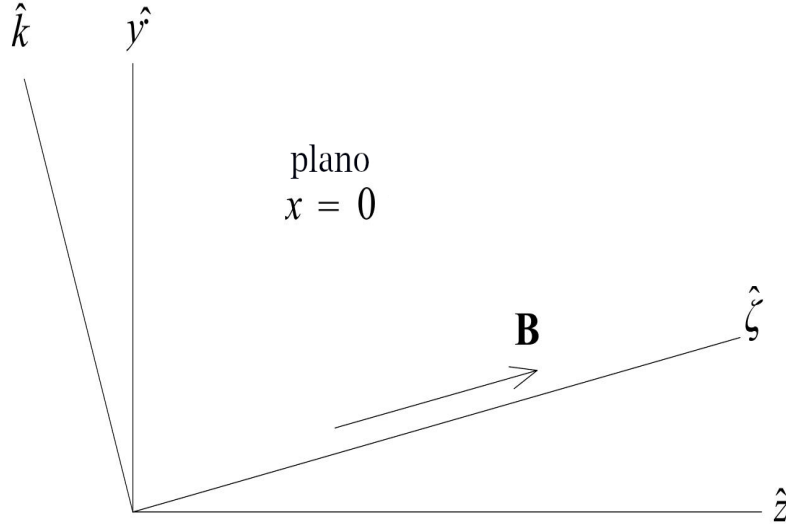


Figura 3.10: Transformação de coordenada para o campo 'cortado' da equação 3.137. [9].

para a camada de reconexão, o vetor de vorticidade está na direção  $z$ , a corrente perturbada e o campo perturbado são tais que  $J_1/J_0 \gg B_1/B_0$  na camada de reconexão e  $J_1/J_0 \sim B_1/B_0$  na região externa. Como vimos na Equação 3.104, a equação de vorticidade é dada pelo rotacional da equação de movimento

$$\rho \frac{\partial \Omega_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0 + \mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}_1) \quad (3.139)$$

Que na camada de reconexão, a relação  $J_1/J_0 \gg B_1/B_0$  entrega

$$\rho \frac{\partial \Omega_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0) = \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \mathbf{J}_1 - \mathbf{J}_1 \cdot \nabla \mathbf{B}_0 \quad (3.140)$$

Com  $\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0$  e  $\nabla \cdot \mathbf{J}_1 = 0$ .

Vimos que a topologia da reconexão exige que a vorticidade seja antissimétrica, logo, assim que a vorticidade é criada pelo torque, entende-se que o torque deva ser também antissimétrico. Assim, se  $x = 0$  é a localização da camada de reconexão,  $\Omega_1$  deve ser uma função ímpar em relação à  $x$  e assim zerar em  $x = 0$ . Portanto, ao analisarmos a Equação 3.140 vemos que como o lado esquerdo é nulo para  $x = 0$ , o lado direito deve também ser, de forma que os dois termos à direita devem zerar de maneira independente.

Dessa forma, devemos ter  $\mathbf{B}_0 \cdot \nabla \mathbf{J}_1 = 0$  em  $x = 0$ , ou, equivalentemente

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \text{ para } x = 0 \quad (3.141)$$

Que em consonância com a Equação 3.137 nos mostra

$$k_y B_{y0}(0) + k_z B_{z0} = 0 \quad (3.142)$$

Em seguida, temos que  $\mathbf{J}_1 \cdot \nabla \mathbf{B}_0 = 0$  em  $x = 0$ . Sabemos que se o fluxo é incompressível, o campo magnético perturbado deve ser ortogonal ao campo em equilíbrio, e como a corrente a perturbada é o rotacional do campo magnético perturbado, ela será então paralela ao campo magnético em equilíbrio. Portanto assumindo que  $\mathbf{B}_0$  é reto,  $\mathbf{B}_0 \cdot \nabla \mathbf{B}_0 = 0$  e assim  $\mathbf{J}_1$  é paralelo a  $\mathbf{B}_0$ . Podemos então escrever a relação  $\mathbf{J}_1 = (J_1/B_0)\mathbf{B}_0$  de forma que

$$\mathbf{J}_1 \cdot \nabla \mathbf{B}_0 = \frac{J_1}{B_0} \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \mathbf{B}_0 = 0 \quad (3.143)$$

Utilizando o calibre de Coulomb,

$$\begin{aligned} \mu_0 \mathbf{J}_1 &= \nabla \times \nabla \times \mathbf{A}_1 \\ &= \nabla \nabla \cdot \mathbf{A}_1 - \nabla^2 \mathbf{A}_1 \\ &= -\nabla^2 \mathbf{A}_1 \\ &= -\hat{\zeta} \nabla^2 A_1 \end{aligned} \quad (3.144)$$

Onde  $\hat{\zeta} = \mathbf{B}_0(0)/B_0(0)$ , mostrado na Figura 3.10. Mostrando que  $\mathbf{A}_1$  e  $\mathbf{J}_1$  terão a mesma direção de  $\mathbf{B}_0$ . Assumimos agora que  $\mathbf{A}_1$  terá a forma

$$\mathbf{A}_1(x, y, z, t) = A_{1\zeta} \hat{\zeta} e^{ik_y y + ik_z z + \gamma t} \quad (3.145)$$

Portanto, teremos  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{A}_1 = 0$  nesse sistema de coordenada da Figura 3.10 e  $\nabla \cdot \mathbf{A}_1 = 0$  para o calibre de Coulomb.

Vimos então que ambos os termos da Equação 3.140 zeram em  $x = 0$  por diferentes motivos, porém, o termo  $\mathbf{J}_1 \cdot \nabla \mathbf{B}_0$  será nulo para qualquer  $x$ , pois  $\mathbf{J}_1$  está na direção  $\hat{\zeta}$  e  $\mathbf{B}_0$  é dependente somente de  $x$  tendo então o gradiente somente componente em  $x$ , que é ortogonal à  $\hat{\zeta}$ . Com essas considerações, a Equação 3.140 se torna

$$\rho \frac{\partial \Omega_1}{\partial t} = \mathbf{B}_0 \cdot \nabla \mathbf{J}_1 = i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0) \mathbf{J}_1 \quad (3.146)$$

Onde já vimos que  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0$  em  $x = 0$ .

Dando prosseguimento à implicância da antissimetria de  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0$  em  $x = 0$ , definimos um campo  $\bar{\mathbf{B}}$  artificial que seja paralelo ao campo magnético real, mas não tem dependência em  $x$ , na forma de

$$\bar{\mathbf{B}} = B_{y0}(0)\hat{y} + B_{z0}\hat{z} = B_0(0)\hat{\zeta} \quad (3.147)$$

Válido para todos valores de  $x$ . Definimos agora uma diferença  $\mathbf{b}_0$  entre o campo real e o artificial tal que

$$\mathbf{B}_0(x) = \bar{\mathbf{B}} + \mathbf{b}_0(x) \quad (3.148)$$

Onde a dependência em  $x$  será a mesma da seção anterior para uma corrente em formato de lâmina, em que a dependência de  $B_{y0}$  é antissimétrica em  $x$  e está na direção  $y$ .

Definimos ainda que  $\mathbf{b}_0$  é a componente de  $\mathbf{B}_0$  que tem a dependência antissimétrica em  $x$ , assim

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = \mathbf{k} \cdot \mathbf{b}_0(x) = k_y b_0 \quad (3.149)$$

A Equação 3.146 então se torna

$$\gamma \rho \Omega_{1\zeta} = i k_y b_0 J_{1\zeta} \quad (3.150)$$

Onde o termo  $\gamma$  vem da definição de potencial vetor perturbado na Equação 3.145. Essa equação nos dá dinâmica da situação, onde a componente antissimétrica do campo em  $x = 0$  gera uma vorticidade que é antissimétrica em  $x$ .

Uma completa descrição surge ao analisarmos a equação de indução e como estamos utilizando a definição de potencial vetor, a lei de Ohm nos dá a equação de indução. Para o caso da corrente em lâmina da seção anterior, a simetria era considerada na direção  $\hat{z}$ , mas para esse caso, a direção da perturbação é em  $\hat{\zeta}$ , assim a lei de Ohm terá a componente tal que

$$\hat{\zeta}[\mathbf{E}_1 + \mathbf{U}_1 \times \mathbf{B}_0(x)] = \hat{\zeta} \eta \mathbf{J}_1 \quad (3.151)$$

Que será

$$-\frac{\partial A_{1\zeta}}{\partial t} + (\hat{y} \times \hat{\zeta} \cdot \mathbf{U}_1) b_0(x) = \eta J_{1\zeta} \quad (3.152)$$

Como a vorticidade está na direção  $\zeta$ , a velocidade deve ser ortogonal a  $\hat{\zeta}$ , então ao rever a Equação 3.101, obtemos

$$\mathbf{U}_1 = \nabla f_1 \times \hat{\zeta} \quad (3.153)$$

Assim, o termo entre parênteses da Equação 3.152 terá a forma

$$\hat{y} \times \hat{\zeta} \cdot \mathbf{U}_1 = (\hat{y} \times \hat{\zeta}) \cdot (\nabla f_1 \times \hat{\zeta}) = i K_y f_1 \quad (3.154)$$

Portanto, a definição da Equação 3.102 sugere agora que

$$\Omega_{1\zeta} = \hat{\zeta} \cdot \nabla \times \mathbf{U}_1 = -\nabla_{\perp}^2 f_1 \quad (3.155)$$

Onde  $\Omega_1 = \Omega_{1\zeta} \hat{\zeta}$  e  $\perp$  é referente ao eixo  $\zeta$ .

Assim, substituindo a equação acima em 3.150 teremos

$$\nabla_{\perp}^2 f_1 = -\frac{ik_y b_0(x) J_{1\zeta}}{\gamma \rho_0} \quad (3.156)$$

Que nos dá uma equação de dinâmica para os vórtices do fluido, que são antissimétricos em  $x$  e guiados pelo torque associado à uma força não conservativa ( $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ).

Em essência a equação acima é a mesma que a Equação 3.112, de forma que é possível relacionar  $k$  com  $K_y$  e  $B'_{0y}$  com  $b'_0$ , assim a frequência antes estimada na Equação 3.131 será

$$\gamma = 0.55(\Delta')^{4/5} \left[ \frac{\eta}{\mu_0} \right]^{3/5} \left[ \frac{(k_y b'_0)^2}{\rho_0 \mu_0} \right]^{1/5} \quad (3.157)$$

Destarte, o sistema será periódico em  $y$  e  $z$ , lembrando que a definição de  $\Delta'$  se relaciona com  $K_z$  na representação de Fourier. Dado então o arranjo físico as dimensões do sistema determinarão os valores quantizados de  $k_y$  e  $k_z$  e assim indicará os planos em que  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0$  será nulo, de forma que nesses planos o campo magnético será "descolado" do plasma, permitindo então que haja o fenômeno de descongelamento, ruptura e reconexão das linhas de campo magnético.

### 3.6.6 Ilhas Magnéticas

A instabilidade gerada pela ruptura das linhas de campo geram uma mudança na topologia das linhas de campo magnético formando as chamadas de Ilhas Magnéticas. O campo magnético em equilíbrio será

$$\mathbf{B} = \bar{\mathbf{B}} + B_*(x)\hat{y} = \bar{\mathbf{B}} + xB'_*\hat{y} = \bar{\mathbf{B}} + \nabla A_{z0}(x) \times \hat{z} \quad (3.158)$$

com

$$A_{z0}(x) = \frac{x^2 B'_*}{2} \quad (3.159)$$

Podemos então ver que

$$\mathbf{B}_{\perp} \cdot \nabla A_{z0} = 0 \quad (3.160)$$

Onde  $\perp$  é em direção ao eixo  $z$ . Dessa forma, a superfície  $A_{z0} = \text{const.}$  gera uma projeção das linhas de campo perpendiculares que correspondem às superfícies poloidais na geometria toroidal, como exemplo na Figura 3.11

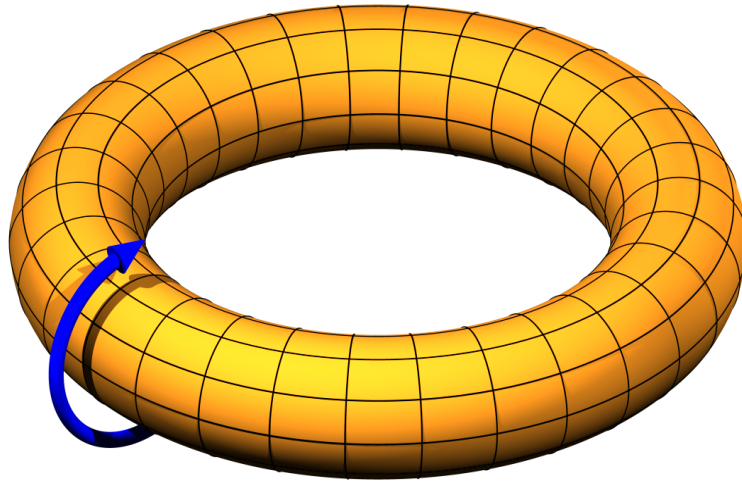


Figura 3.11: Em Azul: Sentindo de rotação Poloidal de um Torus. [10]

Se assumimos que  $k_y \gg k_z$ , então a coordenada  $\hat{\zeta}$  estará muito próxima de ser paralela a  $\hat{z}$ , de forma que a instabilidade de ruptura criará uma perturbação em  $A_z$  da forma

$$A_z(x, y) = \frac{x^2 B'_*}{2} + A_{z1} \cos k_y y \quad (3.161)$$

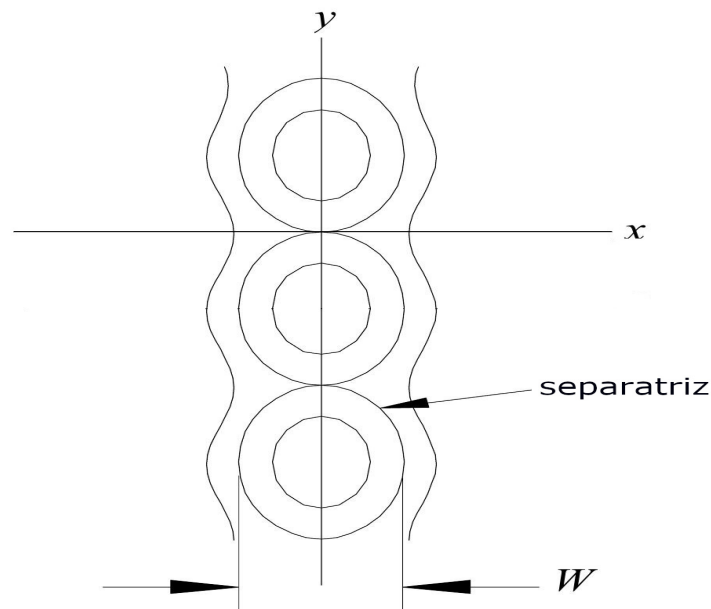


Figura 3.12: Ilhas Magnéticas separadas por separatrizes de tamanho  $W$ . [9] Figura Editada

A Figura 3.12 demonstra um conjunto de superfícies para  $A_z(x, y)$  constante, que consiste em curvas fechadas chamadas ilhas, separatrizes que passam pelo ponto- $X$  e outras superfícies



abertas.

Notamos que no ponto- $X$

$$A_{sep} = 0 + A_{z1} \quad (3.162)$$

Enquanto no ponto de máxima distância da separatriz teremos  $x = W/2$ , logo

$$A_{sep} = \frac{(W/2)^2 B'_*}{2} - A_{z1} \quad (3.163)$$

Que juntando as duas equações anteriores obtemos

$$W = 4\sqrt{\frac{A_{z1}}{B'_*}} = 4\sqrt{\frac{|B_{x1}|}{|k_y B'_*|}} \quad (3.164)$$

Onde  $B_{x1} = ik_y A_z$

### 3.6.7 Reconexão Magnética no Contexto dos GRBs

Em fluxos astrofísicos magnetizados, a dissipação de energia do campo magnético em energia cinética de partículas via reconexão magnética é frequentemente invocado para explicar as assinaturas não térmicas. De acordo com os modelos analíticos idealizados, a reconexão produz um *bulk* relativístico em massa emergindo dos sítios de reconexão (pontos  $X$ ). A radiação resultante seria, portanto, altamente colimada.

Como a observação do GRB 080916C (Fermi), que mostrou a ausência de uma fotosfera, sugere que o motor central tenha um fluxo de Poynting (*Poynting-flux-dominated outflow*). Baseado nessa informação, em 2010 foi proposto um modelo para a emissão de *prompt* nesse regime, chamado de *Internal-Collision-induced Magnetic Reconnection and Turbulence* (ICMART) . Esse modelo mantém os méritos de Choque interno e de outros modelos, mas pode superar várias dificuldades enfrentados pelo modelo de choque interno (e.g. baixa eficiência, resfriamento rápido, inconsistência de relação Amati / Yonetoku e ausência de fotosfera) [57].

Outros autores conseguiram comprovar a eficiência da reconexão magnética como fonte de emissão de partículas não térmicas em várias fontes astrofísicas [58]. Mais especificamente em [59], enumeraram-se algumas características da reconexão magnética envolvendo a emissão síncrotron, tais que as partículas que são aceleradas no ponto  $X$  tendem a ter um fator de *beaming* mais alto que as aceleradas nas ilhas magnéticas. Assim a maioria e possivelmente todas as partículas são aceleradas nos pontos  $X$  e fluem para as ilhas onde passam a maior parte da vida. Exceções são partículas que se resfriam radiativamente dentro do pontos  $X$ . A combinação dos diferentes padrões de *beaming* e o fato de que a maioria das partículas passam a maior parte tempo nas ilhas de reconexão faz com que o padrão radiação seja um tanto quanto isotrópico. Ademais, as simulações realizadas em [59] concluem ainda que radiação com alto *beaming* só é gerada por

partículas que resfriam rapidamente antes de chegar às ilhas. Essas partículas emitiriam próximos de um limite de  $100\text{MeV}$  no *rest-frame* dos sítios de reconexão. Assim, os modelos de GRBs que requerem um forte *beaming* em baixas energias talvez precisem ser repensados.

# 4 POLARIZAÇÃO DA RADIAÇÃO EMITIDA

## 4.1 POLARIZAÇÃO DE FÓTONS VIA ESPALHAMENTO COMPTON

O processo de espalhamento pode ser observado na Fig. 4.1, onde a radiação síncrotron é colimada na direção  $\hat{z}$ , colidindo com o elétron em repouso na origem e sendo emitido na direção  $\hat{n}$ .

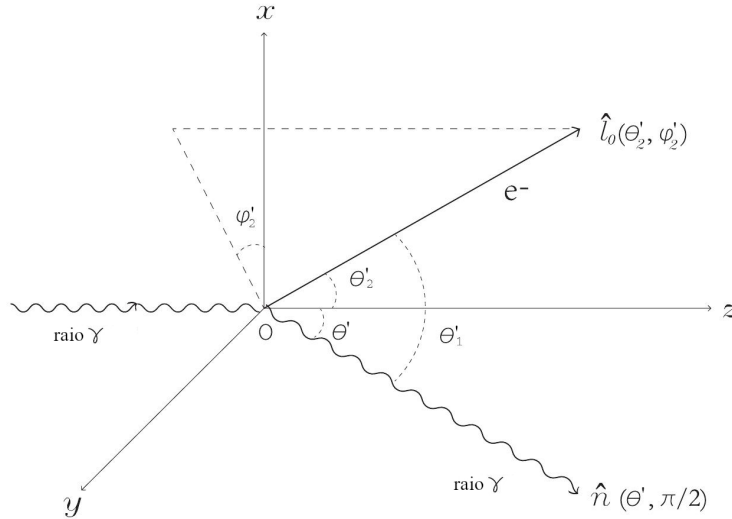


Figura 4.1: Fóton sendo espalhado por um elétron em que o referencial do fluido (*fluid-frame*) . [11]

O elétron emitido tem seu momento definido por  $\mathbf{p}_0 = \gamma\beta m_e c \hat{l}_0$ , com  $\beta = |v|/c$ , e  $\hat{l}_0$  sendo a direção em que o elétron é injetado. Os vetores 4-momento antes e depois da colisão serão para o elétron  $\mathbf{P}_e^0 = (E_0/c, \mathbf{p}_0)$  e  $\mathbf{P}_e^1 = (E_1/c, \mathbf{p}_1)$ , e para o fóton  $\mathbf{P}^0 = \epsilon'_0/c(1, \hat{z})$  e  $\mathbf{P}^1 = \epsilon'_1/c(1, \hat{n})$ . Dada a conservação de momento total do sistema

$$\mathbf{P}_e^0 + \mathbf{P}^0 = \mathbf{P}_e^1 + \mathbf{P}^1 \quad (4.1)$$

A energia do fóton espalhado para o referencial do fluido (*fluid-frame*) será então [60]

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'_0(1 - \beta \hat{z} \cdot \hat{l}_0)}{\frac{\epsilon'_0}{\gamma m_e c^2}(1 - \hat{z} \cdot \hat{n}) + 1 - \beta \hat{l}_0 \cdot \hat{n}} \quad (4.2)$$

onde  $\hat{z} \cdot \hat{l}_0 = \cos \theta'_2$ ,  $\hat{z} \cdot \hat{n} = \cos \theta'$  e  $\hat{l}_0 \cdot \hat{n} = \cos \theta'_1$ . Todas grandezas retratas com ' estarão no *fluid-frame*. Temos ainda que, por relações geométricas,

$$\cos \theta'_1 = \cos \theta' \cos \theta'_2 + \sin \theta' \sin \theta'_2 \sin \varphi'_2 \quad (4.3)$$

A maneira mais conveniente para descrevermos a polarização de um fóton é utilizando os parâmetros de Stokes  $\xi_i$  ( $i=1,2,3$ ). Os parâmetros são números reais e definidos pelos eixos  $x - y - z$ .

O parâmetro  $\xi_3$  indica a polarização linear no eixo  $x$  para  $\xi_3 > 0$  ou no eixo  $y$  para  $\xi_3 < 0$ , a probabilidade do fóton ser polarizado nesse eixo é respectivamente  $\frac{1}{2}(1 + \xi_3)$  e  $\frac{1}{2}(1 - \xi_3)$ . Enquanto  $\xi_1$  representa a polarização linear ao longo das direções com ângulo azimutal  $\pm\pi/4$  relativo ao eixo- $x$  no plano  $x - y$ , a probabilidade do fóton ser polarizado nessa direção é respectivamente  $\frac{1}{2}(1 + \xi_1)$  e  $\frac{1}{2}(1 - \xi_1)$ . Por último  $\xi_2$  representa a polarização circular esquerda ou direita e a probabilidade que seja polarizado circularmente para direita ou para esquerda é respectivamente  $\frac{1}{2}(1 + \xi_2)$  e  $\frac{1}{2}(1 - \xi_2)$ . O grau de polarização pode ser escrito da seguinte forma

$$\Pi_0 = \sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2} \quad (4.4)$$

Os parâmetros de Stokes obedecem a relação  $0 \leq \xi_1^2 + \xi_2^2 + \xi_3^2 \leq 1$ . Onde  $\Pi_0 = 0$  corresponde a um estado sem polarização,  $\Pi_0 = 1$  um estado completamente polarizado, e  $0 < \Pi_0 < 1$  parcialmente polarizado.

Quando o eixo- $x$  e o eixo- $y$  são rotacionados um ângulo  $\varphi'$  pelo eixo- $z$ , obtemos uma transformação de eixos para  $\bar{x} - \bar{y} - \bar{z}$ . Com respeito à essa nova base, os parâmetros de Stokes passam a ser

$$\bar{\xi}_1 = \xi_1 \cos 2\varphi' - \xi_3 \sin 2\varphi' \quad (4.5)$$

$$\bar{\xi}_2 = \xi_2 \quad (4.6)$$

$$\bar{\xi}_3 = \xi_3 \cos 2\varphi' + \xi_1 \sin 2\varphi' \quad (4.7)$$

Notamos que a polarização circular não é afetada com a rotação do eixo- $z$ , enquanto as polarizações lineares são dependentes da escolha dos eixos. Outra alternativa de definição é utilizando 4 parâmetros de Stokes I, Q, U e V [8], sendo I a densidade total de energia do fóton. As duas definições de parâmetros correspondem entre si de forma que  $\xi_1 = U/I$ ,  $\xi_2 = V/I$  e  $\xi_3 = Q/I$ .

A seção diferencial para o espalhamento do fóton polarizado em um elétron não polarizado será [61]

$$\begin{aligned} d\sigma = & \frac{1}{4} r_e^2 \left( \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0} \right)^2 \left( \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0} + \frac{\epsilon'_0}{\epsilon'_1} - \sin^2 \theta' \right) \sin \theta' d\theta' d\varphi' \\ & + 2r_e^2 \frac{dy}{x^2} d\varphi' \left[ \xi_1 \bar{\xi}_1 \left( A + \frac{1}{2} \right) + \frac{1}{4} \xi_2 \bar{\xi}_2 (1 + 2A) B \right. \\ & \left. + \xi_3 \bar{\xi}_3 \left( A^2 + A + \frac{1}{2} \right) - (\xi_3 + \bar{\xi}_3)(A^2 + A) \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

Onde

$$A \equiv \frac{1}{x} - \frac{1}{y}, \quad B \equiv \frac{x}{y} + \frac{y}{x}, \quad (4.9)$$

E  $r_e$  é o raio clássico do elétron. Temos ainda que os parâmetros  $x$  e  $y$  são variáveis adimensionais de Mandelstam, definidos aqui da seguinte forma:

$$\begin{aligned} x &\equiv \frac{2P_e^0 P^0}{m_e^2 c^2} = \frac{2\gamma\epsilon'_0}{m_e c^2} (1 - \beta \cos \theta'_2) \\ y &\equiv \frac{2P_e^0 P^1}{m_e^2 c^2} = \frac{2\gamma\epsilon'_1}{m_e c^2} (1 - \beta \cos \theta'_1) \end{aligned} \quad (4.10)$$

Nessa configuração, supomos que os elétrons injetados serão isotropicamente distribuídos. Se os momentos  $P^0$  e  $P_e^0$  são conhecidos, o momento do fóton espalhado será dado em função de  $\theta'$ .

Assim, o diferencial de  $y$  será escrito como:

$$dy = \frac{2\epsilon_1'^2}{m_e^2 c^4} \left( 1 - \frac{\beta \sin \theta'_2 \sin \varphi'_2}{1 - \beta \cos \theta'_2} \tan \frac{\theta'}{2} \right) \sin \theta' d\theta' \quad (4.11)$$

Utilizando as Equações 4.3, 4.8, 4.10 e 4.11, reescrevemos então a seção diferencial da seguinte forma:

$$d\sigma = \frac{1}{4} r_e d\Omega \left( \frac{\epsilon_1'}{\epsilon_0'} \right)^2 [F_0 + F_{11}\xi_1\bar{\xi}_1 + F_2\xi_2\bar{\xi}_2 + F_3\xi_3\bar{\xi}_3 + F_3(\xi_3 + \bar{\xi}_3)] \quad (4.12)$$

Onde  $d\Omega = \sin \theta' d\theta' d\varphi'$ , e

$$\begin{aligned} F_0 &\equiv \frac{\epsilon_1'}{\epsilon_0'} + \frac{\epsilon_0'}{\epsilon_1'} - \sin^2 \theta', \\ F_{11} &\equiv \left( A + \frac{1}{2} \right) \Sigma, \\ F_{22} &\equiv \frac{1}{4} (1 + 2A) B \Sigma, \\ F_{33} &\equiv \left( A^2 + A + \frac{1}{2} \right) \Sigma, \\ F_3 &\equiv -(A^2 + A) \Sigma, \\ \Sigma &\equiv \frac{4 \left( 1 - \frac{\beta \sin \theta'_2 \sin \varphi'_2}{1 - \beta \cos \theta'_2} \tan \frac{\theta'}{2} \right)}{\gamma^2 (1 - \beta \cos \theta'_2)^2} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Denotaremos  $\xi_i^f$  os parâmetros de Stokes para o fóton secundário. Os parâmetros para o fóton secundário podem ser determinados pela razão dos termos que acompanham  $\bar{\xi}_i$  na Eq. 4.12 sobre os que são independentes de  $\bar{\xi}_i$  [61], assim:

$$\begin{aligned}
\xi_1^f &= \frac{\xi_1 F_{11}}{F_0 + \xi_3 F_3} \\
\xi_2^f &= \frac{\xi_2 F_{22}}{F_0 + \xi_3 F_3} \\
\xi_3^f &= \frac{F_3 + \xi_3 F_{33}}{F_0 + \xi_3 F_3}
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Onde percebemos que a polarização circular ocorre somente se o fóton inicial é circularmente polarizado. O grau de polarização do fóton espalhado será então:

$$\Pi = \sqrt{(\xi_1^f)^2 + (\xi_2^f)^2 + (\xi_3^f)^2} \tag{4.15}$$

Supomos que o fóton inicial é proveniente de radiação síncrotron. Supomos ainda que haja um campo magnético estático e uniforme  $\mathbf{B}$ , com ângulo azimutal projetado no plano  $xy$  sendo  $\varphi'_0$ . A polarização é definida como  $\Pi_0 \equiv (I_2 - I_1)/(I_2 + I_1)$ , onde  $I_2$  e  $I_1$  são as intensidades nas direções  $\hat{z} \times \mathbf{B}$  e  $(\hat{z} \times \mathbf{B}) \times \hat{z}$  com ângulo  $\varphi'_0 + \pi/2$  e  $\varphi'_0$ , respectivamente.

Já é conhecido que o grau de polarização primário de um fóton síncrotron é  $\Pi_0 = (p+1)/(p+7/3)$ . Os parâmetros de Stokes para o fóton primário serão:

$$\xi_1 = \Pi_0 \sin 2\varphi'_0, \quad \xi_2 = 0, \quad \xi_3 = \Pi_0 \cos 2\varphi'_0 \tag{4.16}$$

Quando o campo magnético é perpendicular ao plano de espalhamento ( $\varphi'_0 = 0$ ), teremos  $\xi_1 = \xi_2 = 0$  e  $\xi_3 = \Pi_0$ , obtendo que a direção do espalhamento será no eixo  $x$ . Se tivermos  $\varphi'_0 = \pi/4$ , obtemos  $\xi_3 = \xi_2 = 0$  e  $\xi_1 = \Pi_0$ , assim a direção de polarização será ao longa da linha rodando  $\pi/4$  no sentido anti-horário o eixo  $x$ . Isto posto,  $\varphi'_0$  representa a direção da polarização do fóton inicial. Após ser espalhado pelo elétron, a direção da polarização muda.  $\xi_i^f$  será então definido numa nova coordenada, tal qual, o eixo  $x$  é fixado e o eixo  $z$  é rotacionado para coincidir com a direção do espalhamento  $\hat{n}$ . Assim,  $\xi_3^f$  continua descrevendo a polarização no eixo  $x$  e  $\xi_1^f$  descreve a polarização ao longo do eixo com ângulo azimutal  $\pi/4$  no novo sistema de eixos.

## 4.2 POLARIZAÇÃO INDUZIDA POR ELÉTRONS EM REPOUSO VIA ESPALHAMENTO COMPTON

Em uma camada mais avançada do jato, a energia interna pode ser ignorada e os elétrons são então considerados em repouso para um observador que se move junto com o jato. Na parte interna do jato, elétrons acelerados geram fótons de origem Síncrotron, que adiante espalharão tais elétrons em repouso via espalhamento Compton.

Como a polarização tem origem síncrotron, sabemos que  $\Pi_0 = (p+1)/(p+7/3)$ , onde  $p$  é o índice da distribuição de potência do elétron ( $N(\gamma') \propto \gamma'^{-p}$ ), e para elétrons em repouso teremos

$\beta = 0$  e  $\gamma = 1$ .

A Equação 4.13 será reduzida em

$$\begin{aligned}
F_0 &= \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0} + \frac{\epsilon'_0}{\epsilon'_1} - \sin^2 \theta' \\
F_3 &= \sin^2 \theta' \\
F_{11} &= 2 \cos \theta' \\
F_{22} &= \left( \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0} + \frac{\epsilon'_0}{\epsilon'_1} \right) \cos \theta' \\
F_{33} &= 1 + \cos^2 \theta'
\end{aligned} \tag{4.17}$$

A polarização circular em GRBs é pequena e pode ser quase sempre ignorada, especialmente em *Afterglows* [62, 63]. Descartando então a polarização circular, obtemos para o parâmetros finais de Stokes:

$$\begin{aligned}
\xi_1^f &= \frac{2\Pi_0 \cos \theta' \sin 2\varphi'_0}{\epsilon'_1/\epsilon'_0 + \epsilon'_0/\epsilon'_1 - (1 - \Pi_0 \cos 2\varphi'_0) \sin^2 \theta'} \\
\xi_2^f &= 0 \\
\xi_3^f &= \frac{\sin^2 \theta' + \Pi_0 \cos 2\varphi'_0 (1 + \cos^2 \theta')}{\epsilon'_1/\epsilon'_0 + \epsilon'_0/\epsilon'_1 - (1 - \Pi_0 \cos 2\varphi'_0) \sin^2 \theta'}
\end{aligned} \tag{4.18}$$

Na Figura 4.2 percebemos a variação da polarização em função de  $\epsilon'_0$  e  $\theta'$ , com  $\varphi'_0 = 0$  para todos os casos. No painel superior esquerdo, vemos que a polarização atinge um máximo para  $\theta' = \pi/2$  para  $\epsilon'_0 < 0.01\text{Mev}$ , concordando com o limite clássico de Thomson. Observamos ainda que conforme a energia  $\epsilon'_0$  aumenta, a polarização tende mais rapidamente para zero. O mesmo acontece para o ângulo  $\theta'$ , que é uma manifestação clara do regime de Klein-Nishina.

Para uma fonte ideal de radiação de origem Síncrotron,  $\Pi'_{max} = (p + 1)/(p + 7/2) < 80\%$  para  $p < 4$ . Elétrons acelerados em padrão de onda de choque tem valor típico  $p=2,3$ . Assim,  $\Pi'_{max} < 71\%$ . Portanto, esperamos que grande parte da radiação com  $\Pi > 80\%$  seja advinda de espalhamento Compton.

Em síntese, os resultados da Figura 4.2 mostram que mesmo que os fótons sejam apolarizados inicialmente, i.e.,  $\Pi_0 = 0$ , o espalhamento Compton pode polarizar tal fóton. Fótons com polarização inicial nula terão menor polarização para mais altas energias quando comparado à fótons de menor energia, como visto nos painéis inferiores da Figura 4.2. A polarização máxima pelo efeito Compton ocorre para o ângulo  $\theta' = \pi/2$  independente da polarização inicial. Observamos ainda a forte influência do regime de Klein-Nishina na polarização dos fótons de alta energia, ao notar a baixa polarização para tais fótons. Esse resultado tem importância na avaliação da fonte de polarização, pois difere fótons advindos da Radiação Síncrotron, que sua polarização depende

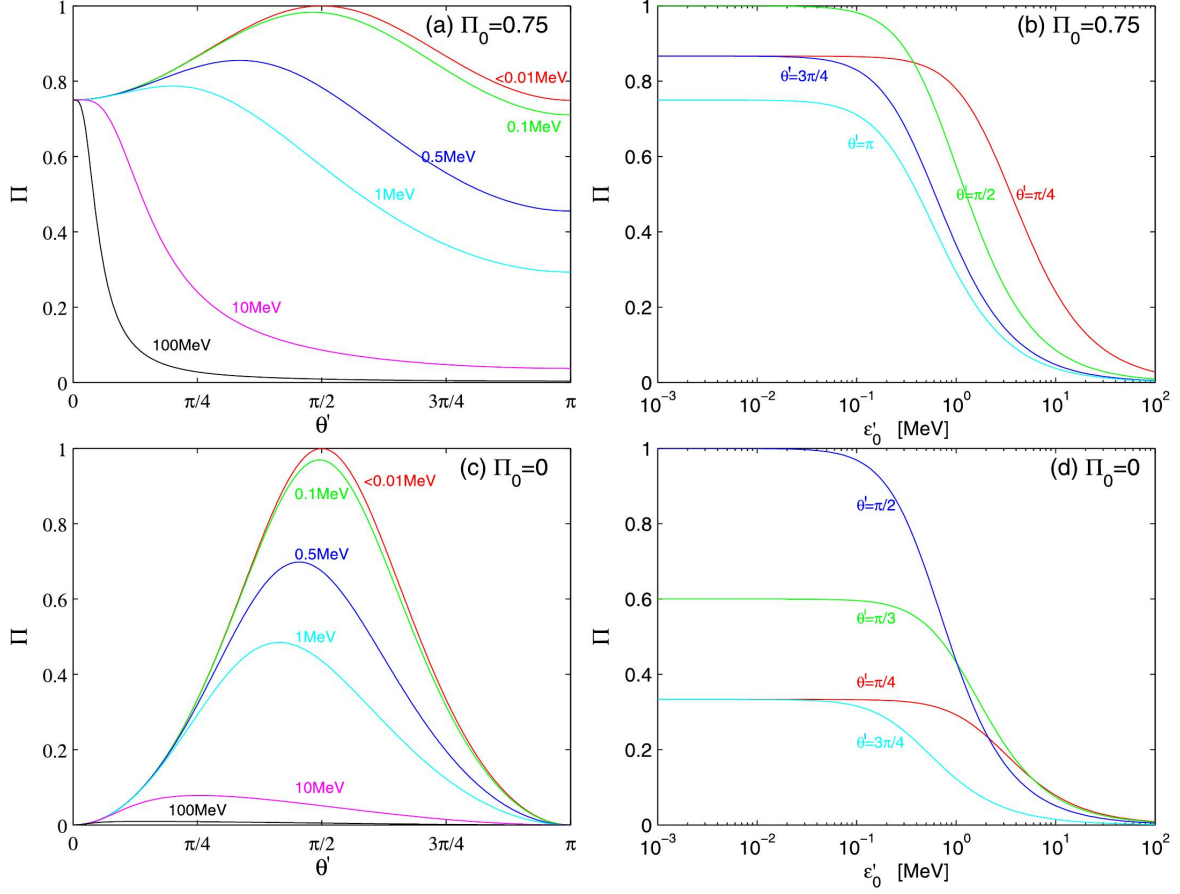


Figura 4.2: Polarização em função da Energia inicial do fóton  $\epsilon'_0$  e do ângulo de espalhamento  $\theta'$ . A polarização inicial do fóton incidente foi escolhida sendo  $\Pi_0 = 0$  nos dois quadros superiores e  $\Pi_0 = 0.75$  nos inferiores. Em todos os casos, cada linha representa um ângulo  $\theta'$  fixado (Nos quadros da direita) ou a energia inicial  $\epsilon'_0$  (Nos quadros da esquerda). [11]

de fatores como a configuração dos campos magnéticos e o índice espectral  $p$ , dos fótons de origem no espalhamento Compton, que terão baixa polarização para altas energias. Assim a energia do fóton espalhado, dada pela Equação 4.2 será

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'_0}{1 + \frac{\epsilon'_0}{m_e c^2} (1 - \cos \theta')} \quad (4.19)$$

Onde a Equação 4.19 pode ser transformada (*red-shifted*) do referencial no *fluid-frame* ( $\epsilon'$ ) para um observador que chamaremos de *lab-frame* ( $\epsilon$ ), portanto

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon_1}{\Gamma(1 + \beta \cos \theta')} \quad (4.20)$$

A polarização total é invariante frente às transformações de Lorentz [64]. A transformação dos ângulos de espalhamento será dada por [8]



$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (4.21)$$

Onde em ambos casos anteriores  $\beta = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}$  é a velocidade do jato se movendo em relação ao observador no *lab-frame*, em unidades de velocidade da luz.

Da Equação 4.21, podemos ver que, para  $\theta'$  não próximo de  $\pi$ ,  $\theta$  sempre se aproxima de zero. Isso significa que elétrons isotrópicos no *fluid-frame* parecem ser colimados ao longo da linha de direção do jato no referencial do *lab-frame*.

Substituindo então a Equação 4.21 e 4.20 na Equação 4.19, obtemos

$$\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0} = 1 - \frac{\Gamma \epsilon_1}{m_e c^2} (1 + \beta)(1 - \cos \theta) \quad (4.22)$$

Que demonstra uma relação entre a energia final e inicial do fóton baseado no fator de Lorentz ( $\Gamma$ ), na energia do fóton ( $\epsilon_1$ ) e no ângulo de espalhamento  $\theta$ , ambos no referencial do detector (*lab-frame*).

O fóton observado no ângulo  $\theta$  tem um corte de energia  $\epsilon_1 < m_e c^2 / \Gamma \theta^2$ . Quando a direção de polarização do fóton incidente é paralelo ao plano de espalhamento (i.e.,  $\varphi'_0 = \pi/2$ ) teremos  $\xi_1^f = 0$  e  $\Pi = -\xi_3^f$ . Se o fóton incidente é apolarizado ( $\Pi_0 = 0$ ) e com energia baixa o suficiente para estar no limite de Thomson ( $\epsilon'_1 = \epsilon'_0$ ) a Equação 4.18 é reduzida ao resultado

$$\Pi = \xi_3^f = -\frac{1 - \cos^2 \theta'}{1 + \cos^2 \theta'} \quad (4.23)$$

Quando o valor de  $\xi_3$  é positivo, a direção da polarização do fóton espalhado será sempre perpendicular ao plano de espalhamento.

Na Figura 4.3 [12], foi plotado a polarização em relação à energia do fóton  $\epsilon_1$  e do ângulo  $\theta$ . O fator de Lorentz foi escolhido sendo  $\Gamma = 200$ , que foi demonstrado ser um valor típico para LGRBs [65]. Os valores positivos e negativos de  $\Pi$  representam a polarização paralela e perpendicular com o plano de espalhamento, respectivamente. Percebe-se que uma alta polarização pode ser obtida para fótons inicialmente apolarizados, assim como fótons de alta energia terão polarização menor do que os de baixa energia, como visto na Figura 4.2. O resultado mais interessante é que para fótons inicialmente polarizados, o ângulo de polarização pode mudar  $90^\circ$  após o espalhamento para certos ângulos  $\theta$ . Note que isso ocorre somente para fótons polarizados. No caso sem polarização percebe-se do painel (c) da Figura 4.3 que  $\Pi$  é sempre negativo (equivalente à  $\xi_3^f$  sempre positivo). Assim, a direção de polarização do fóton secundário será sempre perpendicular ao plano de espalhamento, que é um resultado conhecido do espalhamento Compton.

Se o fóton incidente é parcialmente polarizado (painel (a) da Figura 4.3), o sinal de  $\xi_3^f$  pode ser alterado de negativo para positivo (equivalentemente à  $\Pi$  mudar de positivo para negativo) em  $\theta\Gamma \sim 1$ . Portanto, conforme o ângulo de detecção  $\theta$  cresce, a mudança de ângulo de polarização em  $90^\circ$  pode ser observada. Percebe-se ainda nas Figuras 4.2 e 4.3 que obtemos um máximo

de polarização para um ângulo de  $\pi/2$  (equivalente a  $\theta\Gamma = 1$ ) e que para energias superiores a  $10\text{MeV}$  os fótons tem baixa polarização.

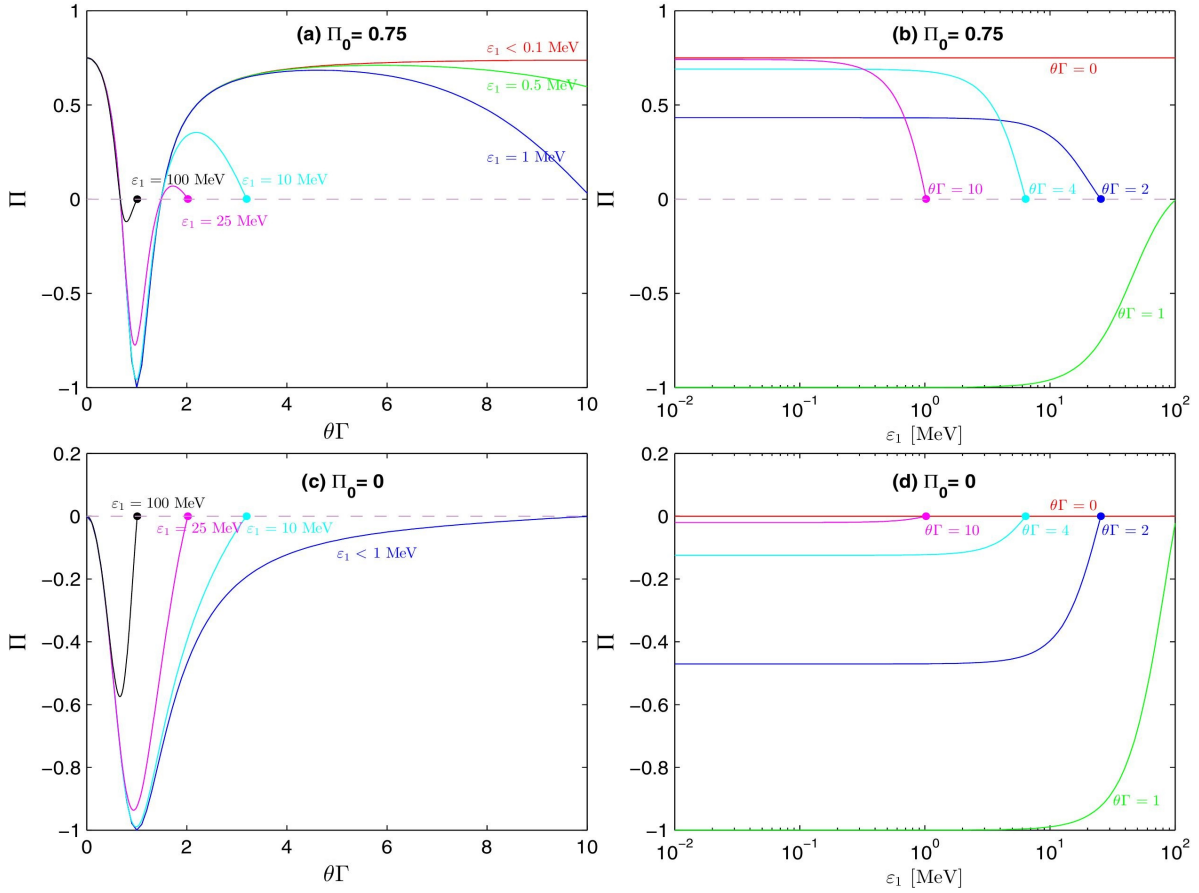


Figura 4.3: Os painéis superiores retratam o fóton incidente com  $\Pi_0 = 0.75$ , enquanto os inferiores descrevem os fótons apolarizados  $\Pi_0 = 0$ . O ponto no final de cada curva corresponde ao corte de energia. Selecionou-se  $\Gamma = 200$  para o cálculo numérico. [12]

### 4.3 POLARIZAÇÃO INDUZIDA POR UMA DISTRIBUIÇÃO ISOTRÓPICA

Consideramos agora o caso de elétrons monocromáticos e isotropicamente distribuídos (i.e.  $\Gamma$  é constante para todos elétrons). Consideramos que o feixe seja linearmente polarizado, simétrico no eixo  $z$  com ( $\xi_2 = 0$ ) e que a distribuição seja uma função  $N(\gamma)$ . Assim  $d\sigma$  será independente de  $\varphi'$ . Após obter a média sobre o espectro e os ângulos iniciais dos elétrons, obtemos a secção transversal média da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega}(\epsilon'_0, \theta') \right\rangle &= \frac{\int_{\gamma_1}^{\gamma_2} N(\gamma) d\gamma \int_0^{4\pi} d\Omega(\theta'_2, \varphi'_2) \frac{d\sigma}{d\Omega}}{4\pi \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} N(\gamma) d\gamma} \\
&= \frac{1}{4} r_e^2 [\langle F_0 \rangle + \langle F_{11} \rangle \xi_1 \bar{\xi}_1 + \langle F_{22} \rangle \xi_2 \bar{\xi}_2 \\
&\quad + \langle F_{33} \rangle \xi_3 \bar{\xi}_3 + \langle F_3 \rangle (\xi_3 + \bar{\xi}_3)].
\end{aligned} \tag{4.24}$$

De forma que

$$\langle F_a(\epsilon'_0, \theta') \rangle = \frac{\int_{\gamma_1}^{\gamma_2} N(\gamma) d\gamma \int_0^{4\pi} d\Omega(\theta'_2, \varphi'_2) \left(\frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0}\right)^2 F_a}{4\pi \int_{\gamma_1}^{\gamma_2} N(\gamma) d\gamma} \tag{4.25}$$

Onde  $a = 0, 11, 22, 33, 3$  e o termo  $(\epsilon'_1/\epsilon'_0)^2$  foi incluído pois o parâmetro de Stokes é a razão das intensidades proporcionais à secção transversa. A integral sobre o momento do elétron é limitada por uma condição física tal que  $y \geq x/(1+x)$ , porém tal condição pode ser ignorada na integração, levando em conta que ela só existe em uma pequena região do espaço de fase [66].

Os parâmetros de Stokes da Equação 4.14 podem assim ser escritos de maneira simples,

$$\begin{aligned}
\xi_1^f &= \frac{\xi_1 \langle F_{11} \rangle}{\langle F_0 \rangle + \xi_3 \langle F_3 \rangle} \\
\xi_2^f &= \frac{\xi_2 \langle F_{22} \rangle}{\langle F_0 \rangle + \xi_3 \langle F_3 \rangle} \\
\xi_3^f &= \frac{\langle F_3 \rangle + \xi_3 \langle F_{33} \rangle}{\langle F_0 \rangle + \xi_3 \langle F_3 \rangle}
\end{aligned} \tag{4.26}$$

Dessa forma, a polarização do fóton após o espalhamento será

$$\langle \Pi(\epsilon'_0, \theta') \rangle = \sqrt{\langle \xi_1^f \rangle^2 + \langle \xi_2^f \rangle^2 + \langle \xi_3^f \rangle^2} \tag{4.27}$$

Em [11] fez-se uma análise numérica para estimar a polarização para uma distribuição isotrópica de elétrons. O espectro seguia uma lei de potência  $N(\gamma) \propto \gamma^{-3}$ , num alcance de  $\gamma \in [1, 10]$ . A polarização final foi testada para diferentes valores de  $\varphi'_0$  sem alterações significativas, selecionando-o como zero. O resultado foi plotado na Figura 4.4

Vemos no painel superior esquerdo que para fótons inicialmente polarizados o máximo de  $\Pi$  é para  $\Pi_0$ , ou seja, a distribuição isotrópica de elétrons vai fazer com que a polarização do fóton diminua. Comparando com a Figura 4.2, percebemos que a polarização não aumenta como ocorre para o caso de elétrons estáticos. Para  $\epsilon'_0 = 100 \text{ MeV}$ , a polarização vai pra zero para  $\theta' < \pi/2$ . As curvas de mais baixas energias (0.001 MeV e 0.01 MeV) coincidem pois ambas estão no limite de Thomson. Para  $\theta' > \pi/2$  os fótons de 1 MeV tem a mais alta polarização, que é precisamente o

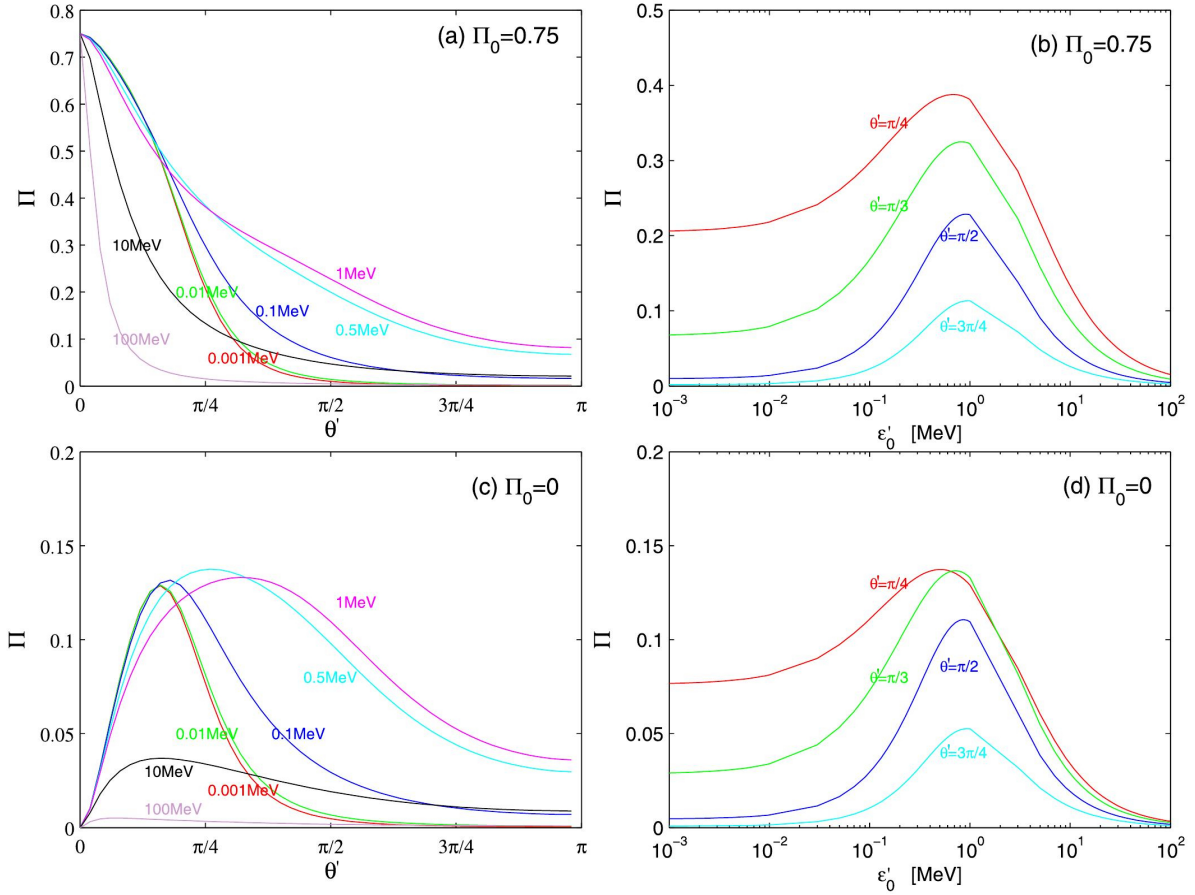


Figura 4.4: Os painéis superiores retratam o fóton incidente com  $\Pi_0 = 0.75$ , enquanto os inferiores descrevem os fótons apolarizados  $\Pi_0 = 0$ . Nos painéis da esquerda foi plotado em relação ao ângulo  $\theta'$  para diferentes energias. Nos painéis da direita foi plotado em relação à energia  $\epsilon_0$  para diferentes ângulos. Selecionou-se  $\varphi_0 = 0$  e  $\Gamma = 200$  para o cálculo numérico. [11]

pico do painel superior direito, onde também percebemos que a polarização diminui conforme o ângulo aumenta.

Nos painéis inferiores, observamos que para energia de 100MeV praticamente não há polarização e para 10MeV a polarização é abaixo de 4%. Nota-se ainda que o pico para polarização será para  $\theta' \approx \pi/4$  e  $\epsilon'_0 \approx 0.5\text{MeV}$ , porém para os ângulos  $\pi/3$ ,  $\pi/4$  e  $3\pi/4$  teremos um pico para 1MeV.

### 4.3.1 Limite de Thomson

No limite de Thomson, i.e.,  $\epsilon'_0 \ll m_e c^2$ , algumas simplificações podem ser feitas. De forma que a Equação 4.2 será reduzida a

$$\epsilon'_1 = \frac{\epsilon'_0(1 - \beta \cos \theta'_2)}{1 - \beta \cos \theta'_1} \quad (4.28)$$

Das equações 4.9 e 4.13, vemos então que  $x = y$ ,  $A = 0$  e  $B = 2$ . Destarte, a Equação 4.13 se torna

$$F_0 = \frac{\epsilon'_1}{\epsilon'_0} + \frac{\epsilon'_0}{\epsilon'_1} - \sin^2 \theta', \quad F_3 = 0, \quad F_{11} = F_{22} = F_{33} = \frac{1}{2}\Sigma \quad (4.29)$$

Note que para esse caso todos os componentes  $F_a$  são independentes da energia do fóton. Os parâmetros de Stokes também são simplificados de forma que  $\xi_1^f = \xi_1 F_{11}/F_0$  e  $\xi_3^f = \xi_3 F_{33}/F_0$ . Após tomar a média sobre os parâmetros de espaço dos elétrons incidentes, a polarização dos fótons espalhados será

$$\Pi = \Pi_0 \frac{\langle F_{11} \rangle}{\langle F_0 \rangle} \quad (4.30)$$

A equação anterior nos mostra que a polarização final será proporcional à polarização inicial ( $\Pi_0$ ), de forma que fótons apolarizados continuarão sem polarização após o espalhamento, diferentemente do que ocorre para um único fóton. Observamos ainda que a polarização final independe da direção inicial de polarização do fóton incidente.

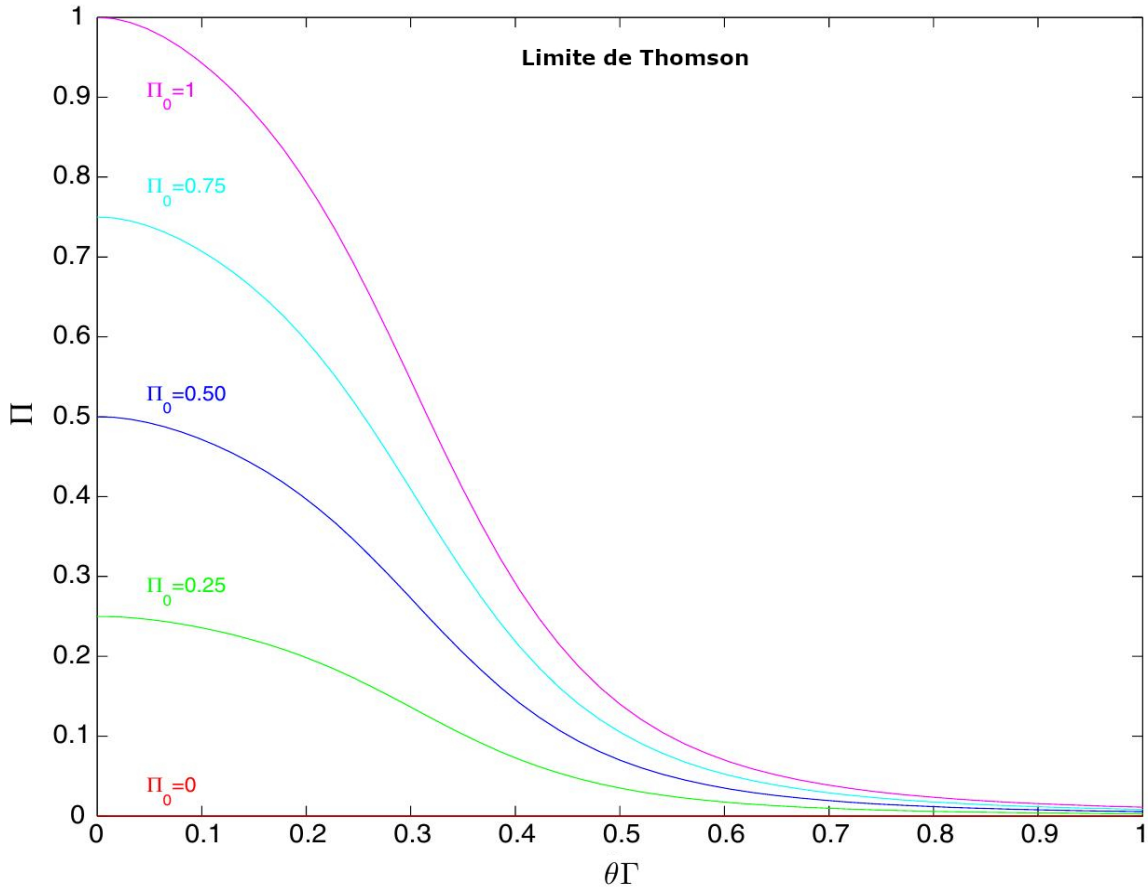


Figura 4.5: Polarização para fótons de baixa energia (Limite de Thomson) espalhados por elétrons em uma distribuição isotrópica. A polarização foi plotada em relação ao ângulo observado ( $\theta$ ), para diferentes polarizações iniciais. Valores típicos usados foram  $\Gamma = 200$  e  $p = 3$ . [12]

Isso ocorre devido ao fato de que a distribuição isotrópica de elétrons cancela a polarização total, enquanto que, se o fóton for inicialmente polarizado a polarização líquida nunca será zero.

Na Figura 4.5, foi plotado um gráfico [12] em que a polarização foi avaliada para o limite de Thomson numa distribuição isotrópica ( $N(\gamma)d\gamma \propto \gamma^{-p}d\gamma$ ).

O fator de Lorentz dos elétrons ( $\gamma$ ) foi selecionado num alcance de  $\gamma \in [1, 10]$ , pois vimos anteriormente que a polarização é desprezível para energias maiores que 10MeV. Enquanto o fator do jato ( $\Gamma$ ) foi escolhido sendo  $\Gamma = 200$ , juntamente com o índice espectral  $p = 3$  (valores típicos já explicados anteriormente, mas que podem variar).

As curvas do gráfico contribuem para as afirmações feitas acerca da Equação 4.30, onde as curvas para os fótons com polarização inicial não nula decaem monotonicamente conforme o ângulo observado cresce. Enquanto a curva para o fóton apolarizado permanece sempre zero.

Em [67] obteve-se uma fórmula analítica para a polarização de uma distribuição arbitrária de fótons e elétrons no limite de Thomson. A fórmula corrobora com o resultado até aqui obtido, onde fótons apolarizados permanecem apolares para o caso de uma distribuição isotrópica no limite de Thomson.

#### 4.4 EFEITO SYNCHROTON SELF COMPTON (SSC)

Como visto na Seção 2.5, o efeito SSC consiste na interação sequencial síncrotron e compton inverso. Nos GRBs, as colisões sequenciais aceleram os elétrons fazendo com que obedeçam à uma distribuição de potência, ao passo que amplia o campo magnético. Dessa forma, os elétrons que se movem no campo magnético geram radiação síncrotron, que por sua vez interage com esses elétrons emitindo-os do jato, sendo assim detectados pelo observador em certas direções.

Assumimos que a velocidade desses processos seja lenta de forma com que sempre obedeçam à lei de potência. Consideramos ainda que a direção do campo magnético pode ser paralelo ou perpendicular ao plano de choque e que as definições de ângulos são moderadamente diferentes das seções anteriores por motivos da configuração do efeito.

##### 4.4.1 Campo Magnético Paralelo ao Plano de choque

Considere um fóton com energia  $\epsilon'_0$  na direção  $\hat{n}_0$  que colide com um elétron em uma distribuição isotrópica, e na sequência é redirecionado à direção  $\hat{n}_1$  e então é detectado pelo observador, como mostrado na Figura 4.6.

Selecionamos o referencial no jato, com o eixo- $x$  na direção do campo, e o eixo- $z$  no sentido do jato, com  $\hat{y} = \hat{z} \times \hat{x}$ , portanto

$$\hat{n}_0 = \sin \theta' \cos \varphi' \hat{x} + \sin \theta' \sin \varphi' \hat{y} + \cos \theta' \hat{z} \quad (4.31)$$

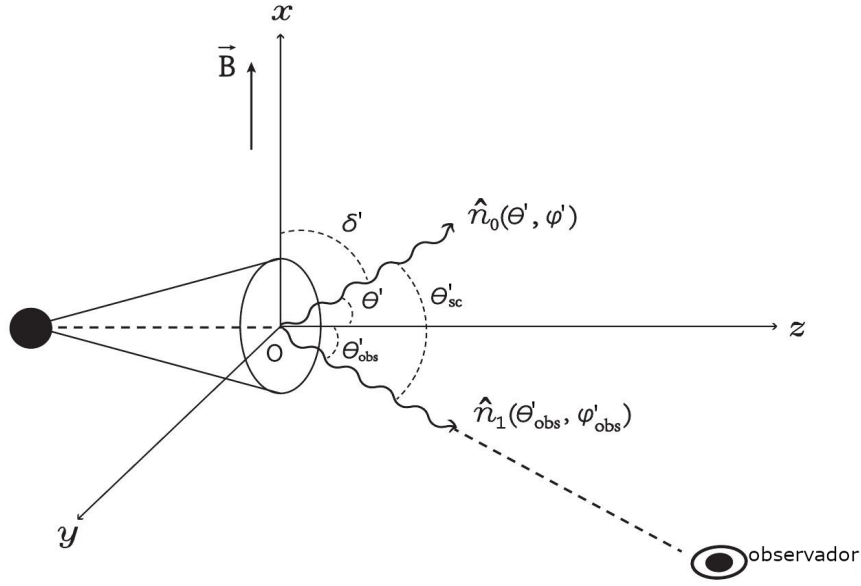


Figura 4.6: Efeito SSC para o campo magnético paralelo ao plano de choque. [13]

$$\hat{\mathbf{n}}_1 = \sin \theta'_{obs} \cos \varphi'_{obs} \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta'_{obs} \sin \varphi'_{obs} \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta'_{obs} \hat{\mathbf{z}} \quad (4.32)$$

Com  $\theta'$  e  $\varphi'$  sendo os ângulos polar e azimutal, respectivamente. O ângulo de espalhamento será dado por

$$\begin{aligned} \cos \theta'_{sc} = \hat{\mathbf{n}}_0 \cdot \hat{\mathbf{n}}_1 &= \sin \theta' \cos \varphi' \sin \theta'_{obs} \cos \varphi'_{obs} \\ &+ \sin \theta' \sin \varphi' \sin \theta'_{obs} \sin \varphi'_{obs} \\ &+ \cos \theta' \cos \theta'_{obs} \end{aligned} \quad (4.33)$$

Sendo assim, elétrons isotrópicos que obedecem uma lei de potência  $N(\gamma_e)d\gamma_e \propto \gamma_e^{-p}d\gamma_e$  geram fótons que também obedecerão à essa distribuição. A maioria dos fótons são emitidos no plano perpendicular ao campo magnético [8]

$$N_\gamma(\epsilon'_0, \theta', \varphi') \propto \epsilon_0^{\frac{p-1}{2}} (\sin \delta)^{\frac{p+1}{2}} \quad (4.34)$$

Onde  $\delta$  é o ângulo de abertura (*Pitch angle*) do fóton síncrotron com relação ao campo magnético, como descrito no capítulo 2, assim

$$\cos \delta' = \hat{\mathbf{x}} \cdot \hat{\mathbf{n}}_0 = \sin \theta' \cos \varphi' \quad (4.35)$$

A polarização do fóton induzida pelo efeito SSC será então obtida pela média do espectro, desse modo

$$\langle\langle \Pi(\theta'_{obs}, \varphi'_{obs}) \rangle\rangle = \frac{\int \langle \Pi(\epsilon'_0, \theta'_{sc}) \rangle N_\gamma(\epsilon'_0, \theta', \varphi') \sin \theta' d\theta' d\varphi' d\epsilon'_0}{\int N_\gamma(\epsilon'_0, \theta', \varphi') \sin \theta' d\theta' d\varphi' d\epsilon'_0} \quad (4.36)$$

Onde  $\langle \Pi(\epsilon'_0, \theta'_{sc}) \rangle$  é dado pela equação 4.27, para uma distribuição isotrópica.

Para o referencial do observador, devemos transformar conforme a equação 4.21

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (4.37)$$

Sendo  $\beta = (1 - 1/\Gamma^2)^{1/2}$  a velocidade do jato em relação ao observador em unidade de velocidade da luz. A polarização é invariante sob transformação de Lorentz (Cocke & Holm 1972), assim

$$\langle \Pi(\epsilon_{obs}, \theta_{obs}) \rangle = \langle \Pi(\epsilon'_{obs}, \theta'_{obs}) \rangle \quad (4.38)$$

Mostrou-se então a evolução da polarização em relação ao ângulo observado  $\bar{\theta}_{obs}$  na Figura 4.7, para 4 bandas de energia e no limite de Thomson [13]

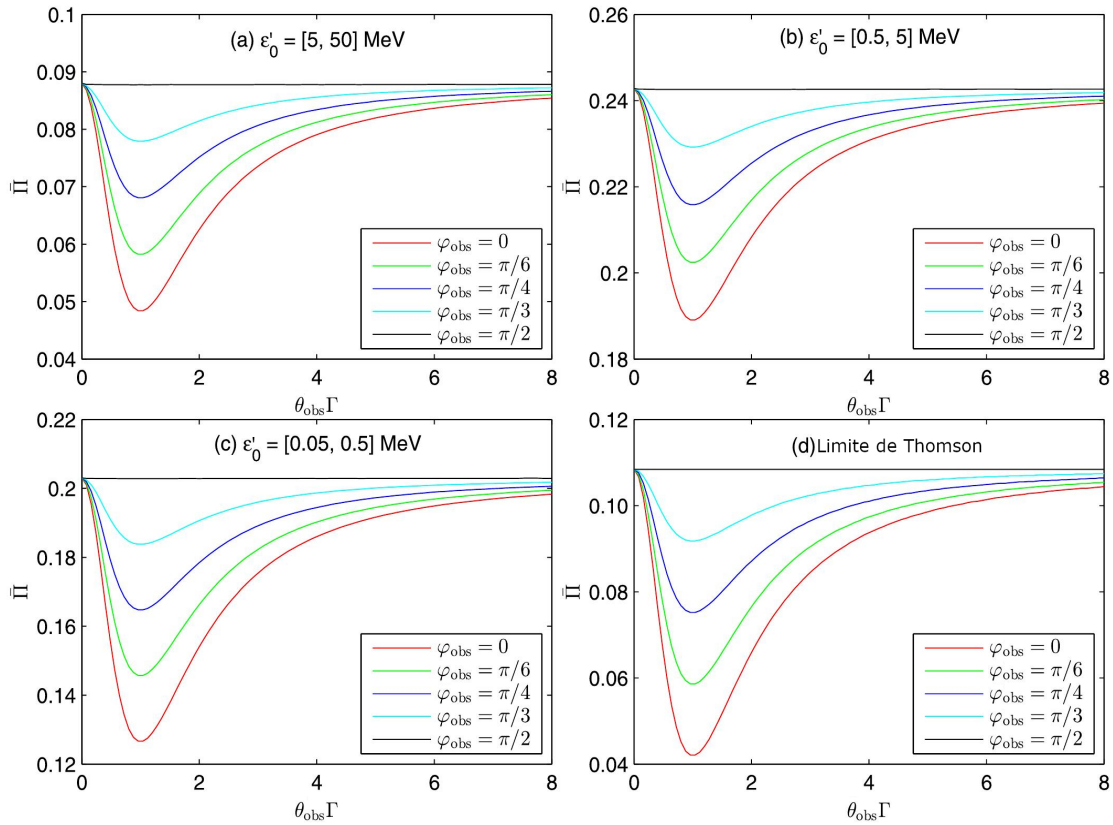


Figura 4.7: Polarização do fóton em relação ao ângulo observado para o caso em que o campo magnético está contido no choque (paralelo).  $p=3$ . [13]

Utilizando  $\Pi_0 \approx 75\%$  e  $\Gamma \approx 200$  [65], e ainda assumindo que o fator de Lorentz dos elétrons está contido em  $\gamma_e \in [1, 10]$ , pois como visto na seção, a polarização para altos  $\gamma$  é negligenciável.



Dessa forma, observamos que a polarização entre  $\varepsilon'_0 = [0.5, 5]$  é superior às outras bandas. Isso justifica-se pelo pico de polarização ser próximo de  $\varepsilon'_0 \sim 1\text{MeV}$ . Vimos anteriormente que o limite de Thomson para a polarização é de cerca de 10%, porém observamos que para a banda de  $[0.05, 0.5]$  a polarização é cerca de 2 vezes maior que isso. Esse fato deve-se ao efeito Klein-Nishina, demonstrando que ele deve ser considerado para cálculos teóricos acerca de polarização de raios  $\gamma$ .

Observamos ainda que a polarização atinge seu máximo para  $\varphi_{obs} = \pi/2$ , que é o caso em que o ângulo observado está perpendicular ao plano do campo magnético, sendo que nesse plano a polarização será independente de  $\theta_{obs}$ . Enquanto que para um ângulo azimutal  $\varphi_{obs}$  fixo, a polarização terá um mínimo para  $\theta_{obs}\Gamma \sim 1$  que é equivalente à  $\theta'_{obs} = \pi/2$ , sendo assim a direção do plano de choque  $x - y$ .

Em resumo, vemos que o observador que está perpendicular ao plano de choque e consequentemente ao campo magnético, vê a maior polarização, enquanto o que está na direção do choque (paralelo ao campo magnético) vê a menor polarização possível.

#### 4.4.2 Campo Magnético Perpendicular ao Plano de choque

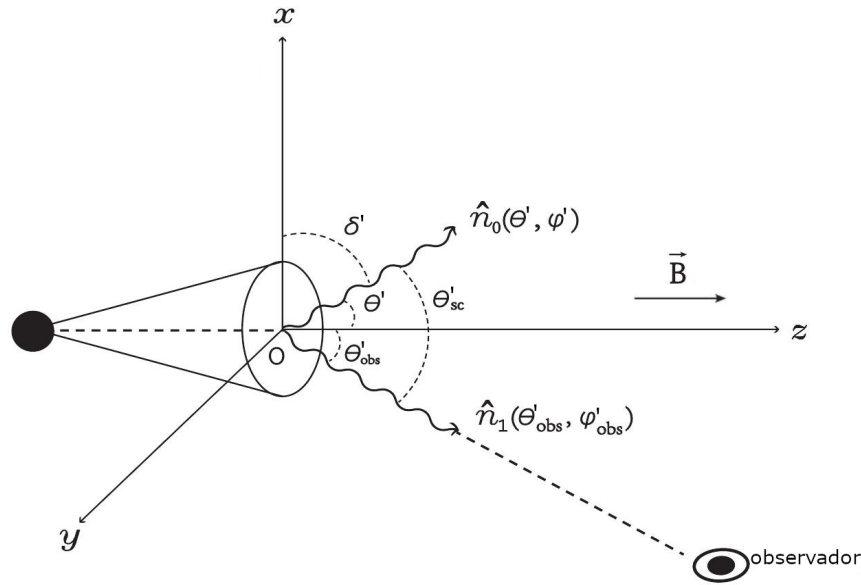


Figura 4.8: Efeito SSC para o caso em que o campo magnético é perpendicular ao plano de choque. [13]

A análise para o campo perpendicular ao plano de choque é equivalente à feita no caso paralelo, como vemos na Figura 4.8. Segue que

$$\hat{\mathbf{n}}_0 = \sin \theta' \cos \varphi' \hat{\mathbf{x}} + \sin \theta' \sin \varphi' \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta' \hat{\mathbf{z}} \quad (4.39)$$

$$\hat{\mathbf{n}}_1 = \sin \theta'_{obs} \hat{\mathbf{y}} + \cos \theta'_{obs} \hat{\mathbf{z}} \quad (4.40)$$

São as direções dos fótons incidentes e espalhados, respectivamente. Sendo o ângulo espalhado

$$\cos \theta'_{sc} = \hat{\mathbf{n}}_0 \cdot \hat{\mathbf{n}}_1 = \sin \theta' \sin \varphi' \sin \theta'_{obs} + \cos \theta' \cos \theta'_{obs} \quad (4.41)$$

Devido à Equação 4.34, e integrando sobre o espectro, obtemos

$$\langle \langle \Pi(\theta'_{obs}, \varphi'_{obs}) \rangle \rangle = \frac{\int \langle \Pi(\epsilon'_0, \theta'_{sc}) \rangle N_\gamma(\epsilon'_0, \theta', \varphi') \sin \theta' d\theta' d\varphi' d\epsilon'_0}{\int N_\gamma(\epsilon'_0, \theta) \sin \theta' d\theta' d\varphi' d\epsilon'_0} \quad (4.42)$$

Observamos que devido à seleção de eixos e simetrias do sistema, a polarização é independente do ângulo azimutal  $\varphi'_{obs}$ .

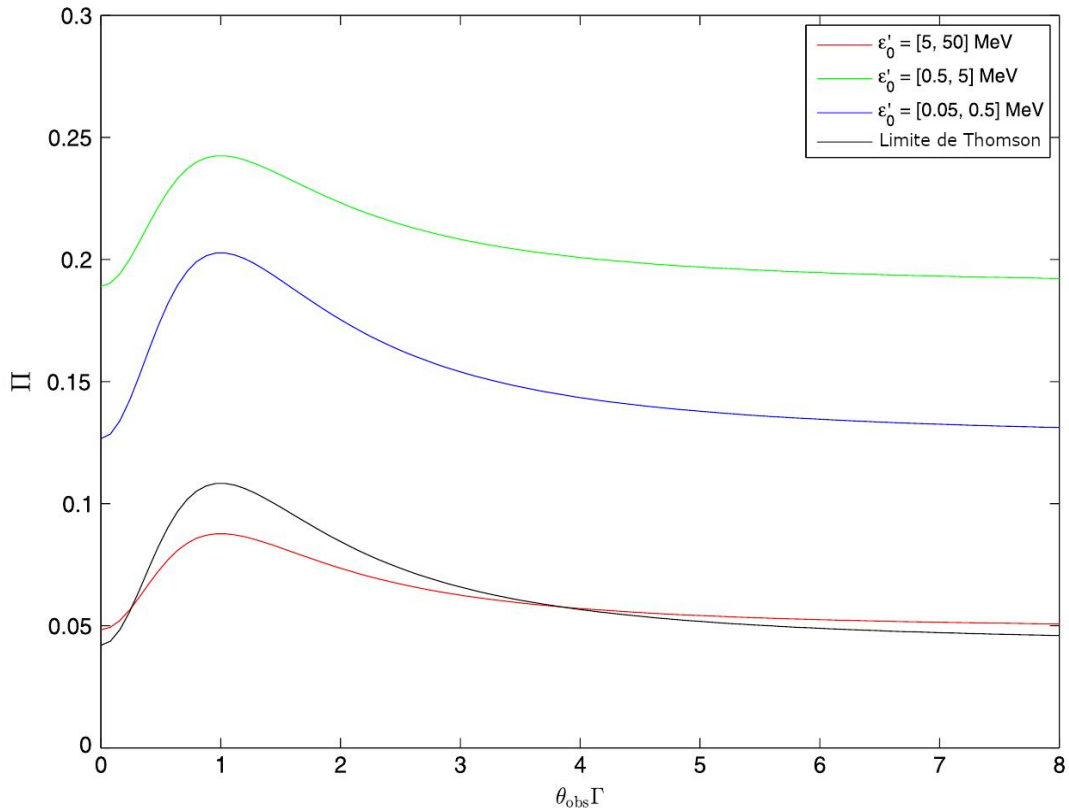


Figura 4.9: Polarização do fóton em relação ao ângulo observado para o caso em que o campo magnético está perpendicular ao choque.  $p=3$ . [13]

Na Figura 4.9 foi postado um gráfico que mostra a polarização SSC em função do ângulo observado para 4 bandas de energias, os parâmetros utilizados foram os mesmos para a Figura 4.7.

De forma semelhante ao caso em que o campo é paralelo, para o campo perpendicular, também teremos um máximo de polarização para  $\epsilon'_0 = [0.5, 5] MeV$ , enquanto que a banda de mais alta energia  $\epsilon'_0 = [5, 50] MeV$  teve polarização perto de zero. A banda de  $\epsilon'_0 = [0.05, 0.5] MeV$  ficou próxima do dobro do limite de Thomson, que é condizente com o limite para baixas energias. Em

todos os casos, o pico de polarização está em  $\Gamma\theta_{obs} \sim 1$ , que é correspondente a  $\theta'_{obs} \sim \pi/2$  no referencial do jato, ou seja, no plano perpendicular ao campo magnético  $x - y$ .

Em ambas as configurações de campo, paralelo e perpendicular, teremos um máximo de polarização para a linha de sinal que está perpendicular ao campo magnético, enquanto veremos um mínimo de polarização para um observador que está na direção (paralelo) do campo. Notamos ainda que se fótons isotrópicos espalham elétrons isotrópicos, a polarização final deveria ser nula por simetria, porém a existência do campo magnético quebra essa simetria dos fótons gerando assim uma polarização resultante.

#### 4.5 EFEITO SÍNCROTRON E COMPTON EM GRBS

Síncrotron e Compton são abertamente aceitos como os principais mecanismos de emissão para grande parte dos fenômenos da astrofísica, assim como nos GRBs. As medidas de polarização são ferramentas importantes para distinguir o mecanismo e a estrutura de emissão do fenômeno.

Sumariza-se as principais características da polarização por efeito Compton da seguinte maneira [12]:

- O efeito Compton pode produzir uma ampla gama de polarização, de completamente não polarizada a completamente polarizada.
- Dado um ângulo de visão fixo, a polarização dos fótons de alta energia é menor que a dos fótons de baixa energia.
- O efeito de polarização vem principalmente dos chamados elétrons frios (*cold electrons*). Elétrons com fator Lorentz maior que 10 têm contribuição praticamente nula para a polarização.
- No caso de elétrons em repouso, os fótons de baixa energia podem ser completamente polarizados no ângulo de visão  $\theta\Gamma \sim 1$ , enquanto fótons de alta energia não podem ser completamente polarizados.
- A direção da polarização pode ser mudada após o espalhamento, em um caso especial, por exatamente  $90^\circ$ .
- Devido à distribuição isotrópica dos elétrons, a polarização é altamente suprimida, mas um valor máximo de  $\sim 10\% - 20\%$  pode ser alcançado.
- No limite de Thomson (i.e.,  $\epsilon'_0 \ll m_e c^2$ ) em uma distribuição isotrópica de elétrons, a polarização será independente da energia do fóton, ou seja, um feixe apolar continuará sendo apolar após o espalhamento.

Aqui nós nos concentramos principalmente em dois GRBs (GRB 041219A e GRB 100826A), ambos atualmente estão entre os GRBs mais brilhantes registrados até 2014. A polarização desses dois GRBs demonstra alguns recursos interessantes.

A observação do GRB 041219A mostrou que a polarização tende a diminuir à medida que a energia dos fótons aumenta [68]. Isso é consistente com a previsão do processo de espalhamento Compton. A polarização alta e dependente da energia do GRB 041219A implica que não é provável que seja de origem síncrotron. A polarização máxima da radiação síncrotron é  $\sim 70\% - 80\%$ . Se o campo magnético não é uniforme, a polarização é muito menor. Além disso, o efeito Compton pode explicar naturalmente a mudança de  $90^\circ$  do ângulo de polarização observado em GRB 100826A, o que é um desafio para a maioria dos outros modelos. Em [69], argumentou-se que o jato deve ser não simétrico (em relação ao eixo do campo) para ter uma mudança significativa no ângulo de polarização. Esse fenômeno pode ser explicado naturalmente pelo junção Síncrotron e Compton. Durante o primeiro intervalo, o ângulo observado  $\theta$  é muito menor que o ângulo de abertura do jato  $\theta_j$ , assim a polarização é positiva, que implica ser paralela ao plano de espalhamento. Com o passar do tempo, o jato se espalha transversalmente e a linha de visão se afasta do eixo do jato. Em um certo ângulo, a polarização muda de positiva para negativa, e a direção da polarização se torna perpendicular ao plano de dispersão. Contudo, eles não podem explicar por que o ângulo de polarização muda exatamente  $90^\circ$  [69].

O GRB 100826A está entre os poucos GRBs que têm uma mudança significativa no ângulo de polarização [12] até 2014. Uma análise mais detalhada do GRB 041219A em diferentes intervalos de tempo mostra que o grau de polarização e o ângulo de polarização mudam dramaticamente com o tempo [70]. O valor da média temporal em intervalos maiores mostra uma polarização reduzida. A medição de polarização em bandas de energia superiores a 1 MeV e a mudança de ângulos de polarização podem nos fornecer mais ideias sobre o mecanismo de radiação e a estrutura da região de emissão.

Na seção 4.4, consideramos o efeito SSC sobre a polarização de raios  $\gamma$  em jatos relativísticos, no cenário onde elétrons isotrópicos emitem radiação síncrotron em um campo magnético uniforme. Foram avaliados os casos do campo no plano de choque e perpendicular a ele, de forma que esses campos não poderiam ser criados no jato de outra forma que não seja pelo motor central. Ao calcular numericamente a polarização SSC para elétrons isotrópicos com uma lei de potência, demonstrou-se que fótons emitidos via SSC podem ser altamente polarizados [13], e para a banda de energia  $\varepsilon'_0 = [0.5, 5]$  MeV têm a mais alta polarização (24%), que é ainda compatível com o fato que a polarização têm um pico para  $\varepsilon'_0 = 1 \text{ MeV}$ . Ainda, mostrou-se que acima de 50 MeV os fótons são altamente não polarizados. A importância do Efeito Klein-Nishina aparece quando observamos a polarização para  $\varepsilon'_0 = [0.05, 0.5]$  MeV, de forma que o limite de Thomsom para esse caso é de cerca de 10%, ao considerarmos a contribuição do efeito Klein-Nishina teremos uma polarização de cerca de 20%, indicando que devemos considerar esse efeito para essa banda, pois a maioria das observações polarimétricas da fase de *Prompt* dos GRBs são observados nessa faixa de energia.

As variabilidades temporais da polarização observadas em GRB 041219A e GRB 100826A podem ser parcialmente devido à evolução do fator de *Bulk* Lorentz  $\Gamma$ . Em particular, se o jato acelera suavemente (por exemplo, o modelo de jato *magnetic-dominated jet model* prevê que  $\Gamma \propto r^{1/3}$ ), o ângulo de polarização pode ser repentinamente alterado em  $90^\circ$  para um valor crítico de  $\Gamma$  [71]. Portanto, observações de polarização podem nos ajudar a compreender o processo de evolução do fluxo. Além disso, estudos recentes sobre polarização  $\gamma$  nos modelos de emissão foto sensorial e alguns modelos de emissão Compton mostram a anti-correlação entre o grau de polarização e a luminosidade [31]. Curiosamente, no caso em que o campo magnético está contido no plano de choque o grau de polarização aumenta a medida que o ângulo de visão aumenta se os fótons são emitidos em um grande ângulo de visão ( $\theta_{obs}\Gamma \leq 1$ ) [13]. O maior ângulo de visão leva a uma menor luminosidade. Assim, GRBs brilhantes mostram baixa polarização, enquanto os mais escuros mostram alta polarização. No entanto, no caso em que o campo magnético é perpendicular ao plano de choque, a situação é completamente oposta. Observações futuras da relação polarização-luminosidade fornecerão uma maneira de distinguir as configurações magnéticas na região de emissão.

## 5 EFEITOS DA ESTRUTURA DO JATO E DO CAMPO MAGNÉTICO

Os mecanismos de emissão e a geometria do campo magnético têm muito a dizer sobre a composição e o mecanismo de dissipação nos GRBs, de maneira específica, sabemos que há forte influência da configuração do campo magnético com a polarização emitida. Assim, ao detectarmos tal radiação podemos fazer estimativas de diferentes geometrias de campos durante a emissão de *prompt* que podem solucionar a composição do jato. Além disso, o grau de polarização depende criticamente da estrutura angular do jato e de nosso ângulo de visão em relação ao seu eixo de simetria, como visto no Capítulo 4. Portanto, o conhecimento do grau de polarização, juntamente com as propriedades espectrais do *burst*, pode ajudar a distinguir, por exemplo, entre jatos mais uniformes (*top-hat jet*) e jatos estruturados com variações suaves (*structured jet*).

O mecanismo de emissão e a estrutura do campo magnético estão relacionados à composição do fluxo de saída e ao mecanismo de dissipação do jato. No cenário padrão de *fireball* [72], o fluxo é dominado por radiação e opticamente espesso para o espalhamento de Thomson devido ao pequeno número de bárions confinados. A temperatura inicial é de poucos MeV, que resulta numa produção de pares  $e^\pm$  via aniquilação  $\gamma\gamma$ . A expansão adiabática devida a sua própria pressão faz com que a energia da radiação seja convertida em energia cinética dos bárions confinados. Isto dá origem a um fluxo dominado por matéria (*Matter dominant flow*), onde a energia é liberada em choques internos entre múltiplas camadas bariônicas que se formam devido a variações de  $\Gamma$  dentro do fluxo. Por outro lado, o fluxo pode ser dominado por radiação (*Poynting-flux Dominated*), onde o parâmetro de magnetização  $\sigma$  é inicialmente  $\sigma_0 \gg 1$ . Nesse caso o fenômeno de reconexão magnética pode acelerar partículas e dissipar energia eficientemente. Existe também um cenário intermediário, onde o fluxo é dominado por radiação ( $\sigma_0 \gg 1$ ) próximo à fonte, e o fator  $\sigma$  decai gradualmente conforme se afasta. O campo magnético tem estrutura diferente para cada um deles e todos esses cenários são plausíveis e podem explicar o espectro não termal dos GRB's.

Inicialmente, seguiremos o trabalho de Gill, Granot e Kumar (2018), que ao fazer uma análise da polarização linear em GRBs, considera um eixo de simetria com fator de Lorentz de  $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$  para a saída do motor central, com velocidade adimensional de fluido  $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ . Cada pulso é dito originário de uma casca fina (*Thin Shell*) com largura  $\Delta \ll R/\Gamma^2$ , dado que  $\Gamma(\theta)$  é uma distribuição que varia com o tipo de pulso de acordo com sua distribuição de probabilidade. Consideramos ainda uma saída que, por simplicidade, será sempre radial de forma que  $\hat{r} = \hat{\beta}$ . Com ângulo de abertura sendo  $\theta_j$ , o *outflow* terá uma abertura angular de  $10 \leq \xi_j \equiv (\Gamma\theta_j)^2 \leq 10^3$ , assim, para o *top-hat jet*, teremos uma emissão que cai rapidamente para  $\theta > \theta_j$ . Para os casos de jato estruturados, o perfil indica que há um núcleo principal do jato, definido por  $\xi_c \equiv (\Gamma\theta_c)^2$ , que é cercado por material menos energético a partir desse ângulo ( $\theta_c$ ), o qual se estende para  $\theta > \theta_c$ . De uma forma geral todos os resultados deste trabalho são obtidos para um fluxo ultra-relativístico.

Gill, Granot e Kumar (2018) [14] define o grau de magnetização como

$$\sigma \equiv \frac{w'_B}{w'_m} = \frac{B'^2}{4\pi[\rho'c^2 + \hat{\gamma}(\hat{\gamma} - 1)^{-1}P']} \xrightarrow{cold} \frac{B'}{4\pi\rho'c^2} \quad (5.1)$$

Onde  $w'_B$  e  $w'_m$  são as densidades de campo magnético e entalpia da matéria, respectivamente, enquanto  $B'$  é o campo magnético,  $\rho'$  é a densidade de matéria em repouso,  $P'$  a pressão e  $\hat{\gamma}$  é o coeficiente de expansão adiabática. Se o fluxo for frio (*cold flux*), então a densidade de entalpia da matéria é simplesmente sua densidade de energia de massa em repouso sem termo de pressão, pois a energia térmica é negligenciada.

O modelo de *Fireball* não prevê qual é o formato da estrutura do campo magnético na região de emissão. Para os casos inicialmente dominados por um fluxo de Poynting, é esperado que o campo magnético seja estruturado em largas escalas, e as linhas de campo entrelaçadas em regiões causais tenderiam a se endireitar, ou ainda parcialmente, se reconectar [14], que de ambas formas faria com que o campo ficasse com uma configuração ainda mais estruturada. Entretanto, a reconexão magnética fará com que os elétrons nessa região emitam parte de sua energia de forma bastante aleatória quando estiverem na camada de reconexão, ou seja, antes de atingir o campo estruturado. Se o estado de dominância da energia cinética ( $\sigma < 1$ ) é atingido, a dissipação por choques internos fará com que o campo esperado para esse caso seja transverso e ordenado para largas escalas (ângulos  $\geq 1/\Gamma$ ).

Em [14] destaca-se três configurações de campo magnético para futura análise: (i) Um campo ordenado ( $B_{ord}$ ) na direção transversa à velocidade local de fluido  $\vec{\beta}$  e coerente na escala angular  $\geq 1/\Gamma$ ; (ii) Um campo emaranhado com componentes paralelas e perpendiculares à velocidade de fluido  $\vec{\beta}$ ; (iii) um campo toroidal ( $B_{tor}$ ) que é ordenado na direção transversa e simétrico em relação ao eixo de simetria do jato.

É conveniente definir para o caso (ii) a anisotropia do campo conforme a fórmula a seguir

$$b = \frac{2\langle B_{\parallel}^2 \rangle}{\langle B_{\perp}^2 \rangle} \quad (5.2)$$

Onde para  $b = 0$  a configuração do campo será completamente emaranhada ou aleatória no plano normal a  $\vec{\beta}$ , enquanto que para  $b \rightarrow \infty$  a configuração do campo é de um campo ordenado e inteiramente confinado na direção paralela à velocidade local do fluido.

## 5.1 POLARIZAÇÃO LINEAR EM GRBS

De forma análoga à feita no Capítulo 4, onde os parâmetros de Stokes foram analisados para cada caso, analisou-se a polarização linear para os campos citados acima [14], de uma forma geral teremos

$$\Pi' = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2}}{I} \quad (5.3)$$

Pois o parâmetro  $V = 0$  para a polarização linear. Os termos de Stokes serão dados por

$$\frac{U}{I} = \Pi' \sin 2\theta_p, \quad \frac{Q}{I} = \Pi' \cos 2\theta_p, \quad \theta_p = \frac{1}{2} \arctan(U/Q) \quad (5.4)$$

Com  $\theta_p$  sendo o ângulo de polarização.

Em termos de coordenadas, para qualquer tempo do observador  $t_{obs}$ , esse verá radiação emitida de diferentes tempos  $t$  com diferentes coordenadas  $(r, \theta, \varphi)$  do *lab-frame* (para esse caso, *lab-frame* será o mesmo referencial do jato, onde ocorre o evento). Para o *lab-frame*  $r$  será a distância radial da fonte,  $\theta$  o ângulo polar medido do eixo do jato e  $\varphi$  o ângulo azimutal. Um outro sistema também será utilizado, onde a primeira coordenada  $(x, y, z)$  é alinhada com o eixo de simetria do jato, enquanto a segunda  $(\tilde{x}, \tilde{y}, \tilde{z})$  é alinhada em relação ao observador ( $\hat{n} = \hat{\tilde{z}}$ ), a Figura 5.1 sumariza as definições de coordenada.

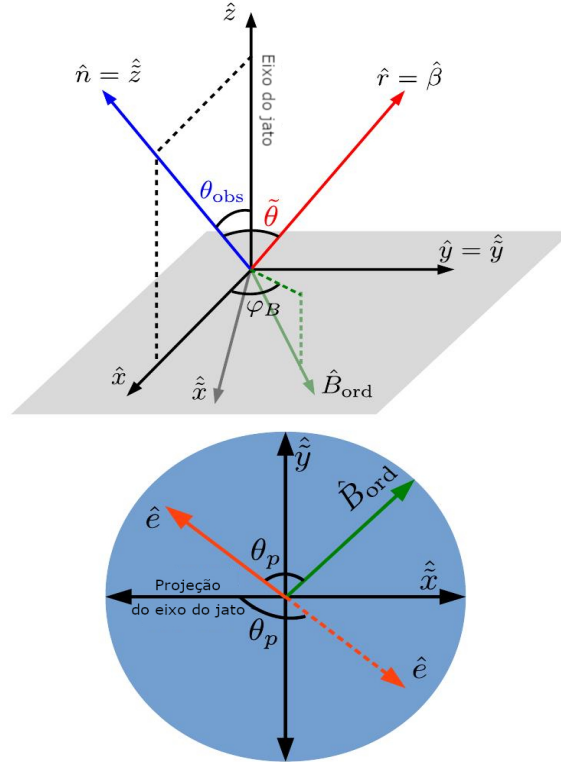


Figura 5.1: No topo, o sistema de coordenada no qual a velocidade  $\vec{\beta}$  e o campo magnético uniforme estão perpendiculares com o ângulo azimutal  $\varphi_B$ . O ângulo polar  $\tilde{\theta}$  no *lab-frame* será entre as direções da velocidade local de *bulk* e do fóton observado, com  $\tilde{\mu} \equiv \cos \tilde{\theta} = \hat{n} \cdot \hat{\beta}$ . Em baixo, temos uma visão do plano do céu (perpendicular à direção do fóton  $\hat{n}$ ), com o a projeção do campo magnético em verde e o vetor polarização em vermelho contínuo. O ângulo de polarização  $\theta_p$  é medido da direção do campo magnético (para casos ordenados), caso contrário será entre o eixo do projeção do jato e a linha vermelha segmentada. [14]

Os parâmetros de Stokes são uma soma sobre o fluxo  $dF_\nu$ , com a contribuição de cada elemento



individual do fluido [73], dessa forma

$$U/I = \left( \int dF_\nu \right)^{-1} \int dF_\nu \Pi' \sin 2\theta_p \quad (5.5)$$

$$Q/I = \left( \int dF_\nu \right)^{-1} \int dF_\nu \Pi' \cos 2\theta_p \quad (5.6)$$

Sendo que

$$dF_\nu(t_{obs}, \hat{n}, r, t) = \frac{1+z}{d_L^2} \delta_D^2 j'_\nu \delta(t - t_{obs} - \hat{n} \cdot \vec{r}/c) dt dV \quad (5.7)$$

é o fluxo recebido de uma fonte com *redshift*  $z$  com distância luminosa  $d_L(z)$ . Ainda,  $j'_\nu$  é a emissividade espectral no referencial do fluido,  $dV$  é o volume do elemento de fluido no referencial do jato, e ainda  $\delta_D(r) = [\Gamma(1 - \vec{\beta} \cdot \hat{n})]^{-1} = [\Gamma(1 - \beta\tilde{\mu})]^{-1}$  é o fator de Doppler, dado que  $\vec{\beta} \cdot \hat{n} = \cos \tilde{\theta} \equiv \tilde{\mu}$ , onde  $\tilde{\theta}$  é o ângulo polar medido pelo referencial do observador.

Por simplicidade, consideramos que a área de emissão é infinitesimalmente fina, que é válido numa escala de tempo onde as partículas são frias e a contribuição para a radiação observada é muito menor que o tempo dinâmico do evento. Portanto, a região de emissão será uma fina camada fria com espessura  $\Delta \ll R/2\Gamma^2$ . Constata-se que a densidade de fluxo para para cada elemento de fluido nesse caso será [74]

$$dF_\nu(t_{obs}, \hat{n}, r) = \frac{1+z}{16\pi^2 d_L^2} \delta_D^3 L'_{\nu'}(r) d\tilde{\Omega} \quad (5.8)$$

onde  $L'_{\nu'}(r)$  é a luminosidade isotrópica no referencial do fluido e  $d\tilde{\Omega} = d\tilde{\mu} d\tilde{\varphi}$  é o ângulo sólido.

A luminosidade espectral síncrotron é dada por [8]

$$L'_{\nu'}(r) \propto (\nu')^{-\alpha} (\sin \chi')^\epsilon r^m \propto (\nu')^{-\alpha} [1 - (\hat{n}' \cdot \hat{B}')^2]^{\epsilon/2} r^m \quad (5.9)$$

onde  $\chi'$  é o ângulo entre o campo magnético local e o fóton emitido, mas como na radiação síncrotron o efeito de *beaming* é intenso,  $\chi'$  também será o ângulo de abertura (*pitch angle*) entre a velocidade do elétron e o campo. O índice da lei de potência  $\epsilon$  depende da distribuição energética dos elétrons, e no caso em que é independente do ângulo de abertura  $\chi'$ , teremos  $\epsilon = 1 + \alpha$ . Consideraremos adiante uma emissividade constante com relação ao raio ( $m = 0$ ).

Dada que a distribuição eletrônica isotrópica para o caso é uma lei de potência na forma de  $n_e(\gamma_e) \propto \gamma_e^{-p}$ , a polarização linear máxima de um elemento de fluido com o campo magnético ordenado será

$$\Pi_{max} = \frac{\alpha + 1}{\alpha + 5/3} \rightarrow \frac{p + 1}{p + 7/3} \quad (5.10)$$

Onde  $\alpha = (p - 1)/2$ , sendo válido somente para o caso em que as aproximações até aqui citadas valem. Para um campo emaranhado ou aleatório emitindo de uma casca fina, após tomar a média de todas direções e com a simplificação de  $\epsilon = 2$ , teremos o grau de polarização local [75, 76]

$$\frac{\Pi'_{rnd(\tilde{\theta}')}}{\Pi_{max}} = \frac{(b - 1) \sin^2 \tilde{\theta}'}{2 + (b - 1) \sin^2 \tilde{\theta}'} \quad (\epsilon = 2) \quad (5.11)$$

Que por sua vez será

$$\frac{\Pi'_{rnd(\tilde{\theta}')}}{\Pi_{max}} = \frac{-\sin^2 \tilde{\theta}'}{1 + \cos^2 \tilde{\theta}'} \quad (b = 0, B \rightarrow B_{\perp}) \quad (5.12)$$

$$\frac{\Pi'_{rnd(\tilde{\theta}')}}{\Pi_{max}} = 1 \quad (b \rightarrow \infty, B \rightarrow B_{\parallel}) \quad (5.13)$$

Que podem ser utilizados no *lab-frame* ao utilizarmos a transformação  $\cos \tilde{\theta}' = \tilde{\mu}' = (\tilde{\mu} - \beta)/(1 - \beta\tilde{\mu})$ .

Para obter a direção de polarização em relação ao plano do céu ( $\tilde{x} - \tilde{y}$ ), visto na Figura 5.1, definimos o vetor  $\hat{n}$  na direção do fóton emitido como  $\hat{n} = \sin \theta_{obs} \hat{x} + \cos \theta_{obs} \hat{z}$ , com  $\varphi_B$  sendo o ângulo azimutal do campo magnético ordenado, que é transverso ao vetor radial. Na radiação síncrotron o vetor unitário de polarização no referencial do fluido  $\hat{e}' = \hat{B}' \times \hat{n}' / |\hat{B}' \times \hat{n}'|$  é ortogonal ao campo local e à direção de emissão do fóton, no referencial do fluido. No referencial do jato, a orientação da polarização será obtida pela transformação

$$\hat{e} = \frac{\hat{e}' + \Gamma \vec{\beta} \left[ \frac{\Gamma}{\Gamma+1} (\hat{e}' \cdot \vec{\beta}) + 1 \right]}{\Gamma(1 + \hat{e}' \cdot \vec{\beta})} \quad (5.14)$$

Assim, a direção de polarização será perpendicular à direção de emissão do fóton (i.e.  $\hat{e} \cdot \hat{n} = 0$ ), com  $\hat{e} = (\hat{e} \cdot \tilde{\hat{x}}) \tilde{\hat{x}} + (\hat{e} \cdot \tilde{\hat{y}}) \tilde{\hat{y}}$ , onde  $\tilde{\hat{x}} = \cos \theta_{obs} \hat{x} - \sin \theta_{obs} \hat{z}$ ,  $\tilde{\hat{y}} = \hat{y}$  e  $\tilde{\hat{z}} = \hat{n}$ .

Quando o campo magnético for emaranhado, a polarização local será  $\Pi'_{rnd} > 0$  para  $b > 1$  ( $\Pi'_{rnd} < 0$  para  $b < 1$ ), e a direção de polarização será na direção de  $\hat{n}' \times \hat{r}$  (normal a  $\hat{n}' \times \hat{r}$ ).

## 5.2 EFEITOS DA ESTRUTURA DO JATO

### 5.2.1 Jato *top-hat* observado *on-axis*

Um modelo convencionalmente usado para definir o formato do jato de um GRB é o jato *top-hat*, definido a seguir

$$\frac{L'_{\nu'}}{L'_{\nu',0}} = \begin{cases} 1, & \xi \geq \xi_j \\ 0, & \xi < \xi_j \end{cases} \quad (5.15)$$

Em que no limite ultra relativístico (i.e.  $\Gamma \rightarrow \infty$ ), será indistinguível de uma explosão isotrópica para  $\theta_{obs} < \theta_j$ , pois o efeito *beaming* impede o observador de ver algo que não esteja expandindo exatamente na linha do sinal (*on-axis*). Portanto nesse caso o modelo de emissão pode ser resumido a uma casca fina expandindo radial e isotropicamente.

No limite ultra relativístico, uma aproximação na ordem de  $O(\Gamma^{-2})$  pode ser usada, e o fator de Doppler nesse caso será

$$\sigma_D \approx \frac{2\Gamma}{1 + \tilde{\xi}} \quad (5.16)$$

Utilizando a aproximação  $\tilde{\mu} \equiv \cos \tilde{\theta} \approx 1 - \tilde{\theta}^2/2$  e  $\beta \approx 1 - 1/2(2\Gamma^2)$ , sendo que  $\tilde{\xi} \equiv (\Gamma\tilde{\theta})^2$ . Na Equação 5.9, o termo que relaciona o campo local será definido como  $\Lambda \equiv [1 - (\hat{n}' \cdot \hat{B}')^2]^{\epsilon/2}$ , que para cada tipo de campo citado anteriormente será expressado como

$$\begin{aligned} (i) \quad \Lambda_{ord} &\approx \left[ \left( \frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}} \right)^2 \cos^2 \varphi_B + \sin^2 \varphi_B \right]^{\epsilon/2} \\ (ii) \quad \Lambda_{\perp} &= \left\langle \Lambda_{ord}(\xi, \tilde{\varphi}_B) \right\rangle_{\varphi_B} \\ (iii) \quad \Lambda_{\parallel} &\approx \left[ \frac{\sqrt{4\tilde{\xi}}}{1 + \tilde{\xi}} \right]^{\epsilon} \\ (iv) \quad \Lambda_{tor} &\approx \left[ \left( \frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}} \right)^2 + \frac{4\tilde{\xi}}{(1 + \tilde{\xi})^2} \frac{(a + \cos \tilde{\varphi})^2}{(1 + a^2 + 2a \cos \tilde{\varphi})} \right]^{\epsilon/2} \end{aligned} \quad (5.17)$$

Onde: (i)  $B_{ord}$  está no plano do jato; (ii) no campo  $B_{\perp}$  tomou-se a média de  $B_{ord}$  pela distribuição de  $\varphi_B$  sobre o plano do jato (discutido com mais rigor a seguir); (iii) e (iv) usou-se a definição  $a \equiv \tilde{\theta}/\theta_{obs}$ .

O ângulo de polarização no limite ultra relativístico será dado por [73, 76, 77]

$$\begin{aligned}
(i) \quad \theta_p &= \varphi_B + \arctan \left[ \frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}} \cot \varphi_B \right] \\
(ii) \quad \theta_p &= \tilde{\varphi} \\
(iii) \quad \theta_p &= \begin{cases} 0, & \Pi' > 0 \\ \pi/2, & \Pi' < 0 \end{cases} \\
(iv) \quad \theta_p &= \tilde{\varphi} - \arctan \left[ \frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}} \frac{\sin \tilde{\varphi}}{a + \cos \tilde{\varphi}} \right]
\end{aligned} \tag{5.18}$$

Onde para o caso (i), em que o campo é ordenado,  $\theta_p$  é medido da direção local do campo magnético, enquanto que para os outros casos, é medido do eixo do jato para o plano o céu (veja Figura 5.1).

### 5.2.2 Evolução temporal de um pulso simples

O grau de polarização irá variar conforme a duração de um pulso por diferentes distâncias e ângulos do observador. Para contabilizar esse efeito, é necessário integrar pela "superfície de igual tempo de chegada" (*Equal arrival time surface-EATS*), i.e., a superfície a partir da qual os fótons de uma camada (casca) fina chegam ao mesmo tempo para o observador.

Após um tempo  $t$  no *lab-frame*, a camada fina terá se movido  $r = \beta ct \approx ct$ . Nesse caso a condição da EATS nos diz que

$$t_{obs,z} \equiv \frac{t_{obs}}{1+z} = t - \frac{r\tilde{\mu}}{c} = \frac{(1 - \beta\tilde{\mu})r}{\beta c} \approx \frac{(1 + \tilde{\xi})r}{2\Gamma^2 c} \tag{5.19}$$

Onde o último trecho é válido somente no limite ultra relativístico. Assumindo que teremos radiação somente para  $r = r_0$  até a expansão  $r = r_0 + \Delta r$  e que a luminosidade nesse processo é constante, só haverá contribuição para o fluxo no tempo  $t_{obs}$  no raio de  $r_{min} \leq r \leq r_{max}$ , onde

$$r_{min} = \max \left( r_0, \frac{\beta ct_{obs,z}}{1 + \beta} \right) \approx \max \left( r_0, \frac{ct_{obs,z}}{2} \right) \tag{5.20}$$

$$r_{max} = \min \left( r_0 + \Delta r, \frac{\beta ct_{obs,z}}{1 - \beta} \right) \approx \min \left( r_0 + \Delta r, \frac{ct_{obs,z}}{2} \right) \tag{5.21}$$

Que em conjunto com a Equação 5.19, obtemos que para  $\tilde{\xi}_{min} \leq \tilde{\xi} \leq \tilde{\xi}_{max}$ , teremos

$$\tilde{\xi}_{min} = \max \left[ 0, \left( 1 + \frac{\Delta r}{r_0} \right)^{-1} \tilde{t} - 1 \right] \quad e \quad \tilde{\xi}_{max} = \tilde{t} - 1 \tag{5.22}$$

Com  $\tilde{t} \equiv t_{obs}/t_0$ , e nesse caso  $t_0 \equiv (1+z)r_0/(2\Gamma^2c)$  é o tempo de recepção do primeiro fóton, e ainda temos equivalentemente um fóton com tempo angular  $t_{obs,\theta}$  em  $r_0$ , dentro do qual fótons advindos de uma área com abertura angular  $\tilde{\theta} = 1/\Gamma$  são recebidos após o primeiro instante.

Os parâmetros de Stokes após a integração nos parâmetros da EATS [78] gera

$$\frac{U(\tilde{t})}{I(\tilde{t})} = \frac{\int_{\tilde{\xi}_{min}(\tilde{t})}^{\tilde{\xi}_{max}(\tilde{t})} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{3+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}) \Pi' \sin 2\theta_p}{\int_{\tilde{\xi}_{min}(\tilde{t})}^{\tilde{\xi}_{max}(\tilde{t})} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{3+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi})} \quad (5.23)$$

$$\frac{Q(\tilde{t})}{I(\tilde{t})} = \frac{\int_{\tilde{\xi}_{min}(\tilde{t})}^{\tilde{\xi}_{max}(\tilde{t})} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{3+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}) \Pi' \cos 2\theta_p}{\int_{\tilde{\xi}_{min}(\tilde{t})}^{\tilde{\xi}_{max}(\tilde{t})} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{3+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi})} \quad (5.24)$$

### 5.2.3 Integração de um pulso único

A intensidade total, que é proporcional à fluência sobre um pulso único pode ser obtida por  $dF_\nu dt_{obs} \propto \Delta t' \delta_D^2 L'_\nu d\tilde{\Omega}$ , onde  $\Delta t' = \delta_D dt_{obs}$  é a duração do pulso no referencial do fluido (*co-moving frame*). Isso reduz a potência do fator de Doppler em uma unidade [73], de maneira a observar que a potência  $(\alpha + 3)$  serve para a emissão instantânea (relevante para *afterglow*) e a potência  $(\alpha + 2)$  para a solução de tempo integrada (relevante para a emissão *prompt* quando a integração do tempo é grande se comparada ao tempo do pulso, como no GRB 021206). Assim temos que as equações anteriores podem ser escritas da forma

$$\frac{U}{I} = \frac{\int \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}) \Pi' \sin 2\theta_p}{\int \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi})} \quad (5.25)$$

$$\frac{Q}{I} = \frac{\int \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}) \Pi' \cos 2\theta_p}{\int \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int d\tilde{\varphi} \Lambda(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi})} \quad (5.26)$$

Assim, a polarização total não depende do tempo em que a emissão da camada ficou ativa, diferentemente do caso não integrado.

Ao observar a Equação 5.3 e notarmos que  $U$  e  $Q$  são dados por senos e cossenos, por simetria fazemos  $U = 0$ , de forma que  $\Pi = |Q|/I$ . O valor de  $\xi_{max} = (\Gamma\tilde{\theta}_{max})^2$  determina o ângulo máximo ( $\tilde{\theta}_{max}$  em unidades de  $1/\Gamma$ ) em relação à linha do sinal que irá contribuir para o fluxo observado. Para uma casca esférica, na qual a integração ocorra até a cauda do pulso, teremos  $\tilde{\xi}_{max} \gg 1$ . Por outro lado se considerarmos um intervalo de tempo  $t_1 < t_{obs} < t_2$  do pulso (com largura  $\Delta t_{obs}$  e pico em  $t_p$ ), e que nesse intervalo contenha apenas uma parte da cauda, mas toda sua parte crescente, teremos um valor finito  $\tilde{\xi}_{max} \sim 1 + (t_2 - t_p)/\Delta t_{obs}$  (isso surge devido ao fato que a contribuição em  $t_{obs} \sim t_p$  é dominada por  $\tilde{\xi} \sim 1$ , enquanto na fase de cauda é dominada por  $\tilde{\xi} \sim (t_{obs} - t_p)/\Delta t_{obs}$ ).

Portanto, toda vez que a integração cobrir a cauda do pulso ( $(t_2 - t_p)/\Delta t_{obs} \gg 1$ ), haverá para os ângulos próximos da borda do jato (ou para jatos estreitos) uma radiação efetiva  $\tilde{\xi}_{max} = (\Gamma\tilde{\theta}_{max})^2$ .

#### 5.2.4 Jato *Top-hat* observado *off-axis*: Campo Magnético Ordenado

A discussão será centralizada em campos ordenados ( $B_{tor}, B_{\parallel}$ ), em que a velocidade local  $\vec{\beta}$  é paralela ao campo  $B_{\parallel}$ . Para o campo Toroidal  $B_{tor}$ , quando o jato é visto *on-axis* ( $\theta_{obs} = 0$ ), a polarização total do GRB é zerada; porém o jato também pode ser observado *off-axis* ( $\theta_{obs} > 0$ ), cancelando esse efeito de simetria e gerando uma polarização resultante.

Dessa forma, ao integrar sobre o ângulo sólido da fonte, haverá uma polarização [77]

$$\begin{aligned} \frac{\Pi}{\Pi_{max}} = & [H(1-q) \int_0^{\xi_-} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi} \Lambda_{tor}(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}, a) \cos 2\theta_p \\ & + \int_{\xi_-}^{\xi_+} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int_{\psi}^{2\pi-\psi} d\tilde{\varphi} \Lambda_{tor}(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}, a) \cos 2\theta_p]. \\ & \times [H(1-q) \int_0^{\xi_-} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int_0^{2\pi} d\tilde{\varphi} \Lambda_{tor}(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}, a) \\ & + \int_{\xi_-}^{\xi_+} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \int_{\psi}^{2\pi-\psi} d\tilde{\varphi} \Lambda_{tor}(\tilde{\xi}, \tilde{\varphi}, a)]^{-1} \end{aligned} \quad (5.27)$$

Onde  $H(1-q)$  é a função de *Heaviside*, e

$$\cos \psi(\tilde{\xi}) = \frac{(1-q^2)\xi_j - \tilde{\xi}}{2q\sqrt{\tilde{\xi}\xi_j}} \quad (5.28)$$

Com  $q = \theta_{obs}/\theta_j$ ,  $\xi_j = (\Gamma\theta_j)^2$  e  $\xi_{\pm}$

A Figura 5.2 mostra a polarização  $\Pi$  do pulso integrado para um campo toroidal, em que a polarização some para  $q = 0$  pela simetria, mas permanece alta para  $\xi_j^{-1/2} \leq q \leq 1 + \xi_j^{-1/2}$  e cai rapidamente para  $q > 1$ .

O cálculo para o campo  $B_{\parallel}$  segue-se de [73], de forma que a polarização *off-axis* será

$$\Pi = \frac{\frac{1}{2\pi} \int_{\xi_-}^{\xi_+} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \Lambda_{\parallel}(\tilde{\xi}) \Pi_{max} \sin 2\psi(\tilde{\xi})}{H(1-q) \int_0^{\xi_-} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \Lambda_{\parallel}(\tilde{\xi}) + \int_{\xi_-}^{\xi_+} d\tilde{\xi} \frac{\pi - \psi(\tilde{\xi})}{\pi(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \Lambda_{\parallel}(\tilde{\xi})} \quad (5.29)$$

O resultado dessa polarização é mostrado na Figura 5.2, que na esquerda mostra seu comportamento para a variação da largura do jato  $q$  e na direita sua relação com o índice espectral  $\alpha$ . Pode-se observar que um espectro mais *hard* tende a ser mais polarizado, além disso, o grau de polarização permanece baixo para  $q \leq 1 - \xi_j^{-1/2}$ , rapidamente cresce em  $q = 1$  e continua alto

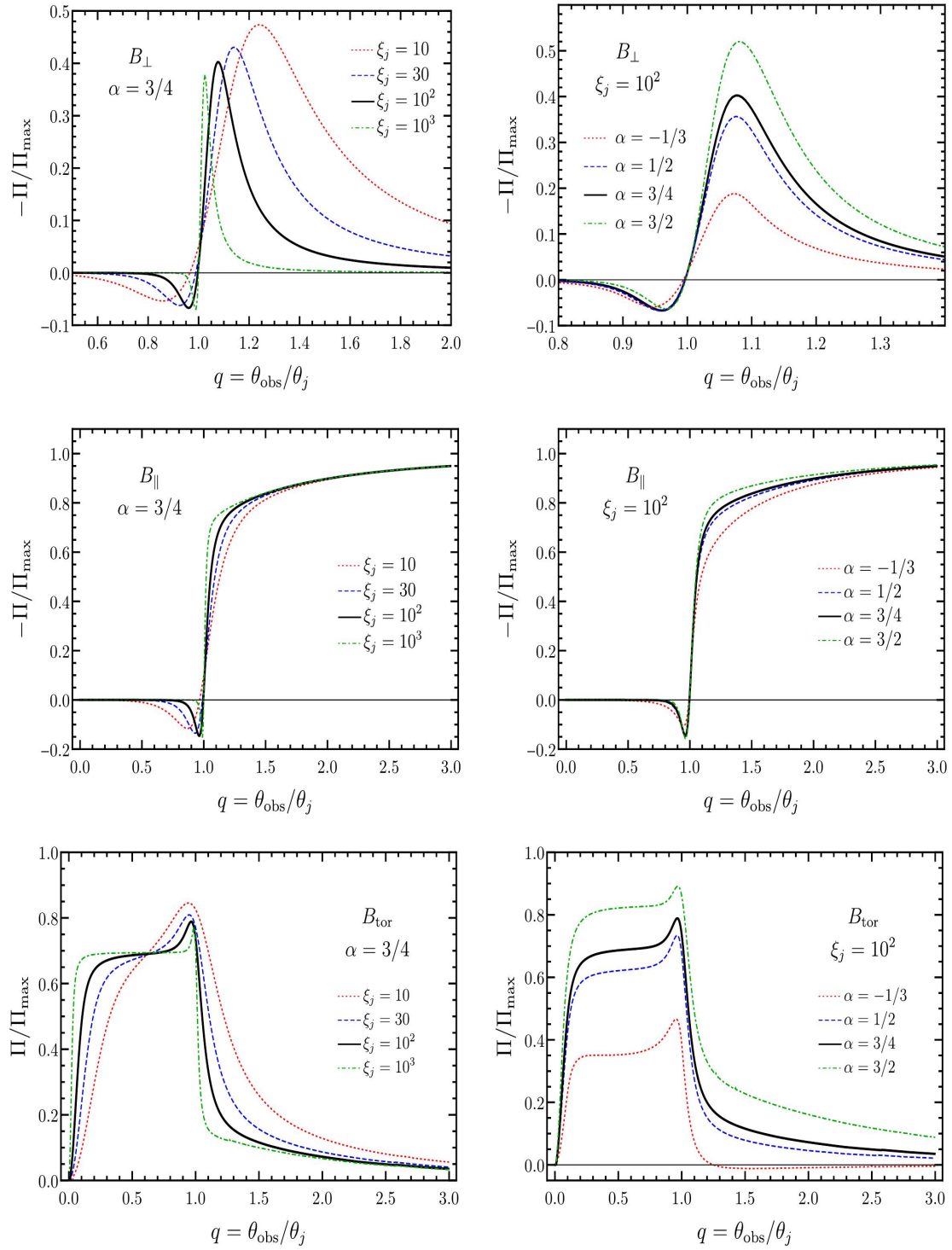


Figura 5.2: Grau de polarização do pulso integrado de um jato *top-hat* para (acima) um campo magnético aleatório  $B_{\perp}$  que é normal ao vetor  $\vec{\beta}$ ; para (meio) um campo ordenado localmente ( $B_{\parallel}$ ) que seja paralelo ao vetor  $\vec{\beta}$  e para (abaixo) um campo toroidal globalmente ordenado  $B_{\text{tor}}$ . Mostrados em vários valores de  $\xi_j = (\Gamma\theta_j)^2$  à esquerda e para diferentes valores de  $\alpha$  à direita. [14]

para  $q \geq 1 + \xi_j^{-1/2}$ . Para  $q \geq 1 + \xi_j^{-1/2}$  a fluência cai rapidamente [14], portanto essa polarização só seria vista em jatos próximos do observador. Aqueles que estão a distâncias cosmológicas só terão essa alta polarização observada para  $q \approx 1 + \xi_j^{-1/2}$ . Observa-se ainda que ocorre uma mudança de  $90^\circ$  no ângulo de polarização em torno de  $q = 1$ , porém o valor exato de  $q$  no qual teremos a passagem por  $\Pi = 0$  depende de  $\xi_j$ , sugerindo que se  $\Gamma$  varia para diferentes pulso e  $q \sim 1$  o observador notará uma mudança no ângulo de polarização de  $90^\circ$ .

### 5.2.5 Jato *Top-hat* observado *off-axis*: Campo Magnético Aleatório

Quando o caso é de um campo aleatório  $B_\perp$  na direção perpendicular à  $\vec{\beta}$ , a polarização observada some devido ao fato de que não há direção privilegiada do campo e de sua simetria ao longo da linha de sinal. Para quebrar a simetria nesse caso é necessário que o observador veja o jato próximo de sua borda ( $q \geq 1 - \xi_j^{1/2}$ ), onde a falta de emissão para  $\theta > \theta_j$  faz com que a média tomada sobre a imagem do GRB tenha apenas um cancelamento parcial, gerando uma polarização resultante [79].

A Equação de polarização terá exatamente a mesma forma para a Equação 5.29, apenas substituindo  $\Lambda_\parallel \rightarrow \Lambda_\perp$ . Nota-se que quando  $\epsilon = 2$ , as equações 5.11 e 5.12 fazem que a polarização local seja  $\Pi(\tilde{\xi})/\Pi_{max} = -2\tilde{\xi}/(1 + \tilde{\xi}^2)$ . Porém para o caso geral, em que  $\epsilon \neq 2$ , a polarização total de um elemento de fluido deve ter a média calculada sobre todas as orientações do campo, de forma que

$$\frac{\Pi'_\perp(\tilde{\xi})}{\Pi_{max}} = \frac{\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \cos(2\theta_p) \Lambda_\perp(\tilde{\xi}, \varphi_B) d\varphi_B}{\frac{1}{\pi} \int_0^\pi \Lambda_\perp(\tilde{\xi}, \varphi_B) d\varphi_B} \quad (5.30)$$

Onde

$$\theta_p = \arctan\left(\frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}} \cot \varphi_B\right) \quad (5.31)$$

e

$$\cos(2\theta_p) = \left[ \sin^2 \varphi_B - \left(\frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}}\right)^2 \cos^2 \varphi_B \right] \left[ 1 - \frac{4\tilde{\xi} \cos^2 \varphi_B}{(1 + \tilde{\xi})^2} \right]^{-1} \quad (5.32)$$

E  $\varphi_B$  é medido a partir de uma direção genérica onde se inicia a integração. Substituindo a Equação 5.32 na Equação 5.30, obtemos finalmente

$$\begin{aligned} \frac{\Pi'_\perp(\tilde{\xi})}{\Pi_{max}} &= \left\{ \int_0^\pi d\varphi_B \left[ 1 - \frac{4\tilde{\xi} \cos^2 \varphi_B}{(1 + \tilde{\xi})^2} \right]^{\epsilon/2} \right\} \\ &\times \int_0^\pi d\varphi_B \left[ 1 - \frac{4\tilde{\xi} \cos^2 \varphi_B}{(1 + \tilde{\xi})^2} \right]^{\frac{\epsilon-2}{2}} \left[ \sin^2 \varphi_B - \left(\frac{1 - \tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}}\right)^2 \cos^2 \varphi_B \right] \end{aligned} \quad (5.33)$$



A Figura 5.2 mostra a polarização para o caso de campo magnético aleatório no cenário em que as linhas de campo são perpendiculares ao plano do jato ( $B_{\perp}$ ). É notável a mudança de ângulo de polarização, como no caso de  $B_{\parallel}$  em torno de  $q \sim 1$ . Vemos dois picos distintos para  $q \sim 1 \pm \xi^{1/2}$ , e além disso se  $\Pi > 0$  ( $\Pi < 0$ ), o vetor polarização estará ao longo (perpendicular) do eixo que conecta a linha de sinal e o eixo do jato.

## 5.3 POLARIZAÇÃO DE JATOS ESTRUTURADOS

### 5.3.1 Jato *Top-hat* com Bordas Suaves

O formato do *top-hat jet* com bordas íngremes, apresentado anteriormente, é altamente idealizado. De fato, o conceito que a emissividade é cortada para  $\theta_{obs} > \theta_j$  não corresponde à realidade, em contrapartida, a emissividade deverá cair de maneira mais lenta e gradual a partir de  $\theta_j$ . Teremos dois modelos de *top-hat jet* com bordas suaves [78]:

(i) *Borda Exponencial*:

$$\frac{L'_{\nu'}}{L'_{\nu',0}} = \begin{cases} 1, & \xi \geq \xi_j \\ \exp[(\sqrt{\xi_j} - \sqrt{\xi})/\Delta], & \xi < \xi_j \end{cases} \quad (5.34)$$

(ii) *Borda Lei de Potência*:

$$\frac{L'_{\nu'}}{L'_{\nu',0}} = \begin{cases} 1, & \xi \geq \xi_j \\ \left(\frac{\xi}{\xi_j}\right)^{-\delta/2}, & \xi < \xi_j \end{cases} \quad (5.35)$$

Com  $\delta$  e  $\Delta$  sendo para esse caso (sem índices) apenas parâmetros de suavização das curvas, que estão relacionados em como a taxa de emissividade cai [78]. Em ambos casos, apenas a luminosidade é dita variável em  $\theta$ , mas a dinâmica permanece independente do ângulo  $\Gamma(\theta) = \Gamma_0$ .

A Figura 5.3 mostra o grau de polarização em diferentes configurações do campo magnético para os dois modelos de jato acima.

No cenário de campos  $B_{\parallel}$  e  $B_{\perp}$ , observamos que é necessário a queda abrupta na função de emissividade para atingir uma alta polarização [78]. Além disso, para o campo  $B_{tor}$  constata-se que há um comportamento contrário aos outros campos.

### 5.3.2 Jatos Estruturados

Apesar da definição dos jatos anteriores, os jatos verdadeiramente estruturados são os que a luminosidade e o fator de Lorentz ( $\Gamma$ ) variam em todas regiões conforme  $\theta$ . Consideraremos dois modelos tradicionalmente usados [80–83]:

(i) *Jato Gaussiano*: Luminosidade espectral e a energia cinética do material emitido por

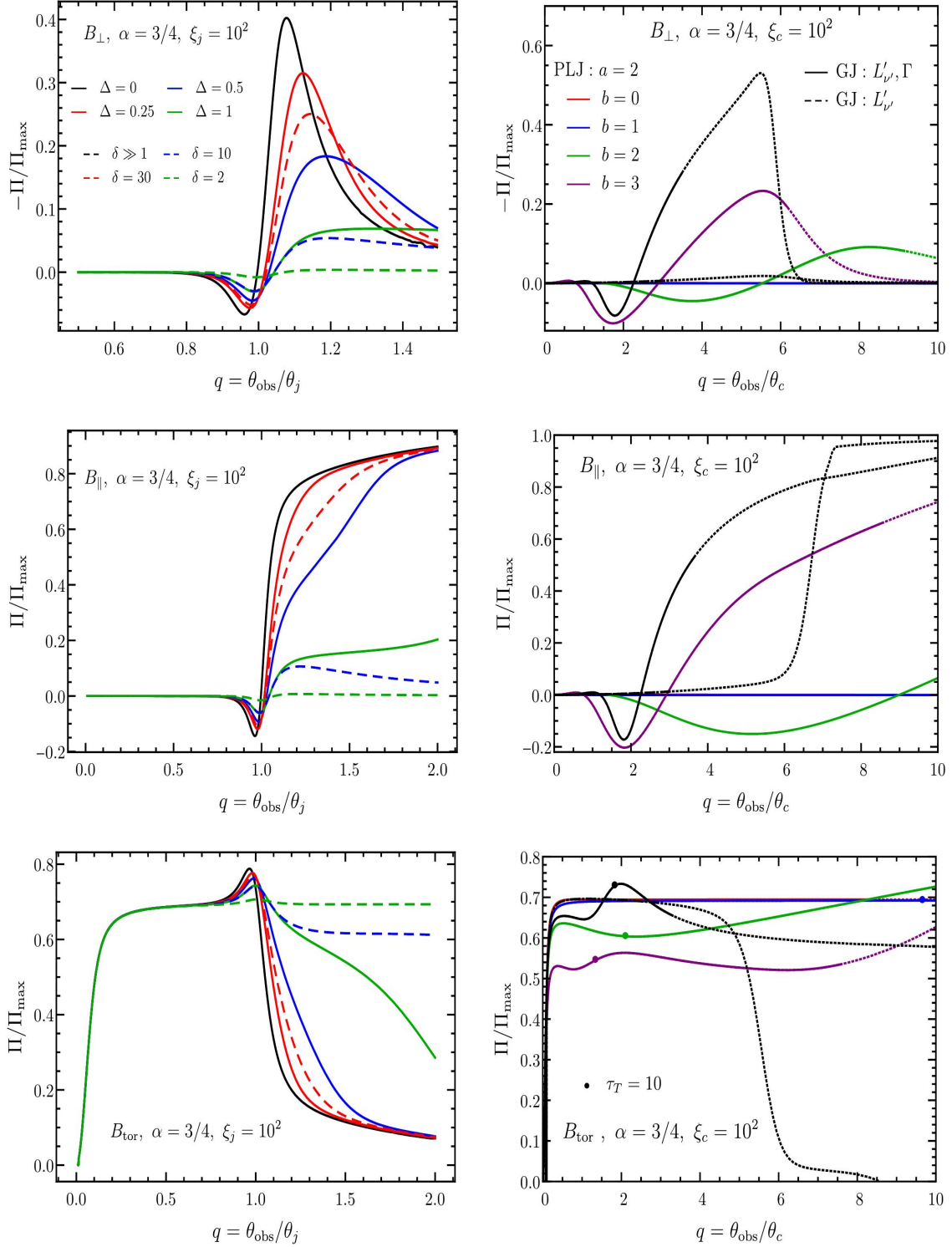


Figura 5.3: Na esquerda, observa-se a polarização de pulso integrado para os jatos *top-hat* com bordas exponenciais (linhas sólidas) e com bordas de lei de potência (linhas segmentadas). Ambos são descritos para diferentes configurações de campo magnético ( $B_{\perp}, B_{\parallel}, B_{\text{tor}}$ ) com diferentes valores dos parâmetros  $\delta$  e  $\Delta$ . Enquanto na direita, o grau de polarização é dado para o jato estruturado de lei de potência (*power-law jet*-PLJ) e pelo jato gaussiano (GJ), também para as diversas configurações de campo magnético. A linha pontilhada segue a tendência de um pulso para altos valores de  $q$ , mas o pulso será pouco perceptível para esses valores. Círculo opaco equivale à  $\tau_T = 10$ . [14]

unidade de massa de repouso,  $\Gamma - 1$ , tem um perfil gaussiano com um ângulo central  $\theta_c$ , a partir do qual haverá apenas material de baixa energia que se estenderá para  $\theta$ .

$$\frac{L'_{\nu'}}{L'_{\nu',0}} = \frac{\Gamma(\theta) - 1}{\Gamma_c - 1} = \max \left[ \exp \left( -\frac{\theta^2}{2\theta_c^2} \right), \exp \left( -\frac{\theta_*^2}{2\theta_c^2} \right) \right] \quad (5.36)$$

Onde  $\Gamma_c$  é o fator de Lorentz para  $\theta_c$ , e  $\theta_*$  é um valor de piso, que corresponde a um  $\beta_{min}$  do qual é fisicamente motivado e numericamente conveniente, e escolhido para ser suficientemente pequeno para não afetar os resultados.

(ii) *Jato Lei de Potência:* A luminosidade espectral e a energia cinética por unidade de massa de repouso do material emissor decaem como uma lei de potência fora do núcleo central de emissão.

$$\frac{L'_{\nu'}}{L'_{\nu',0}} = \Theta^{-a}, \quad \frac{\Gamma(\theta) - 1}{\Gamma_c - 1} = \Theta^{-b}, \quad \Theta \equiv \sqrt{1 + \left( \frac{\theta}{\theta_c} \right)^2} \quad (5.37)$$

No caso em que o fator de Lorentz não é uniforme e diminui a partir do eixo de simetria do jato, a escala angular a que a emissão *prompt* pode ser observada é limitada, devido ao fato que a região de emissão será compactada para baixos valores de  $\Gamma$ , pois o fluxo se tornará opticamente espesso (*optically thick*) pela alta aniquilação  $\gamma\gamma$ , resultando na produção de pares  $e^-e^+$  que irão suprimir a emissão de raios- $\gamma$ . Entretanto, em um perfil angular suficientemente íngreme para  $\Gamma$ , a emissão *prompt* será observada para jatos estruturados em  $q = \theta_{obs}/\theta_c \leq 2$  [84].

O resultado da polarização para os jatos estruturados é mostrado na Figura 5.3 [14]. Constatase que para obter altos níveis de polarização quando a configuração do campo magnético é  $B_{\perp}$  ou  $B_{\parallel}$ , são necessários gradientes íngremes (acentuados) em  $\Gamma$  fora do núcleo. No entanto, o campo toroidal  $B_{tor}$  mostra novamente uma tendência oposta, onde os gradientes acentuados produzem níveis de polarização ligeiramente mais baixos.

Para um jato *top-hat* a fluência cai muito rapidamente para fora do núcleo uniforme, no entanto, em um jato estruturado, o observador tem acesso a regiões angulares que estão bem fora do núcleo central  $q \geq 2$ . Isso é demonstrado nos painéis diretos da Figura 5.3 com o uso de uma linha pontilhada para a qual  $\tilde{f}_{iso} < 10^{-2}$ . No entanto, com valores de  $q$  tão grandes, a compactação da região emissora torna-se uma preocupação que, em última instância, restringe a emissão de regiões não muito distantes do núcleo brilhante. Isto é demonstrado pelo círculo compacto no gráfico mostrando  $\Pi$  para o campo magnético  $B_{tor}$ , que assume valor estipulado para  $\tau_T = 10$  [14].

## 5.4 EFEITO COMPTON EM JATOS *TOP-HAT*

Vimos a maneira como o efeito Compton inverso irá emitir no Capítulo 3 e como será sua polarização no Capítulo 4, mais especificamente na seção 4.2 . Partimos então do conhecimento prévio aqui apresentado e rerepresentaremos apenas os principais resultados do efeito e de sua polarização, para que seja aplicado no caso de um jato do tipo *top-hat* para uma distribuição de *cold electrons*.

Assim se a distribuição dos elétrons é dita *cold*, a velocidade de *bulk* dos elétrons será  $\beta \simeq 1$  no *lab-frame*. O grau de polarização local (Eq. 4.23) será simplesmente dado por

$$\Pi'(\tilde{\mu}') = \frac{1 - \tilde{\mu}'^2}{1 + \tilde{\mu}'^2} \approx \frac{2\tilde{\xi}}{1 + \tilde{\xi}^2} \quad (5.38)$$

com  $\tilde{\mu}' = \cos \tilde{\theta}'$ , e  $\tilde{\theta}'$  sendo o ângulo polar do fóton no referencial do fluido (*comoving frame*), e a última expressão é obtida para  $\Gamma \gg 1$ , com  $\tilde{\xi} = (\Gamma \tilde{\theta})^2$ .

Para obtermos a polarização no referencial do observador, é necessário integrarmos a contribuição de cada elemento de fluido sob a geometria do jato. Os parâmetros de Stokes podem também ser definidos da seguinte forma

$$\frac{Q}{I} = \frac{\int d\tilde{\Omega} \delta_D^3 I'_{\nu'}(\nu/\delta_D) \Pi'(\tilde{\mu}') \cos 2\theta_p}{\int d\tilde{\Omega} \delta_D^3 I'_{\nu'}(\nu/\delta_D)} \quad (5.39)$$

Onde mantemos  $U = V = 0$  pela simetria da polarização linear, e  $I'_{\nu'}(\nu/\delta_D)$  é a intensidade específica,  $\delta_D$  é o fator de Doppler associado ao fluido e  $d\tilde{\Omega} = d\tilde{\mu} d\tilde{\varphi}$  é o ângulo sólido. Lembremos ainda que  $\theta_p$  é aqui definido segundo a Figura 5.1, que é sempre perpendicular ao plano do fóton advindo e espalhado, portanto teremos que  $\theta_p = \tilde{\varphi} + \pi/2$ , com ambos sendo medidos da projeção do eixo do jato no plano do céu. Como resultado, se o jato é uniforme, o cálculo da polarização sobre a imagem inteira não produzirá polarização líquida. Portanto, o jato deve ser visto *off-axis* para detectar qualquer polarização.

Supomos então um campo magnético aleatório que ira gerar uma polarização inicialmente apolar, a intensidade da radiação espalhada irá variar com  $\tilde{\xi}$  [8], de forma que, equivalente à Equação 5.17, teremos

$$\Lambda_C = \frac{1}{2}(1 + \tilde{\mu}'^2) \approx \frac{1 + \tilde{\xi}^2}{(1 + \tilde{\xi})^2} \quad (5.40)$$

Logo, haverá uma polarização tal que

$$\Pi = \frac{\frac{1}{2\pi} \int_{\xi^-}^{\xi^+} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \Lambda_C(\tilde{\xi}) \frac{2\tilde{\xi}}{1+\tilde{\xi}^2} \sin 2\psi(\tilde{\xi})}{H(1-q) \int_0^{\xi^-} \frac{d\tilde{\xi}}{(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \Lambda_C(\tilde{\xi}) + \int_{\xi^-}^{\xi^+} d\tilde{\xi} \frac{\pi - \psi(\tilde{\xi})}{\pi(1+\tilde{\xi})^{2+\alpha}} \Lambda_C(\tilde{\xi})} \quad (5.41)$$

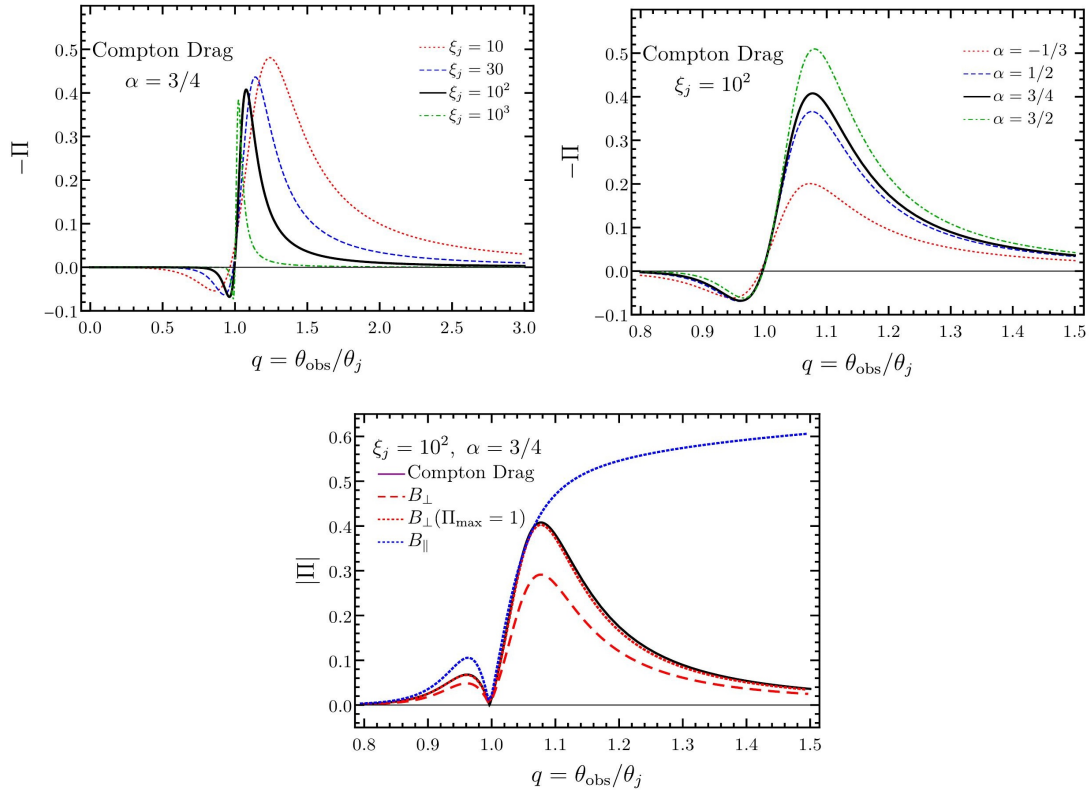


Figura 5.4: Grau de polarização para o efeito Compton. O quadro superior esquerdo mostra a polarização em relação ao ângulo de visão para o índice espectral  $\alpha$  fixo e diferentes valores de  $\xi_j$ , enquanto que no superior direito teremos diferentes valores de  $\alpha$  e  $\xi_j$  fixo. No quadro inferior temos a comparação do efeito Síncrotron com o Compton, para diferentes estruturas de Campo Magnético. Nesse modelo os elétrons *cold* espalham radiação inicialmente apolar no regime de Thomson, para um jato *top-hat* com bordas íngremes. [14]

Observamos na Figura 5.4, no quadro inferior, que as curvas de polarização do efeito Compton são semelhantes aos do Síncrotron para o campo  $B_{\perp}$  na normalização em que  $\Pi_{max} \rightarrow 100\%$ . Entretanto, sabemos que a polarização máxima síncrotron é inferior à do efeito Compton, de forma que  $\Pi_{max} = (\alpha + 1)/(\alpha + 5/7) \sim 0.5 - 0.75$ . Espera-se ainda um comportamento semelhante para campos estruturados, dadas as mesmas condições citadas anteriormente.

## 5.5 MEDIDAS RECENTES DE POLARIZAÇÃO

Até então, as medidas de polarização em GRBs e a maioria dos modelos apontavam para uma alta polarização na emissão *prompt*. Porém as recentes medidas do *POLAR* deu uma nova perspectiva para essa busca. Na medição de 5 GRBs com alto grau de confiança a polarização média encontrada foi modesta, cerca de  $\Pi \approx 10\%$  [18]. Apesar disso, os resultados em [18] exibiram um novo fator até então desconhecido, uma mudança no ângulo de polarização intra-pulso no GRB 170114A.

A mudança do ângulo de polarização aqui mostrada e no Capítulo 4, previam uma mudança de exatamente  $90^\circ$ , apesar de a mudança no ângulo de polarização não precisa ser necessariamente  $90^\circ$ . Se a polarização inicial não é nem paralela nem perpendicular ao plano de espalhamento, esse valor por estar entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$ . A detecção de mudanças no ângulo de polarização foi detectado apenas em alguns casos [69, 70, 85]. Entretanto, a detecção da evolução intra-pulso pode nos dar luz sobre esse tema.

A priori, é coesa a ideia de que o baixo grau de polarização medido para todos GRBs na amostra apresentada em [18], integrada ao longo de todo o *burst*, pode ser devida a mudanças rápidas do ângulo de polarização. No entanto, isso não pode ser confirmado, pois ainda temos dados restritos aos instrumentos atuais. Em uma análise dos mesmo GRBs, mas desta vez observado tanto pelo *POLAR* quanto pelo *GBM*, também detectou-se essa evolução intra-pulso [86], reforçando-a como um parâmetro essencial nas futuras análises polarimétricas em GRBs. Confirma-se então a necessidade de um número maior de observações na polarização para confirmar ou excluir qualquer um dos paradigmas na emissão *prompt*.

## 6 CONCLUSÃO

A revisão da literatura de Polarização em *Gamma-rays Bursts* (GRBs) aqui apresentada possibilitou a caracterização da emissão polarizada na emissão *Prompt*, como fonte de diferenciação entre os modelos de jatos, mecanismos centrais de aceleração de partículas e de possíveis formatos do campo magnético atuante durante o *burst*.

Ao descrevermos os GRBs de maneira genérica, vimos que diversos parâmetros e características são necessárias para o descrever esses fenômenos em sua forma mais simples. Particularmente, o parâmetro  $\alpha$  de Band descrito no Capítulo 2 nos dá a primeira ideia de como um indicador pode ser discriminante para possíveis modelos de emissão, ainda que não conclusivo.

Adiante ao obtermos uma descrição da Radiação Síncrotron, Compton e SSC, utilizamos os parâmetros de Stokes para definir a polarização de cada um desses efeitos. A radiação Síncrotron já nasce polarizada devido ao *beaming* relativístico, e pode ter uma polarização máxima de cerca de  $50\% < \Pi_{max} < 75\%$ , enquanto no Efeito Compton não há limites para uma polarização máxima. Ainda observamos que fótons inicialmente apolares podem ser polarizados no efeito IC, e fótons de mais altas energias tendem a ter uma polarização mais baixa do que os de baixas energias, dada a mesma condição de espalhamento. Caso haja uma distribuição isotrópica de elétrons, a tendência é que a polarização final seja sempre menor que a inicial para fótons inicialmente polarizados, apesar de que fótons inicialmente apolares podem adquirir polarização após o espalhamento, ainda que, se estivermos no regime de Thomson  $\epsilon_0 \ll m_e c^2$ , a distribuição isotrópica não irá polarizar fótons inicialmente apolares.

Ao considerar o efeito SSC, notou-se mudança significativa na observação da polarização para diferentes direções de campo magnético. O observador nas duas condições apresentadas de campo (paralelo e perpendicular ao plano de choque), sempre verá a maior polarização se estiver perpendicular à direção do campo magnético e a menor polarização se estiver paralelo ao campo. Observamos ainda uma quebra de simetria causada pelo campo magnético, que num espalhamento com distribuição isotrópica de elétrons e fótons pode gerar uma polarização resultante.

No Capítulo 5, os efeitos da estrutura do jato e da topologia do campo magnético demonstram alterações significativas na polarização resultante. Para o jato *top-hat* com um campo no plano do jato ( $B_{\perp}$ ), só teremos alta polarização para uma geometria específica. Nesse caso a linha de sinal deve ser muito próxima à borda do jato ( $q \sim 1 + \xi_j^{-1/2}$ ). A probabilidade de observar um jato nessas condições será  $\sim (\Gamma\theta_j)^{-1}$ , onde tipicamente temos  $\Gamma\theta_j \sim 10$ , obtemos então que cerca de 10% dos jatos são observados ligeiramente *off-axis* da borda. Teremos ainda dificuldade para detectarmos qualquer jato *top-hat* para  $q > 1$ , pois a partir desse ponto sua fluência cai rapidamente. Além disso, somente o campo ordenado  $B_{tor}$  observado para ( $q \lesssim 1$ ) irá gerar um alto grau de polarização para a radiação síncrotron.

Por outro lado, jatos estruturados oferecem uma melhor chance para detecção de alta polariza-

ção. Apesar de que nesse caso, as configurações de campo  $B_{\perp}$  e  $B_{\parallel}$  exigem um gradiente íngreme no perfil de  $\Gamma(\theta)$ . Enquanto isso o campo  $B_{tor}$  ainda se mostra o mais apto a atingir alto grau de polarização, superando a dificuldade de obter alta polarização para geometrias específicas, sendo assim um modelo robusto para atingirmos polarização com cerca de  $\Pi \gtrsim 20\%$  para grande parte dos jatos. A emissão Compton mostrou-se semelhante à emissão síncrotron com  $B_{\perp}$  e que também apresenta baixa polarização a menos que  $q \gtrsim 1$ . Uma maneira de diferenciá-las pode surgir ao levarmos em conta as considerações sobre o índice espectral  $\alpha$ .

No que tange à origem da emissão *prompt*, citamos ao longo do trabalho a emissão Fotosférica do *fireball* e Reconexão Magnética como as principais possibilidades. Entretanto, a ausência de uma componente térmica na maioria dos espectros de GRBs, necessária para compor o espectro quase-térmico da fotosfera, acaba indicando uma busca pela melhor compreensão dos efeitos da Reconexão Magnética em altas energias. Contudo, não há motivos seguros até presente data para excluir qualquer uma delas completamente, visto que a forma real pode ser uma composição dos vários diferentes modelos, assim como há indícios de que o espectro dos GRBs possa ser composto por vários mecanismos de radiação, cada qual com sua contribuição.

Finalmente, considera-se a polarização como sendo uma das mais importantes ferramentas para as futuras observações dos GRBs. As perspectivas indicam que conforme avançam as medidas polarimétricas, ao obtermos uma polarização solucionada no tempo para um número grande suficiente de detecções, seja possível descrever com mais detalhamento os vínculos entre os diversos segmentos que compõe a emissão polarizada, para assim ser possível discriminar os modelos de jatos e os principais mecanismos de emissão na emissão *prompt* dos *Gamma-Rays Bursts*.



## Bibliografia

- [1] Bonnell J. T. and Klebesadel R. W. A brief history of the discovery of cosmic gamma-ray bursts. *AIP Conference Proceedings*, 384:977–980, 1996.
- [2] Bath P. N., Meegan C., von Kienlin A., Paciesas W. S., Briggs M. S., Burgess J., Burns E., Chaplin V., Cleveland W. H., Collazzi A., Connaughton V., Diekmann A. M., Fitzpatrick G., Gibby M., Giles M. M., Goldstein A. M., Greiner J., Jenke P. A., Marc Kippen R., Kouveliotou C., Mailyan B., McBreen S., Pelassa V., Preece R. D., Roberts O. J., Sparke L. S., Stanbro M., Veres P., Wilson-Hodge C. A., Xiong S., Younes G., Yu H., and Zhang B. The 3rd fermi gbm gamma-ray burst catalog: The first six years. *ApJ*, 2016.
- [3] Gehrels N., Ramirez-Ruiz E., and Fox D.B. Gamma-ray bursts in the swift era. *ARA&A*, 47:567-617, 2009.
- [4] Zhang B. and Meszaros P. Gamma-ray bursts: Progress, problems and prospects. *Int.J.Mod.Phys.*, A19,2385-2472, 2004.
- [5] Borgonovo L., Frontera F., Guidorzi C., Montanari E., Vetere L., and Soffitta P. On the temporal variability classes found in long gamma-ray bursts with known redshift. *A&A*, 465,765-775, 2007.
- [6] Ghirlanda G., Nava L., Ghisellini G., Celotti A., and Firmani C. Short versus long gamma-ray bursts: spectra, energetics, and luminosities. *A&A*, 496, 585, 2009.
- [7] Ghisellini G. Radiative processes in high energy astrophysics. *Springer*, 2013.
- [8] Rybicki G. B. and Lightman A. P. Radiative processes in astrophysics. *ISBN 0-471-82759-2. Wiley-VCH*, 1979.
- [9] Bellan P. M. Fundamentals of plasma physics. *Cambridge University Press; 1 edition*, 2006.
- [10] Poloidal rotation of a torus. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Poloidal\\_rotation\\_of\\_a\\_torus.png](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Poloidal_rotation_of_a_torus.png). Acessado em: 08/08/2018.
- [11] Chang Z., Y. G. Jiang, and H.N. Lin. Polarization of photons scattered by electrons in any spectral distribution. *ApJ*, 780:68 (9pp), Janeiro 2014.
- [12] Chang Z., Lin H., and Jiang Y. Gamma-ray burst polarization via compton scattering process. *ApJ*, 783:30 (10pp), 2014.
- [13] Chang Z. and Lin H. Gamma-ray polarization of the synchrotron self-compton process from a highly relativistic jet. *ApJ*, 795:36 (6pp), 2014.
- [14] Gill R., Granot J., and Kumar P. Linear polarization in gamma-ray burst prompt emission. *Submitted to MNRAS*, arXiv:1811.11555 [astro-ph.HE], 2018.

- [15] Bloom J. S. What are gamma-ray bursts? 1:280, 2011.
- [16] Meegan C. A., Fishman G. J., Wilson R. B., Paciesas W. S., Pendleton G. N., Horack J. M., Brock M. N., and Kouveliotou C. Spatial distribution of gamma-ray bursts observed by batse. *Nature*, 355, 1992.
- [17] Kumar P. and Zhang B. The physics of gamma-ray bursts and relativistic jets. *Phys.Rept*, 561, 2014.
- [18] Zhang S., Kole M., Bao T., Batsch T., Bernasconi T., Cadoux F., Chai J., Dai Z., Dong Y., Gauvin N., Hajdas W., Lan M., Li H., Li L., Li Z., Liu J., Liu X., Marcinkowski Ra., Produit N., Orsi S., Pohl M., Rybka D., Shi H., Song L., Sun J., Szabelski J., Tymieniecka T., Wang R., Wang Y., Wen X., Wu B., Wu X., Wu X., Xiao H., n Xiong S., Zhang L., Li Zhang, Zhang X., Zhang Y., and Zwolinska A. Detailed polarization measurements of the prompt emission of five gamma-ray bursts. *Nature Astronomy*, Janeiro 2019.
- [19] Guilbert P. W., Fabian A. C., and Rees M. J. Spectral and variability constraints on compact sources. *MNRAS*, 205,593-603., 1983.
- [20] Narayan R., Pacznski B., and Piran T. Gamma-ray bursts as the death throes of massive binary stars. *ApJ*, 395, L83-L86, 1992.
- [21] Ramirez-Ruiz E. and Fenimore E. E. Pulse width evolution in gamma-ray bursts: Evidence for internal shocks. *The American Astronomical Society*, 539,2, 2000.
- [22] Dainotti M. Gamma-ray burst prompt correlations: selection and instrumental effects. *New Astronomy Reviews*, 77C, 2017.
- [23] Band D., Matteson J., Ford L., Schaefer B., Palmer D., B. Teegarden, T. Cline, M. Briggs, W. Paciesas, G. Pendleton, G. Fishman, C. Kouveliotou, C. Meegan, R. Wilson, and Lestrade P. Batse observations of gamma-ray burst spectra. i - spectral diversity. *ApJ*, 413, 1993.
- [24] Nava L., Ghirlanda G., Ghisellini G., and Celotti A. Spectral properties of 438 grbs detected by fermi/gbm. *A&A*, 530, 2011.
- [25] Preece R. D., Briggs M. S., Mallozzi R. S., Pendleton G. N., Paciesas W. S., and Band D. L. The synchrotron shock model confronts a “line of death” in the batse gamma-ray burst data. *ApJ*, 506:L23–L26, 1998.
- [26] Jiang Y., Hu S., Chen X., Li K., Guo D., Li Y., Li H., Lin H., and Chang Z. Grb spectra in the complex of synchrotron and compton processes. *MNRAS*, 456, 3386-3400 (2016).
- [27] Beloborodov A. M. Collisional mechanism for gamma-ray burst emission. *MNRAS*, 407, Issue 2, 2010.
- [28] Lloyd N. M. and Petrosian V. Synchrotron radiation as the source of gamma-ray burst spectra. *ApJ*, 543, 2, 2000.

- [29] Mészáros P. and Rees M. J. Steep slopes and preferred breaks in gamma-ray burst spectra: The role of photospheres and comptonization. *530*, 292, 2000.
- [30] Vurm I. and Beloborodov A. M. Radiative transfer models for gamma-ray bursts. *ApJ*, 831, 2015.
- [31] Lundman C., Pe'er A., and Ryde F. Polarization properties of photospheric emission from relativistic, collimated outflows. *MNRAS*, 440, 3292, 2014.
- [32] Guiriec S., Connaughton V., Briggs M. S., Burgess M., Ryde F., Daigne F., Mészáros P., Goldstein A., McEnery J., and Omodei N. Detection of a thermal spectral component in the prompt emission of grb 100724b. *ApJ*, 727, 2, 2011.
- [33] Kouveliotou C., Meegan C. A., Fishman G. J., Bhat N. P., Briggs M. S., Koshut T. M., Paciesas W S., and Pendleton G. N. Identification of two classes of gamma-ray bursts. *Apj*, 413, 1993.
- [34] Heise J., in't Z. J., Kippen R.M., and Woods P. M. Gamma-ray bursts in the afterglow era. *Proceedings of the International Workshop Held in Rome, Italy, 17-20 October 2000*, 2001.
- [35] Barraud C., Olive J. F., Lestrade J. P., Atteia J. L. and Hurley K., Ricker G., Lamb D. Q., Kawai N., Boer M., Dezalay J.P., Pizzichini G., Vanderspek R., Crew G., Doty J., Monnelly G., Villasenor J., Butler N., Levine A., Yoshida A., Shirasaki Y., Sakamoto T., Tamagawa T., Torii K., Matsuoka M., Fenimore E. E., Galassi M., Tavenner T., Donaghy T. Q., Graziani C., and Jernigan J. G. Spectral analysis of 35 grbs/xrfs observed with hete-2/fregate. *A&A*, 400, 2003.
- [36] Granot J., Ramirez-Ruiz E., and Perna R. Afterglow observations shed new light on the nature of x-ray flashes. *Apj*, 630:1003, 2005.
- [37] Christensen L., Hjorth J., and Gorosabel J. Uv star-formation rates of grb host galaxies. *A&A*, 425, 2004.
- [38] Eichler D., Livio M., Piran T., and Schramm D. N. Nucleosynthesis,neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars. *Nature*, 340, jul 1989.
- [39] Galama T. J., Vreeswijk P. M., van Paradijs J., Kouveliotou C., Augusteijn T., Bohnhardt H., Brewer J. P., Doublier V., Gonzalez J. F., Leibundgut B., Lidman C., Hain aut O. R., Patat F., Heise J., in't Zand J., Hurley K., Groot P. J., Strom R. G., Mazzali P. A., Iwamoto K., Nomoto K., Umeda H., Nakamura T., Young T. R., Suzuki T., Shigeyama T., Koshut T., Kippen M., Robinson C., de Wildt P., Wijers R. A. M. J., , N. Tanvir Greiner J., Pian E., Palazzi E., Frontera F., Masetti N., Nicastro L., Feroci M., Costa E., Piro L., Peterson B. A., Tinney C., Boyle B., Cannon R., Stathakis R., Sadler E., Begam M. C., and Ianna P. An unusualsupernova in the error box of the gamma-ray burst. *Nature*, 395:670–672, 1998.

- [40] Malesani D., Tagliaferri G., Chincarini G., Covino S., Della Valle M., Fugazza D., Mazzali P. A., Zerbi F. M., D’Avanzo P., Kalogerakos S., Simoncelli A., Antonelli L. A., Burderi L., Campana S., Cucchiara A., Fiore F., Ghirlanda G., Goldoni P., Gotz D., Mereghetti S., Mirabel I. F., Romano P., Stella L., Minezaki T., . Yoshii Y, and Nomoto K. Sn 2003lw and grb031203: A bright supernova for a faint gamma- ray burst. *ApJ*, 609:L5–L8, 2004.
- [41] Sparre M., Sollerman J., Fynbo J. P. U., Malesani D., Goldoni P., deUgarte Postigo A., Covino S., D’Elia V., Flores H., Hammer F., Hjorth J., Jakobsson P., Kaper L., Leloudas G., Levan A. J., Milvang-Jensen B., Schulze S., Tagliaferri G., Tanvir N. R., Watson D. J., Wiersema K., and Wijers. R. A. M. J. Spectroscopic evidence for sn 2010ma associated withgrb 101219b. *ApJ*, 735:L24, 2011.
- [42] Schulze S., Malesani D., Cucchiara A., Tanvir N. R., Kruhler T., de Ugarte Postigo A., Leloudas G., Lyman J., Bersier D., Wiersema K., Perley D. A., Schady P., Gorosabel J., Anderson J. P., Castro-Tirado A. J., Cenko S. B., De Cia A., Ellerbroek L. E., Fynbo J. P. U., Greiner J., Hjorth J., Kann D. A., Kaper L., Klose S., Levan A. J., Martin S., O’Brien P. T., Page K. L., Pignata G., Rapaport S., Sanchez-Ramirez R., Sollerman J., Smith I. A., Sparre M., Thone C. C., Watson D. J., Xu D., Bauer F. E., Bayliss M., Bjornsson G., Bremer M., Cano Z., Covino S., D’Elia V., Frail D. A., Geier S., Goldoni P., Hartoog O. E., Jakobsson P., Korhonen H., Lee K. Y., Milvang-Jensen B., Nardini M., Nicuesa Guelbenzu A., Oguri M., Pandey S. B., Petitpas G., Rossi A., Sandberg A., Schmidl S., Tagliaferri G., Tilanus R. P. J., Winters J. M., Wright D., and Wuyts E. Bridging the gap between low- and high-luminosity gamma-ray bursts. *A&A*, 566:A102, 2014.
- [43] Hjorth J., Sollerman J., Møller P., Fynbo J. P. U., Woosley S. E., Kouveliotou C., Tanvir N. R., Greiner J., Andersen M. I., Castro-Tirado A. J., Castro Ceron J. M., Fruchter A.S., Gorosabel J., Jakobsson P., Kaper L., Klose S., Masetti N., Pedersen H., Pedersen K., Pian E., Palazzi E., Rhoads J. E., Rol E., van den Heuvel E. P. J., Vreeswijk P. M., Watson D., and Wijers R. A. M. J. A very energetic supernova associated with the gamma-ray burst. *Nature*, 423:847–850, 2003.
- [44] Fynbo J. P. U., Watson D., Thone C. C., . Sollerman J, Bloom J. S., Davis T.M., Hjorth J., Jakobsson P., Jørgensen U. G., Graham J. F., Fruchter A. S., Bersier D., Kewley L., Cassan A., Castro Ceron J. M., Foley S., Gorosabel J., Hinse T. C., Horne K. D., Jensen B. L., Klose S., Kocevski D., Marquette J.B., Perley D., Ramirez-Ruiz E., Stritzinger M. D., Vreeswijk P. M., Wijers R. A. M., Woller K. G., D. Xu, and Zub. M. No supernovae associ-ated with two long-duration gamma-ray bursts. *Nature*, 444:1047–1049, 2006.
- [45] Della Valle M., Malesani D., Benetti S., Chincarini G., Stella L., and Tagliaferri. G. Super-nova 2005nc and grb 050525a. *IAU Circ*, 8696:1, 2006.
- [46] Woosley S. E. and Bloom J. S. The supernova gamma-ray burst connection. *ARA&A*, 44:507–556, 2006.

- [47] Perley D. A., Tanvir N. R., Hjorth J., Laskar T., Berger E., Chary R., de Ugarte Postigo A., Fynbo J. P. U., Kruhler T., Levan A. J., Michalowski M. J., and Schulze. S. The swift grb host galaxy legacy survey - ii. rest-frame nir luminosity distribution and evidence for a near-solar metallicity threshold. *ArXiv e-prints*, Abril 2015.
- [48] Greiner J., Mazzali P. A., Kann D. A., Kruhler T., Pian E., Prentice S., Olivares E. F., Rossi A., Klose S., Taubenberger S., Knust F., Afonso P. M. J., Ashall C., Bolmer J., Delvaux C., Diehl R., Elliott J., Filgas R., Fynbo J. P. U., Graham J. F., Guelbenzu A. N., Kobayashi S., Leloudas G., Savaglio S., Schady P., Schmidl S., Schweyer T., Sudilovsky V., Tanga M., Utdike A. C., van Eerten H., and Varela K. A very luminous magnetar-powered supernova associated with an ultra-long gamma-ray burst. *Nature*, 523:189–192, 2015.
- [49] Norris J. P., Nemiroff R. J., Bonnell J. T., Scargle J. D., Kouveliotou C., Paciesas W. S., Meegan C. A., and Fishman G. J. Attributes of pulses in long bright gamma-ray bursts. *ApJ*, 459:393, 1996.
- [50] Amati L., Frontera F., Tavani M., in't Zand J. J. M., Antonelli A., Costa E., Feroci M., Guidorzi C., Heise J., Masetti N., Montanari E., Nicastro L., Palazzi E., Pian E., Piro L., and P. Soffitta. Intrinsic spectra and energetics of beposax gamma-ray bursts with known redshifts. *A&A*, 390:81–89, 2002.
- [51] Yonetoku D., Murakami T., Nakamura T., Yamazaki R., Inoue A. K., and Ioka K. Gamma-ray burst formation rate inferred from the spectral peak energy-peak luminosity relation. *ApJ*, 609:935–951, 2004.
- [52] Ghirlanda G., Ghisellini G., and Lazzati. D. The collimation-corrected gamma-ray burst energies correlate with the peak energy of their f spectrum. *ApJ*, 616:331–338, 2004.
- [53] Band D. L. and Preece R. D. Testing the gamma-ray burst energy relationships. *ApJ*, 627:319–323, 2005.
- [54] Nakar E. and Piran T. Temporal properties of short gamma-ray bursts. *MNRAS*, 320,920, 2002.
- [55] Ghirlanda G., Nava L., Ghisellini G., Firmani C., and Cabrera J.I. The epeak-eiso plane of long gamma-ray bursts and selection effects. *MNRAS*, 387, 319, 2008.
- [56] Nava L., Ghirlanda G., Ghisellini G., and Firmani C. Peak energy of the prompt emission of long gamma ray bursts vs their fluence and peak flux. *MNRAS in press*, 2008.
- [57] Zhang B. and Yan H. The internal-collision-induced magnetic reconnection and turbulence (icmart) model of gamma-ray bursts. *ApJ*, 726, 90, 2011.
- [58] Sironi L. and Spitkovsky A. Relativistic reconnection: An efficient source of non-thermal particles. *ApJL*, 783:L21, 2014.

- [59] Kagan D., Nakar E., and Piran T. Beaming of particles and synchrotron radiation in relativistic magnetic reconnection. *ApJ*, 826.
- [60] Akhiezer A. I. and Berestetskii V. B. Quantum electrodynamics (2nd ed.; new york: Interscience publishers). 1965.
- [61] Berestetskii V. B. and E. M. Lifshitz L. P., Pitaevskii. Quantum electrodynamics: Volume 4 (course of theoretical physics). *Butterworth-Heinemann; 2 edition (janeiro, 1982)*.
- [62] Matsumiya M. and Ioka K. Circular polarization from gamma-ray burst afterglows. *ApJ*, 595, L25, 2003.
- [63] Wiersema K., Curran P. A., . Kruhler T, Melandri A., . Rol E, . Starling R. L. C, Tanvir N. R., van der Horst A. J., Covino S., Fynbo J. P. U., Goldoni P., Gorosabel J., Hjorth J., Klose S., Mundell C. G., O’Brien P. T., Palazzi E., Wijers R. A. M. J., D’Elia V., Evans P. A., Filgas R., Gomboc A., Greiner J., Guidorzi C., Kaper L., Kobayashi S., Kouveliotou C., Levan A. J., Rossi A., Rowlinson A., Steele I. A., de Ugarte Postigo A., and Vergani S. D. Detailed optical and near-infrared polarimetry, spectroscopy and broad-band photometry of the afterglow of grb 091018: polarization evolution. *MNRAS*, 426, 2–22, 2012.
- [64] Cocke W. J. and Holm D. A. Lorentz transformation properties of the stokes parameters. *Nature*, 240, Issue 103, pp. 161-162, 1972.
- [65] Chang Z., Lin H., and Jiang Y. Constraining the bulk lorentz factor of gamma-rays burst outflow in the magnetic-dominated jet model. *ApJ*, 759, 2, 2012.
- [66] T. W. B. Kibble. Kinematics of general scattering processes and the mandelstam representation. *PhRv*, 117, 1159, 1960.
- [67] Bonometto S., Cazzola P., and Saggion A. Polarization in inverse compton effect. *A&A*, 7, p. 292, 1970.
- [68] Kalemci E., Boggs S. E., Kouveliotou C., Finger M., and Baring M. G. Search for polarization from the prompt gamma-ray emission of grb 041219a with spi on integral. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 169:75 – 82, 2007.
- [69] Yonetoku D., Murakami T., Gunji S., Mihara T., Toma K., Sakashita T., Morihara Y., Takahashi T., Toukairin N., Fujimoto H., Kodama Yo., Kubo S., and IKAROS Demonstration Team. Detection of gamma-ray polarization in prompt emission of grb 100826a. *ApJL*, 743:L30, 2011.
- [70] Götz D., Laurent P., Lebrun F., Daigne F., and Bošnjak Ž. Variable polarization measured in the prompt emission of grb 041219a using ibis on board integral. *ApJL*, 695, 2, 2009.
- [71] Chang Z. and Lin H. The change of grb polarization angles in the magnetic-dominated jet model. *MNRAS*, 445, 2014.

- [72] Rees M.J. and Meszaros P. Unsteady outflow models for cosmological gamma-ray bursts. *ApJ*, 430 L93-L96, 1994.
- [73] Granot J. The most probable cause for the high gamma-ray polarization in grb 021206. *ApJ*, 596 L17, 2003.
- [74] Granot J. Afterglow light curves from impulsive relativistic jets with an unconventional structure. *ApJ*, 631 1022-1031, 2005.
- [75] Sari R. Linear polarization and proper motion in the afterglow of beamed gamma-ray bursts. *ApJ*, 524, L43, 1999.
- [76] Granot J. and Königl A. Linear polarization in gamma-ray bursts: The case for an ordered magnetic field. *ApJ*, 594 L83, 2003.
- [77] Granot J. and Taylor G. B. Radio flares and the magnetic field structure in gamma-ray burst outflows. *ApJ*, 625, 263, 2005.
- [78] Nakar E., Piran T., and Waxman E. Implications of the -ray polarization of grb 021206. *JCAP*, 10, 005, 2003.
- [79] Waxman E. New direction for gamma-rays. *Nature*, 423 388-389, 2003.
- [80] Zhang B. and Mészáros P. Gamma-ray burst beaming: A universal configuration with a standard energy reservoir? *ApJ*, 571, Issue 2, pp. 876-879, 2002.
- [81] Kumar P. and Granot J. The evolution of a structured relativistic jet and gamma-ray burst afterglow light curves. *ApJ*, 591, Issue 2, pp. 1075-1085, 2003.
- [82] Rossi E., Lazzati D., and Rees M. J. Afterglow light curves, viewing angle and the jet structure of -ray bursts. *MNRAS*, 332, Issue 4, pp. 945-950, 2002.
- [83] Rossi E. M. and Lazzati D. Salmonson J. D. e Ghisellini G. The polarization of afterglow emission reveals -ray bursts jet structure. *MNRAS*, 354, Issue 1, pp. 86-100, 2004.
- [84] Beniamini P. and Nakar E. Observational constraints on the structure of gamma-ray burst jets. *MNRAS*, 482, Issue 4, 2019.
- [85] Gotz D., Covino S., Fernandez-Soto A., Laurent P., and Bosnjak Z. The polarized gamma-ray burst grb 061122. *MNRAS*, 431, Issue 4, p.3550-3556, 2013.
- [86] Burgess J. M., Kole M., Berlato F., Greiner J., Vianello G., Produit N., Li Z.H., and Sun J.C. Time-resolved grb polarization with polar and gbm. *A&A*, 2019.