

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Gustavo Rocha da Silva

**Estudo da dinâmica de jatos em surtos de
raios gama através de simulações MHD
relativísticas**

São Paulo

2014

Gustavo Rocha da Silva

**Estudo da dinâmica de jatos em surtos de
raios gama através de simulações MHD
relativísticas**

Tese apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientadora: Profa Dra Elisabete M. De Gouveia Dal Pino

Coorientador: Prof. Dr. Diego Antônio Falceta-Gonçalves

São Paulo

2014

Aos meus pais, pelas muitas horas na caixinha de lixas.

Agradecimentos

As páginas mais importantes que preenchi com a vida nestes últimos anos têm muitos nomes, os quais lembrar me faz muito bem. Essa é a página mais importante pois trata-se de uma tentativa de transcrever alguns destes nomes.

Agradeço ao Prof. Reuven Opher com quem iniciei o meu doutoramento. Agradeço também à minha orientadora Elisabete M. de Gouveia dal Pino. Sou muito grato por todo o suporte e pelo acolhimento que tive ao começar a trabalhar com ela. Gostaria de expressar gratidão sincera por conviver com alguém de notável dedicação e competência. Aproveito e agradeço a todo o grupo de trabalho com ótimos amigos: Cláudio, Reinaldo, Luís, Behrouz e Chandra. Agradeço também ao Prof. Jorge Horvath que desde sempre acompanhou meu trabalho.

Agradeço com bastante satisfação ao meu co-orientador Diego A. Falceta-Gonçalves em quem encontrei amizade, acolhimento, motivação, e muita paciência (muita mesmo!). Que possa ter a certeza que guardarei sempre como um amigo. Agradeço da mesma forma ao Grzegorz Kowal (Greg é mais fácil) por muitos motivos, os quais tornariam essas linhas curtas, mas nesse trabalho em específico, agradeço pelas inúmeras vezes em que precisei de auxílio com as ferramentas mais importantes: fortran e o código Godunov.

Agradeço ao Prof. Tsvi Piran pela atenção, conversas e receptividade que sempre desfrutei, além da minha hospedagem em Israel. Agradeço com uma lembrança especial aos amigos que fiz durante o período em que lá estive: Doron Grossman, Paz Beniamini, Elad Steinberg, Amir Weissbein, Re'em Sari, Kondareddy Kunduru, David Hsieh, Sven Bjarke and Michal Macek. Vocês foram muito importantes pra mim e me ajudaram a criar uma incrível referência de um ambiente acadêmico. Não poderia deixar de mencionar com um certo particular o Rodolfo Barniol Duran (e Jessa), pelo muito que desfrutei enquanto

na companhia de vocês. Torço para que tenhamos a chance de voltar a conviver e trabalhar juntos.

Aos meus amigos do IAG que fizeram o meu dia-a-dia melhor ou aos amigos que apareceram no meio desse doutorado: Marcus Vinícius, Felipe Oliveira, Oscar Cavichia, Camile, Márcio, Diana, Thiago Ricci, Vinícius Busti, Tatiana Laganá, Blakesley, Fernanda (chiquitita), Nathália Cibirka, Patrícia, Bruno Mota, Daniel Moser, Miguel, Douglas, Carlos Braga e muitos outros. Em particular agradeço a oportunidade pela melhor convivência mais que agradável e divertida com a Juliana, com quem dividi sala. Agradeço também ao Thiago Junqueira (o Gérson) e o Fábio meus irmãos para todas as horas e para sempre. Vocês foram muito importantes. Agradeço ao Ulisses, Luis, Marcos e Carlos, da informática pelo tato que precisei deles e fui sempre atendido com simpatia. Agradeço muito aos amigos do MIRR e do CEMPE e ao Maurício, Fátima, Vitor, Thayla, Flor e Paulo extensão da minha família.

Nestes últimos anos aconteceram muitas coisas que me modificaram profundamente e nas mais importantes delas eu sempre tive a Mãina por perto, me ensinando que as estrelas não fazem barulho. Tudo fica melhor com você. A você agradeço o meu melhor presente que foi o nosso filhote Guilherme de quem os sorrisos conquistam cada dia mais o meu coração e que me ensina o que é realmente importante na vida.

E por fim, sinto que não consigo encontrar palavras justas para minha família que sempre me apoiou e me deu força nos momentos decisivos. Eu certamente não teria chegado até aqui sem eles. Essa tese é dedicada a tudo que vivemos juntos. Obrigado Clara, Tati, Papai e Mamãe.

*“When I heard the learn’d astronomer;
When the proofs, the figures, were ranged in columns before me;
When I was shown the charts and the diagrams, to add, divide, and measure them;
When I, sitting, heard the astronomer, where he lectured with much applause in the
lecture-room,
How soon, unaccountable, I became tired and sick;
Till rising and gliding out, I wander’d off by myself,
In the mystical moist night-air, and from time to time,
Look’d up in perfect silence at the stars. ”*

Walt Whitman (Leaves of Grass)

“I like the stars. It’s the illusion of permanence, I think. I mean, they’re always flaring up and caving in and going out. But from here, I can pretend...I can pretend that things last. I can pretend that lives last longer than moments. Gods come, and gods go. Mortals flicker and flash and fade. Worlds don’t last; and stars and galaxies are transient, fleeting things that twinkle like fireflies and vanish into cold and dust. But I can pretend...”

Neil Gaiman (The Sandman, Vol. 7: Brief Lives)

Resumo

Surtos de raios gama (GRBs) são as explosões mais luminosas no universo, e ocorrem em distâncias cosmológicas. Nessas explosões há a liberação de uma significativa quantidade de energia ($\sim 10^{53}$ ergs) na forma de fótons de alta energia (emissão gama) durante até algumas dezenas de segundos. Depois da emissão em gama observa-se emissão nos demais comprimentos de onda como raios- X , óptico e rádio, e essa emissão é chamada de “afterglow”. Atualmente é bem estabelecido que a emissão do afterglow é síncrotron, enquanto a emissão inicial em gama ainda seja alvo de debate e pesquisa. Os modelos para a emissão dos GRBs preveem uma ejeção colimada na forma de um jato relativístico. Um forte campo magnético na região chocada do jato ($\sim 1\text{G}$), com grandes comprimentos de coerência, é necessário para reproduzir o espectro síncrotron do afterglow. Apesar do desenvolvimento teórico recente, os modelos são falhos para reproduzir ao mesmo tempo as intensidades desejadas do campo magnético e o comprimento de coerência em modelos onde a dinâmica é dominada pela matéria. Neste trabalho abordamos o problema descrito acima a partir de estimativas analíticas e simulações numéricas bidimensionais e tridimensionais MHD relativísticas. Assumimos que um jato cônico com ângulos de abertura θ de 0° , 10° , 20° , e densidades de 10^{-4} a 10^2 da densidade ambiente, propaga em um ambiente fracamente magnetizado. No modelo bidimensional uma porção considerável do material acarreta um empilhamento das linhas de campo magnético na frente de choque, o que tem como consequência a amplificação. Esse empilhamento é máximo quando $\theta \rightarrow 0^\circ$. Essa amplificação é maior do que por simples compressão no choque como previsto pelas relações de Rankine-Hugoniot relativísticas. Nesse modelo bidimensional a amplificação desejada ($B_{\text{max}}/B_{\text{amb}} \sim 10^6$) pode ser obtida a distâncias $\sim 10^9 - 10^{17}$ cm da fonte, como requeridas para os afterglows dos GRBs, se considerarmos campos magnéticos típicos de

$\sim \mu G$ para o meio ambiente. No caso tridimensional nós mostramos porém que o efeito de empilhamento decai drasticamente, saturando muito mais rapidamente. O comprimento de coerência do campo magnético, entretanto, não parece sensível à mudança no número de dimensões, pois é influenciado pela compressão atrás do choque, e por isso mesmo depende fortemente da razão entre a densidade do jato e do meio ambiente. Jatos mais pesados mostram comprimento de coerência maior em comparação aos mais leves, embora menores do que os valores requeridos pelas observações. Por outro lado, comprimentos de coerência maiores são encontrados para ângulos de abertura menores no caso de jatos bidimensionais, enquanto que no caso de jatos tridimensionais essa dependência com o ângulo de abertura parece não existir.

Palavras-chave: ondas de choques - Meio interestelar: campos magnéticos, supernovae, jatos e ejeções - (estrelas:) surtos de raios gama: geral - métodos: numéricos

Abstract

Gamma-Ray Bursts (GRBs) are the brightest explosions in the universe, occurring at cosmological distances. These explosions release a significant amount of energy ($\sim 10^{53}$ ergs) in gamma rays in a timescale of a fraction up to a few seconds. This is the prompt emission. After the gamma emission there is a secondary emission in different wavelengths (X-ray, optical, radio) which is called afterglow. Although the prompt emission is still an enigma, it is well established that the afterglow emission is synchrotron. The GRB models predict a collimated outflow in the form a relativistic jet. A strong magnetic field in the shocked jet region (~ 1 G), with large coherence length, is necessary in order to reproduce the synchrotron afterglow spectra. Despite recent advances, the theoretical models fail to reproduce at the same time the required intensities of the magnetic field and the coherence length in matter dominated scenarios. In this work we approach the problem with analytical estimatives and 2D and 3D relativistic MHD numerical simulations. We assume that a conical jet propagating in a weakly magnetized environment with opening angles of $\theta = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$, and densities ranging between 10^{-4} and 10^2 times the ambient density. In a 2D models a big fraction of the material piles up in the shock front amplifying the magnetic field. This pile-up is maximum when $\theta \rightarrow 0^\circ$. This amplification is larger than the purely shock compression predicted by the relativistic Rankine-Hugoniot relations. In these 2D model amplifications $B_{\max}/B_{\text{amb}} \sim 10^6$ can be obtained at distances $\sim 10^9 - 10^{17}$ cm from the source, as required by the afterglow observations, if we consider ambient magnetic fields of $\sim \mu\text{G}$. However in the 3D case we show that the pile-up decays drastically, saturating much faster than in the 2D case. On the other hand, the coherence length of the magnetic field it is not affected by the change in the dimension, because it is influenced by the shock compression behind the shock only, and therefore is strongly dependent of

the ratio between the ambient and the jet density (η). Heavy jets ($\eta < 1$) exhibits larger coherence length when compared to light jets ($\eta > 1$) but still smaller than the required by the observations. On the other hand, larger coherence lengths are found for larger opening angles in the case of 2D jets, whilst there is no evidence of such dependence in the 3D.

Key words: shock waves - ISM: magnetic fields, supernovas, jets and outflows - (stars:)
gamma-ray burst: general - methods: numerical

Lista de Figuras

1.1	Localização de todos os 2704 GRBs detectados pelo BATSE em coordenadas galácticas. O plano da galáxia é a linha horizontal no meio da figura. Extraído de http://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/	27
1.2	Distribuição de 140 bursts como função do pico de contagem. Uma lei de potência do tipo $-3/2$ é esperada para uma distribuição homogênea das fontes no caso de estarem no universo local (espaço euclidiano). Extraído de Kommers et al. (2000)	28
1.3	Curvas de luz de bursts detectados pelo BATSE, demonstrando a variabilidade e a diversidade. Extraído de Fishman e Meegan (1995)	29
1.4	Histograma mostrando a distribuição de bursts de acordo com o tempo característico T_{90} para as observações do BATSE. Extraído de http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/	30
1.5	Razão de dureza em função de T_{90} para os GRBs do BATSE. Bursts curtos apresentam valores mais elevados da razão do que bursts longos. Extraído de Hjorth et al. (2005)	31
1.6	Exemplo de espectro ajustado com a função de Band. Aqui $\alpha = -0.967 \pm 0.022$ e $\beta = -2.427 \pm 0.07$. Extraído de Schaefer et al. (1998)	32
1.7	Histograma mostrando a distribuição de bursts de acordo com o redshift para as observações antes e depois do SWIFT. Extraído de Gehrels et al. (2007)	34

1.8	Diagrama esquematizando as cinco fases obedecidas pela maior parte dos afterglows em raios-x. Duas fases íngremes separadas por uma fase de decaimento suave como na figura anterior, porém com a possibilidade de flares (V) e uma terceira quebra em t_{b3} Extraído de Nousek et al. (2006)	36
1.9	Representação do modelo de choques internos e externos para GRBs. Nesse modelo os choques internos dão origens à emissão gama, enquanto os choques externos dão origem ao afterglow. Extraído de Piran (2005)	49
1.10	Diagrama demonstrando a instabilidade. Uma flutuação magnética causa a deflexão do movimento do elétron ao longo do eixo x , resultando em densidades de corrente j de sinais opostos nas regiões I e II o que acaba por amplificar a flutuação original. Extraído de Medvedev e Loeb (1999)	52
2.1	Esquema do problema de Riemann no plano $x - t$. Os dois estados iniciais U_L e U_R decaem em duas ondas não lineares (com velocidades λ_L e λ_R) e uma onda linear da descontinuidade de velocidade λ^* . A onda resultante divide o plano em quatro regiões, cada uma com uma constante de estado: U_L, U_L^*, U_R^*, U_R . Extraído de Mignone e Bodo (2005)	65
3.1	Estrutura idealizada e simplificada das frentes de choque geradas no eixo da cabeça do jato que se propaga pelo meio ambiente.	73
3.2	Acima: Representação esquemática do efeito de empilhamento das linhas de campo magnético do meio ambiente na medida em que o jato se propaga em um meio com campo uniforme. Abaixo: Intensidade do empilhamento das linhas de campo magnético na região do choque tanto para jatos cilíndricos como cônicos em função da distância como previsto pelas equações 3.7 e 3.11 , respectivamente, para diferentes ângulos de abertura e para $\Gamma = 10$ (linha pontilhada) e $\Gamma = 100$ (linha sólida).	77

3.2	Distribuição do logaritmo da densidade para modelos de jatos leves com $\eta = 10^2$. De cima para baixo os modelos alternam para o mesmo conjunto de parâmetros entre os jatos adiabáticos ($\gamma = 4/3$) e jatos não-adiabáticos ($\gamma_{\text{eff}} = 1.1$). As simulações foram feitas com modelos onde o fator de Lorentz é $\Gamma = 2$, $\Gamma = 10$ e $\Gamma = 100$, e a geometria foi testada tanto para o jato colimado ($\theta \rightarrow 0$) como para cônicos. Os números representam o tempo de um determinado snapshot da simulação em unidades do código.	84
3.2	Distribuição do logaritmo de densidade para diferentes índices adiabáticos, de modelos de jatos pesados (com $\eta < 1$). Simulamos modelos com $\Gamma = 10$ e $\Gamma = 100$ e a geometria foi testada tanto para o caso colimado ($\theta \rightarrow 0$) como para jatos cônicos, com o ângulo de abertura variando entre 0° , 10° and 20° . Os valores de tempo representam o intervalo de tempo evoluído em unidades de código.	89
3.3	Perfis ao longo do eixo do jato ($y=0$) comparando o fato de amplificação do campo magnético, da densidade e do fator de Lorentz para jatos adiabáticos e com resfriamento radiativo, e $\eta = 10^2$	90
3.4	Perfis ao longo do eixo do feixe ($y=0$) comparando o fator de amplificação do campo magnético, da densidade e do fator de Lorentz para jatos adiabáticos e com resfriamento radiativo, e $\eta = 10^{-4}$	91
3.4	Mesma descrição da figura 3.2 mas para o logaritmo da densidade de energia magnética, de jatos leves em relação ao meio com $\eta = 10^2$	93
3.5	Distribuição da densidade de logaritmo para os modelos AD2 da tabela 1, com $\gamma = 4/3$, $\Gamma = 10$, e $\eta = 10^2$ em $t = 90$. As 5 linhas destacadas sobre os mapas de densidade representam as linhas de campo magnético. Cada linha inicia na coordenada vertical $y = 12.0$ (borda superior) e coordenadas horizontais $x = [11.5, 18.0, 24.5, 31.0, 37.5]$	94
3.5	O mesmo que na figura 3.2 porém para o logaritmo da densidade de energia magnética para jatos mais densos que o meio com $\eta = 10^{-2}$ a $\eta = 10^{-4}$, $\Gamma = 10$ e $\Gamma = 100$ e ângulo de abertura variando entre 0° and 20°	97

3.6	Densidade de energia magnética como função da posição da cabeça do jato; no topo: jatos cilíndricos ($\theta = 0$) leves, no meio: jatos cilíndricos ($\theta = 0$) pesados, e embaixo: jatos cônicos, pesados com diferentes fatores de Lorentz, e ângulos de abertura. A correlação $E_{\max}^{\text{mag}} \propto B_{\max}^2 \propto x^2$ se verifica para todos os modelos de jatos cilíndricos e é compatível com a equação 3.8. A linha sólida com uma inclinação de $\zeta = 2$ é desenhada como referência.	99
3.7	Funções de estrutura (SFs) das linhas de campo magnético para modelos onde varia o valor de η , Γ , e o ângulo de abertura. O eixo horizontal é mostrado em número de pixels. As SFs são calculadas ao longo das linhas de campo magnético e os tamanhos de l são maiores do que o tamanho da caixa.	100
3.8	Mapas do corte central da distribuição logarítmica de densidade para jatos com $\eta = 10^2$ e $\Gamma = 100$ e ângulo de abertura variando entre 0° e 20°	107
3.9	Mapas do corte central de densidade de energia magnética para o caso em que $\eta = 10^2$ e $\Gamma = 100$ e ângulo de abertura variando entre 0° e 20°	109
3.10	Evolução do máximo da densidade de energia magnética para cada um dos modelos (3D) simulados. Cada snapshot de uma simulação é um ponto no gráfico. A linha cheia representa a previsão para os jatos cilíndricos das simulações 2D.	110
3.11	Funções de estrutura (<i>SFs</i>) das linhas do campo magnético para modelos 3D onde se variam η e θ . O eixo horizontal é função do número de pixels. A função <i>SF</i> é calculada ao longo da linha de campo magnético na região de máxima amplificação na cabeça do jato.	111

Lista de Tabelas

1.1	Resumo dos 14 GRBs detectados com o LAT entre Agosto de 2008 e Janeiro de 2010; θ_{LAT} é o ângulo formado a partir da linha entre a mira e a localização do burst no momento do disparo do GBM. Extraído de Granot et al. (2010)	42
3.1	Parâmetros usados em cada simulação bidimensional. São exploradas as dependências com o a razão de densidade (η), o índice politrópico (γ), o fator de Lorentz (Γ) e o ângulo de abertura (θ_j). O ângulo igual a 0° corresponde ao caso onde o jato é injetado com geometria cilíndrica.	81
3.2	Parâmetros usados em cada simulação tridimensional. São exploradas as dependências com a razão de densidade (η), o fator de Lorentz (Γ) e o ângulo de abertura (θ_j). O ângulo igual a 0° corresponde ao caso onde o jato é injetado com geometria cilíndrica.	105
3.3	Comparação dos valores de l_{sat} entre os modelos 2D e 3D. A comparação é feita com modelos onde $\theta = 0^\circ$ por simplicidade, uma vez que θ não parece influenciar fortemente no tamanho de coerência.	111

Sumário

1. <i>Introdução</i>	23
1.1 Surtos de Raios Gama	23
1.1.1 BATSE e CGRO (1991-2000)	25
1.1.2 HETE-2 (2000-2006) e Beppo-Sax (1996-2002)	32
1.1.3 SWIFT (2004-presente)	33
1.1.4 FERMI (2008-presente)	40
1.2 Modelo Padrão para o Afterglow de GRBs	43
1.2.1 Modelo de bola de fogo relativística	43
1.2.2 Problema da Compacidade	45
1.2.3 Jatos em GRBs	47
1.3 O problema do campo magnético em afterglows	49
1.4 Estrutura da Tese	53
2. <i>Magneto-Hidrodinâmica no regime da relatividade especial</i>	55
2.1 Equações Fundamentais da teoria MHD Relativística	55
2.1.1 Equações de Transporte e Equações de Maxwell	56
2.1.2 Forma conservativa para energia e momento	57
2.1.3 Formulação Covariante	57
2.2 Equação de estado RMHD	61
2.3 Soluções Numéricas do Sistema de Equações RMHD	62
2.3.1 Mudança de variáveis conservativas para primitivas	63
2.3.2 O problema de Riemann em RMHD	64

2.3.3	Os resolvedores do problema de Riemann HLL e HLLC	66
2.3.3.1	O conceito HLL	66
2.3.3.2	HLLC	68
2.4	O código Godunov	69
3.	<i>Amplificação dos campos magnéticos em Frentes de Choque de GRBs</i>	71
3.1	Choques Relativísticos: uma abordagem analítica	71
3.2	Condições iniciais do problema no domínio computacional bidimensional	78
3.3	Resultados das simulações bidimensionais	82
3.3.1	Morfologias do jato e do meio ambiente	82
3.3.1.1	$\eta > 1.0$ (jatos leves)	82
3.3.1.2	$\eta < 1.0$ (jatos pesados)	87
3.3.2	Energia Magnética	87
3.3.3	Função de Estrutura de \mathbf{B} (SF) e o comprimento de correlação	98
3.4	Discussões sobre os resultados dos modelos numéricos bidimensionais	100
3.4.1	Implicação para os afterglows de GRBs	102
3.4.1.1	Amplificação e coerência do Campo Magnético	102
3.4.1.2	Comprimento de correlação	104
3.5	Formulação tridimensional do problema	105
3.5.1	Choques relativísticos tridimensionais	105
3.5.2	Morfologias do jato e do meio ambiente para jatos tridimensionais	106
3.5.3	Energia magnética para os modelos 3D	108
3.5.4	Função de estrutura para os modelos 3D	110
3.6	Discussões sobre os resultados dos modelos numéricos tridimensionais e comparação com os bidimensionais	112
4.	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	115
4.1	Conclusões	115
4.2	Perspectivas	117
	<i>Referências</i>	121

<i>Apêndice</i>	133
<i>A. Paper</i>	135

Introdução

Os surtos de raios gama representam uma classe de observações na astronomia onde certamente há mais dados disponíveis do que modelos capazes de reproduzir com acurácia as observações. Neste capítulo, vamos apresentar uma introdução geral aos surtos de raios gama, primeiramente com base em uma breve descrição das principais missões espaciais que contribuíram para criar o panorama observacional que existe hoje, tanto para a emissão gama como para o brilho secundário (ou afterglow) com o intuito de contextualizar o leitor. Depois de apresentarmos essas missões e a fenomenologia relacionada, nós apresentaremos as principais evidências observacionais em favor de movimentos relativísticos e da ejeção estar colimada na forma de jatos, assim como o problema dos campos magnéticos que abordaremos nessa tese.

1.1 Surtos de Raios Gama

Gamma-ray bursts (GRBs daqui em diante) podem ser considerados uma das mais importantes descobertas da astrofísica nas últimas décadas. Além disso, são as explosões mais luminosas observadas após o Big Bang podendo durar da fração de um segundo até dezenas de segundos. GRBs são pulsos curtos e intensos de raios- γ , as fluências observadas costumam variar de 10^{-4} a 10^{-7} erg cm $^{-2}$, onde o limite superior acima de tudo está restrito às características dos detectores e não dos bursts em si. Dependendo da distância das fontes emissoras, isso pode corresponder a luminosidades isotrópicas da ordem de 10^{51} a 10^{54} ergs s $^{-1}$, tornando-os os objetos mais luminosos no céu (para revisões ver [Piran, 1999, 2004](#); [Mészáros, 2006](#); [Vedrenne, 2009](#); [Kouveliotou et al., 2012](#)).

O histórico da descoberta dos GRBs remete ao período de guerra fria, onde estava

em vigência desde 1963 o tratado para a não utilização ou testes de armas nucleares. O tratado proíbia explosões nucleares na atmosfera, sob a água e no espaço. O satélite US Vela carregava detectores com o intuito de monitorar explosões nucleares que pudessem vir a violar o tratado. O conjunto de satélites Vela (do verbo velar) orbitava em torno de 10^5 km acima da superfície e carregava a bordo detectores de raios- γ , raios-X, assim como instrumentos capazes de detectar partículas carregadas e nêutrons.

No dia 2 de julho de 1967, os satélites Vela registraram um novo fenômeno. Uma explosão nuclear com elevada emissão em raios- γ que não pareciam provenientes da explosão de armas nucleares, uma vez que essas produzem um sinal bastante característico que consiste em um pico de emissão em gama logo após a explosão (escala de tempo da ordem de milionésimo de segundo) e depois um decréscimo gradual. Essas explosões também não estavam relacionadas com supernovas, ou com a atividade solar, sendo que a variação desta última já tinha sido monitorada anteriormente pelo satélite Vela. Apenas em 1973 um grupo de não astrônomos em Los Alamos publicou os seus resultados ([Klebesadel et al., 1973](#)). As primeiras publicações descreviam bursts que duravam de 0.1 a 30 segundos e que não aparentavam origem local. Essa conclusão baseia-se no conhecimento da diferença entre os tempos de detecção em diferentes detectores. Essa diferença permite estabelecer restrições sobre a localização da fonte, uma vez que os detectores estão em diferentes distâncias com relação à fonte emissora. No caso de se conhecer a posição relativa entre os detectores, pode-se obter um ângulo para a fonte relativo à linha que une os dois detectores. No caso do uso de três detectores ou mais por exemplo, pode-se prever ao menos duas medidas independentes que permitem relacionar se a origem é local ou cosmológica. Com esse tipo de observação, pode-se perceber que o surto observado não apontava na direção de novas ou supernovas conhecidas e nem para o sol ou região do sistema solar.

O avanço na compreensão dos GRBs evoluiu e continua a evoluir pautado no avanço das técnicas de observação em altas energias. As datas que correspondem aos lançamentos de grandes missões espaciais também servem de marco para a evolução histórica na compreensão dos GRBs. Nas próximas seções apresentaremos um breve resumo das missões mais importantes, assim como também discutiremos as principais implicações das observações na evolução dos modelos. Algumas dessas missões ainda estão em fase operacional e discutiremos os resultados até então.

1.1.1 BATSE e CGRO (1991-2000)

O divisor de águas na pesquisa relacionada a GRBs certamente foi o lançamento do Compton Gamma-ray Observatory (CGRO). O CGRO carregava a bordo um instrumento denominado Burst and Transient Source Experiment (BATSE), que consistia em um arranjo de oito detectores de grande área (LADs), sensíveis principalmente na faixa de 50-300 keV, em conjunto com pequenos detectores menores para espectroscopia. Em combinação com o instrumento denominado Energetic Gamma-Ray Experiment Telescope (EGRET), observações de GRBs puderam ser feitas na faixa de 15 keV a 30 GeV.

O BATSE pode elevar a estatística de bursts detectados de algumas centenas para milhares (2704 bursts detectados), o que contribuiu para identificar o fenômeno com maior profundidade, assim como estudar a hipótese de origem cosmológica, tema este de maior controvérsia à época. A busca de GRBs no BATSE foi realizada examinando-se emissões maiores que $> 5.5\sigma$ da emissão de background em escalas de tempo de 64, 256 e 1024 ms (Dermer e Fryer, 2008) e emissões fracas de até 0.5 fóton $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, o que corresponderia a uma sensibilidade no fluxo de energia de até $10^{-7} \text{ ergs cm}^2 \text{s}^{-1}$. Em alguns casos raros, na faixa de raios-x duros e raios- γ moles, o pico no fluxo pode alcançar centenas de fótons por $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Podemos expressar a sensibilidade de um detector de alta energia em termos de um fluxo de energia limite Φ_{thr} , e impor a condição de que $\Phi \geq \Phi_{thr}$ para a detecção. Para fontes não colimadas de luminosidade L_* e distância d , $\Phi = L_*/4\pi d^2$, de modo que a distância para um determinado fluxo é dada por:

$$d(\Phi) = \sqrt{\frac{L_*}{4\pi\Phi}} \quad (1.1)$$

Deste modo, temos uma relação bem conhecida para o número de fontes distribuídas uniformemente com densidade n_0 em um espaço Euclidiano:

$$N(> \phi) = N(< d) = 4\pi n_0 \int_0^{d(\Phi)} dx x^2 \propto \Phi^{-3/2} \quad (1.2)$$

Considerando um volume V qualquer e V_{max} o volume para o qual uma fonte com fluxo Φ pode ser detectado, temos que:

$$\langle V/V_{max} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left(\frac{\Phi_i}{\Phi_{thr}} \right)^{-3/2} \quad (1.3)$$

Um dos principais resultados do BATSE foi sobre a escala de distância dos GRBs. Como dissemos anteriormente na era pré-BATSE a comunidade estava dividida entre modelos que defendiam a origem galáctica dos bursts e modelos que previam origem cosmológica. Essa discussão se tornou tão acirrada que deu origem ao chamado *Grande Debate*, fazendo referência ao debate entre Shapley e Curtis sobre o tamanho da galáxia ocorrido em 1920 em Harvard. Em abril de 1995 um outro debate intitulado *Escala de Distâncias para Gamma-Ray Bursts* ocorreu na mesma sala, onde os agora protagonistas Bohdan Paczynski e Donald Lamb defendiam, respectivamente, a origem cosmológica e galáctica para GRBs [Dermer e Fryer \(2008\)](#).

Paczynski argumentava que depois do acréscimo na amostra de bursts realizada pelo BATSE era possível visualizar uma distribuição isotrópica no céu com ausência de momento de dipolo (o qual corresponderia à nossa posição com relação ao centro da galáxia) e ausência de concentração no plano da galáxia, o que consistia em fortes evidências a favor da origem cosmológica. Além disso, os dados apontavam para uma ausência de bursts fracos, distanciando-se dessa forma da lei que prevê (equação 1.2) a relação entre o número de bursts e o fluxo de energia, indicando que ou a densidade de número de bursts é diminuída para largas distâncias ou o espaço no qual estão inseridos é não-Euclidiano. Esse último fato é consistente com a distribuição de objetos cosmológicos (altos redshifts) e inconsistente com a distribuição de objetos galácticos. As figuras 1.1 e 1.2 ilustram o comportamento que acabamos de descrever.

A era BATSE ainda é responsável pela nomenclatura atual utilizada em GRBs que segue o seguinte modelo GRBAAMDD, onde AA, MM e DD, significam respectivamente os dois últimos dígitos do ano, o mês e o dia de descoberta do burst. No caso de se descobrir mais de um evento no mesmo dia são acrescentadas as letras a,b,c e assim por diante, como no caso de GRB051221a, dos GRBs detectados no dia 21 de dezembro de 2005.

Outras observações importantes também foram feitas com o BATSE, entre elas a da diversidade morfológica das curvas de luz para os GRBs, variando desde curvas suaves com crescimento rápido, até curvas com muitos picos e alta variabilidade, em um intervalo de milissegundos até minutos (figura 1.3).

Um ponto interessante que repousa sobre as observações realizadas nesta época é o da determinação do tempo de duração dos bursts. Isso fez com que os GRBs passassem a ser

2704 BATSE Gamma-Ray Bursts

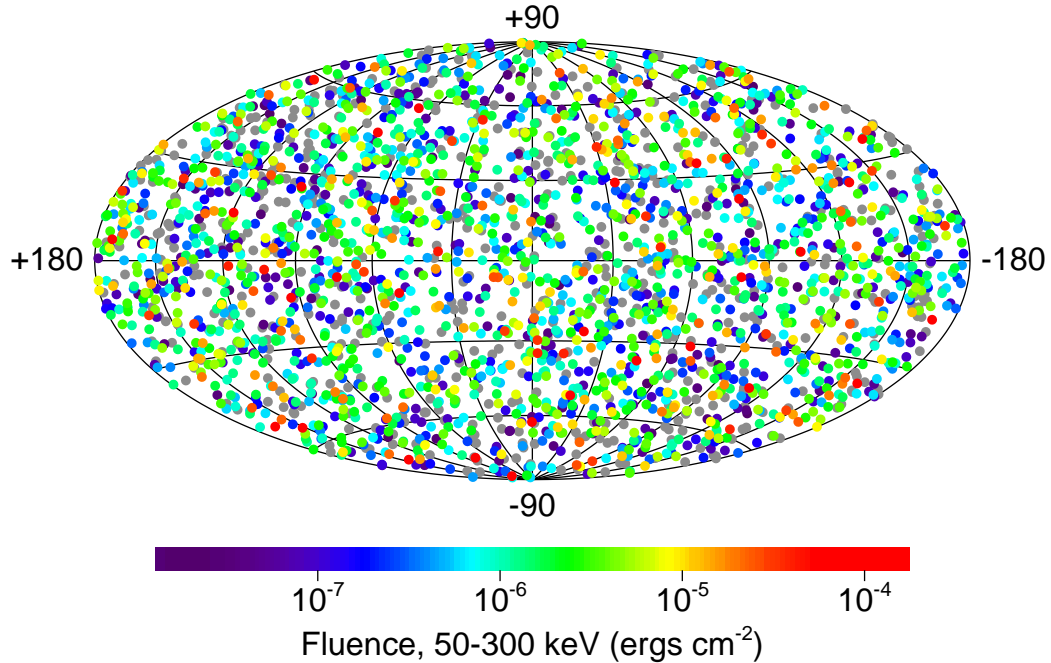


Figura 1.1: Localização de todos os 2704 GRBs detectados pelo BATSE em coordenadas galácticas. O plano da galáxia é a linha horizontal no meio da figura. Extraído de <http://gammaray.msfc.nasa.gov/batse/grb/skymap/>.

classificados em dois grupos: longos e curtos (ou ainda moles e duros respectivamente). A distribuição de bursts pelo intervalo de tempo no qual eram contabilizados resultou em bimodalidade. O critério oficialmente adotado para a classificação é o chamado T_{90} (ou T_{50}) e que corresponde ao intervalo de tempo necessário para a contagem de 5% a 95% (ou 25% a 75%) dos fótons em raios- γ na faixa de 50 keV - 300 keV. Bursts com $T_{90} > 2s$ são denominados longos e com $T_{90} < 2s$ são denominados curtos, sendo que os curtos representam aproximadamente 30% da amostra do BATSE (figura 1.4).

A diferença entre as duas classes curtos e longos pode também ser visualizada no espectro. O BATSE mediu a fluência de um burst em diferentes canais, cada um correspondendo a uma faixa de energia. A chamada razão de dureza, definida como a razão entre a fluência

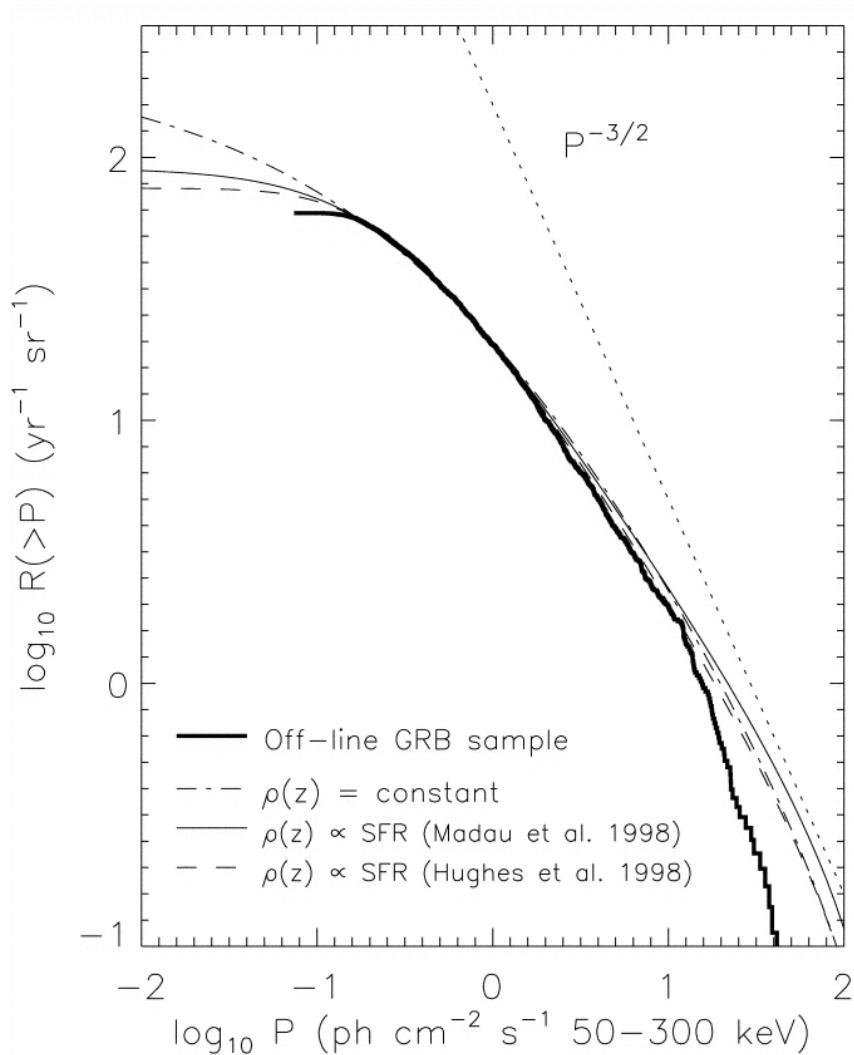


Figura 1.2: Distribuição de 140 bursts como função do pico de contagem. Uma lei de potência do tipo $-3/2$ é esperada para uma distribuição homogênea das fontes no caso de estarem no universo local (espaço euclidiano). Extraído de [Kommers et al. \(2000\)](#)

no canal 3 (100 - 300 keV) e o canal 2 (50 - 100 keV), representou uma medida da dureza espectral de um burst. Bursts curtos tendem a apresentar valores mais elevados da razão de dureza dos que os longos como pode ser visto na figura 1.5, o que evidenciou a possibilidade de que cada classe esteja associada a diferentes progenitores.

Ainda no que se refere ao espectro, os estudos do BATSE demonstraram que a energia de pico das emissões se encontram tipicamente na faixa de 100 keV - MeV. Uma excelente

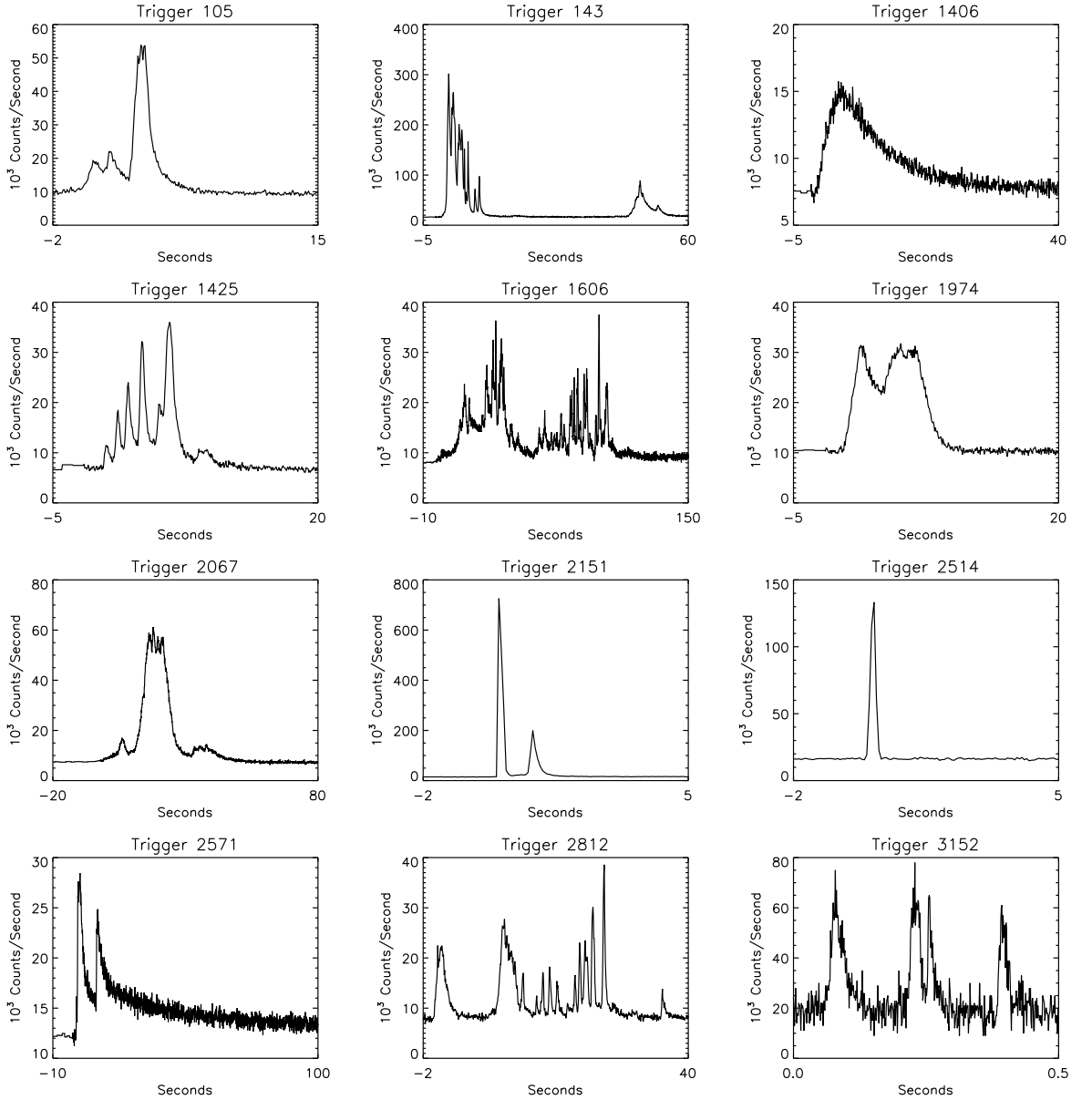


Figura 1.3: Curvas de luz de bursts detectados pelo BATSE, demonstrando a variabilidade e a diversidade. Extraído de [Fishman e Meegan \(1995\)](#).

função empírica que ajusta os espectros foi encontrada por [Band et al. \(1993\)](#):

$$N(\nu) = N_0 \times \begin{cases} (h\nu)^\alpha \exp\left(\frac{-h\nu}{E_0}\right) & \text{se } h\nu < H \\ [(\alpha - \beta)E_0]^{(\alpha-\beta)} (h\nu)^\beta \times \exp(\beta - \alpha) & \text{se } h\nu > H \end{cases} \quad (1.4)$$

onde $H \equiv (\alpha - \beta)E_0$ e α e β são ajustados a partir das observações. Não existe nenhum modelo particular que possa prever a forma espectral exata da função encontrada por Band, ainda assim ela provê um excelente ajuste à maior parte do espectro observado. Ela pode

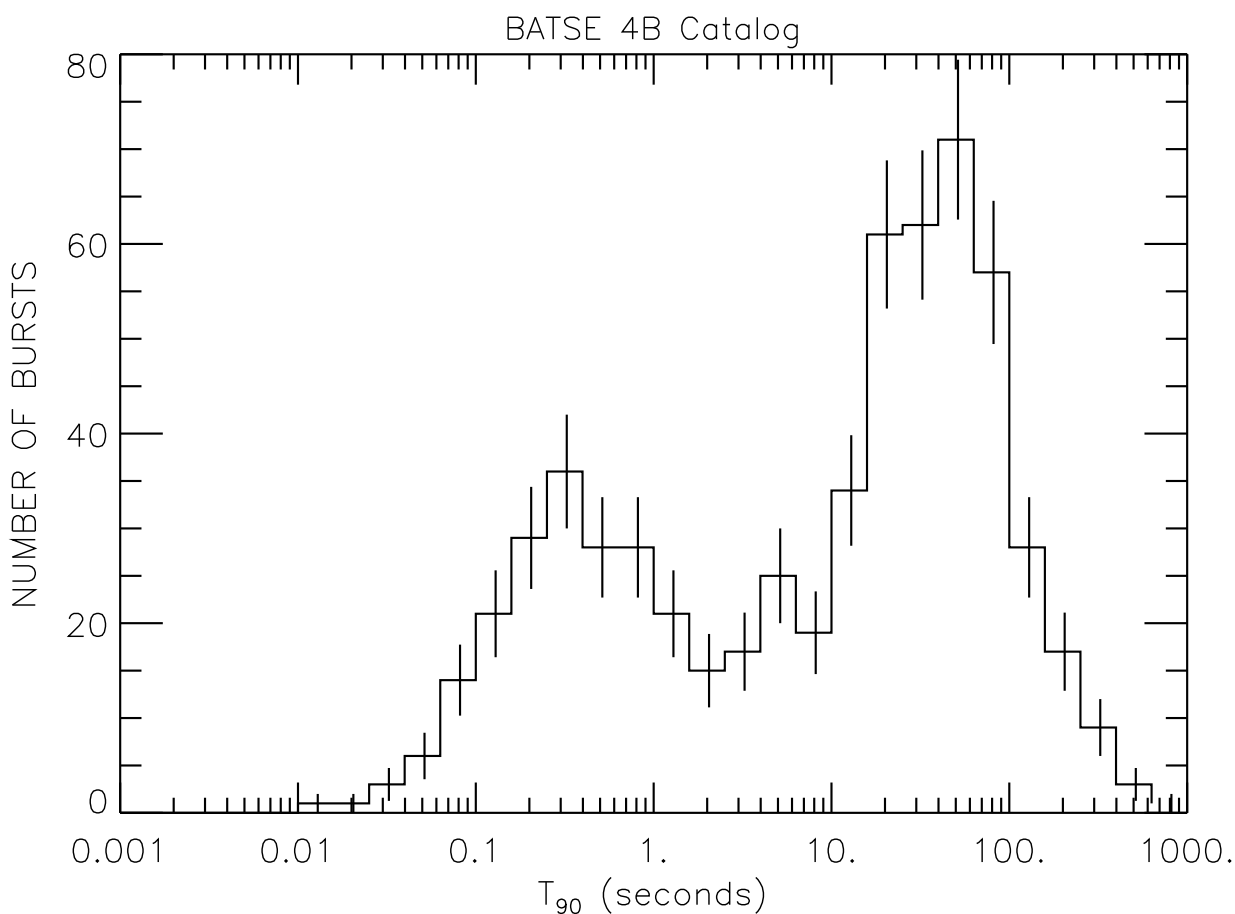


Figura 1.4: Histograma mostrando a distribuição de bursts de acordo com o tempo característico T_{90} para as observações do BATSE. Extraído de <http://www.batse.msfc.nasa.gov/batse/grb/duration/>.

ser caracterizada por duas leis de potência que se juntam suavemente em uma energia de quebra H . Para a maior parte das observações os valores de α e β , $\nu F_\nu \propto \nu^2 N(\nu)$ tem seu pico em $E_p = (\alpha + 2)E_0 = [(\alpha + 2)/(\alpha - \beta)]H$. A amostra do BATSE encontrou valores típicos de $\alpha = -1$, $\beta = -2.25$ e $H = 256$ keV. Algumas vezes o espectro é ajustado por uma simples lei de potência do tipo:

$$N(E)dE \propto E^{-\alpha}dE. \quad (1.5)$$

onde nesses casos o índice da lei de potência é denotado por α , e um valor típico é $\alpha \approx 1.8-2$ (Schaefer et al., 1998).

Podemos dizer que acima de tudo o espectro é não-térmico, evidenciando que a fonte deve ser opticamente fina, e que o espectro se desvia do de um corpo negro tanto no limite de baixa quanto no de alta energia. No limite de altas energias isso leva a um

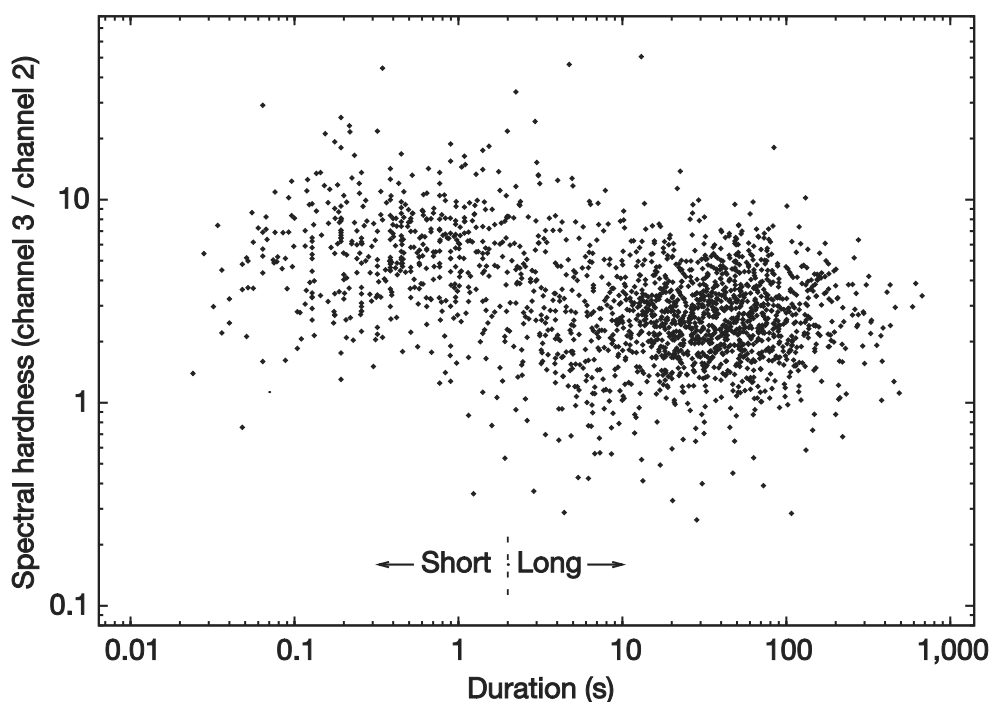


Figura 1.5: Razão de dureza em função de T_{90} para os GRBs do BATSE. Bursts curtos apresentam valores mais elevados da razão do que bursts longos. Extraído de [Hjorth et al. \(2005\)](#)

problema peculiar que é o fato de a radiação estar escapando da fonte sem produzir pares elétron-pósitron. No limite de baixas energias o espectro se comporta na maioria das vezes como uma lei de potência o que é compatível com o processo de emissão síncrotron, onde elétrons relativísticos espiralam em torno do campo magnético. [Schaefer et al. \(1998\)](#) mostraram que 90% dos bursts satisfazem esta condição, no entanto existem bursts com emissões mais acentuadas em baixas energias o que não poderia ser explicado apenas com a radiação síncrotron. Ainda não é claro como esse excesso pode ser produzido.

Apesar dos grandes avanços impulsionados pelo BATSE, ele deixou uma lacuna muito grande no sentido de permitir a observação da região adjacente ao GRB em instantes logo após o burst e em outros comprimentos de onda. Isso acarretou em uma grande carência na detecção de bursts curtos uma vez que o tempo de processamento para a determinação da região emissora após o disparo da emissão gama era muito longo. A tentativa de aperfeiçoar ainda mais os instrumentos levou a uma nova geração com melhorias consideráveis revelando uma nova fenomenologia.

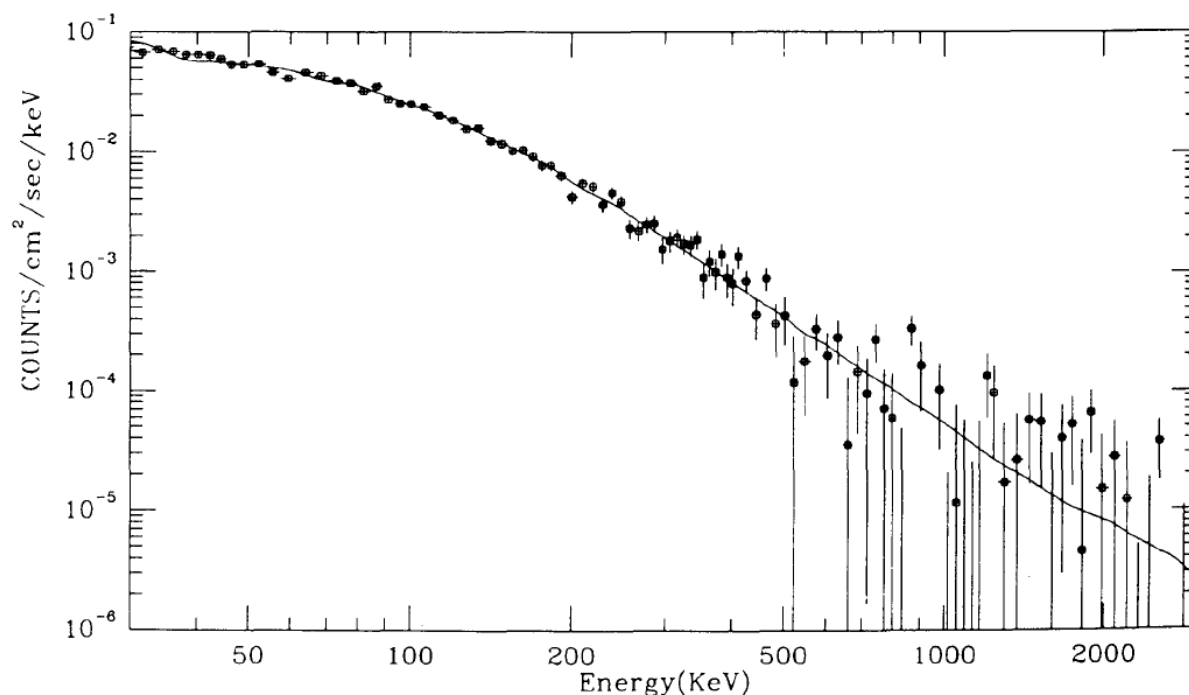


Figura 1.6: Exemplo de espectro ajustado com a função de Band. Aqui $\alpha = -0.967 \pm 0.022$ e $\beta = -2.427 \pm 0.07$. Extraído de [Schaefer et al. \(1998\)](#)

1.1.2 HETE-2 (2000-2006) e Beppo-Sax (1996-2002)

Em 1997 uma nova era se iniciou no estudo de GRBs com o lançamento do satélite Beppo-Sax. É inquestionável que a maior contribuição do Beppo-Sax foi a primeira detecção de um afterglow associado ao GRB970228. Essa detecção só foi possível devido ao fato de que o Beppo-Sax carregava a bordo instrumentos que podiam monitorar as emissões de raios- γ , assim como instrumentos em raios-x, que incluíam câmeras de campo largo e campo estreito, com resoluções angulares de até 1 minuto de arco ([Boella et al., 1997](#)). Deste modo, a observação poderia ocorrer com uma câmera de campo largo com precisão de até 5 arcmin, suficientemente precisa para reorientar o satélite, de modo a apontar a câmera de campo estreito para a fonte. Assim, em 28 de fevereiro de 1997 foi observado o primeiro afterglow em raios-x ([Metzger et al., 1997](#)).

O processo de detecção e determinação de coordenadas para a reorientação levava em torno de oito horas, mas era suficientemente preciso para permitir que telescópios terrestres apontassem para a fonte. O redshift pode ser determinado para o afterglow do GRB970228, encontrando-se o valor de $z = 0.498$. A determinação do redshift, foi o golpe de misericórdia

nos modelos que previam GRBs como eventos galácticos.

Muitas outras observações de afterglows se seguiram, principalmente com o lançamento do High-Energy Transient Explorer (HETE-2) em 9 de outubro de 2000. O HETE-2 melhorou a qualidade das observações de afterglows, sendo capaz de detectar com uma precisão de alguns minutos de arco ~ 20 bursts por ano. Acima de tudo, permitiu ainda identificar com detalhes uma nova classe de fontes denominadas *X-Ray Flashes*, similares aos GRBs, porém mais fracos e já detectados previamente pelo Beppo-Sax. Um outra descoberta ainda pelo HETE-2 de importância inquestionável foi a detecção de supernovas tipo Ic¹ associadas com GRBs.

Em 2005 ainda não havia nenhuma observação de afterglows de GRBs curtos. Isto pode ser deduzido pelo fato que descrevemos anteriormente relacionado ao atraso entre o tempo de detecção e o tempo de apontamento. No caso do HETE-2 as observações de raios-x foram muito úteis para vincular a posição da fonte. Apesar disso, a primeira detecção de afterglow para um burst curto só pode ser realizada pelo SWIFT.

1.1.3 SWIFT (2004-presente)

Nos satélites que descrevemos nas seções anteriores existia um intervalo de até 8 horas entre a detecção do burst inicial e as observações subsequentes. Isso implicava na perda de informações importantes das primeiras fases do afterglow. O Swift foi projetado de modo a permitir o rápido apontamento (do termo *swiftly*) após o disparo da emissão gama.

O SWIFT pode ser considerado um instrumento diferenciado em pelo menos quatro aspectos:

- o Burst Alert Telescope (BAT) pode calcular a posição da fonte em resolução de até 4 minutos de arco;
- a espaçonave pode fazer o apontamento em modo autônomo em 20 a 70 segundos após a detecção;
- o X-Ray Telescope (XRT) determina a posição com resolução de até 5 segundos de arco;

¹ Supernovas do tipo Ic só se tornaram uma categoria específica à partir de 1987. Essas supernovas estão associadas ao colapso do núcleo. Essas supernovas se caracterizam por não possuírem no seu espectro H, Si ou He.

- o instrumento UVOT pode imagear o campo e transmitir os mapas para o solo.

Deste modo, o SWIFT tem permitido estudar as transições entre as emissões iniciais caóticas e os primeiros momentos do afterglow. A maior parte do tempo (50%) é destinada a GRBs e afterglows, enquanto o restante é destinado tanto a alvos de oportunidade (estudo de transientes) como demais observações.

Um dos pontos notáveis do Swift até agora foi a detecção do afterglow para bursts curtos, que se iniciou com o GRB050509B onde o XRT pode prover a primeira localização do afterglow em raios-x. O que se pode perceber daí em diante é que as galáxias hospedeiras para esses bursts variam muito em propriedade de formação estelar.

A sua sensibilidade para energias menores (15 a 150 keV) é maior quando comparado aos seus antecessores. Dessa forma, ele é mais sensível a redshifts mais elevados, o que possibilitou duas descobertas importantes, a do GRB050904 com redshift $z = 6.295$ e do GRB090423 com redshift $z = 8.2$. A figura 1.7 mostra a distribuição de bursts a partir do redshift comparando as observações antes e depois do SWIFT. O SWIFT continua ativo e pode ainda trazer novos resultados no que se refere a pesquisas com GRBs.

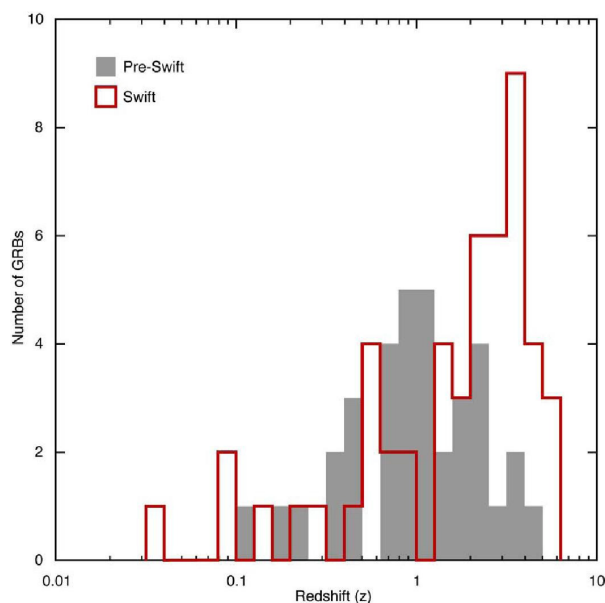


Figura 1.7: Histograma mostrando a distribuição de bursts de acordo com o redshift para as observações antes e depois do SWIFT. Extraído de [Gehrels et al. \(2007\)](#).

Como dissemos anteriormente o SWIFT foi desenhado para estudar os afterglows de GRBs em mais detalhes. Dessa forma, a sua capacidade de apontamento rápido permitiu

agradáveis surpresas. Essencialmente a maior parte das observações dos primeiros instantes do afterglow são realizadas em raios-X. O XRT permitiu aumentar a amostra de curvas de luz observadas em uma janela de tempo não coberta previamente, isto é, de 10^2 a 10^4 s após o burst. Nousek et al. (2006) analisaram uma amostra de 27 afterglows encontrando um certo tipo de comportamento padrão para as curvas de luz em raios-x. Esse padrão consiste no decaimento do fluxo leis de potência consecutivas do tipo:

$$F_\nu \propto \nu^{-\beta} t^{-\alpha} \quad (1.6)$$

Motivados pelo propósito de compreender mais profundamente os mecanismo de emissão responsáveis por cada uma das leis de potência observadas, Zhang et al. (2006) resumiram a curva de luz a cinco fases distintas, sendo que algumas delas podem ou não ocorrer em uma amostra de afterglows. Essas fases são: (i) fase inicial de decaimento rápido, (ii) fase de decaimento suave, (iii) fase de decaimento normal, (iv) fase tardia de decaimento rápido, (v) flares de raios-x. A figura 1.8 mostra o comportamento da curva de luz, assim como os índices espectrais segundo o trabalho de Zhang et al. (2006). A seguir descreveremos cada uma das fases acima.

Fase de Decaimento Rápido ou Íngreme (i): por considerações fenomenológicas, podemos dizer que o afterglow inicia a partir do momento em que a bola de fogo ² começa a desacelerar, devido a algum processo de colisão com o meio que circunda o progenitor. Desta forma, a emissão inicial de raios- γ efetivamente ocorre em uma região diferente do afterglow. Além disso, o fluxo em raios- γ é muito maior do que no afterglow. Dessa forma, é razoável supor que ocorra um decaimento rápido na transição da emissão inicial de raios- γ , para a emissão do afterglow. Esse fato faz com que muitas vezes, a fase de decaimento rápido seja chamada de cauda da emissão inicial. O estudo detalhado deste tipo de transição é importante, para poder concluir se a emissão inicial e o afterglow tem origem na mesma componente.

A interpretação dessa cauda pode ser entendida a partir do chamado *efeito de curvatura* (Fenimore et al., 1996; Kumar e Panaitescu, 2000). No caso de um jato cônico com um ângulo de abertura θ_j , a emissão a partir de um mesmo raio R_{cr} , porém visto a partir

² Por hora iremos considerar apenas uma bola de fogo relativística sendo definida como uma ejeção opaca de fôtons e bárions. Mais adiante na seção 1.2.1 descreveremos o modelo da bola de fogo em mais detalhes na seção 1.2.1

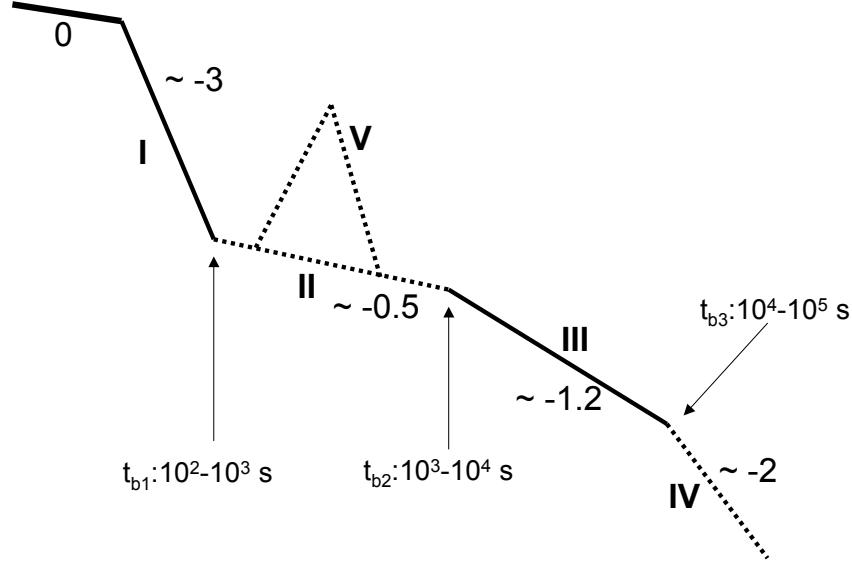


Figura 1.8: Diagrama esquematizando as cinco fases obedecidas pela maior parte dos afterglows em raios-x. Duas fases íngremes separadas por uma fase de decaimento suave como na figura anterior, porém com a possibilidade de flares (V) e uma terceira quebra em t_{b3} . Extraído de [Nousek et al. \(2006\)](#).

de latitude diferente θ ($\theta < \theta_j$) alcançaria o observador em tempos distintos. Ainda que a emissão seja abruptamente interrompida, devido ao efeito de propagação, o observador receberia os fótons emitidos em um ângulo θ em um tempo dado por:

$$t = (1 + z) \left(\frac{R_{cr}}{c} \right) \left(\frac{\theta^2}{2} \right) \quad (1.7)$$

de modo que a emissão da cauda duraria:

$$t_{tail} = (1 + z) \left(\frac{R_{cr}}{c} \right) \left(\frac{\theta_j^2}{2} \right) \sim 330s \left(\frac{R_{cr} \theta_j^2}{10^{13}} \right) \left(\frac{1 + z}{2} \right) \quad (1.8)$$

onde o termo $(1+z)$ é necessário para levar em conta o efeito de expansão cosmológica. Se considerarmos um jato movendo-se com velocidade constante v e fator de Lorentz Γ , teremos que a frequência de emissão comóvel (ν') se transforma no referencial do observador (ν) através de $\nu = D\nu'$, onde $D = [\Gamma(1 - v\cos\theta/c)]^{-1}$ é o fator Doppler, o qual é $D \sim 2\Gamma$

para $\theta \ll 1/\Gamma$, e $D \sim 2/\Gamma\theta^2$ para $\theta \gg 1/\gamma$. Uma vez que $t \propto \theta^2$, pode-se obter que $D \propto t^{-1}$. Assim, o fluxo F_ν está relacionado com o brilho superficial comóvel:

$$F_\nu \propto L'_\nu D^2 \propto (\nu')^{-\beta} D^2 \propto \nu^{-\beta} D^{2+\beta} \propto \nu^{-\beta} t^{-2-\beta} \quad (1.9)$$

onde β é o índice espectral observado em torno da frequência ν . Utilizando-se da convenção adotada na equação 1.6 obtemos o resultado bem conhecido para o efeito de curvatura (Kumar e Panaitescu, 2000; Fan e Wei, 2005; Dyks et al., 2005; Dermer, 2004; Panaitescu et al., 2006):

$$\alpha = 2 + \beta. \quad (1.10)$$

Panaitescu et al. (2006) utilizou uma amostra de 28 GRBs no sentido de checar se a equação 1.10 ocorre durante a fase de decaimento íngreme. Os autores mostraram que em mais da metade dos bursts a relação é satisfeita, enquanto que os demais podem decair ainda mais rapidamente ou de modo mais suave (pequenas variações no índice da lei de potência da equação 1.10). O mesmo tipo de conclusão pode ser obtido nos trabalhos de Nousek et al. (2006) em uma amostra de 27 GRBs e O'Brien et al. (2006) em uma amostra de 40 GRBs.

Fase de Decaimento Suave (ii): Durante essa fase (conhecida na literatura também como fase plateau) a curva de luz em raios-x é achatada, se aproximando de um patamar. Na maior parte dos casos, o valor de α_2 é muito pequeno ($0.2 \lesssim \alpha_2 \lesssim 0.8$). A fase começa a partir de uma hora após o burst e pode durar até um dia. Na fase de decaimento suave, o fluxo em raios-x aumenta com o tempo. Se chamarmos $\epsilon_x(t)$ a eficiência da emissão do afterglow em raios-x, $E_{K,iso}$ a energia cinética isotrópica equivalente no afterglow medido em um tempo t , e $L_{X,iso}$ a luminosidade em raios-x em um instante t teremos que (Granot et al., 2006):

$$\epsilon_X(t) = tL_{X,iso}(t)/E_{K,iso}(t) \quad (1.11)$$

onde assumimos que $F_\nu \propto \nu^{-\beta} t^{-\alpha}$. Usando $L_{X,iso}(t) = 4\pi d_L^2 (1+z)^{\beta-\alpha-1} F_X(t)$ a equação pode ser reescrita como:

$$\epsilon_X(t)E_{K,iso}(t)/tF_X(t) = 4\pi d_L^2 (1+z)^{\beta-\alpha-1} \quad (1.12)$$

onde $\epsilon_X(t)$ é definido como: O lado direito da equação é constante e a equação pode ser escrita como:

$$\epsilon_X(t)E_{K,iso}(t) \propto tF_X(t) \quad (1.13)$$

Isso mostra que o produto $\epsilon_X(t)E_{K,iso}(t)$ cresce com o tempo $tF_X(t)$. Com o esperado decréscimo de $\epsilon_X(t)$ com t , o acréscimo de $\epsilon_X(t)E_{K,iso}(t)$ observado tem que ser atribuído a um acréscimo em $E_{K,iso}(t)$ e a algum tipo de injeção de energia no no choque dianteiro do material ejetado pelo GRB (isto é, a frente de choque em contato com o meio externo ao redor da fonte do GRB) (Panaitescu et al., 2006; Nousek et al., 2006; Zhang et al., 2006; Granot e Kumar, 2006).

A injeção de energia no choque pode ser realizada em princípio a partir de 3 mecanismos (Zhang et al., 2006): (1) redução progressiva da atividade no motor central, (2) injeção instantânea de energia ou (3) injeção tardia no forward shock.

O caso (1) foi analisado por Zhang e Mészáros (2001) utilizando para a luminosidade uma função do tipo $L(t) = L_0(\frac{t}{t_b})^{-q}$. A injeção de energia poderia ocorrer devido a um pulsar de milisegundo (Dai e Lu, 1998) ou a uma acreção contínua em um buraco negro central. Na segunda possibilidade a atividade do motor central pode ser breve (tão curta quanto a emissão inicial). Neste cenário a atividade do motor central não necessita ter longa duração, e o material pode ser ejetado rapidamente.

A terceira possibilidade considerada não se relaciona diretamente ao motor central, mas sim ao atraso no mecanismo de transferência de energia ao forward shock. Todas as possibilidades descritas, se concentram em analisar a injeção de energia passado algum momento com relação ao burst ($\sim 10^4$ s). Outras possibilidades ainda são discutidas por alguns autores. Entre essas possibilidades Eichler e Granot (2006), propuseram que os raios- γ e o afterglow não ocorrem devido à mesma componente da ejeção. Em outras palavras as regiões de emissão mais intensas no afterglow e de raios- γ não coincidem. A emissão achatada do afterglow é vista por um ângulo ligeiramente deslocado do ângulo que enxerga a emissão mais brilhante. Esse modelo é chamado de *Off-beam jet model*.

De fato, o achatamento da curva de luz a partir do ângulo de observação pode ser reproduzido para o GRB050315 no trabalho de Eichler & Granot (2006), porém Panaitescu (2007) estudou uma amostra de 32 GRBs e não pode confirmar a correlação esperada. Outra tentativa foi o chamado *two-component jet model*. Este modelo geométrico invoca duas componentes de um jato, que produziria duas componentes para o afterglow. Uma componente canônica e colimada ultrarelativística, explicaria a emissão em raios- γ , enquanto uma componente relativística mais larga desaceleraria e então passaria a ser visível

e contribuiria para o achatamento da curva de luz. [Jin et al. \(2007\)](#) analisam esse modelo para o GRB051221a com algum sucesso na tentativa de explicar a fase de decaimento suave.

Neste sentido podemos dizer que as observações do SWIFT acabaram dando origem a modelos de jatos para os GRBs. Nos dedicaremos mais a justificar isso na seção [1.2.3](#).

Fase de Decaimento Normal e Fase de Decaimento Íngreme Tardio (iii) e (iv): Essas fases já podiam ser visualizadas nos dados pré-SWIFT. A fase (iii) apresenta uma declividade de ~ 1.2 , e responde positivamente ao modelo padrão para o afterglow. A fase (iv) tem como declividade ~ 2.0 , mas é evidente em apenas uma fração pequena de bursts. O instante que marca a descontinuidade entre as fases (iii) e (iv) é chamado de quebra do jato ([Rhoads, 1999](#)).

Assumir colimação do burst é uma forma natural de enfrentar a necessidade de energias extremamente elevadas. A quebra no jato, está relacionada ao ângulo de abertura do jato θ_j na base, e espera-se que aconteça quando $\theta_j = 1/\Gamma$, onde Γ é o fator de Lorentz da bola de fogo. [Zeh, Klose e Kann \(2006\)](#), em uma análise bastante completa de bursts pré-SWIFT mostraram que a quebra ocorre em $t_b/(1+z) = 0.3 \pm 0.2$ dias, porém sem medidas em raios-X para determinar se a quebra é acromática. A declividade pós-quebra não apresenta comportamento universal, podendo variar em uma ampla faixa de valores. Já a distribuição para o ângulo de meia abertura do jato tem pico entre 2° e 5° .

Nos dados pré-Swift, as quebras nos jatos eram amplamente utilizadas para estabelecer relações empíricas. A primeira dessas relações ([Vedrenne, 2009](#)) foi descoberta por Frail ([Frail et al., 2001](#)), a qual permitiu definir uma escala de energia corrigida pelo ângulo de colimação, baseada no tempo de quebra t_j e no redshift, de modo a mostrar que essa energia era aproximadamente constante. A partir deste fato [Ghirlanda, Ghisellini, Lazzati e Firmani \(2004\)](#), seguido de outros autores, [Liang e Zhang \(2005\)](#); [Willingale et al. \(2007\)](#), encontraram correlações notáveis entre quantidades da emissão inicial em raios- γ e do afterglow. A relação de Ghirlanda correlaciona a energia de pico do espectro do GRB E_p com a energia corrigida a partir do efeito de beaming E_γ , derivado a partir do valor de quebra na curva de luz no óptico. Outras relações ainda encontradas são a de Yonetoku que relaciona a energia de pico com a luminosidade em gama $E_p \propto L_\gamma^{1/2}$.

Flares de Raios-X (v): Os flares (ou explosões) apresentam uma rápida ascensão e

queda na curva de luz e geralmente o fluxo retoma ao valor extrapolado de antes deste ocorrer, podendo aparecer tanto em bursts curtos como longos. Muitos destes parecem superpostos à fase de decaimento suave.

Depois da emissão inicial, que explicaria a emissão em raios- γ , a reativação do motor central pode dar origem aos flares em raios-x. [Lazzati e Perna \(2007\)](#) mostraram que existem duas possibilidades distintas para a origem dos flares, a partir de fenômenos tardios no modelo de choques internos (ver seção 1.2.2). A primeira considera o fato de que o motor central poderá estar ativo por uma escala de tempo comparável com o tempo de ocorrência dos flares. A segunda considera um motor central de curta existência que produziria uma cauda de material mais lento, além da ejeção relativística. A conclusão dos autores é que uma grande fração (ou mesmo a totalidade) dos flares devem ocorrer devido a uma atividade continuada da fonte. Flares também foram estudados por [Wu et al. \(2006\)](#), no contexto de um motor central com dois períodos de atividade, o que poderia levar a até quatro tipos básicos de curva de luz. Outras possibilidades para a origem desses flares seriam ainda, o espalhamento dos fótons pelos elétrons envolvidos no choque dianteiro da ejeção (isto é, a frente de choque em contato com o meio externo à fonte do GRB), ou mudanças significativas de ambiente.

Essas fases e as respectivas transições entre elas ainda representam o principal desafio no entendimento da física dos GRBs e dos afterglows.

O SWIFT continua a ser um dos instrumentos que mais contribuiu para o entendimento e descoberta de fenômenos associados aos GRBs, e ainda está em utilização em conjunto com campanhas observacionais com os telescópios em terra e em outros comprimentos de onda. O instrumento tem uma capacidade orbital de 20 anos e espera-se que ele continue contribuindo para a ampliação do entendimento da transição entre o burst e o afterglow, assim como de cada uma dessas fases em específico.

1.1.4 *FERMI (2008-presente)*

Como demonstramos a partir nas seções anteriores é fato de que grandes avanços na física de GRBs correspondem a uma mudança na instrumentação. No dia 11 de junho de 2008 iniciou-se uma nova fase na pesquisa de GRBs com o lançamento do Gamma-ray Large Area Space Telescope, mais tarde renomeado para Fermi.

O FERMI, diferentemente do SWIFT, foi projetado para estudar diversos processos astrofísicos na escala de raios- γ e não apenas GRBs, mas outras fontes tais como pulsares, o brilho difuso da via-láctea na faixa dos 100 MeV-GeV, flares solares, blazares e até mesmo processos relacionados com a aniquilação de matéria escura e raios-cósmicos. Com o FERMI se juntam outros experimentos relacionados com a astrofísica de altas energias como o VERITAS, HESS, CANGAROO III, MAGIC-2 e HAWC.

O FERMI com dois de seus instrumentos LAT (Large Area Telescope) e GBM (Gamma Burst Monitor) possui um campo de visão (FOV) de $\frac{1}{5}$ do céu, podendo fazer uma varredura completa do céu a cada 3 horas. A sua área efetiva de 9000cm^{-2} para fótons em GeV combinado com seu FOV permitem que ele possa captar a mesma quantidade de fótons de altas energias que o EGRET detectou em um ano em apenas 4 dias. O GBM apesar de comparável com o BATSE apresenta uma maior sensibilidade entre 1 - 30 MeV devido ao cintilador de bismuto-germanato, podendo detectar até 200 GRBs por ano.

O FERMI mais do que dobrou o número de GRBs detectados acima de 100 MeV apenas depois de um ano de operação graças à cobertura em diferentes escalas de energia, uma vez que o GBM cobre o limite de 8keV a 40 MeV e o LAT o limite de de 25 MeV a > 300 GeV. Ao longo do tempo existem pelo menos quatro (Li, 2012) importantes descobertas em relação a GRBs atribuídas ao LAT: (i) o atraso do começo da emissão de alta energia em relação a energias menores, por exemplo, alguns segundos (GRBs longos) para o GRB080916C e GRB090902B, e de 0.2 s (GRBs curtos) para o GRB090510; (ii) a duração da emissão em altas energias chega a se estender 10^3 s em relação ao final da emissão em MeV; (iii) no caso dos bursts mais brilhantes, fótons de altas energias chegam ser detectados em até dezenas de GeV (ver tabela 1.1); e na maior parte dos bursts do LAT o espectro integrado temporalmente mostram espectros do tipo Band (equação 1.4) até algumas dezenas de GeV, enquanto em alguns casos como os GRB090902B e GRB090510, existe uma componente extra em altas energias com diferente índice espectral, apesar do pico ainda ser em MeV.

Devido à sensibilidade do FERMI em altas energias ainda é possível estabelecer limites para quebras na invariância de Lorentz, uma vez que fótons detectados de altíssimas energias (> 10 GeV) poderiam chegar com um certo atraso se interagissem com a estrutura do espaço-tempo (escala de Planck) conforme prevêem algumas teorias de gravitação quântica

GRB	θ_{LAT}	long or short	number of events above		HE emission		extra spec. comp.	highest energy (GeV)	z
			0.1 GeV	1 GeV	starts	lasts			
					later	longer			
080825C	$\sim 60^\circ$	long	~ 10	0	?	yes	no	~ 0.6	—
080916C	49°	long	145	14	yes	yes	?	~ 13	~ 4.35
081024B	21°	short	~ 10	2	yes	yes	?	~ 3	—
081215A	$\sim 86^\circ$	long	—	—	?	?	—	—	—
090217	$\sim 34^\circ$	long	~ 10	0	no	no	no	~ 1	—
090323	$\sim 55^\circ$	long	~ 20	> 0	?	yes	?	?	3.57
090328	$\sim 64^\circ$	long	~ 20	> 0	?	yes	?	?	0.736
090510	$\sim 14^\circ$	short	> 150	> 20	yes	yes	yes	~ 31	0.903
090626	$\sim 15^\circ$	long	~ 20	> 0	?	yes	?	?	—
090902B	51°	long	> 200	> 30	yes	yes	yes	~ 33	1.822
090926	$\sim 52^\circ$	long	> 150	> 50	yes	yes	yes	~ 20	2.1062
091003A	$\sim 13^\circ$	long	~ 20	> 0	?	?	?	?	0.8969
091031	$\sim 22^\circ$	long	~ 20	> 0	?	?	?	~ 1.2	—
100116A	$\sim 29^\circ$	long	~ 10	3	?	?	?	~ 2.2	—

Tabela 1.1 - Resumo dos 14 GRBs detectados com o LAT entre Agosto de 2008 e Janeiro de 2010; θ_{LAT} é o ângulo formado a partir da linha entre a mira e a localização do burst no momento do disparo do GBM. Extraído de [Granot et al. \(2010\)](#).

([Jacob et al., 2010](#)).

O FERMI por ter detectado uma série de fótons no limite > 10 GeV, estabeleceu vínculos ainda maiores para o fator de Lorentz mínimo da ejeção. O fator de Lorentz mínimo está diretamente associado ao problema da compacidade que explicaremos adiante (ver sessão [1.2.2](#)). De um modo mais simples como os GRBs são eventos altamente luminosos (10^{50-53} ergs s^{-1}), apresentam alta variabilidade (ms), e energias dos fótons tipicamente $> m_e c^2$ (no referencial comóvel), isso leva a grandes profundidades ópticas devido à produção de pares, o que termalizaria o espectro. Isso não corresponde porém ao que é observado, e a maneira de se contornar esse problema é assumir que a fonte está se movendo relativisticamente na nossa direção. Nesse caso o valor de Γ_{min} pode ser estimado como:

$$\Gamma_{\text{min}} \lesssim (1+z) \frac{E_{\text{ph,max}}}{m_e c^2} \approx 200(1+z) \left(\frac{E_{\text{ph,max}}}{100 \text{ MeV}} \right), \quad (1.14)$$

onde $E_{\text{ph,max}}$ é o fóton de energia mais alta observada. Como os fótons detectados pelo FERMI estão em um regime de energia mais alto do que o que os de instrumentos utilizados previamente, nem mesmo se esperava que tais fótons tão energéticos existissem ([Granot](#)

et al., 2010). A equação 1.14 implica em valores de Γ_{min} da ordem de 10^3 .

A fonte de incerteza maior porém em relação ao valor de Γ_{min} provém da variabilidade da radiação emitida, uma vez que há uma variedade muito grande nas curvas de luz, tornando difícil a escolha. Outras fontes de incerteza ainda, como a pobre estatística devido à pequena quantidade de fótons podem aliviar a necessidade de fatores de Lorentz tão altos, porém ainda assim esse problema persiste. Uma das possibilidades também é que GRBs mais brilhantes tendam a ter valores de Γ_{min} maior.

De qualquer forma entendemos que na mesma medida em que o SWIFT acrescentou mais fenomenologia aos afterglows, o FERMI acrescentou mais informações em relação à emissão gama. Essa fase da emissão ainda é o maior problema em aberto para o entendimento dos processos radiativos em GRBs.

1.2 Modelo Padrão para o Afterglow de GRBs

Nesta seção apresentaremos uma discussão mais clara da necessidade de jatos relativísticos para explicar a física de GRBs. Também abordaremos em mais detalhe as evidências observacionais para a ejeção ser colimada na forma de jatos e o papel do campo magnético, influenciando tanto a radiação gama como o afterglow.

1.2.1 Modelo de bola de fogo relativística

O GRB em si, se origina a partir de uma explosão, que como dissemos anteriormente parece associado a um efeito catastrófico de liberação de energia a partir de objetos massivos. No caso de surtos (bursts) longos, o progenitor parece ser o colapso do núcleo de estrelas massivas (Paczynski, 1998; Woosley, 1993; MacFadyen e Woosley, 1999), enquanto que no caso de bursts curtos, as propostas na literatura (Paczynski, 1986; Eichler et al., 1989) são de que eles estejam associados a fusões de objetos compactos, o que apesar de ainda não completamente estabelecido vem ganhando algum suporte observacional (Berger et al., 2005; Fox et al., 2005).

Independentemente do progenitor, a energia liberada no colapso gravitacional ou no processo de fusão envolve a conversão de algumas massas solares, em energia livre em uma escala de tempo de alguns milissegundos dentro de um volume de dezenas de quilômetros cúbicos.

O principal resultado desse repentino processo de liberação de energia gravitacional (da ordem da massa de repouso do Sol) neste volume compacto, é a conversão de uma fração de energia em neutrinos inicialmente em equilíbrio térmico e ondas gravitacionais, enquanto uma fração significativamente menor (10^{-2} a 10^{-3}) se propaga em uma bola de fogo (fireball) relativística de elevada temperatura ($kT \sim \text{MeV}$) consistindo em e^\pm , raios $-\gamma$ e bárions. Esta bola de fogo é transparente a ondas gravitacionais, e depois de muitas interações também aos neutrinos. Essa é a origem no modelo de fireball da emissão inicial (prompt emission) de que falamos anteriormente, que em escala de alguns segundos, libera uma quantidade de energia de aproximadamente 10^{53} ergs de neutrinos térmicos $\nu_e \bar{\nu}_e$ com energias típicas de 10-30 MeV e de ondas gravitacionais na faixa de aproximadamente 10^2 a 10^3 Hz. Essas duas formas dominantes de energia não são detectáveis devido a limitações observacionais. Uma fração menor da energia liberada da ordem de $10^{50} - 10^{52}$ ergs permanece presa em uma bola de fogo de e^\pm , raios $-\gamma$ e bárions, que também parece conter uma quantidade comparável de energia magnética. Essa bola de fogo é o que dá origem ao espectro não-térmico de raios- γ . Deste modo esta é a explosão electromagnética mais luminosa no universo. Se compararmos GRBs a supernovas, apesar de a energia cinética e electromagnética serem comparáveis em ambos os casos, as supernovas tem emissão predominantemente no óptico durando até meses, enquanto que GRBs emitem predominantemente em raios- γ e em algumas frações de segundos (Mészáros, 2006).

A luminosidade inferida a partir das energias e escalas de tempo discutidas nas observações é muitas ordens de magnitude maior que a luminosidade de Eddington:

$$L_E = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} \quad (1.15)$$

que especifica a luminosidade acima da qual a pressão radiativa excede a auto-gravidade, fazendo com que a bola de fogo se expanda. Na equação 1.15 σ_T é a seção de choque de Thomson, m_p a massa do próton, c a velocidade da luz, e G a constante gravitacional. Apesar disso, o que define realmente a velocidade de expansão é a quantidade de bárions presentes na bola de fogo, o que leva ao problema da compacidade discutido a seguir.

1.2.2 Problema da Compacidade

O problema da compacidade se apresenta como um dos mais importantes na astrofísica de GRBs e explica o porque da necessidade de jatos relativísticos para a modelagem dos GRBs. O problema foi percebido desde muito cedo por [Ruderman \(1975\)](#); [Schmidt \(1978\)](#). Ambos usaram esse problema para inicialmente argumentar que GRBs não poderiam ter origem cosmológica. Como hoje sabemos através de outros meios (como a determinação do redshift) que a origem cosmológica é realmente um fato, podemos contornar esse problema através da teoria da relatividade restrita. Um dos modos mais simples de entender esse problema é através do cálculo da opacidade média no processo de produção de pares a partir de *raios* – γ em uma bola de fogo. Se considerarmos um burst típico com fluência observada F , emitindo isotropicamente a uma distância D , essa fluência corresponde a uma liberação total de energia dada por:

$$E = 4\pi D^2 F = 10^{50} \text{ergs} \left(\frac{D}{3000 \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{F}{10^{-7} \text{ergs/cm}^2} \right). \quad (1.16)$$

Um variabilidade temporal rápida na escala de tempo de $\delta T \approx 10$ ms implica que a fonte é compacta com um tamanho $R_i < c\delta T \approx 3000$ km. O espectro de GRBs tem uma grande quantidade de fótons de alta energia que poderiam interagir com fótons menos energéticos dando origem ao processo de produção de pares elétron-pósitron via $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Se denotarmos por f_p a fração de fótons que pode dar origem a esse processo satisfazendo a conservação de energia, temos que a profundidade óptica é dada por ([Guilbert et al., 1983](#); [Carrigan e Katz, 1992](#); [Piran e Shemi, 1993](#)):

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{R_i^2 m_e c^2},$$

ou

$$\tau_{\gamma\gamma} = 10^{13} f_p \left(\frac{F}{10^{-7} \text{ergs/cm}^2} \right) \left(\frac{D}{3000 \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\delta T}{10 \text{ msec}} \right)^{-2}, \quad (1.17)$$

Essa profundidade óptica é muito grande, no entanto o espectro não-térmico indica com certeza que as fontes emissoras devem ser opticamente finas.

O ponto interessante a ser notado é que o problema surge devido à estimativa do tamanho da fonte emissora ser feita a partir da escala de tempo na qual a variabilidade de tempo é percebida pelo observador. Isso pode sugerir que os cálculos acima precisam ser

refeitos de modo a incorporar efeitos relativísticos.

O efeito relativístico pode ser incorporado assumindo uma fonte de radiação que se move em relação ao observador em repouso com uma velocidade relativística caracterizada por um fator de Lorentz Γ . Como vimos anteriormente fótons com energia $h\nu_{obs}$ sofrem desvio para o azul de modo que a energia na fonte é $\approx h\nu_{obs}/\Gamma$. Como a energia na fonte é menor, apenas uma pequena quantidade de fótons possui energia suficiente para produzir pares. Deste modo, a fração f_p de fótons que poderia produzir pares é menor por um fator $\Gamma^{-2\alpha}$, onde α é o índice espectral de alta energia. Ao mesmo tempo, devemos considerar o efeito de que o raio no qual a radiação é emitida, $R_e < \Gamma^2 c\delta T$ é maior do que a estimativa original $R_e < c\delta T$ por um fator de Γ^2 , de modo que obtemos:

$$\tau_{\gamma\gamma} = \frac{f_p \sigma_T F D^2}{\Gamma^{2\alpha} R_e^2 m_e c^2},$$

ou

$$\tau_{\gamma\gamma} \approx \frac{10^{13}}{\Gamma^{(4+2\alpha)}} f_p \left(\frac{F}{10^{-7} \text{ ergs/cm}^2} \right) \left(\frac{D}{3000 \text{ Mpc}} \right)^2 \left(\frac{\delta T}{10 \text{ msec}} \right)^{-2}, \quad (1.18)$$

onde agora sim temos o regime relativístico incluído. O problema da compacidade pode agora ser resolvido se a fonte se move relativisticamente na nossa direção (observador na Terra) com um fator de Lorentz de:

$$\Gamma > 10^{13/(4+2\alpha)} \approx 10^2 \quad (1.19)$$

Uma discussão mais detalhada pode ser encontrada em [Fenimore et al. \(1993\)](#); [Woods e Loeb \(1995\)](#), fornecendo limites comparáveis para Γ . Um movimento relativístico como esse não é encontrado em nenhum outro fenômeno astrofísico até agora. Jatos extragalácticos tem fator de Lorentz ~ 10 , enquanto que jatos galácticos relativísticos tem fator de Lorentz ~ 2 ou menos. A idéia de que o movimento relativístico poderia solucionar o problema da compacidade só ocorreu na literatura a partir dos anos 80 com os trabalhos de ([Goodman, 1986](#); [Krolik e Pier, 1991](#)). Como vimos, trabalhos mais atuais como os que contém os dados do telescópio espacial FERMI estenderam os limites de $\Gamma > 10^3$ tanto para bursts longos como curtos ([Abdo e Ackermann, 2009](#)).

1.2.3 Jatos em GRBs

A evidência mais utilizada na literatura para afirmar que os GRBs estão na forma de jatos é baseada em um argumento indireto de que todas as emissões que envolvem uma escala de energia muito grande são colimadas. De fato, para AGNs e microquasares os feixes são bem resolvidos e a sua estrutura pode ser estudada diretamente. No caso de GRBs essas imagens não existem e na melhor das hipóteses pode-se estimar algumas características importantes dos jatos a partir de modelos.

Uma outra evidência indireta baseia-se no fato de que quando se estima a energia equivalente isotrópica em GRBs (chamada de $E_{\gamma,iso}$) a partir de bursts com redshifts conhecidos, esse valor chega a exceder $M_{\odot}c^2$ em até quase cinco vezes (Abdo e Ackermann, 2009). Isso torna difícil de conciliar com modelos onde o progenitor tem massas estelares típicas. Se por outro lado a emissão estiver contida em um ângulo sólido que é uma fração f_b do total, esse valor será reduzido por um fator $E_{\gamma} = f_b E_{\gamma,iso}$ (e.g., Granot e Ramirez-Ruiz, 2010, e referências ali contidas). Isso faria a energia total real reduzir-se em uma ou duas ordens de grandeza em relação ao valor correspondente à emissão isotrópica.

Existem também evidências que decorrem de vínculos observacionais. Uma dessas está associada como vimos, ao fato de que os afterglows mostram quebras acromáticas nas curvas de luz, o que já tinha sido previsto de serem observadas (Sari et al., 1999; Rhoads, 1999). Essas quebras, poderiam ser entendidas como a combinação de dois efeitos: a borda do jato se torna visível e ocorre um rápido espalhamento lateral do jato (Granot e Ramirez-Ruiz, 2010). Espera-se que os dois efeitos ocorram exatamente ao mesmo tempo, que é quando o fator de Lorentz, decai para um valor menor do que $\Gamma = \theta^{-1}$. Quando o fator de Lorentz chega a esse valor as bordas do jato se tornam visíveis uma vez que o beaming relativístico (ver apêndice) limita a região da qual se observa a maior parte da radiação que chega ao observador. Uma vez que as bordas se tornam visíveis, se não há espalhamento lateral significativo, apenas uma fração $(\Gamma\theta_j)^2 < 1$ é ocupada pelo jato e como resultado, existirá uma contribuição menor de fluxo quando comparado a um fluxo esférico. Isso causa uma inclinação na curva de luz, isto é uma quebra.

Quando Γ cai abaixo de θ^{-1} , o centro do jato fica em contato causal com suas bordas, e o jato pode começar a se expandir lateralmente. Argumenta-se que nesse estágio a expansão é bem rápida, sendo próxima da velocidade da luz no referencial próprio. Nesse caso, o

ângulo de abertura do jato cresce com $\theta_j \sim \Gamma^{-1}$ e exponencialmente com o raio. Isso faz a energia por ângulo sólido no jato cair com o tempo observado, e o fator de Lorentz decair ainda mais rápido como uma função do tempo observado. Em consequência, a curva de luz do afterglow fica ainda mais íngreme do que quando comparada a um fluxo esférico, uma vez que no caso esférico a energia por ângulo sólido fica constante e Γ decai mais devagar com o tempo. No entanto, neste caso, uma fração maior da região visível permanece ocupada pelo jato (uma vez que $\Gamma\theta_j$ permanece ~ 1), tal que a primeira causa para a quebra (devido às bordas se tornarem visíveis e à ausência de contribuições ausentes da parte externa do jato) não é mais importante. Portanto, no caso de um espalhamento lateral rápido, a quebra no jato ocorre predominantemente tanto pela diminuição da energia por ângulo sólido com o tempo, quanto pela diminuição do fator de Lorentz diminuir com o tempo do observador ser mais rápida do que em um fluxo esférico.

Como vimos anteriormente, uma das questões mais interessantes que saíram dos dados do SWIFT ([Racusin et al., 2009](#)), é a ausência das quebras de jatos nos afterglows de raios-x. É vital entender e compreender mais profundamente a geometria do jato, por causa das implicações na quantidade de energia total associada ao burst, às taxas em que os eventos acontecem, assim como a estrutura do afterglow, e as interações com o meio ambiente assim como os mecanismos físicos por trás do jato. Dados anteriores ao Swift ([Zeh et al., 2006](#)) no óptico mostram dezenas de casos em que se observa a quebra nas curvas de luz mesmo muitos dias depois do disparo do evento. Em princípio espera-se que essas quebras sejam acromáticas, baseando-se na hipótese de que a região de emissão do afterglow e os mecanismos para explicá-lo sejam universais para vários regimes espectrais, devendo refletir apenas a geometria do jato. A acromaticidade foi confirmada no óptico e no infravermelho próximo para a era pré-Swift. Após o Swift entretanto, são os afterglows em raios-x que nos dão o melhor conjunto de dados para estudar a curva de luz padrão. Porém as quebras na curva de luz não são observadas em raios-x. Os motivos para isso podem ser os mais diversos, como por exemplo o fato de poderem estar escondidas nas próprias incertezas observacionais, ou ocorrerem depois do fim das observações do XRT. Poderiam também ser as quebras depois do fim da fase plateau mascaradas por um mecanismo de injeção contínua de energia, ou ainda a possibilidade de que se exista alguma particularidade entre os bursts que não tem quebras detectadas em relação aos demais. Todas essas questões

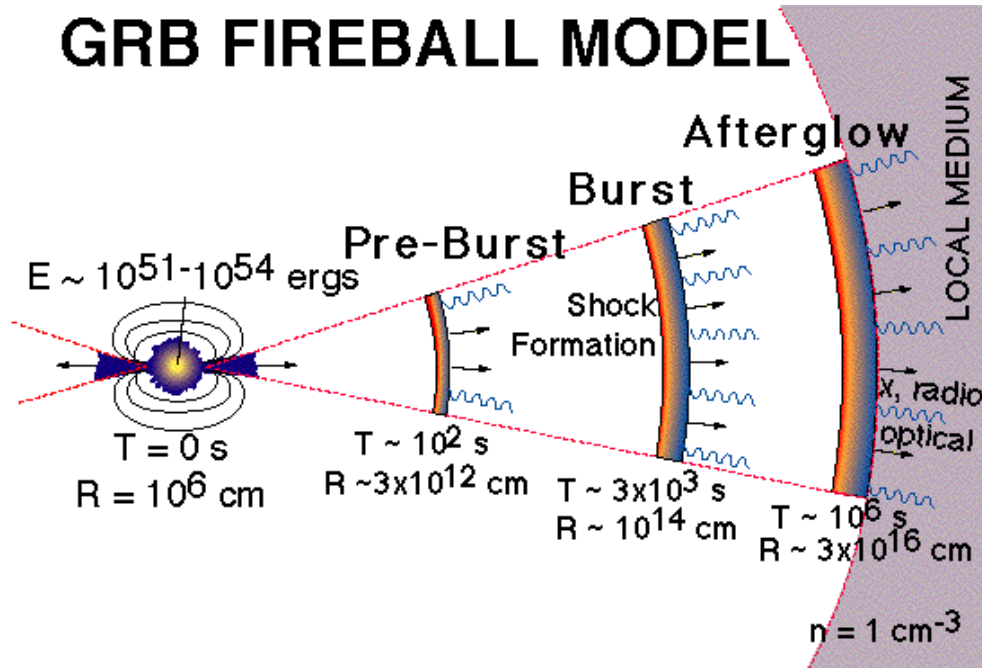


Figura 1.9: Representação do modelo de choques internos e externos para GRBs. Nesse modelo os choques internos dão origem à emissão gama, enquanto os choques externos dão origem ao afterglow. Extraído de Piran (2005).

ainda precisam ser melhor esclarecidas e ainda são objetos de estudo na literatura. Uma revisão bastante detalhada contendo inclusive os dados observacionais do Swift, pode ser encontrada em Racusin et al. (2009).

1.3 O problema do campo magnético em afterglows

A composição dos jatos relativísticos nos GRBs é algo ainda incerto devido à ausência de observações diretas. O parâmetro desconhecido e mais importante nesse sentido é σ :

$$\sigma \equiv \frac{b^2}{4\pi\rho c^2} \quad (1.20)$$

que é a razão entre o fluxo de Poynting (electromagnético) e o fluxo de matéria, onde Γ é o fator de Lorentz, b é o campo magnético, ρ é a densidade, sendo que as duas últimas grandezas estão definidas aqui no referencial do fluido (ver o capítulo 2 para mais detalhes). No modelo padrão de bola de fogo, onde choques internos entre camadas ejetadas (ver figura 1.9) explicam a emissão em raios- γ , assume-se que o campo magnético não desempenha nenhum relevante na dinâmica do problema.

Modelos como esse trabalham no limite $\sigma \ll 1$. Uma visão alternativa a esses modelos é que a emissão em GRBs se deve à extração de energia rotacional de uma estrela massiva ou um buraco negro com disco de acreção por um campo magnético dinamicamente importante (onde $\sigma \gg 1$). A radiação emitida nesse caso, seria proveniente da dissipação do campo magnético na ejeção por um mecanismo ainda não bem compreendido (Usov, 1992; Thompson, 1994; Meszaros e Rees, 1997; Piran, 1999, 2005; Lyutikov e Blandford, 2003; Zhang e Yan, 2011).

Um outro aspecto importante relacionado a jatos com campos magnéticos dinamicamente dominantes ($\sigma \gg 1$), é que as observações requerem que de algum modo, longe do motor central, ocorra a conversão de energia magnética em cinética. Esse fato na literatura é chamado de problema do σ . Essa conversão poderia estar relacionada a um processo de aceleração gradual do fluido ejetado (Heyvaerts e Norman, 1989; Chiueh et al., 1991; Bogovalov, 1996; Lyubarsky, 2009), ou a um mecanismo de aceleração impulsiva (Granot et al., 2011; Granot, 2012), ou mesmo a processos descritos pela teoria MHD não ideal, como reconexão magnética (Lyutikov e Blandford, 2003; Giannios e Spruit, 2006; Lyubarsky, 2010; Zhang e Yan, 2011; McKinney e Uzdensky, 2012; Levinson e Begelman, 2013; de Gouveia Dal Pino e Kowal, 2013), ou ao modo kink de instabilidades MHD (Giannios e Spruit, 2006; Levinson e Begelman, 2013). Estudos mais recentes mostram inclusive que esse processo de conversão pode ocorrer mesmo antes de o jato sair do envelope estelar progenitor do GRB (Levinson e Begelman, 2013; Bromberg et al., 2014; Beniamini e Piran, 2014).

Mesmo nos cenários onde o campo magnético não exerce influência sobre a dinâmica da ejeção, ainda assim, espera-se sua atuação na região de emissão da radiação, uma vez que esses campos dominam o processo de aceleração de partículas em choques não colisionais, e devem desempenhar papel relevante na emissão síncrotron do afterglow.

A emissão no afterglow de GRBs pode ser caracterizada por dois parâmetros relacionados à microfísica do problema: ϵ_B , e ϵ_e que são respectivamente, a razão entre a energia magnética e a energia total, e a razão entre a energia cinética e a energia total do sistema. Valores típicos obtidos da emissão síncrotron no afterglow ao se assumir equipartição entre os elétrons relativísticos e o campo magnético, fazem parâmetro variar entre $10^{-5} < \epsilon_B < 10^{-2}$ (Waxman, 1997; Galama, 1999; Yost e Frail, 2003; Li e Zhao, 2011; Santana et al., 2014). Em geral, assume-se que os dois parâmetros se mantenham

constantes ao longo do afterglow.

No caso extremo mencionado anteriormente, em que o fluxo magnético dissipa a maior parte da sua energia antes de sair do envelope estelar do progenitor (Bromberg et al., 2014; Beniamini e Piran, 2014), praticamente nenhum campo magnético da fonte seria carregado pelo jato emergente para o meio circundante. Isso implicaria que apenas o campo magnético do ambiente, varrido e comprimido pela ejeção estaria disponível para explicar a radiação síncrotron no afterglow.

No caso em que o jato emergente do envelope carrega parte substancial do campo magnético da fonte, é fácil demonstrar que um objeto compacto magnetizado mesmo com $B \sim 10^{16}\text{G}$ não seria suficiente para explicar o campo necessário no afterglow Medvedev e Loeb (1999). Assumindo conservação de fluxo magnético e uma geometria longitudinal para o campo magnético, o mesmo deve decair com $\bar{B} \propto r^{-2}$. Sendo assim, poder-se-ia esperar $B \sim 10^{-4}\text{G}$ e $\epsilon_B \sim 10^{-7}$ na região do afterglow ($\sim 10^{16}\text{cm}$ distante da fonte).

Outros mecanismos foram explorados na literatura para explicar a origem dos campos magnéticos nos afterglows de GRBs em um cenário não magnetizado. A maior parte deles invoca o crescimento de modos não lineares da instabilidade Weibel (Medvedev e Loeb, 1999; Nishikawa et al., 2005; Hededal et al., 2004). Essa instabilidade tem origem atrás do choque, na difusão de duas populações diferentes de partículas do plasma não colisional. Essa difusão, gera anisotropia na distribuição de momentos. Pequenas flutuações do campo magnético (Medvedev e Loeb, 1999) defletem as partículas através da força de Lorentz levando à geração de correntes o que faz com o que o campo magnético amplifique (ver figura 1.10).

Porém no caso dessa instabilidade o campo magnético amplificado é orientado de forma randômica em escalas muito pequenas de comprimento de correlação $\gtrsim \delta$, onde δ é a profundidade de película (ou em inglês skin-depth) do plasma $\delta = c/\omega_p$ (onde ω_p é a frequência de plasma), enquanto que comprimentos de correlação observados são da ordem de $l_{corr} = 10^{10}\delta$ (Waxman, 2006). Simulações numéricas, do tipo particle-in-cell (PIC), permitem o estudo estatístico da distribuição de momento de ensembles de partículas. Neste tipo de modelagem as interações individuais entre partículas e o campo magnético são explicitamente resolvidas. Aplicadas ao problema da instabilidade Weibel Kazimura et al. (1998) permitiu determinar que por exemplo, 5 % do fluxo de energia cinética é

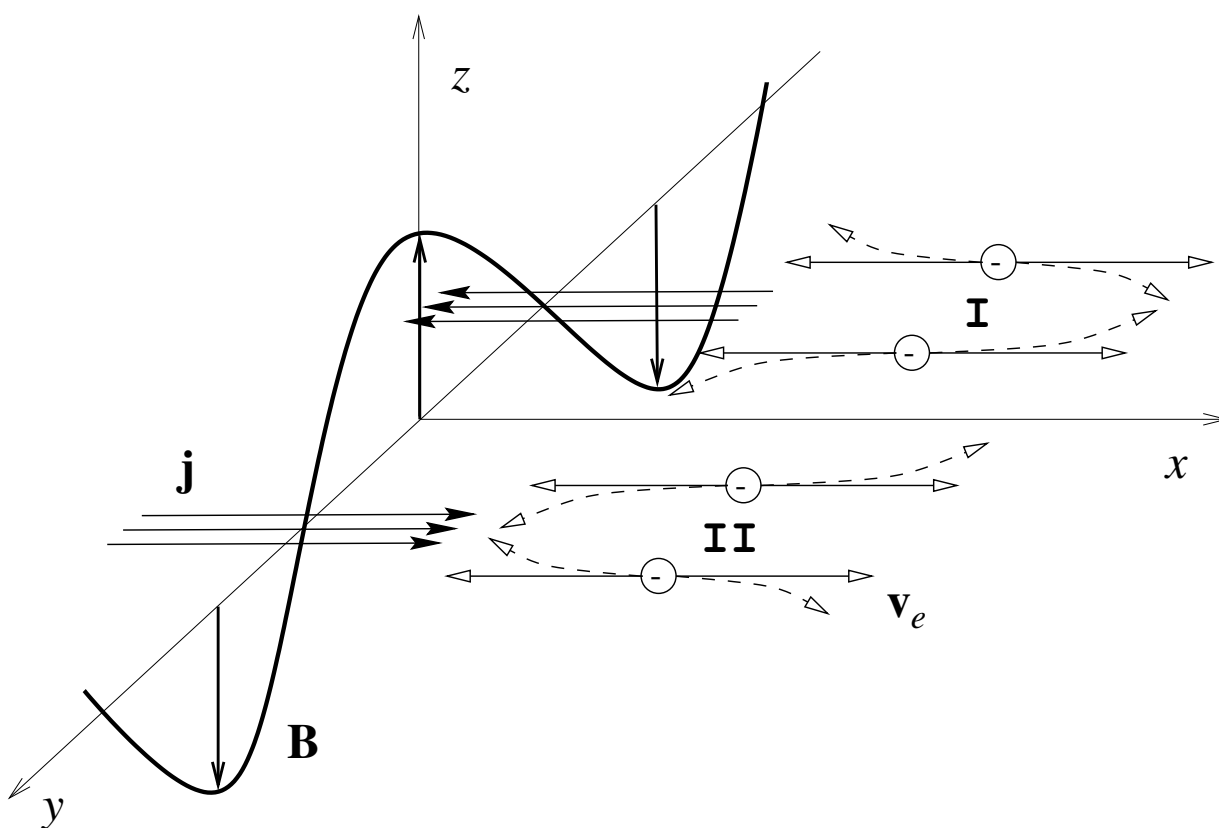


Figura 1.10: Diagrama demonstrando a instabilidade. Uma flutuação magnética causa a deflexão do movimento do elétron ao longo do eixo x , resultando em densidades de corrente j de sinais opostos nas regiões I e II o que acaba por amplificar a flutuação original. Extraído de [Medvedev e Loeb \(1999\)](#).

convertido em energia magnética. Pode-se demonstrar através de simulações ([Nishikawa e Richardson, 2003](#); [Nishikawa et al., 2004](#)) também que a instabilidade é capaz de amplificar apenas em pequenas escalas, como discutido acima. Esse efeito nas pequenas escalas poderia dar origem ao espectro chamado jitter ao invés de síncrotron. A diferença entre os regimes jitter e síncrotron surgem em função da razão entre o ângulo de deflexão das partículas e o ângulo do beaming relativístico. O regime depende essencialmente do campo magnético e do tamanho de coerência, mas independe da energia da partícula. Quando as deflexões são grandes em comparação ao ângulo de beaming, temos a radiação síncrotron. Por outro lado, quando as deflexões são pequenas, surge a radiação jitter ([Medvedev, 2000](#)). [Morsony et al. \(2009\)](#) demonstraram que no caso de afterglows de GRBs a radiação jitter pode produzir espectros ligeiramente diferentes do caso síncrotron. Essa mudança ocorre principalmente entre as frequências de auto-absorção e a frequência de pico, onde o

espectro jitter é mais achatado, enquanto o espectro síncrotron cresce com $\nu^{1/3}$. O efeito se reflete também na curva de luz, nos instantes iniciais do afterglow. Os regimes podem ser diferenciados pelas observações a partir de dados de boa qualidade. Ainda assim o efeito não é suficiente para explicar as observações.

Frederiksen e Nordlund (2004) e Hededal et al. (2004) mostraram que a amplitude do campo magnético necessária para acelerar partículas poderia ser alcançada pela instabilidade Weibel mesmo no caso de um campo magnético ambiente extremamente fraco, mas o comprimento de correlação ainda seria pequeno. Desse modo fica claro que os mecanismos que atuam em pequenas escalas falham no sentido de explicar a emissão no afterglow.

Em um cenário onde o jato não é magnetizado, a densidade de energia magnética do meio aumentaria devido à compressão pelo choque do material do meio meio interestelar, o que pode ser deduzido analiticamente a partir das relações de Rankine-Hugoniot (RH) relativísticas (ver seção 3.1). Para um choque adiabático, as relações de RH prevêm um fator de amplificação da ordem de 4Γ , sendo Γ o fator de Lorentz (Kennel e Coroniti, 1984; Appl e Camenzind, 1988; Summerlin e Baring, 2012). Campos magnéticos típicos do meio interestelar são de alguns μG implicando em valores de $\epsilon_B = 10^{-11}$ (Medvedev e Loeb, 1999) se considerarmos ($n_{amb} = 1\text{cm}^{-3}$). No entanto, quando consideramos o confinamento do fluxo magnetizado entre o chamado choque dianteiro (“forward shock”), constituído do material chocado do meio ambiente, e o choque reverso (“reverse shock”), constituído do material chocado do jato), a amplificação pode ser mais eficiente, como evidenciado em estudos anteriores de jatos relativísticos e não-relativísticos (ver por exemplo Leismann et al., 2005). Por outro lado, um estudo sistemático da evolução e amplificação do campo magnético nos choques de tais sistemas em particular dos afterglows de GRBs e da amplificação em tais sistemas está ainda faltando.

1.4 Estrutura da Tese

Entre os diversos problemas em aberto discutidos até aqui, dedicar-nos-emos nesta tese a estudar mais profundamente a amplificação do campo magnético na região do afterglow. No capítulo 2, descreveremos o método utilizado nas simulações numéricas, assim como o código e as equações que são resolvidas. No capítulo 3 descrevemos a abordagem analítica e numérica que realizamos para estudar o problema da amplificação. No capítulo 4 re-

uniremos as principais conclusões deste trabalho e apresentaremos as perspectivas para os trabalhos futuros.

Magneto-Hidrodinâmica no regime da relatividade especial

Neste capítulo descreveremos as equações da magneto-hidrodinâmica (MHD) na aproximação da relatividade especial, as quais serão empregadas posteriormente em nossos estudos e simulações numéricas para descrever a evolução de jatos de GRBs, conforme observado no capítulo 1.

2.1 Equações Fundamentais da teoria MHD Relativística

As equações da teoria magneto-hidrodinâmica relativística já são bem conhecidas desde os primórdios da teoria da relatividade por terem sido deduzidas a partir da analogia com a teoria dos fluidos tradicional. O desenvolvimento posterior da teoria da relatividade geral entretanto, acrescentou novas maneiras de apresentar essas equações em conjunto com as equações de Einstein para o campo gravitacional (Anile, 1990). Na aplicação a plasmas entretanto, assim como neste trabalho, será suficiente apresentá-las de uma forma mais simplificada, negligenciando os efeitos do campo gravitacional da fonte, admitindo que a mesma está distante o bastante do jato que iremos tratar, e adotando, portanto, a aproximação da relatividade especial. Na literatura podemos encontrar diferentes maneiras de apresentar essas equações, onde para cada uma delas há vantagens e desvantagens de acordo com as aplicações.

Apresentaremos o conjunto de equações da mesma forma que em Hamlin (2012), por ser a forma mais didática que encontramos, além de permitir uma melhor compreensão dos termos envolvidos e das diferentes vantagens e desvantagens de cada abordagem e da

equivalência entre os sistemas.

2.1.1 Equações de Transporte e Equações de Maxwell

O primeiro conjunto de equações da RMHD que mostramos aqui combina as equações de transporte do fluido com as equações de Maxwell. Essa forma apresenta vantagens pela similaridade com as equações da MHD não relativística com o acréscimo do fator de Lorentz (Γ).

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Gamma\rho) + \nabla \cdot (\Gamma\rho\mathbf{v}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{w}{c^2}\Gamma^2\mathbf{v}\right) + \nabla \cdot \left(p\mathbf{I} + \frac{w}{c^2}\Gamma^2\mathbf{v}\mathbf{v}\right) = \rho_c\mathbf{E} + \frac{\mathbf{J}}{c} \times \mathbf{B} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(w\Gamma^2 - p) + \nabla \cdot (w\Gamma^2\mathbf{v}) = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} \quad (2.3)$$

$$\nabla\mathbf{B} = \frac{\mathbf{J}}{c} + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

$$\nabla\mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho_c \quad (2.7)$$

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} = 0 \quad (2.8)$$

onde w é a entalpia por volume, e se assumirmos um fluido adiabático com um tensor de pressão isotrópica teremos que:

$$w = \rho c^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p \quad (2.9)$$

sendo γ o índice adiabático.

Nessa forma a primeira equação é da continuidade de massa, a segunda a da conservação do momento, a terceira a da conservação da energia e as demais são as equações de Maxwell com a última valendo sob a condição de condutividade infinita. Assumimos aqui a notação onde Γ é o fator de Lorentz, ρ a densidade de massa, \mathbf{v} o vetor velocidade (v_x, v_y, v_z) , \mathbf{E} o campo elétrico, \mathbf{J} a densidade de corrente, \mathbf{B} o campo magnético, onde nesse caso todas as quantidades estão definidas no referencial do laboratório. Esse sistema de equações é o mais fácil de ser linearizado e por isso o mais indicado ao estudo da análise de instabilidades que

faremos neste trabalho. Nessa forma ainda existe a vantagem adicional para o estudo de sistemas multi-fluidos (embora não iremos considerá-lo aqui), uma vez que é mais simples separar as densidades, velocidades e cargas em diferentes componentes.

2.1.2 Forma conservativa para energia e momento

A segunda forma das equações RMHD que descrevemos é bastante similar à anterior, porém as equações de conservação de momento e energia são escritas também no modo conservativo, como a equação de continuidade, e as equações de Maxwell não envolvem cargas. Equações na forma conservativa são preferidas em simulações numéricas pelo fato de serem hiperbólicas e existirem métodos de soluções conhecidos para equações diferenciais parciais hiperbólicas. As equações são:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\Gamma\rho) = -\nabla \cdot (\Gamma\rho\mathbf{v}) \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{w}{c^2}\Gamma\mathbf{v} + \frac{1}{c^2}(\mathbf{E} \times \mathbf{B})\right] = -\nabla\left(p + \frac{E^2 + B^2}{2}\right) - \nabla \cdot \left(\frac{w}{c^2}\Gamma\mathbf{v}\mathbf{v} - \mathbf{E}\mathbf{E} - \mathbf{B}\mathbf{B}\right) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left[w\Gamma^2 - p + \frac{1}{2}(E^2 + B^2)\right] = -\nabla \cdot [w\Gamma^2]\mathbf{v} + c(\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \quad (2.12)$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} \quad (2.13)$$

$$0 = -\nabla \cdot \mathbf{B} \quad (2.14)$$

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} = 0$$

Essa versão é a normalmente utilizada em estudos de jatos como por exemplo em [Koide et al. \(1996\)](#). Como anteriormente a primeira equação é a de continuidade de massa, a segunda a conservação do momento, onde do lado direito estão cada um dos termos de pressão e a terceira a equação de energia. A quarta e a quinta equação são as equações de Maxwell sem cargas e a sexta é onde assume-se condutividade infinita. Todas estão na forma conservativa o que como dissemos antes permite a aplicação de métodos numéricos já conhecidos para as simulações numéricas da teoria MHD clássica.

2.1.3 Formulação Covariante

A formulação covariante das equações RMHD assumindo-se composição química uniforme (plasma composto de uma única espécie) é apresentada em mais detalhes no trabalho

de Anile (1990). De longe essa é a formulação mais adotada em simulações numéricas não apenas pelo fato de ser covariante como também pelo fato de se apresentar na forma conservativa e é a que adotaremos aqui.

$$\partial_\alpha(\rho u^\alpha) = 0 \quad (2.15)$$

$$\partial_\alpha T^{\alpha\beta} = 0 \quad (2.16)$$

$$\partial_\alpha F^{\alpha\beta} = 0 \quad (2.17)$$

em um sistema onde ∂_α é a derivada covariante em relação ao tensor métrico $g_{\alpha\beta}$. Assume-se nesse que a métrica seja de Minkowski¹:

$$g_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Neste sistema a primeira equação é a da continuidade em massa, a segunda a conservação tensor energia-momento, de tal forma que a parte temporal descreve conservação da energia e a parte espacial a conservação do momento. A terceira equação descreve o comportamento do tensor eletromagnético. A parte temporal da terceira equação estabelece que o campo \mathbf{B} tem divergência nula ($\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$) enquanto que a parte espacial nos leva à equação de indução como demonstraremos adiante.

Assumindo um sistema de unidade onde a velocidade da luz no vácuo, $c = 1$, e um fator $1/\sqrt{(4\pi)}$ é absorvido na definição de campo magnético (veja abaixo), temos que o tensor energia-momento para um fluido perfeito permeado por campo magnético é dado por:

$$T^{\alpha\beta} = \rho h^* u^\alpha u^\beta + p^* g^{\alpha\beta} - b^\alpha b^\beta \quad (2.19)$$

onde ρ é a densidade de massa de repouso do fluido no referencial comóvel (com o fluido), $u^\alpha = (u^0, u)$ a 4-velocidade, b^α o 4-campo magnético, e h^* e p^* a entalpia hidromagnética e a pressão total, respectivamente, também medidas no referencial comóvel:

¹ A métrica de Minkowski é quem permite a definição de quadri-vetores. No geral o quadrado do módulo de um quadri-vetor representa um escalar no qual observadores em diferentes referenciais concordam, permitindo assim uma formulação covariante.

$$h^* = h + \frac{b^\alpha b_\alpha}{\rho} = 1 + \epsilon + \frac{p}{\rho} + \frac{|b^2|}{\rho} \quad (2.20)$$

$$p^* = p + p_{mag} \quad (2.21)$$

onde p é a pressão do fluido, ϵ a energia interna e h a entalpia específica. A pressão magnética p_{mag} pode ser definida como:

$$p_{mag} = \frac{|b^2|}{2} \quad (2.22)$$

e a energia interna como:

$$\epsilon = \frac{p}{\rho(\gamma - 1)} \quad (2.23)$$

no caso de um gás ideal (ver seção 2.2 para uma discussão sobre a equação de estado).

O tensor dual do campo eletromagnético pode ser definido como:

$$F^{*\alpha\beta} = b^\alpha u^\beta - b^\beta u^\alpha \quad (2.24)$$

onde $b^\alpha = (b^0, b^i)$:

$$b^0 = \Gamma(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \quad (2.25)$$

$$b^i = \frac{B^i}{\Gamma} + v^i b^0 \quad (2.26)$$

Em termos de \mathbf{v} e \mathbf{B} , temos que $|b|^2 = B^2 \Gamma^{-2} + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})^2$.

Assumindo que o fluido seja perfeitamente condutor, de tal modo que o campo elétrico $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0$, teremos que:

$$\partial_\alpha (u^\alpha b^\beta - b^\beta u^\alpha) = 0 \quad (2.27)$$

na qual a parte espacial (em termos do campo magnético no referencial do laboratório) fornece a equação de indução:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (2.28)$$

o que estabelece analogia como o caso Newtoniano. A componente temporal da equação 2.27 por sua vez dá a equação:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.29)$$

que deve ser sempre preservada ²

Particularmente importante é definir dois parâmetros de magnetização do plasma que são os chamados β e σ :

$$\beta = \frac{p_{mag}}{p} \quad (2.30)$$

$$\sigma \equiv \frac{|b|^2}{\rho} = 2 \frac{p_{mag}}{\rho} \quad (2.31)$$

O parâmetro β aqui é definido como o inverso do parâmetro tradicionalmente definido em física de plasmas, sendo a razão entre a pressão magnética e a pressão do gás. Essa definição permite que quando o plasma for fortemente magnetizado β seja alto. O parâmetro σ é particularmente importante na dinâmica dos jatos relativísticos de GRBs como mostrado adiante, assim como também permite construir a ideia de fluxo de Poynting, uma vez que se σ for grande o termo magnético domina em relação ao termo de massa na entalpia total do sistema. Duas últimas definições ainda úteis e importantes são a da velocidade do som e a da velocidade Alfvén:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho h}} \quad (2.32)$$

que é calculada a partir de :

$$h c_s^2 = \frac{\partial p}{\partial \rho} \Big|_{\epsilon} + \frac{p}{\rho^2} \frac{\partial p}{\partial \epsilon} \Big|_{\rho} \quad (2.33)$$

e a velocidade Alfvén:

$$c_a^2 = \frac{|b|^2}{\rho h^*} = \frac{\sigma}{h + \sigma} \quad (2.34)$$

onde cabe notar que para σ muito grande a velocidade Alfvén aproxima-se da velocidade da luz ($c_a \sim 1$).

² Notamos que, embora a equação 2.29 tenha sido derivada a partir da equação 2.27 com condutividade nula, a mesma é válida sempre e representa a inexistência de monopolos magnéticos.

A formulação tensorial covariante das equações RMHD apresenta a vantagem de ser hiperbólica, o que permite resolvê-las numericamente de modo análogo à MHD tradicional com o acréscimo de algumas complicações. Discutiremos o procedimento numérico mais detalhadamente na seção 2.3, porém antes discutiremos brevemente a equação de estado necessária para o fechamento do sistema.

2.2 Equação de estado RMHD

Uma equação ainda necessária para os sistemas de equações discutidos nas seções anteriores é uma equação de estado. O objetivo é estabelecer uma relação entre grandezas termodinâmicas como pressão, temperatura e densidade. Essa equação depende essencialmente do estado em que a matéria se encontra, assim como da composição do plasma.

O caso de equação de estado mais adotado em astrofísica, é o de gás ideal onde assume-se equilíbrio termodinâmico. A lei de gases ideais (Porth, 2011) permanece aplicável também no regime de temperaturas relativísticas $k_B T \gg m_p c^2$, onde o equilíbrio passa a ser descrito pela distribuição de Juttner (Anile, 1990) de tal forma que a densidade de energia interna do sistema :

$$\epsilon = \frac{f}{2} p + \rho c^2 = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho c^2 \quad (2.35)$$

onde $\gamma = c_p/c_V = (f + 2)/f$ é o índice adiabático e f o número de graus de liberdade do sistema. Deste modo a entalpia será:

$$h = \frac{\epsilon + p}{\rho} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{p}{\rho} + c^2 \quad (2.36)$$

a qual define a equação de estado para um gás ideal de um determinado índice adiabático. Um gás ultra relativístico tem $\gamma = 4/3$.

Uma equação de estado mais geral foi estudada por Mignone e McKinney (2007). Neste trabalho são discutidas as diferenças no processo de se variar a entalpia do sistema, por exemplo na propagação de uma jato relativístico ($\gamma = 4/3$) em um meio não relativístico ($\gamma = 5/3$). Apesar de algumas diferenças como por exemplo na velocidade de propagação, a aproximação de $\gamma = 4/3$ para todo o gás é ainda razoável. Voltaremos a isso quando tratarmos das simulações no capítulo 3.

2.3 Soluções Numéricas do Sistema de Equações RMHD

A hiperbolicidade de um sistema quase-linear de equações diferenciais parciais (Komisarov, 1999) no geral se reduz a análise de equações unidimensionais da forma :

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + C \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial x} = 0 \quad (2.37)$$

onde o vetor \mathbf{U} é o vetor das variáveis conservativas e \mathbf{F} o vetor dos fluxos. As variáveis chamadas de primitivas serão:

$$\mathbf{V} = (\rho, v^x, v^y, v^z, p, B^x, B^y, B^z) \quad (2.38)$$

onde as componentes de \mathbf{v} e \mathbf{B} são dadas no referencial do laboratório e as demais no referencial do fluido.

O sistema é chamado hiperbólico se o problema de auto-valores para a matriz C :

$$(C - \mu \mathbf{I}) \mathbf{r} = \mathbf{0} \quad (2.39)$$

tiver auto-valores reais (onde \mathbf{I} é a matriz identidade).

De modo a simplificar o problema para o caso de um espaço-tempo plano (van der Holst et al., 2008), e tornar o sistema hiperbólico, nós podemos dividir a equação da continuidade, conservação de momento e energia como escritas em 2.17 na parte temporal mais a parte espacial, de modo que teremos:

$$\partial_t(\Gamma \rho) + \partial_i(\Gamma \rho v^i) = 0, \quad (2.40)$$

$$\partial_t(\Gamma^2 \rho h^* v^j - b^0 b^j) + \partial_i(\Gamma^2 \rho h^* v^i v^j + p_* \delta^{ij} - b^i b^j) = 0, \quad (2.41)$$

$$\partial_t(\Gamma^2 \rho h^* - p^* - (b^0)^2) + \partial_i(\Gamma^2 \rho h^* v^i - b^0 b^i) = 0, \quad (2.42)$$

$$\partial_t B^j + \partial_i(v^i B^j - B^i v^j) = 0, \quad \partial_i B^i = 0. \quad (2.43)$$

Importante notar que as equações acima, estão na forma conservativa de tal modo teremos um sistema da seguinte forma:

$$\partial_t \mathbf{U} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{U}) = 0, \quad (2.44)$$

onde neste caso:

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} D \\ \mathbf{S} \\ E \\ \mathbf{B} \end{pmatrix}^T = \begin{pmatrix} \Gamma\rho \\ (\xi + B^2)\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} \\ \xi + \frac{B^2}{2} + \frac{1}{2}(v^2 B^2 - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})^2) - p - D \\ \mathbf{B} \end{pmatrix}^T \quad (2.45)$$

onde, $\Gamma D = \Gamma^2 \rho$ é a densidade de massa no referencial inercial, e $\xi = \Gamma^2 h \rho$ é uma medida de entalpia. O vetor de fluxos por sua vez será:

$$\mathbf{F} = \begin{pmatrix} D\mathbf{v} \\ (\xi + B^2)\mathbf{v}\mathbf{v} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\Gamma^2} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})(\mathbf{B}\mathbf{v} + \mathbf{v}\mathbf{B}) + I_{p_{\text{tot}}} \\ E\mathbf{v} + p_{\text{tot}}\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B} \\ \mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v} \end{pmatrix}^T \quad (2.46)$$

Se assumirmos uma equação de estado para um fluido ideal com um índice politrópico constante, teremos que :

$$\xi = \Gamma^2 \left(\rho + \frac{\gamma p}{\gamma - 1} \right). \quad (2.47)$$

onde podemos recuperar as expressões newtonianas tanto para ξ como h no regime em que $\Gamma \rightarrow 1$.

2.3.1 Mudança de variáveis conservativas para primitivas

Um dos grandes desafios em códigos de grade relativísticos é a conversão das variáveis conservativas para primitivas. Essa conversão é necessária para se calcular os fluxos (equação 2.46). Enquanto no caso clássico isso depende apenas de uma manipulação algébrica relativamente simples, no caso relativístico é necessário um algoritmo para encontrar raízes em uma equação de quarto grau. Em particular nós usamos o mesmo método descrito em [van der Holst et al. \(2008\)](#) e [Keppens et al. \(2012\)](#).

Utilizando as definições descritas anteriormente (equação 2.3), podemos escrever que:

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{S} + \xi^{-1}(\mathbf{S} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}}{\xi + B^2}, \quad (2.48)$$

e:

$$\rho = D/\Gamma, \quad p = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{(\xi - \Gamma D)}{\Gamma^2}. \quad (2.49)$$

Para encontrarmos o valor de ξ precisamos de um algoritmo que encontre raízes para a seguinte equação :

$$f(\xi) = \xi - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{(\xi - \Gamma D)}{\Gamma^2} - E - D + B^2 - \frac{1}{2} \left[\frac{B^2}{\Gamma^2} + \frac{(\mathbf{S} \cdot \mathbf{B})^2}{\xi^2} \right] = 0, \quad (2.50)$$

onde o segundo termo é exatamente a pressão na equação anterior (2.49).

O fator de Lorentz que ainda é uma incógnita no sistema de equações, $\Gamma = \Gamma(\mathbf{S}, \mathbf{B}; \xi)$ contém ainda a variável ξ , assim como na equação 2.48:

$$\frac{1}{\Gamma^2} = 1 - \mathbf{v}^2 = 1 - \frac{|\mathbf{S} + \xi^{-1}(\mathbf{S} \cdot \mathbf{B})\mathbf{B}|^2}{(\xi + B^2)^2}. \quad (2.51)$$

No algoritmo para encontrar raízes ξ é obtido a partir da equação 2.50 com auxílio da equação 2.51.

2.3.2 O problema de Riemann em RMHD

O problema de Riemann, formulado há mais de uma centena de anos atrás por Bernhard Riemann (Giacomazzo e Rezzolla, 2006), consiste em se encontrar uma solução para a evolução temporal de um fluido, o qual, em um instante inicial de tempo, possui dois estados adjacentes, caracterizados por valores diferentes de velocidade, pressão e densidade uniformes. Essas condições iniciais determinam completamente a evolução da descontinuidade de contato, depois que for removida a barreira separando os estados iniciais à esquerda e à direita.

Este problema deixou de ser meramente acadêmico e ganhou enorme importância quando se percebeu que poderia ser o ingrediente básico de códigos hidrodinâmicos baseados em métodos de diferenças finitas. Neste tipo de método, o domínio computacional é discretizado e cada interface entre duas zonas adjacentes da grade é utilizada para construir os estados iniciais à direita e à esquerda de um problema de Riemann local. A evolução das equações da hidrodinâmica é então obtida a partir das soluções através do domínio computacional que possui uma sequência de problemas de Riemann locais.

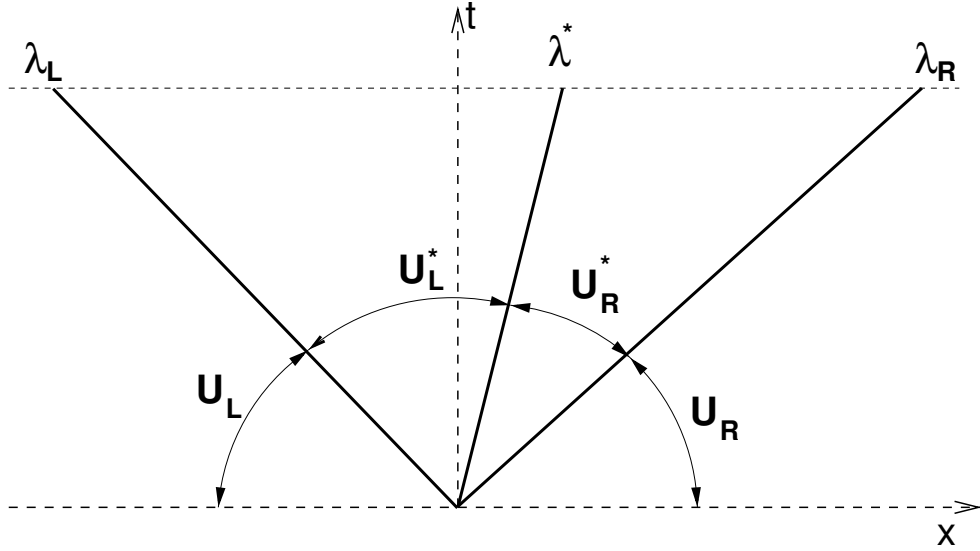


Figura 2.1: Esquema do problema de Riemann no plano $x-t$. Os dois estados iniciais U_L e U_R decaem em duas ondas não lineares (com velocidades λ_L e λ_R) e uma onda linear da descontinuidade de velocidade λ^* . A onda resultante divide o plano em quatro regiões, cada uma com uma constante de estado: U_L, U_L^*, U_R^*, U_R . Extraído de [Mignone e Bodo \(2005\)](#).

No formalismo do tipo Godunov padrão, a integração numérica de equações do tipo da equação 2.44, depende do cômputo dos fluxos numéricos na região das interfaces entre células adjacentes, o que pode ser pensado como a solução do seguinte problema de valores iniciais:

$$U(x, 0) = \begin{cases} U_{L,i+\frac{1}{2}} & \text{if } x < x_{i+\frac{1}{2}}, \\ U_{R,i+\frac{1}{2}} & \text{if } x > x_{i+\frac{1}{2}}, \end{cases} \quad (2.52)$$

onde $U_{L,i+\frac{1}{2}}$ e $U_{R,i+\frac{1}{2}}$ são tomados como os valores constantes a esquerda e a direita da zona de interface entre células $i + \frac{1}{2}$. A evolução da descontinuidade (2.52) é exatamente o problema de Riemann ([Mignone e Bodo, 2006](#)) que pode ser melhor ilustrado através da figura 2.1.

Na MHD relativística, da mesma forma que em MHD clássica, a evolução em uma dada direção é descrita através de sete equações e sete variáveis independentes. A solução do problema descrito na equação 2.52 resulta na formação de sete ondas: dois pares de ondas magneto-acústicas lentas λ_S^\pm , dois pares de ondas Alfvén λ_A^\pm e dois pares de ondas magneto-acústicas rápidas λ_F^\pm , e a descontinuidade de contato λ_E (muitas vezes chamada na literatura de onda de entropia). Essas ondas são importantes porque determinam as velocidades características de um dado elemento do fluido em um dado estado. Uma vez que

o nosso sistema de equações é formulado a partir do referencial inercial, nós precisamos determinar as velocidades de propagação dessas ondas também nesse referencial. Essas ondas podem ser ordenadas na seguinte sequência (van der Holst et al., 2008):

$$\lambda_{\text{F}}^- \leq \lambda_{\text{A}}^- \leq \lambda_{\text{S}}^- \leq \lambda_{\text{E}} \leq \lambda_{\text{S}}^+ \leq \lambda_{\text{A}}^+ \leq \lambda_{\text{F}}^+, \quad (2.53)$$

onde a onda de entropia está se propagando com a velocidade do fluido $\lambda_{\text{E}} = v_i$. As ondas Alfvén se propagam com as velocidades:

$$\lambda_{\text{A}}^\pm = v_i \pm \frac{1}{\Gamma^2} \frac{B_i}{\sqrt{\rho h_{\text{tot}} \pm (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})}}, \quad (2.54)$$

onde já estão incluídas as correções relativísticas e h_{tot} é a entalpia total do sistema (soma da contribuição térmica mais magnética). As ondas magneto-acústicas por sua vez apresentam uma dificuldade maior intrínseca ao problema numérico da RMHD. Esse problema se deve essencialmente à determinação da velocidade característica das ondas a partir do polinômio de quarto grau:

$$\rho h \left(\frac{1}{c_s^2} - 1 \right) \Gamma^4 (\lambda - v_i)^4 - (1 - \lambda^2) \left\{ \Gamma^2 \left(\rho h + \frac{2p_{\text{mag}}}{c_s^2} \right) (\lambda - v_i)^2 - \left[\Gamma (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) (\lambda - v_i) - \frac{B_i}{\Gamma} \right]^2 \right\} = 0, \quad (2.55)$$

que envolve o cálculo da velocidade do som relativística $c_s = \sqrt{\gamma p / (\rho h)}$. O cálculo numérico para a determinação dessas soluções é complexo, pois devemos lembrar que todas as raízes devem estar limitadas ao domínio $]-1, 1[$ devido ao limite da velocidade da luz. Isso pode fazer com que as raízes estejam muito próximas entre si, levando a erros numéricos. Um número de métodos possíveis de solução que permitem evitar este problema estão disponíveis na literatura e foram testados na implementação do código que aqui empregamos (veja adiante a descrição do código e dos métodos adotados).

2.3.3 Os resolvedores do problema de Riemann HLL e HLLC

2.3.3.1 O conceito HLL

Harten, Lax e van Leer (HLL daqui em diante) propuseram uma solução aproximada para o problema de Riemann, onde a partir de dois estados ligados por duas ondas acústicas (a solução foi proposta inicialmente para o caso hidrodinâmico), tomava-se a média para

obter um único estado. De outra forma, a solução para o problema de Riemann em $x/t = 0$ consiste em 3 estados:

$$U(\mathbf{0}, t) = \begin{cases} U_L & \text{if } \lambda_L \geq 0, \\ U^{hll} & \text{if } \lambda_L \leq 0 \leq \lambda_R, \\ U_R & \text{if } \lambda_R \leq 0, \end{cases} \quad (2.56)$$

onde evita-se a notação $i + \frac{1}{2}$ por simplicidade. HLL notaram que um único estado U^{hll} poderia ser construído a partir de uma estimativa das velocidades características (mais rápida e mais lenta) λ_L e λ_R :

$$U^{hll} = \frac{\lambda_R U_R - \lambda_L U_L + F_L - F_R}{\lambda_R - \lambda_L}, \quad (2.57)$$

onde $F_L = F^x(U_L)$, $F_R = F^x(U_R)$.

O fluxo numérico na interface correspondente é definido como:

$$f = \begin{cases} F_L & \text{if } \lambda_L \geq 0, \\ F^{hll} & \text{if } \lambda_L \leq 0 \leq \lambda_R, \\ F_R & \text{if } \lambda_R \leq 0, \end{cases} \quad (2.58)$$

onde

$$F^{hll} = \frac{\lambda_R F_L - \lambda_L F_R + \lambda_R \lambda_L (U_R - U_L)}{\lambda_R - \lambda_L}. \quad (2.59)$$

Assim, dada uma estimativa para as velocidades maior e menor λ_R e λ_L respectivamente, pode-se construir uma solução aproximada do problema de Riemann, e os fluxos numéricos das equações na forma conservativa serão computados utilizando a equação (2.58).

Embora o método HLL seja computacionalmente barato e de mais simples implementação, sua maior desvantagem repousa na sua incapacidade de resolver a descontinuidade de contato. De qualquer forma o método pode ser sofisticado e tornado mais robusto de modo a contornar essas limitações. Uma das propostas nesse sentido é o método HLLC, o qual utilizamos em nossa formulação já estendido às equações da RMHD.

2.3.3.2 HLLC

Uma possibilidade para sofisticar o solver HLL (Mignone e Bodo, 2006) e fazer com que ele possa resolver o problema de Riemann é escrever a solução $x/t = 0$ como:

$$U(0, t) = \begin{cases} U_L & \text{if } \lambda_L \geq 0, \\ U_L^* & \text{if } \lambda_L \leq 0 \leq \lambda^*, \\ U_R^* & \text{if } \lambda^* \leq 0 \leq \lambda_R, \\ U_R & \text{if } \lambda_R \leq 0, \end{cases} \quad (2.60)$$

onde λ_L e λ_R são, respectivamente, as velocidades características mínimas e máximas e λ^* é a velocidade da onda da descontinuidade de contato (de entropia). Os fluxos entre as células podem ser calculados como:

$$f = \begin{cases} F_L & \text{if } \lambda_L \geq 0, \\ F_L^* & \text{if } \lambda_L \leq 0 \leq \lambda^*, \\ F_R^* & \text{if } \lambda^* \leq 0 \leq \lambda_R, \\ F_R & \text{if } \lambda_R \leq 0. \end{cases} \quad (2.61)$$

Os fluxos intermediários (em relação ao HLL) F_L^* e F_R^* são expressos em termos de U_L^* e U_R^* através das relações de Rankine-Hugoniot:

$$\begin{aligned} \lambda_L (U_L^* - U_L) &= F_L^* - F_L, \\ \lambda^* (U_R^* - U_L^*) &= F_R^* - F_L^*, \\ \lambda_R (U_R - U_R^*) &= F_R - F_R^*, \end{aligned} \quad (2.62)$$

onde, em geral, $F_{L,R}^* \neq F(U_{L,R}^*)$ (no caso em que há choques). Se somarmos as equações acima, teremos que :

$$\frac{(\lambda^* - \lambda_L)U_L^* + (\lambda_R - \lambda^*)U_R^*}{\lambda_R - \lambda_L} = U^{hll}, \quad (2.63)$$

onde

$$U^{hll} = \frac{\lambda_R U_R - \lambda_L U_L + F_L - F_R}{\lambda_R - \lambda_L}, \quad (2.64)$$

é a integral de estado (média) ou solução (aproximada) do problema de Riemann.

De modo análogo, se dividirmos as expressões na equação (2.62) pelo valor correspondente de λ 's no lado esquerdo e somarmos as equações teremos que :

$$\frac{F_L^* \lambda_R (\lambda^* - \lambda_L) + F_R^* \lambda_L (\lambda_R - \lambda^*)}{\lambda_R - \lambda_L} = \lambda^* F^{hl}, \quad (2.65)$$

onde

$$F^{hl} = \frac{\lambda_R F_L - \lambda_L F_R + \lambda_R \lambda_L (U_R - U_L)}{\lambda_R - \lambda_L}. \quad (2.66)$$

que será a solução média para o fluxo no problema de Riemann.

2.4 O código Godunov

O conjunto de equações RMHD descrito foi resolvido com a utilização de uma versão modificada a partir do código Godunov, desenvolvido por Grzegorz Kowal e distribuído sob a licença GPL³ e implementa os métodos Godunov para a solução numérica de equações hiperbólicas. O código já foi amplamente testado e aplicado a diversos problemas astrofísicos (Kowal e Lazarian, 2010; Falceta-Gonçalves et al., 2010; Santos-Lima et al., 2010; Kowal et al., 2011, 2012; Santos-Lima et al., 2012, 2013; Poidevin et al., 2013; Leão et al., 2013, entre outros).

O módulo relativístico que utilizamos nesta tese é inédito e foi desenvolvido ao longo do estudo dos problemas aqui abordados. No trabalho apresentado aqui, utilizamos o método de 5ª ordem que preserva a monotonicidade (MP) para a reconstrução dos estados no problema de Riemann (Suresh e Huynh, 1997; He et al., 2011), e o resolvidor de Riemann HLLC descrito na seção 2.3.3.2 para calcular os valores dos fluxos \mathbf{F} . A solução é evoluída temporalmente utilizando-se o método Runge-Kutta de terceira ordem SSPRK(4,3) (Strong Stability Preserving Runge-Kutta) (Ruuth, 2006). Para assegurar a divergência nula do campo magnético utilizamos a abordagem descrita por Dedner et al. (2002).

Como descrito anteriormente um dos problemas fundamentais na solução numérica das equações RMHD, é a determinação das variáveis primitivas $\mathbf{Q} = (\rho, \mathbf{v}, \mathbf{B}, p)$, a partir da sua representação conservativa \mathbf{U} . Um grande número de métodos para essa conversão foi testado e comparado em Noble e Del Zanna (2006), sendo que o método 1Dw descrito por eles, é o mais acurado e robusto, sendo assim adotado por nós nos cálculos. No próximo

³ O código pode ser baixado em <http://amuncode.org>

capítulo veremos em detalhe o emprego desse código na realização de simulações bi e tridimensionais de jatos relativísticos.

Amplificação dos campos magnéticos em Frentes de Choque de GRBs

Neste trabalho abordaremos este problema da amplificação atrás de choques, estudando numericamente a evolução temporal da magnetização em jatos relativísticos em duas e três dimensões. Adotaremos o cenário onde o campo magnético carregado pelo jato não é relevante e exploraremos a amplificação do campo magnético ambiente analiticamente e por meio de simulações RMHD 2D e 3D. O objetivo é verificar se a compressão é suficiente para explicar a emissão observada no afterglow sem o requisito de um jato magnetizado.

Estudaremos diferentes cenários. Especificamente, consideraremos a expansão de jatos não magnetizados tanto cilíndricos como cônicos após emergirem do envelope estelar e que atravessam o envelope estelar e à medida que expandem sobre o gás interestelar magnetizado. Consideraremos tanto jatos com densidades superiores como inferiores à do meio ambiente. Começaremos com uma abordagem analítica do problema na próxima seção.

3.1 Choques Relativísticos: uma abordagem analítica

No modelo analítico mais simples possível, um choque é considerado uma descontinuidade de contato (em velocidade) entre dois meios, e surge quando um fluido desloca-se supersonicamente. No referencial da frente de choque, a solução estacionária das equações de conservação de fluxo de momento de um fluido ($\partial t = 0$) conduz ao conjunto de relações de Rankine-Hugoniot. Essas relações fornecem informações sobre como as variáveis primitivas ($\rho, p, \mathbf{B}, \mathbf{v}$) se comportam nas diferentes regiões da estrutura de choque. Para um plasma relativístico, essas relações são bem descritas, por exemplo, nos trabalhos de [Ken-](#)

nel e Coroniti (1984), (see also de Hoffmann e Teller, 1950; Mallick, 2011). No caso de a velocidade do choque ser perpendicular ao campo magnético temos que:

$$n_1 u_1 = n_2 u_2, \quad (3.1)$$

$$E = \frac{u_1 B_1}{\Gamma_1} = \frac{u_2 B_2}{\Gamma_2}, \quad (3.2)$$

$$\Gamma_1 h_1 + \frac{EB_1}{4\pi n_1 u_1} = \Gamma_2 h_2 + \frac{EB_2}{4\pi n_2 u_2}, \quad (3.3)$$

$$h_1 u_1 + \frac{p_1}{n_1 u_1} + \frac{B_1^2}{8\pi n_1 u_1} = h_2 u_2 + \frac{p_2}{n_2 u_2} + \frac{B_2^2}{8\pi n_2 u_2}, \quad (3.4)$$

onde p é a pressão térmica, n é a densidade numérica de partículas ($n = \rho m_p$, onde m é a massa característica das partículas do fluido), Γ o fator de Lorentz, u é a velocidade normal ao plano do choque, E o campo elétrico no referencial do choque, B o campo magnético na região 1 (região não chocada, ou upstream) e 2 (região chocada, ou downstream). O fator h é a entalpia específica, que para um gás politrópico é definida como:

$$h = 1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{p}{\rho c^2} \right). \quad (3.5)$$

onde γ é o índice politrópico que no caso relativístico $\gamma \rightarrow 4/3$.

Do conjunto das equações 3.1-3.4 acima, obtém-se o fator Y de amplificação:

$$Y \equiv \frac{B_2}{B_1} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{\Gamma_2 u_1}{\Gamma_1 u_2}. \quad (3.6)$$

importante notar que a densidade N (no referencial do laboratório) se relaciona com a densidade própria n através da relação $N = n\Gamma$ (Gallant et al., 1992).

De acordo com as equações de conservação acima, a amplificação do campo magnético ocorre devido à forte compressão do choque (N_2/N_1). A hipótese básica de congelamento das linhas de campo (MHD ideal) resulta em condições iguais tanto para N como para \mathbf{B} .

Esse cenário se torna mais complexo se a região chocada é confinada por dois choques. Esse é o caso de um jato supersônico se propagando sobre o meio ambiente. Este possui em sua extremidade, ou cabeça, uma estrutura dupla de choque: o choque dianteiro (ou forward), onde o jato impacta supersonicamente e comprime o meio ambiente, e o choque

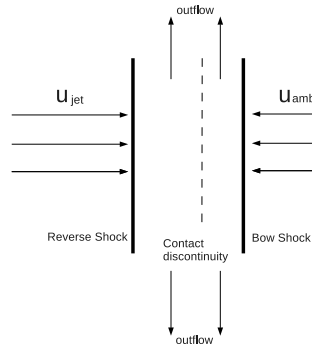


Figura 3.1: Estrutura idealizada e simplificada das frentes de choque geradas no eixo da cabeça do jato que se propaga pelo meio ambiente.

reverso (ou reverse) logo atrás, onde o fluido do jato é fortemente desacelerado. Assim, no referencial do choque supersônico existem dois fluxos, o jato relativístico de um lado e o gás ambiente do outro com uma descontinuidade de contato entre eles. Obviamente devido à conservação de massa este problema não pode ser resolvido em uma dimensão, uma vez que se espera um fluxo perpendicular à direção do choque (ver figura 3.1)

De acordo com a figura 3.1, o material do gás não chocado é desacelerado pela descontinuidade de contato a esquerda (choque 1) e o material chocado (que atravessa o choque) é arrastado para as laterais. O material ambiente é chocado na descontinuidade à direita (choque 2), entrando na região de choque e escoando para as laterais. O equilíbrio entre momentos das duas regiões chocadas ocorre na descontinuidade de contato e uma mistura turbulenta entre os materiais pode acontecer.

Estudos numéricos anteriores em 3D de jatos hidrodinâmicos não relativísticos (Chernin et al., 1994) demonstraram que essa mistura turbulenta, depende principalmente do número de Mach (definido como a razão entre a velocidade do jato e a velocidade do som no meio ambiente) e da razão de densidade entre o meio ambiente e o jato. Para pequenos valores dos dois parâmetros (número de Mach $\lesssim 6$ e razões de densidade $\lesssim 3$) a mistura turbulenta entre os materiais se torna importante - uma condição típica em algumas classes de jatos de AGNs (ver por exemplo de Gouveia Dal Pino e Benz, 1993; Raga e Cabrit, 1993; Stone e Norman, 1993; de Gouveia Dal Pino, 2005; Folini e Walder, 2000, 2006) (veja também Cerqueira e Herant, 1997; Falceta-Gonçalves e Abraham, 2012, para estudos similares em

jatos MHD não relativísticos).

Esses autores também demonstraram que a transferência de momento e a largura da região chocada é fortemente afetada pelo resfriamento radiativo térmico do material chocado. O forte resfriamento diminui a turbulência (pois parte da energia interna do material chocado é irradiado) o que acaba por diminuir a largura da região de choque. Uma consequência do resfriamento não uniforme e do afinamento dos choques é o crescimento das instabilidades não-lineares thin-layer como proposto por Vishniac (1994), além da instabilidade Rayleigh-Taylor que pode transformar o choque em uma estrutura mais turbulenta (Blondin e Konigl, 1990; de Gouveia Dal Pino e Benz, 1993, 1994; Stone e Norman, 1993).

No caso de meios magnetizados, o campo magnético é arrastado pelo gás da região não chocada (upstream) para atrás do choque (downstream). Se a orientação do campo magnético no upstream, é paralela à velocidade do choque, as linhas de campo obviamente não devem ser advectadas para atrás do choque. Já a componente normal à velocidade do choque (componente B_{\perp}) é advectada e amplificada pela compressão e deve permanecer paralela à superfície da descontinuidade de contato. Simulações 2D e 3D MHD confirmam essa tendência (Falceta-Gonçalves e Abraham, 2012; Falceta-Gonçalves e Monteiro, 2014; Cerqueira e Herant, 1997).

Desse modo, o material chocado escoar ao longo do campo amplificado para as laterais de modo a formar a estrutura de cocoon que envolve o feixe do jato. À medida que o jato propaga, gás do meio ambiente é constantemente advectado e confinado atrás do choque dianteiro em arco (ou bow shock), carregando campo magnético ambiente consigo, o que acarreta um efeito de empilhamento deste.

Se considerarmos o efeito de empilhamento das linhas de campo magnético ambiente apenas (já que estamos desprezando a presença de campos magnéticos no jato), a conservação de fluxo magnético no referencial do choque implica em :

$$B_x \simeq B_{\text{amb}} \left(\frac{x_{bs}(t)}{\lambda} \right)^{\alpha}, \quad (3.7)$$

onde B_x é o campo magnético ambiente que é espremido atrás da estrutura do choque depois que o bow shock na cabeça do jato propagou até uma distância $x_{bs}(t)$, e λ representa a espessura da região do choque. Aqui $\alpha \rightarrow 1$ se o campo é paralelo à descontinuidade de

contato e $\alpha \rightarrow 0$ se o campo é perpendicular. A figura 3.2 ilustra o efeito de empilhamento magnético. As setas representam um campo inicial uniforme no meio e na medida que o jato se propaga o campo magnético é varrido e a comprimido entre a estrutura de choque duplo, ou seja entre o choque dianteiro e o choque reverso.

Por outro lado, uma estimativa analítica de λ não é trivial, principalmente pela geometria assimétrica da região do choque. Pode-se demonstrar que a espessura para um choque relativístico esférico é dada por $\lambda \sim R/\Gamma$ (Blandford e McKee, 1976), sendo R o raio da onda de choque. Uma vez que $R = R(t)$, a espessura do choque λ também será função do tempo e crescerá com a expansão do choque.

Esse cenário é diferente para um jato colimado em uma geometria cilíndrica. Nesse caso, há um escoamento lateral sem muito ganho de entalpia e λ fica aproximadamente constante com o tempo, pelo menos enquanto houver ejeção de matéria da fonte. Nesse caso, se considerarmos conservação de massa e momento (equações 3.1-3.4) na área hachurada da figura 3.2 pode-se obter que:

$$\lambda_{\text{cyl}} \simeq \frac{r_{\text{jet}}}{2} \frac{n_{j,1}u_{j,1} + n_{A,1}u_{\text{sh}}}{n_{j,1}Y_j u_{j,2} + n_{A,1}Y_A u_{A,2}} \quad (3.8)$$

onde r_{jet} representa o raio do jato na superfície de trabalho, e $Y = N_2/N_1$ o acréscimo na densidade do material chocado em relação ao material não chocado, os índices j e A se referem aos valores, respectivamente, do jato e do meio ambiente e u_{sh} representa a velocidade do choque dianteiro no referencial do observador:

$$u_{\text{sh}} \sim u_{j,1} \frac{(n_{j,1}\Gamma_1^2 n_{A,1}^{-1})^{1/2}}{1 + (n_{j,1}\Gamma_1^2 n_{A,1}^{-1})^{1/2}}. \quad (3.9)$$

Uma vez que no caso cilíndrico r_j é constante na medida em que o choque se propaga para longe da fonte progenitora, quando $\Gamma \gg 1$, nós obtemos que:

$$\lambda_{\text{cyl}} \sim \frac{\sqrt{2}}{2} \eta r_{\text{jet}} \quad (3.10)$$

onde $\eta = n_{A,1}/n_{j,1}$.

Como discutido mais à frente neste trabalho, existem evidências observacionais e de simulações numéricas de que GRBs provenientes de colapso gravitacional de uma estrela massiva, podem não manter-se colimados depois de emergirem do envelope estelar. Obser-

vacionalmente, quebras na lei de potência durante a emissão do afterglow (ver seção 1.2.3) tem sido modeladas através de jatos cônicos, com ângulos de abertura de até 20° , sendo $\theta_j < 10^\circ$ na grande maioria dos objetos (ver Sari e Halpern, 1999; Bloom, 2003; Frail, 2001; Zeh, 2006; Tchekhovskoy e Narayan, 2009; Bromberg et al., 2011; Mizuta e Ioka, 2013).

No caso de um jato cônico a taxa na qual o gás é depositado na região do choque varia com o tempo. Isso ocorre porque o disco de Mach (i.e., o choque reverso, ou região na qual deposita-se o material chocado do jato, veja figura 3.2) aumenta na medida em que o jato se propaga ao longo do meio ambiente. Para obter uma estimativa analítica para esse caso, podemos separar os fluxos de gás na região do choque em dois, um sendo exatamente o mesmo considerado na equação 3.8, e o outro como o responsável pelo aumento no raio do jato, $\Phi_{\text{tot}} = \Phi_{r_{\text{jet},0}} + \Phi_{\Delta r_{\text{jet}}}$. Vamos considerar o caso em que o ângulo θ é constante. Uma vez que $\Delta r_j \propto x(t)\tan\theta$, a equação 3.8, com $r_{\text{jet}} = r_{\text{jet}}(t) = r_{\text{jet},0} + \Delta r_j$, resulta em:

$$\lambda_{\text{con}}(t) \sim \lambda_{\text{cyl}} \left(1 + \frac{x(t)\tan\theta}{r_{\text{jet},0}\Gamma_1} \right) \quad (3.11)$$

Por outro lado, a saturação do empilhamento deverá ocorrer em distâncias mais curtas no caso de jatos cônicos, com um desvio do crescimento linear de B e uma eventual saturação da amplificação do campo magnético a distâncias maiores de acordo com as propriedades do jato.

Utilizando as equações 3.7 e 3.11, calculamos o efeito de empilhamento que é mostrado na figura 3.2 como uma função da distância à fonte central, para diferentes parâmetros do jato. Podemos observar claramente na figura 3.2 que para valores de $\Gamma \gg 1$, o desvio da relação entre jatos cônicos e cilíndricos decai substancialmente.

Como já argumentado anteriormente, apesar do extenso estudo numérico multidimensional que pode ser encontrado na literatura de jatos relativísticos magnetizados (Leismann et al., 2005; Komissarov, 1999), um estudo sistemático tanto da amplificação do campo do meio ambiente como da geometria do campo magnético no contexto de GRBs ainda se fazia necessário.

Exploramos à seguir essas questões e testaremos vários cenários com a ajuda de simulações numéricas RMHD tanto de jatos cilíndricos como cônicos, propagando em um meio fracamente magnetizado.

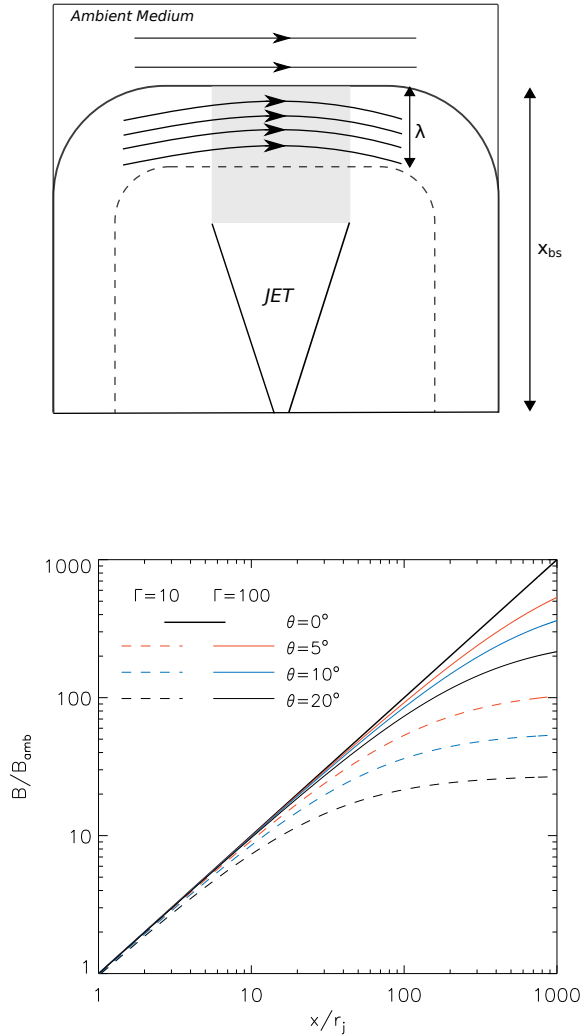


Figura 3.2: Acima: Representação esquemática do efeito de empilhamento das linhas de campo magnético do meio ambiente na medida em que o jato se propaga em um meio com campo uniforme. Abaixo: Intensidade do empilhamento das linhas de campo magnético na região do choque tanto para jatos cilíndricos como cônicos em função da distância como previsto pelas equações 3.7 e 3.11, respectivamente, para diferentes ângulos de abertura e para $\Gamma = 10$ (linha pontilhada) e $\Gamma = 100$ (linha sólida).

3.2 Condições iniciais do problema no domínio computacional bidimensional

Tem havido progresso no entendimento da física envolvendo simulações numéricas de jatos relativísticos, tanto aplicadas a jatos de núcleos ativos de galáxias (AGNs) (Marti et al., 1997; Hughes e Duncan, 2002) como a GRBs (Komissarov, 1999; MacFadyen e Heger, 2001; Zhang et al., 2003; Leismann et al., 2005; Tchekhovskoy e McKinney, 2010; Tchekhovskoy et al., 2008; Morsony et al., 2007; Mizuta e Aloy, 2009; Lazzati et al., 2009; De Colle et al., 2012; Mizuta e Ioka, 2013; Bromberg et al., 2014), a maior parte das quais é estudada no limite de baixo σ e em duas dimensões, mas nenhuma focada na interação do choque do material ejetado com o campo magnético do meio ambiente.

Existe um debate intenso na literatura em relação ao ângulo de abertura em jatos de GRBs quando estes irrompem do envelope estelar (ver por exemplo Lazzati e Begelman, 2005; Morsony et al., 2007; Tchekhovskoy et al., 2008; Mizuta e Ioka, 2013; Bromberg et al., 2014, assim como as referências citadas por esses autores). Quando no interior do envelope estelar, a colimação de um fluxo de Poynting (isto é, de um jato dinamicamente dominado pelo campo magnético) pode ocorrer devido à presença de correntes que aparecem localmente, ou à pressão do material estelar que envolve o jato. Uma vez que o jato deixa o envelope estelar, ele pode se expandir lateralmente devido à menor pressão do meio externo (Bromberg et al., 2011; Mizuta e Ioka, 2013). Existem de fato algumas evidências que favorecem jatos cônicos. Tchekhovskoy e Narayan (2009), por exemplo, encontram a partir das suas simulações, fatores de Lorentz de $\Gamma \sim 100 - 5000$ e ângulos de abertura de $\theta_j \sim 0.1^\circ$ a 10° , reproduzindo propriedades observacionais de jatos de GRBs. Por outro lado, o confinamento dentro de um envelope de um jato magneticamente dominado devido tanto ao campo magnético como à pressão do envoltório (ou cocoon) pode ser tamanha que o jato pode emergir do envelope estelar com um raio da ordem do raio do cilindro de luz (ou light cylinder R_L , definido como $R_L \equiv c/\Omega$, onde Ω é a velocidade angular de rotação na qual o plasma em rotação iguala a velocidade da luz) e permanece confinado até grandes distâncias de propagação permitindo dessa forma, um cenário de jato colimado que acomodaria tanto a emissão prompt em raios- γ como a da formação de uma fotosfera e o afterglow (Levinson e Begelman, 2013).

Observacionalmente, o ângulo de abertura pode ser determinado ajustando-se a quebra no decaimento em lei de potência da emissão do afterglow levando-se em conta o efeito do beaming relativístico (Rhoads, 1999). O ajuste do modelo depende de muitas simplificações e premissas, tais como a distribuição de densidade do meio (ou seja, exemplo se o meio é o de um vento estelar onde $\rho \propto R^{-2}$ ou se a densidade é constante). Sob essas condições a maior parte dos dados resultam em $\theta_j < 10^\circ$, com estimativas fiduciais médias de $\theta_j \sim 4^\circ$ (Sari e Halpern, 1999; Bloom, 2003; Frail, 2001; Zeh, 2006).

Enquanto a questão do ângulo de abertura do jato é ainda debatida (Lazzati e Begelman, 2005; Morsony et al., 2007; Tchekhovskoy e Narayan, 2009; Bromberg et al., 2014), neste trabalho exploraremos diferentes valores possíveis para esse parâmetro. Na região de injeção do domínio computacional começaremos com um jato que já emergiu do envelope estelar no meio ambiente. Por uma questão de simplicidade o jato é injetado continuamente através de um orifício na borda esquerda do domínio computacional representado por um retângulo preenchido com gás do meio interestelar. O ângulo de abertura é dessa maneira um parâmetro livre e nas nossas simulações três valores são explorados $\theta_j = 0^\circ, 10^\circ$ e 20° . O valor de θ_j é fixado como constante na região de injeção.

O raio do jato (R_j) é fixado na região de injeção. A borda vertical da esquerda (região de injeção) e a borda horizontal inferior são reflexivas e as demais são bordas do tipo outflow, isto é, que permitem que o material escape do domínio.

A densidade do gás ambiente ρ e pressão p são inicialmente uniformes no domínio inteiro. Uma vez que estamos interessados em estudar a amplificação do campo magnético na região onde o jato choca com o meio, admitimos um campo magnético fraco, compatível com as observações do meio interestelar, inicialmente perpendicular à propagação do jato, correspondendo a $\beta = p_{mag}/p = 10^{-5}$.

Um outro parâmetro importante para a evolução dinâmica dos jatos, embora não crítica para o propósito desse trabalho, é a razão $\eta = \rho_{amb}/\rho_j$ entre as densidades do meio externo e do jato. Tradicionalmente, modelos de propagação para microquasares, AGNs e GRBs assumem um fluxo de matéria relativístico menos denso que o meio externo ($\eta > 1$). Uma das justificativas para essa escolha, é a ausência de emissão térmica nos choques desses jatos. Quando ainda dentro do envelope estelar, se o jato do GRB é dominado pelo campo magnético, essa razão provavelmente será $\eta > 1$ (ver por exemplo López-Cámara, 2013), tal

como previsto por modelos semi-analíticos e simulações numéricas citadas anteriormente. Depois de deixar o envelope o jato pode mudar o seu regime de massa e a densidade do jato pode se tornar maior do que a do meio $\eta \ll 1$. Isso é discutido, por exemplo, por [Lazzati e Begelman \(2005\)](#) and [Morsony et al. \(2007\)](#). Simulações da interação entre o envelope estelar e o jato indicam uma transição entre os regimes de $\eta \simeq 10^4 - 10^5$ (na região central do envelope estelar) e $\eta < 10^{-6}$ depois de o jato deixar a estrela.

Uma vez que a evolução dinâmica do jato sobre um meio ambiente uniforme pode diferir completamente de acordo com o valor de η adotado, por completeza do estudo, nós estudaremos a propagação em ambos regimes $\eta < 1$ e $\eta > 1$, varrendo um espaço paramétrico de $10^{-4} \leq \eta \leq 10^2$. Isso é equivalente a estudar diferentes morfologias e a amplificação do campo magnético para diferentes fases do jato interagindo com o meio em que se propaga.

O espaço de parâmetros investigado nesta parte do trabalho é apresentado na Tabela [3.1](#). Em todos os casos o jato é inicialmente relativístico (com fator de Lorentz $\Gamma = 2, 10$ ou 100) e supersônico, com número de Mach inicial $\mathcal{M}_s = 10$ definido como a razão entre a velocidade de injeção e a velocidade do som do meio ambiente.

As dimensões da caixa bidimensional computacional simulada são $(L_x, L_y) = (48, 12)$ em unidades do código. A unidade do código de distância que adotamos é $5R_j$. A unidade adotada para o tempo é definida como $5R_j/c$, onde $c = 1$ nas nossas simulações. As simulações foram realizadas com uma resolução de 4096×1024 células.

O resfriamento térmico radiativo do plasma quente chocado pode resultar em regiões de choque finas e instáveis. No entanto, as perdas radiativas dos jatos de GRBs são predominantemente não térmicas, principalmente via síncrotron ou Compton inverso. O papel real desses processos no resfriamento do plasma chocado do afterglow, e bem como os seus efeitos no campo magnético não é exatamente clara ([Granot e Konigl, 2001](#)). Por esse motivo, simulamos a maior parte dos nossos modelos no regime adiabático adotando para a razão dos calores específicos do gás o valor relativístico ($\gamma = 4/3$) e para simular o efeito do resfriamento radiativo térmico na região do choque na amplificação do campo magnético, consideramos também modelos com um índice politrópico efetivo de $\gamma = 1.1$ (estes modelos estão referenciados como NA na Tabela [3.1](#)).

É importante salientar que usamos um único valor de γ (índice adiabático) para todo

Tabela 3.1 - Parâmetros usados em cada simulação bidimensional. São exploradas as dependências com o a razão de densidade (η), o índice politrópico (γ), o fator de Lorentz (Γ) e o ângulo de abertura (θ_j). O ângulo igual a 0° corresponde ao caso onde o jato é injetado com geometria cilíndrica.

γ	Mach	Γ	$\rho_{\text{amb}}/\rho_{\text{jet}}$	θ_j	Model
1.1	10	2	10^2	0°	NA1cyl
1.1	10	10	10^2	0°	NA2cyl
1.1	10	100	10^2	0°	NA3cyl
1.33	10	2	10^2	0°	AD1cyl
1.33	10	10	10^2	0°	AD2cyl
1.33	10	100	10^2	0°	AD3cyl
1.33	10	10	10	0°	AD4cyl
1.33	10	10	1	0°	AD5cyl
1.33	10	10	10^{-4}	0°	AD6cyl
1.33	10	10	10^{-2}	0°	AD7cyl
1.33	10	10	10^{-4}	0°	AD8cyl
1.33	10	100	10^{-4}	0°	AD9cyl
1.1	10	10	10^2	10°	NA1con
1.1	10	100	10^2	10°	NA2con
1.33	10	10	10^2	10°	AD1con
1.33	10	100	10^2	10°	AD2con
1.33	10	10	10^{-4}	10°	AD3con
1.33	10	100	10^{-4}	10°	AD4con
1.33	10	10	10^{-4}	20°	AD5con
1.33	10	100	10^{-4}	20°	AD6con

o domínio computacional. Trabalhos recentes que focam na estabilidade e nos efeitos térmicos que podem influenciar a dinâmica do jato (Bodo et al., 2013). Mignone e McKinney (2007) exploraram a variação suave da entalpia do gás na propagação de um jato relativístico (com um índice politrópico de $\gamma = 4/4$) em um meio não relativístico (com $\gamma = 5/4$). Mais especificamente, por consistência com a teoria cinética relativística, a entalpia específica h tem que satisfazer à desigualdade: $(h - \Theta)(h - 4\Theta) \geq 1$, onde $\Theta = p/\rho$ e h é a entalpia do gás relativístico (ver equação 2.21). As simulações computacionais 2D propostas por Mignone e McKinney (2007) revelaram que a evolução do jato é mais lenta no caso da equação de estado modificada e ocorrem mudanças suaves na morfologia do cocoon que envolve o jato, mas a conclusão principal foi que a estrutura geral do jato é bastante similar ao caso com γ uniforme ($\gamma = 4/4$).

As simulações foram realizadas até a cabeça do jato alcançar a borda vertical direita do domínio computacional, exceto para o modelo com fator de Lorentz $\Gamma = 2$, para o qual a potência do jato é insuficiente para alcançar a borda direita depois de vários tempos dinâmicos (R_j/c). Os resultados dessas simulações bidimensionais são descritos na próxima seção (ver também o artigo submetido à publicação no Apêndice A).

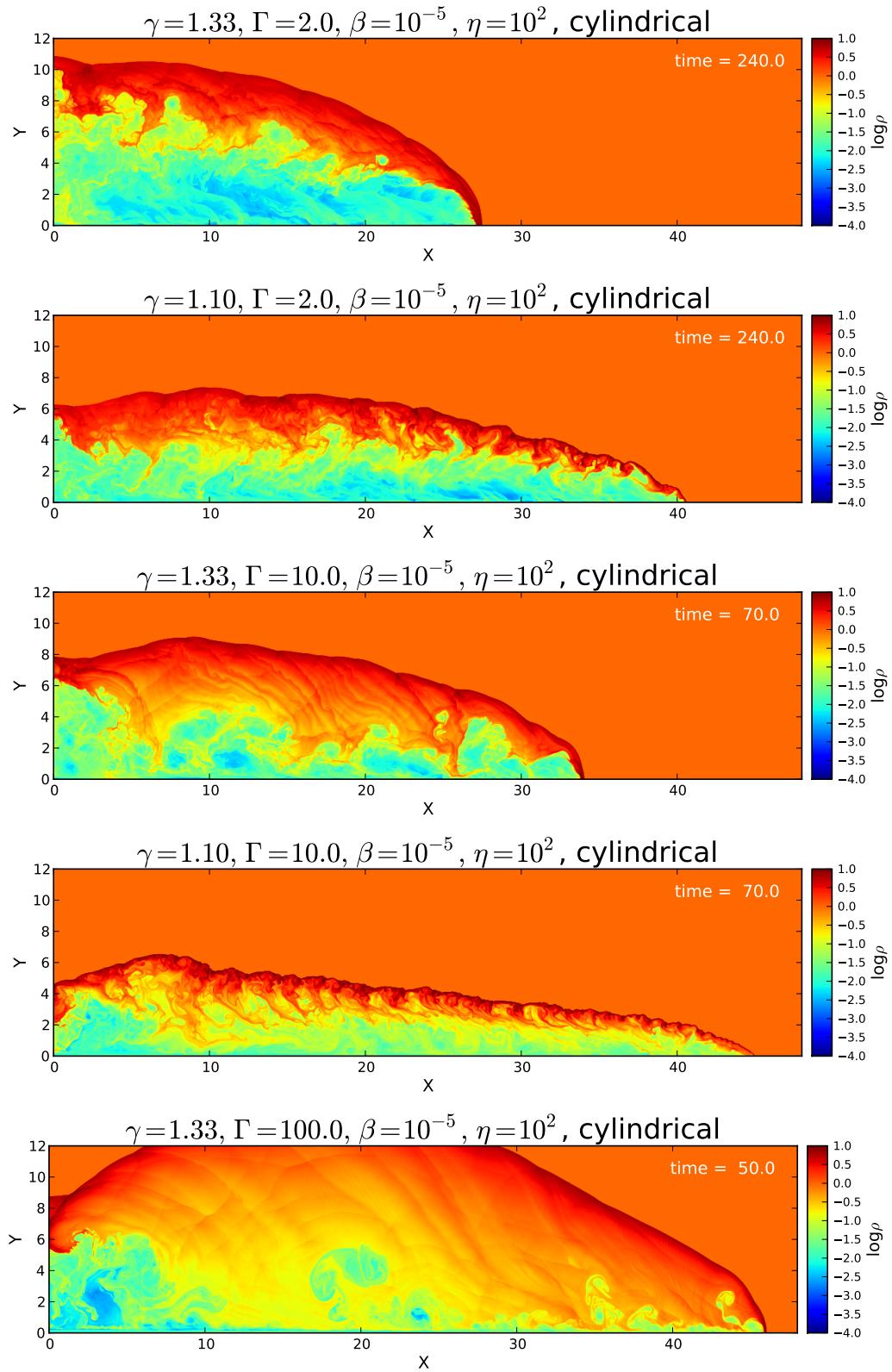
3.3 Resultados das simulações bidimensionais

Nesta seção apresentaremos os resultados das simulações numéricas e compararemos os diferentes modelos.

3.3.1 Morfologias do jato e do meio ambiente

3.3.1.1 $\eta > 1.0$ (jatos leves)

Vamos primeiro discutir as morfologias do material chocado que envolvem os jatos leves. Estes modelos podem ser particularmente interessantes quando o jato irrompe para o meio externo.



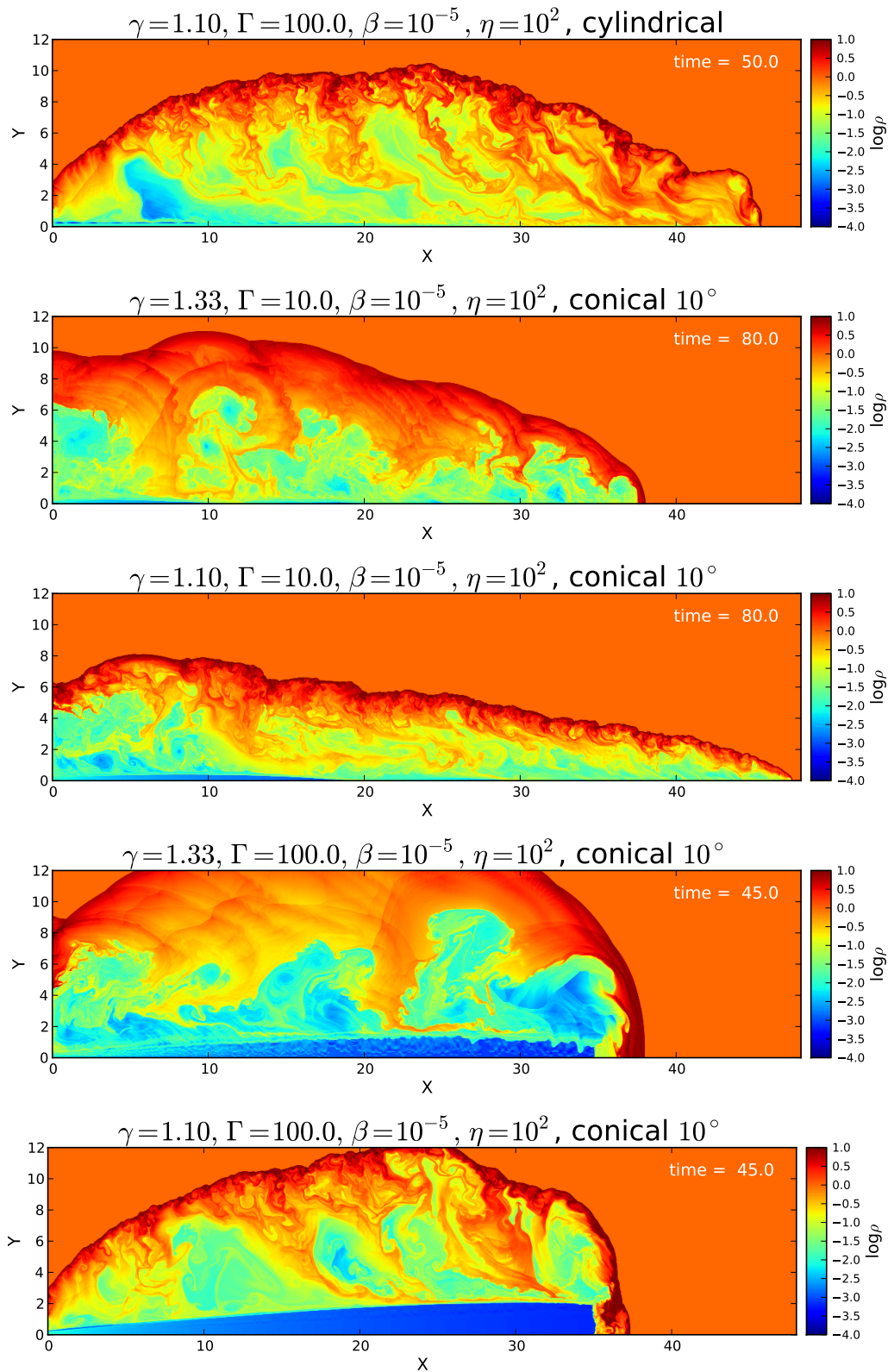


Figura 3.2: Distribuição do logaritmo da densidade para modelos de jatos leves com $\eta = 10^2$. De cima para baixo os modelos alternam para o mesmo conjunto de parâmetros entre os jatos adiabáticos ($\gamma = 4/3$) e jatos não-adiabáticos ($\gamma_{\text{eff}} = 1.1$). As simulações foram feitas com modelos onde o fator de Lorentz é $\Gamma = 2$, $\Gamma = 10$ e $\Gamma = 100$, e a geometria foi testada tanto para o jato colimado ($\theta \rightarrow 0$) como para cônicos. Os números representam o tempo de um determinado snapshot da simulação em unidades do código.

Na figura 3.2 nós mostramos as imagens da distribuição de densidade para os casos adiabáticos ($\gamma = 1.33$) e não adiabáticos ($\gamma_{eff} = 1.1$) dos modelos da Tabela 3.1 com diferentes fatores de Lorentz e ângulos de aberturas.

Todos os modelos evidenciam a formação de uma estrutura de choque arqueado (denominado bow shock), na medida em que o jato propaga pelo meio ambiente. O material chocado do meio ambiente é depositado em um envelope (cocoon) que envolve o feixe. Embora não seja óbvio nos diagramas mostrados na figura 3.2, uma estrutura de choque duplo se desenvolve. Além do bow shock, um choque interno reverso desacelera o feixe, e o material chocado do jato também é depositado na parte interna do cocoon. A região de baixa densidade do cocoon é a do material chocado do jato, enquanto a mais densa é composta de gás ambiente chocado.

A interação do material quente chocado no cocoon com o material do feixe leva ao surgimento de instabilidades do tipo Kelvin-Helmholtz¹ (Birkinshaw, 1996), que por sua vez induz a formação de choques internos, gerando regiões de estrangulamento (modo pinch) no feixe do jato e uma forte mistura turbulenta, como detectado em estudos numéricos anteriores de jatos não relativísticos (e.g. de Gouveia Dal Pino e Benz, 1993; Chernin et al., 1994).

Da mesma forma, como esperado a partir de estudos sobre o resfriamento térmico radiativo anteriores (Blondin e Konigl, 1990; de Gouveia Dal Pino e Benz, 1993), os efeitos citados são muito mais fortes em jatos adiabáticos, uma vez que nesses casos a energia interna do material chocado no cocoon é muito maior que na contrapartida não adiabática. No caso dos não adiabáticos, a entalpia do gás no cocoon é muito menor devido à adoção de $\gamma_{eff} = 1.1$ para mimetizar o resfriamento radiativo térmico na região do choque.

É importante salientar que em um cálculo mais realista o valor de γ_{eff} é dependente das propriedades locais do plasma, e de uma função de resfriamento. A adoção de um valor único para $\gamma = 1.1$ tanto para o gás no jato como para o gás no meio é uma simplificação e a comparação com modelos adiabáticos deve ser feita com cautela. Os modelos que chamamos NA devem ser considerados como casos extremos.

Modelos com fator de Lorentz mais altos, obviamente atingem a borda direita da caixa

¹ A instabilidade Kelvin-Helmholtz ocorre quando há uma interface entre duas camadas de fluido com velocidades diferentes.

com mais rapidez e dessa forma parecem menos evoluídos. Quanto maior a velocidade de propagação menor a quantidade de material que escorre para o cocoon, o que reduz o efeito da instabilidade KH.

Os modelos com fator de Lorentz menor ($\Gamma = 2$ por exemplo), em especial o caso adiabático ($\gamma = 4/3$), apresentam um cocoon com uma grande fração de gás de baixa densidade do jato e uma pequena fração de gás chocado ambiente. Isso ocorre porque o feixe do jato não tem potência suficiente para penetrar o gás do meio denso, mas ao mesmo tempo retém muito mais material chocado do jato.

Nos modelos não adiabáticos, a camada do bow shock é fina. A alta velocidade do material do jato interagindo com a fina camada dá origem à instabilidade Vishniac (1994)², a qual quebra a camada e amplifica o crescimento da turbulência, particularmente na região mais externa do cocoon. Nestes modelos também fica claro o impacto da turbulência na mistura e difusão do gás no plasma chocado.

A morfologia e as propriedades gerais da distribuição da densidade descritas acima, não diferem muito no caso de jatos cônicos. Isso é esperado uma vez que a pressão do cocoon é importante em jatos de baixa densidade, $\eta < 1$, propiciando uma forte colimação do feixe e resultando em uma dinâmica similar à dos jatos cilíndricos.

A densidade máxima na região do choque depende essencialmente de γ e Γ . Na figura 3.2 podemos perceber que que fatores de Lorentz maiores resultam em densidades chocadas maiores o que é consistente com as condições de RH relativísticas (ver equações 3.1 a 3.4). Espera-se que o resfriamento térmico radiativo introduzido no caso de jatos não adiabáticos, quando consideramos $\gamma_{eff} = 1.1$, eleva a densidade do material comprimido no choque ao mesmo tempo que há um decréscimo na pressão. A redução na pressão na região chocada do gás também faz com que a velocidade da propagação diminua. Todos esses efeitos podem ser vistos na figura 3.2 e são compatíveis com estudos anteriores de jatos não relativísticos radiativos (Blondin e Konigl, 1990; de Gouveia Dal Pino e Benz, 1993; Stone e Norman, 1993).

Nós mostramos também na figura 3.3 o fator de amplificação do fator de Lorentz, da densidade e do campo magnético no eixo do jato ao longo de seu eixo ($y = 0$) para modelos

² A instabilidade Vishniac tem origem quando a fina camada do choque é destruída devido a injeção contínua de material do jato.

com $\eta = 10^2$.

3.3.1.2 $\eta < 1.0$ (jatos pesados)

Depois que o jato deixa o envelope estelar ele pode se expandir sobre um meio interestelar pouco denso. Neste caso, a densidade pode eventualmente se tornar ordens de magnitude maior do que a do gás ambiente. Algumas questões numéricas limitam o contraste de densidade da simulação, a qual foi fixada com um valor mínimo possível (para preservar a estabilidade das soluções numéricas) de $\eta = 10^{-4}$. Quanto maior a densidade do jato, maior facilidade este encontra de se propagar no meio externo, reduzindo e atrasando alguns fenômenos relacionados ao choque, como o desenvolvimento de um cocoon de alta pressão.

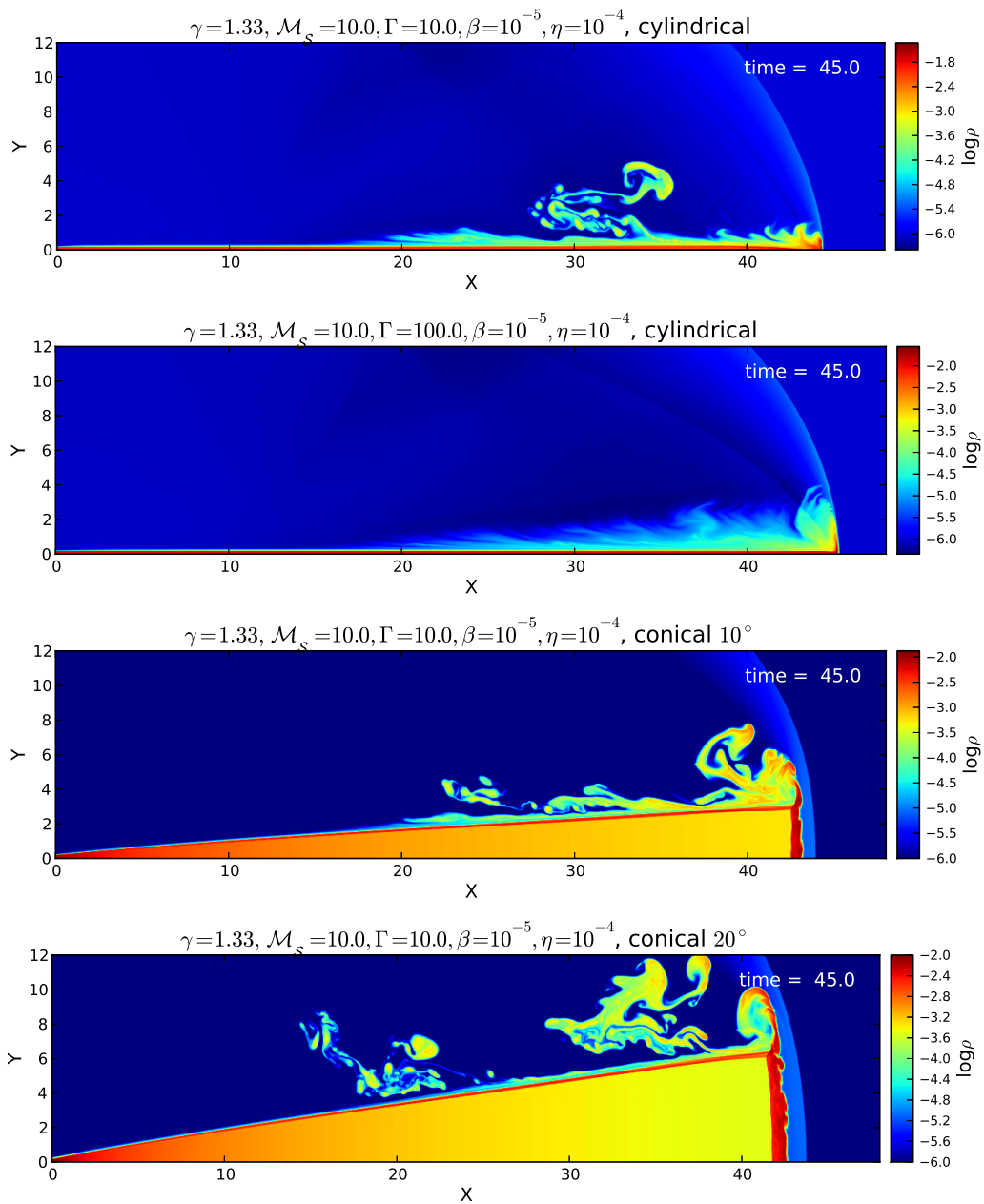
Podemos ver na figura 3.2 que a morfologia do jato muda substancialmente com o aumento na densidade do jato. Para jatos muito densos a pressão ambiente é desprezível e quase não tem impacto na propagação do jato. A região do choque mostra menos turbulência quando comparados aos jatos menos densos.

A figura 3.4 mostra a amplificação do fator de Lorentz, densidade e campo magnético ao longo do eixo do jato ($y = 0$) para os modelos onde $\eta = 10^{-4}$.

A comparação das figuras 3.3 e 3.4 (veja também as figuras 3.2 e 3.2) indica que a amplificação da densidade na interface entre o cocoon e o meio externo é maior com o aumento do contraste da densidade η . Um fato importante é que quando $\eta \gg 100$ o jato é muito leve e tem pouco momento para empurrar o gás ambiente. Nesse caso o jato desacelera rapidamente e não evolui para distâncias maiores, como demonstrado em [Marti et al. \(1997\)](#). Na próxima subseção veremos em detalhe como esses parâmetros estudados aqui afetam a distribuição do campo magnético.

3.3.2 Energia Magnética

Os jatos simulados são inicialmente não magnetizados, enquanto o meio é fracamente magnetizado, portanto a magnetização na região do material chocado é devido ao campo do meio externo que atravessa o choque dianteiro (bow shock) na cabeça do jato. A distribuição espacial da pressão magnética para diferentes modelos com $\eta = 10^2$ é mostrada na figura 3.4. De modo similar ao que é observado nas distribuições de densidade, existem



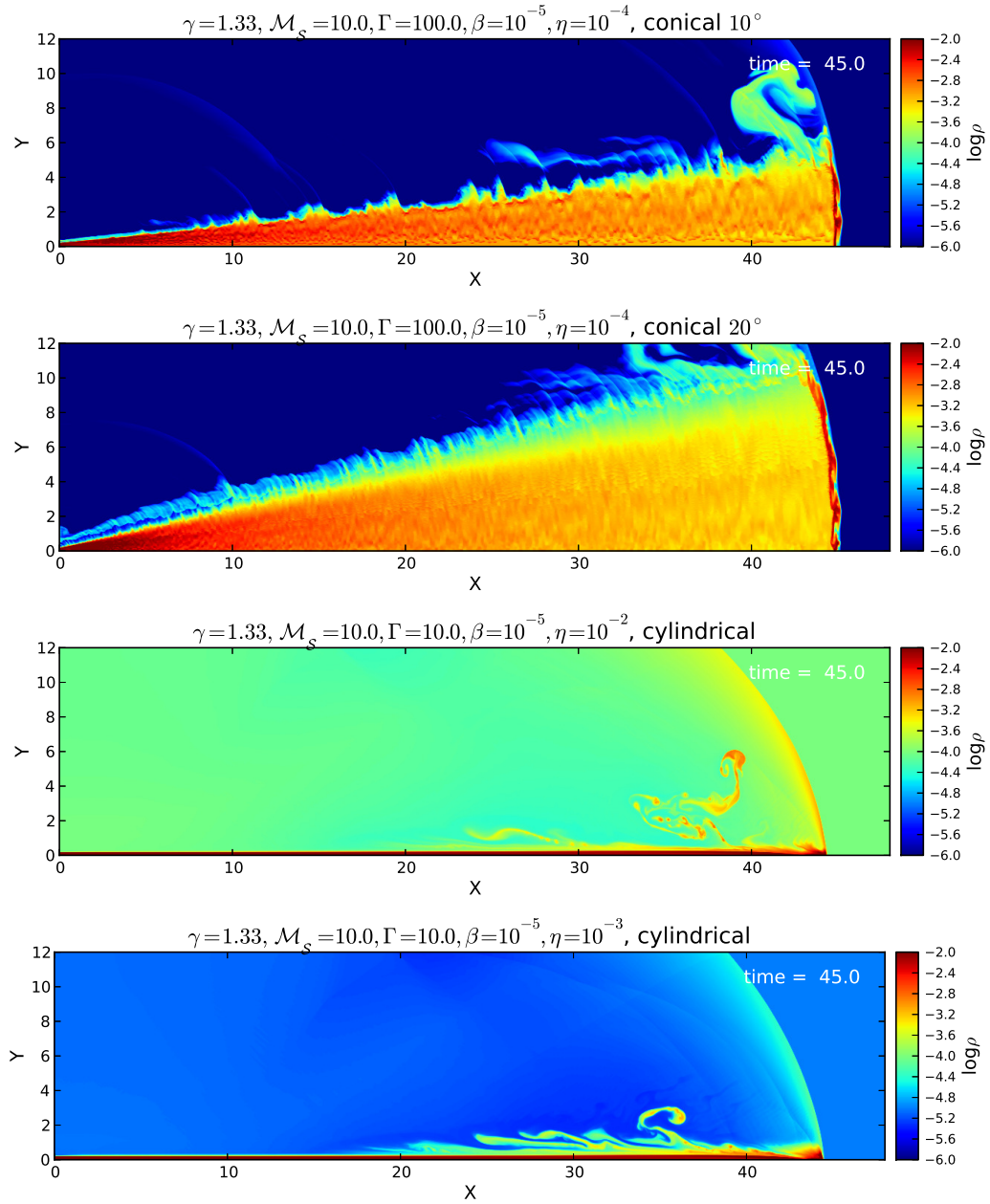


Figura 3.2: Distribuição do logaritmo de densidade para diferentes índices adiabáticos, de modelos de jatos pesados (com $\eta < 1$). Simulamos modelos com $\Gamma = 10$ e $\Gamma = 100$ e a geometria foi testada tanto para o caso colimado ($\theta \rightarrow 0$) como para jatos cônicos, com o ângulo de abertura variando entre 0° , 10° and 20° . Os valores de tempo representam o intervalo de tempo evoluído em unidades de código.

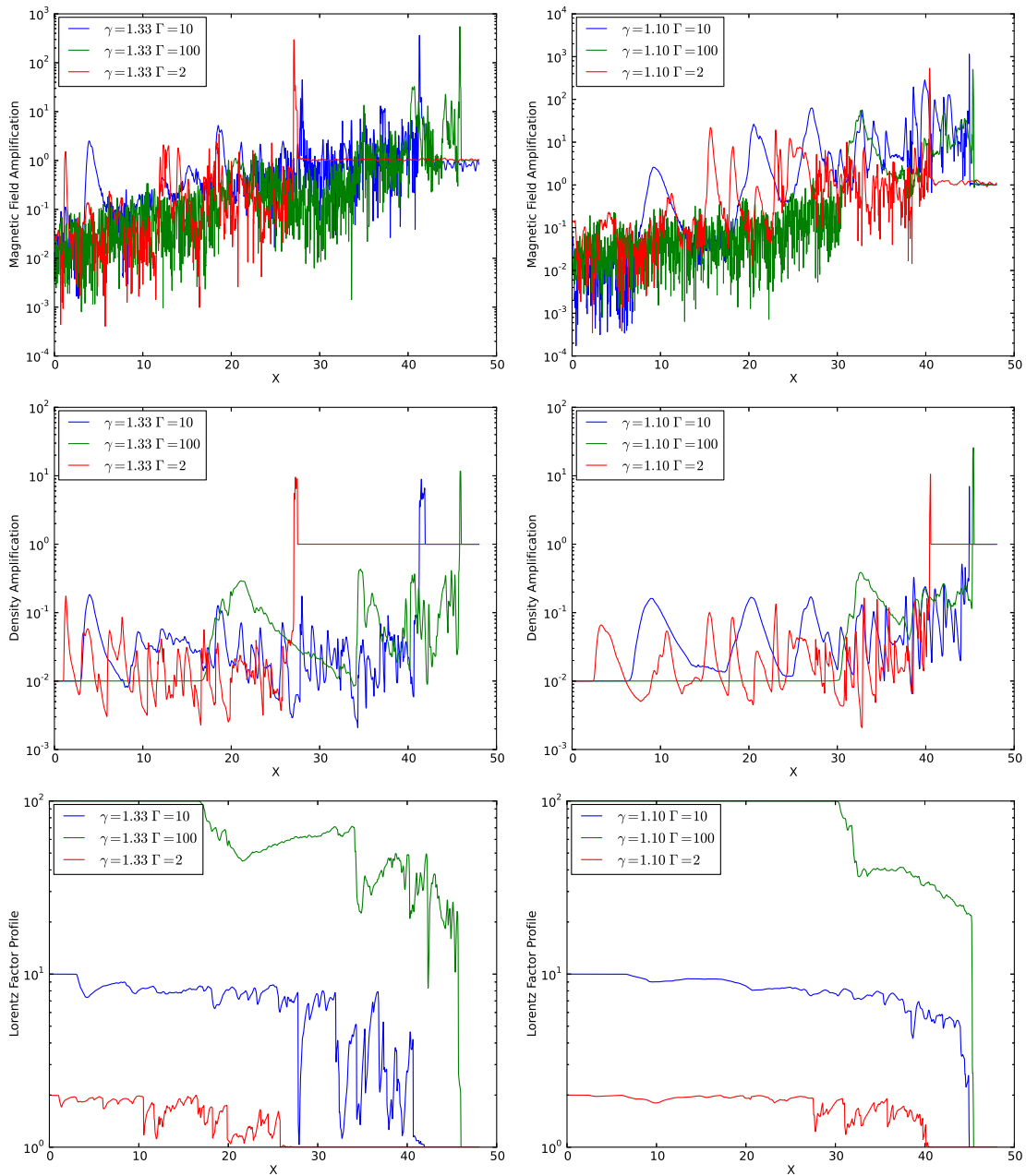


Figura 3.3: Perfis ao longo do eixo do jato ($y=0$) comparando o fato de amplificação do campo magnético, da densidade e do fator de Lorentz para jatos adiabáticos e com resfriamento radiativo, e $\eta = 10^2$.

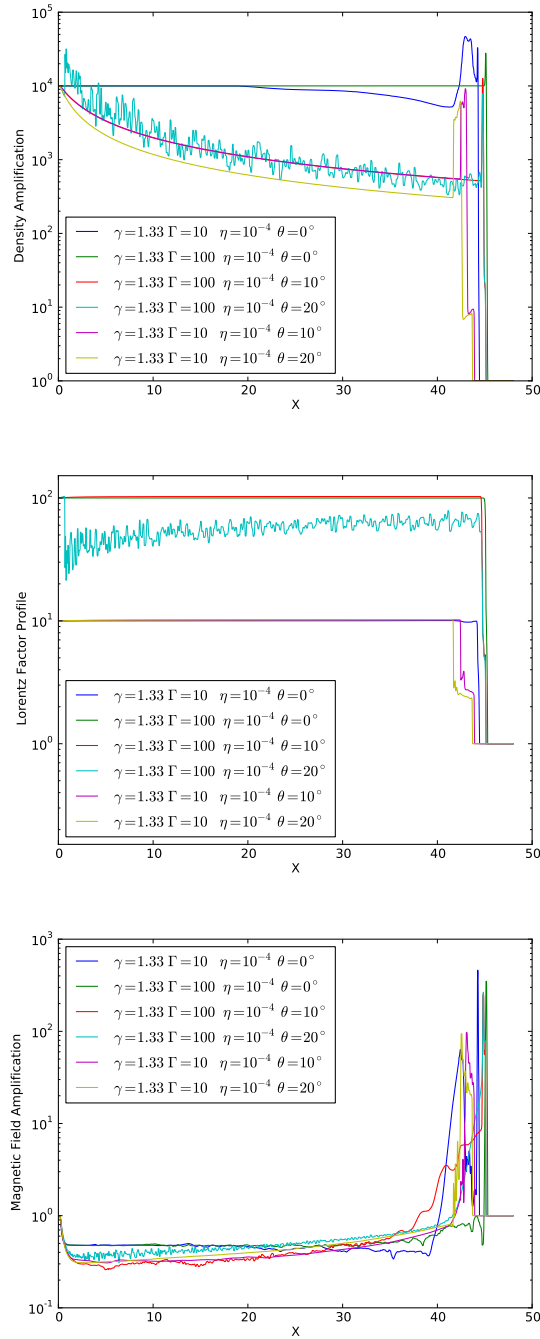
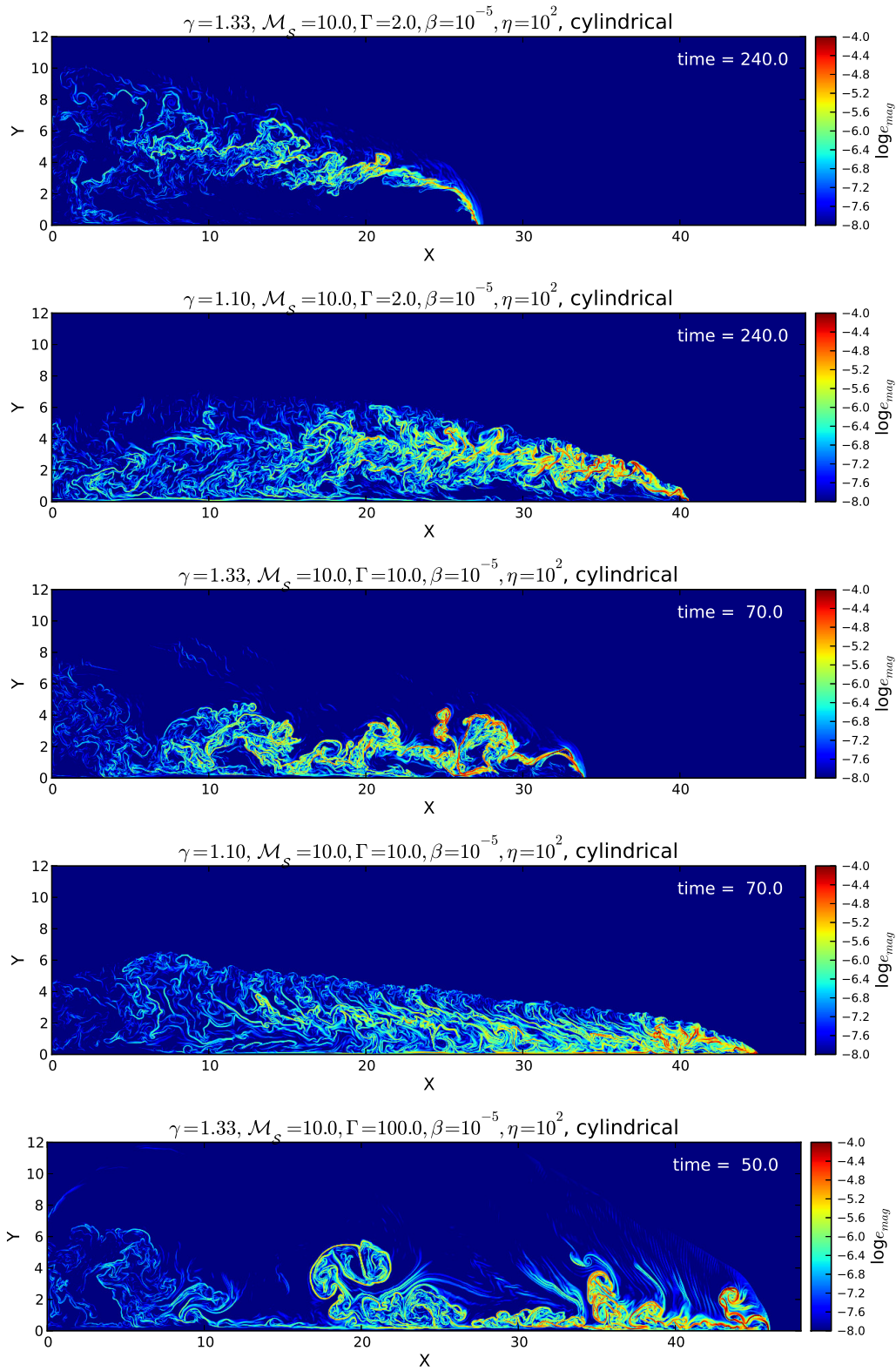


Figura 3.4: Perfis ao longo do eixo do feixe ($y=0$) comparando o fator de amplificação do campo magnético, da densidade e do fator de Lorentz para jatos adiabáticos e com resfriamento radiativo, e $\eta = 10^{-4}$.



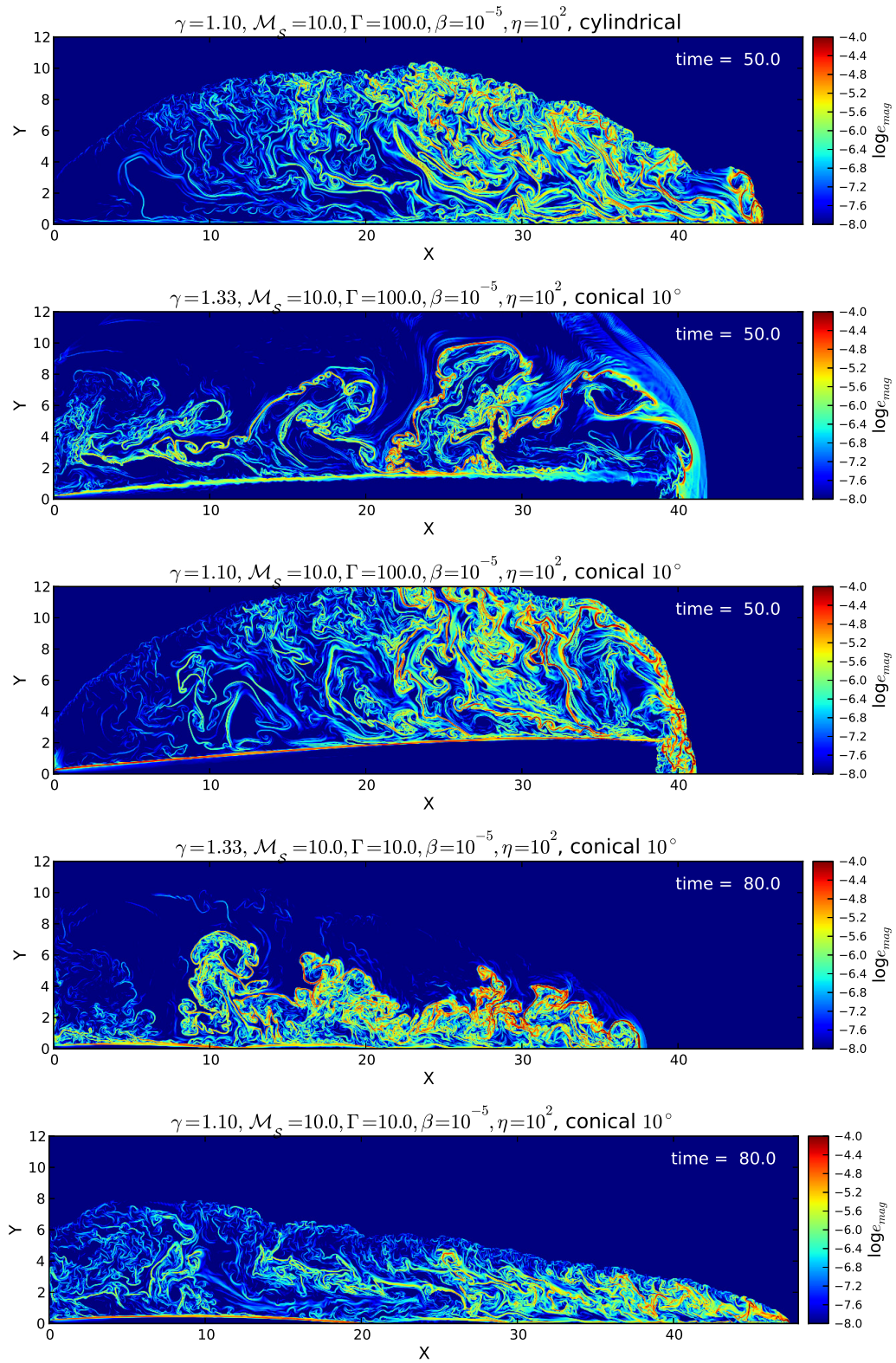


Figura 3.4: Mesma descrição da figura 3.2 mas para o logaritmo da densidade de energia magnética, de jatos leves em relação ao meio com $\eta = 10^2$.

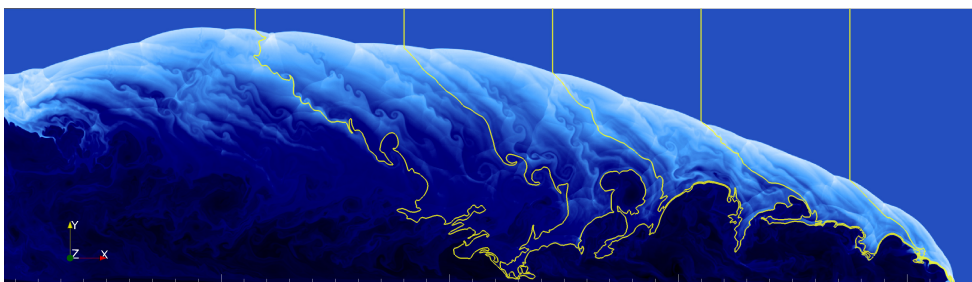


Figura 3.5: Distribuição da densidade de logaritmo para os modelos AD2 da tabela 1, com $\gamma = 4/3$, $\Gamma = 10$, e $\eta = 10^2$ em $t = 90$. As 5 linhas destacadas sobre os mapas de densidade representam as linhas de campo magnético. Cada linha inicia na coordenada vertical $y = 12.0$ (borda superior) e coordenadas horizontais $x = [11.5, 18.0, 24.5, 31.0, 37.5]$.

diferenças significativas entre as distribuições de campo magnético para os diferentes modelos. A maior intensidade do campo magnético entretanto, parece sempre estar localizada na interface do choque (ou descontinuidade) que separa o material chocado do jato do material chocado do meio externo (ou seja, as regiões de baixa e alta densidade do cocoon). Essas altas intensidades do campo magnético basicamente contornam a região de baixa densidade como pode ser visto na figura 3.2. A principal razão para isso é que as linhas de campo magnético entram no cocoon arrastadas pelo fluxo do material chocado. Essas linhas de campo magnético no entanto, não conseguem penetrar no material chocado do jato. As linhas passam então a se acumular na descontinuidade de contato se empilhando ali. O máximo de B ocorre sempre na cabeça do jato para todos os modelos.

A figura 3.5 mostra a distribuição de densidade para os modelo de jato cilíndrico AD2, com $\gamma = 4/3$ e $\Gamma = 10$ em $t = 90$, onde destacam-se cinco linhas de alta intensidade do campo magnético. Essas linhas seguem o campo magnético começando na coordenada vertical $y = 12.0$ (borda superior) e coordenadas horizontais $x = [11.5, 18.0, 24.5, 31.0, 37.5]$. A região do meio ambiente que ainda não foi atingida pelo choque tem linhas verticais. Nas regiões do choque, as linhas são defletidas e esticadas, como esperadas para um fluxo super-Alfvénico (com velocidades maiores que a velocidade Alfvén do sistema). Como visto na figura 3.5 as linhas não se difundem em regiões de baixa densidade do cocoon. Pelo contrário, elas se acumulam na descontinuidade fazendo com o que o campo seja mais intenso nessa região.

A comparação dos modelos adiabáticos com os não adiabáticos na figura 3.4, indica que os valores máximos do campo magnético são ligeiramente maiores nos casos não

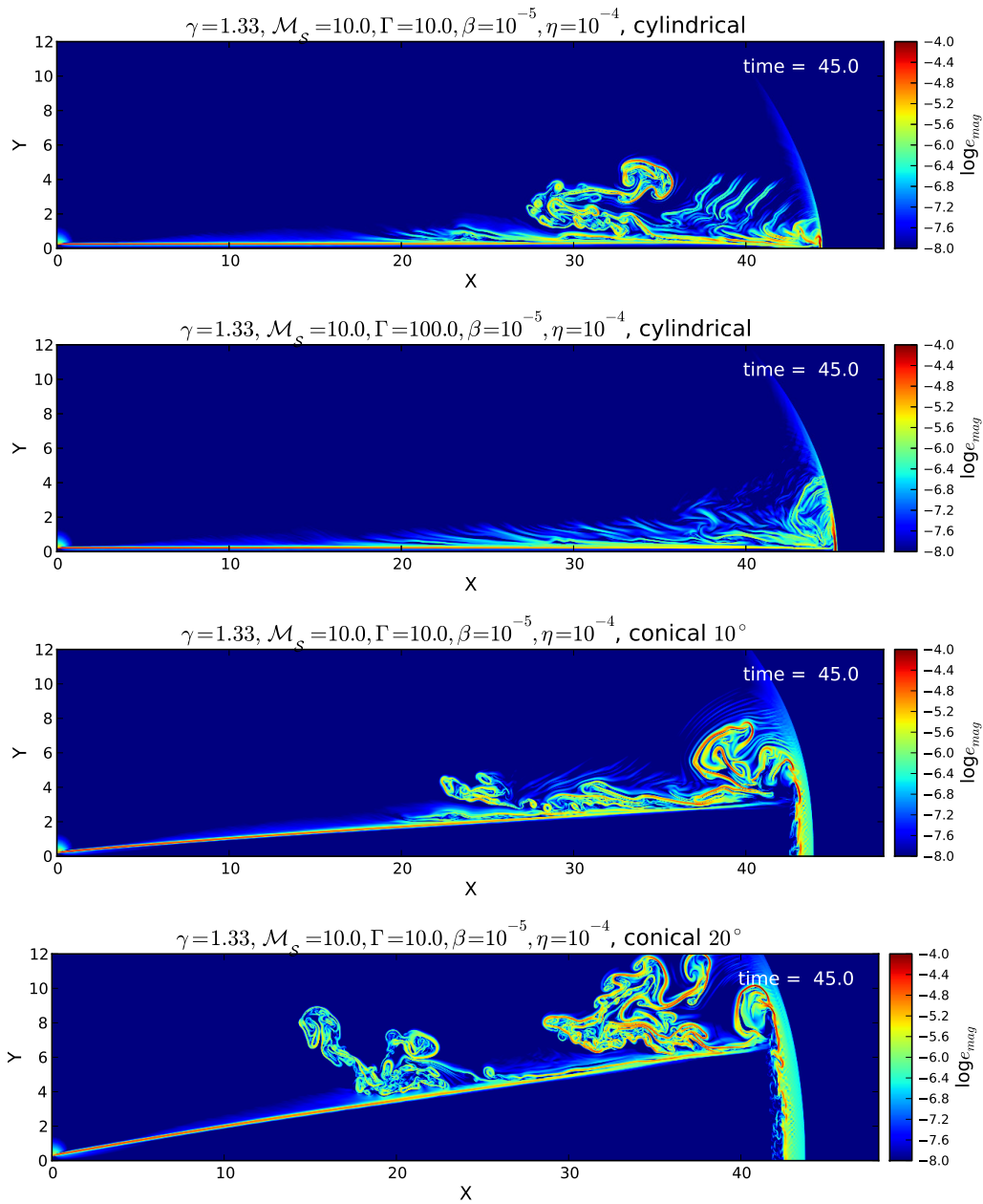
adiabáticos. Isso é compatível com as relações de RH relativísticas para fluxos que resfriam radiativamente, em que se espera ter uma densidade maior na região do choque do que em fluxos adiabáticos. Esse efeito da maior compressão na densidade naturalmente conduz a uma maior amplificação do campo magnético.

Jatos mais densos que o meio externo ($\eta < 1$) por outro lado (figura 3.5), tem todos uma distribuição de campo magnético similar entre si. A ausência de um cocoon diminui a turbulência interna e o seu papel em difundir as linhas de campo magnético. Ainda assim vamos descrever em mais detalhes os resultados.

O máximo de densidade de energia magnética ($E_{\text{mag}}^{\text{max}}$) como uma função da posição da cabeça do bow shock em x é mostrada na figura 3.6. Cada intervalo de tempo da simulação é um ponto no gráfico. Os diagramas superiores e do meio mostram os resultados para todos os jatos cilíndricos com os jatos leves (menos densos) no topo do painel e jatos pesados no meio). A linha sólida representa a correlação $E_{\text{mag}}^{\text{max}} \propto x^2$, como critério de comparação. Importante salientar que a linha não é um ajuste estatístico mas concorda bem com todos os modelos cilíndricos. Ainda mais notável é o fato de que todos os modelos, independente do fator de Lorentz, do índice politrópico (γ), e do contraste de densidade (η), apresentam $E_{\text{mag}}^{\text{max}}$ similares quando na mesma posição (posição da cabeça do jato). Esse resultado é consistente com o efeito de empilhamento do campo magnético discutido anteriormente e com a equação 3.7, a qual prediz $B_{\text{ampl}} \propto x^\alpha$, com um máximo $\alpha \simeq 1$ para um campo paralelo à frente de choque.

No diagrama inferior da figura 3.6, nós mostramos a evolução da intensidade máxima do campo magnético para jatos cônicos. Neste sentido, é clara a dependência de $E_{\text{mag}}^{\text{max}}$ com o ângulo de abertura θ e Γ também em consistência com a previsão analítica na equação 3.11 e do diagrama 3.2.

Os resultados acima demonstram claramente que o efeito de empilhamento é maximizado no caso de uma geometria cilíndrica como se poderia esperar. De fato, o empilhamento é maximizado na região do choque onde o campo magnético é quase perpendicular à velocidade de propagação. Assim, embora a geometria cônica possa oferecer uma área maior para o choque varrer as linhas de campo magnético ao propagar-se no meio, a maior parte do choque é oblíquo (o que enfraquece o empilhamento), exceto para uma região próxima ao eixo onde o empilhamento deve ser similar ao caso cilíndrico.



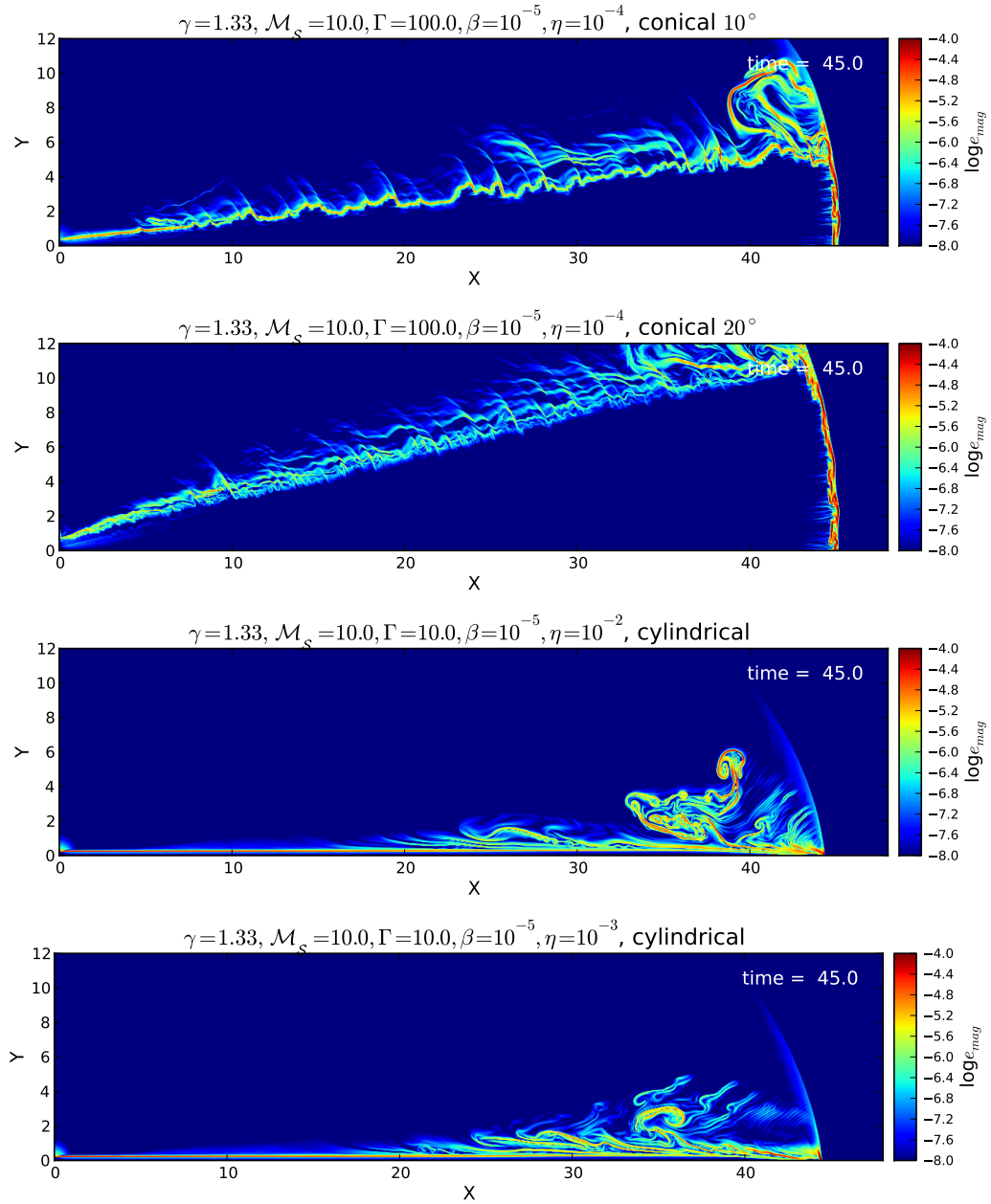


Figura 3.5: O mesmo que na figura 3.2 porém para o logaritmo da densidade de energia magnética para jatos mais densos que o meio com $\eta = 10^{-2}$ a $\eta = 10^{-4}$, $\Gamma = 10$ e $\Gamma = 100$ e ângulo de abertura variando entre 0° and 20° .

Como dissemos, pode-se ver que os resultados na figura 3.6 são praticamente insensíveis às variações do valor do contraste de densidade η . Esse resultado não é exatamente uma surpresa uma vez que o acúmulo do campo magnético do meio externo se relaciona com η através da velocidade de propagação, $\beta_{bs} = \beta_j(1 + L^{-1/2})$, onde L mede a razão entre a densidade de energia no jato e a densidade de energia de repouso do meio $L = \mu_j \Gamma_j^2 / \eta$, e $\mu_j \sim 1$ é a entalpia específica do jato (Bromberg et al., 2011). Para valores tipicamente grandes de $\Gamma_j \sim 10 - 100$, como encontrados em jatos de GRBs, decorre que em geral $L \gg 1$, mesmo para η variando em uma faixa muito grande como no caso em que investigamos aqui $\eta = 10^{-4}$ a 10^2 , de tal forma que β_{bs} não é afetado por esse parâmetro.

3.3.3 Função de Estrutura de \mathbf{B} (SF) e o comprimento de correlação

A amplificação de bfB como vista nos modelos simulados é particularmente importante porque, independentemente da magnetização do jato, na medida em que o feixe varre o gás do meio, as linhas de campo magnético são advectadas, amplificadas por compressão e empilhadas na região do choque. Como vimos anteriormente, em nossa investigação acerca dos campos magnéticos nos choques de afterglows de GRBs, tão importante quanto obter intensidades do campo magnético suficientemente grandes, é obter comprimentos de correlação (ou coerência) também grandes o bastante.

Uma maneira de determinar esse comprimento de correlação da distribuição de campo magnético é por meio de uma função de estrutura de segunda ordem (SF) (ver Kowal et al., 2007; Falceta-Gonçalves et al., 2008) que pode ser definida como:

$$SF(l) = \langle |\mathbf{B}(\mathbf{r} + \mathbf{l}) - \mathbf{B}(\mathbf{r})|^2 \rangle, \quad (3.12)$$

onde $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ representa o vetor de campo magnético em uma dada posição \mathbf{r} , e \mathbf{l} uma medida de incremento da posição espacial para a função de estrutura. O incremento l é um vetor que se toma, paralelo a orientação das linhas de campo. Nesse sentido a função de estrutura mede estatisticamente as mudanças no vetor campo magnético ao longo das linhas de campo. Importante notar que $SF_{l \rightarrow 0} \rightarrow 0$, enquanto que na medida que l aumenta a função de estrutura também aumenta até um nível de saturação. A escala de comprimento na qual a SF satura representa as maiores escalas de coerência das flutuações magnéticas, ou seja, ou seja, define o comprimento de correlação.

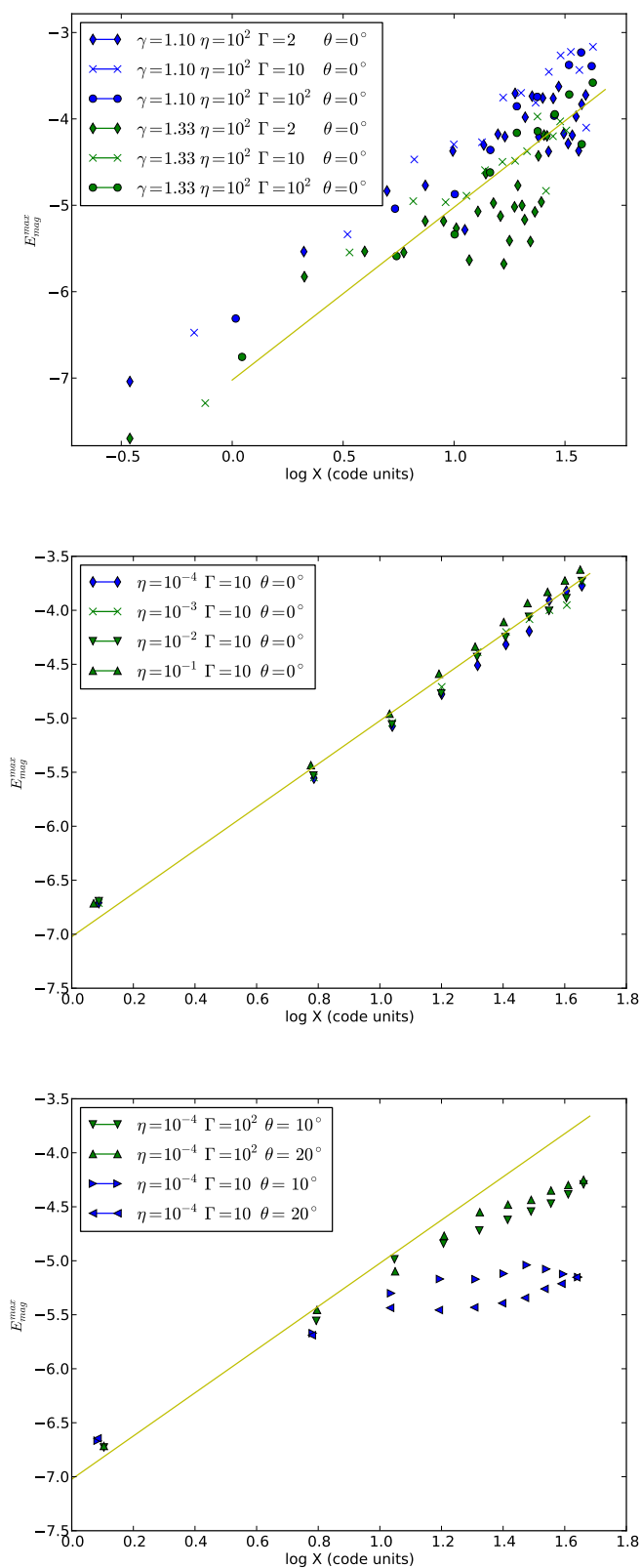


Figura 3.6: Densidade de energia magnética como função da posição da cabeça do jato; no topo: jatos cilíndricos ($\theta = 0$) leves, no meio: jatos cilíndricos ($\theta = 0$) pesados, e embaixo: jatos cônicos, pesados com diferentes fatores de Lorentz, e ângulos de abertura. A correlação $E_{\text{max}}^{\text{mag}} \propto B_{\text{max}}^2 \propto x^2$ se verifica para todos os modelos de jatos cilíndricos e é compatível com a equação 3.8. A linha sólida com uma inclinação de $\zeta = 2$ é desenhada como referência.

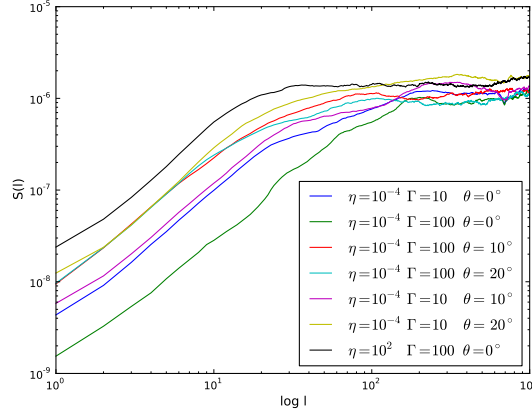


Figura 3.7: Funções de estrutura (SFs) das linhas de campo magnético para modelos onde varia o valor de η , Γ , e o ângulo de abertura. O eixo horizontal é mostrado em número de pixels. As SFs são calculadas ao longo das linhas de campo magnético e os tamanhos de l são maiores do que o tamanho da caixa.

Nós realizamos cálculos da função de estrutura para as linhas de campo magnético ancoradas apenas na cabeça do choque, nas proximidades do eixo, uma vez que pretendemos estudar o comprimento de correlação para a máxima amplificação apenas. Na figura 3.7 mostramos a SF ($S(l)$) obtida para os modelos adiabáticos selecionados. Os modelos não adiabáticos não foram incluídos para evitar superposição, uma vez que apresentam comportamento muito similar aos das contrapartidas adiabáticas.

Para jatos leves ($\eta = 10^2$), as saturações das funções de estrutura ocorrem, em todos os modelos, em escalas de comprimento de $l_{\text{sat}} \simeq 30 - 40$ pixels, as quais representam em unidades do código $l_{\text{sat}} \simeq 0.35 - 0.46$. Estes valores correspondem a ~ 3 e 5 vezes a largura da região de choque λ para o caso adiabático e não adiabático, respectivamente. Jatos pesados com $\eta = 10^{-4}$ apresentam comprimentos de coerência maiores. Nestes modelos a saturação das SFs ocorre em escalas de $l_{\text{sat}} \simeq 60 - 200$ pixels, dependendo do ângulo de abertura dos jatos, os quais equivalem a $l_{\text{sat}} \simeq 2.3$ unidades do código. Comprimentos de coerência maiores ocorrem para menores ângulos de abertura.

3.4 Discussões sobre os resultados dos modelos numéricos bidimensionais

Até aqui neste capítulo exploramos a possível amplificação do campo magnético e do comprimento de correlação deste atrás do choque considerando jatos bidimensionais não magnetizados que se chocam com o meio ambiente fracamente magnetizado. Simulamos

jatos leves e pesados relativísticos propagando em um meio de densidade constante com o objetivo de comparar com os jatos de GRBs para explicar o cenário no afterglow em um regime onde a dinâmica é dominada pela matéria ($\sigma < 1$). Neste sentido, realizamos simulações 2D relativísticas MHD considerando diferentes fatores de Lorentz ($\Gamma = 2, 10, \text{ e } 100$) e razão de densidade variando entre $\eta = \rho_{amb}/\rho_j = 10^{-4} - 10^2$. Concentramos nossa análise em jatos relativísticos adiabáticos (com $\gamma = 4/3$), mas como comparação consideramos sistemas também com $\gamma = 1.1$ para tentar reproduzir possíveis efeitos de um forte resfriamento radiativo térmico. Todos os jatos expandiram até a mesma extensão, tal que o jato com maior fator de Lorentz seja o menos evoluído (temporalmente). Também testamos o efeito da geometria do jato, considerando diferentes ângulos de abertura variando entre $\theta = 0^\circ$ (jato cilíndrico) a $\theta = 20^\circ$. O resumos do que verificamos vem a seguir.

O campo magnético é amplificado por compressão do choque e acúmulo atrás da descontinuidade (efeito de empilhamento), com um valor que aumenta na medida em que o jato se propaga. A relação entre a intensidade do campo magnético e a posição do bow shock é prevista pelas equações 3.7, 3.8 e 3.11, e foi confirmada pelas simulações. Em particular, encontramos que o aumento na amplificação do campo magnético, embora inicialmente similar tanto para jatos cilíndricos como cônicos, satura mais rapidamente para jatos cônicos à medida que se aumenta o ângulo de abertura. A amplificação é menor quanto maior o fator de Lorentz do feixe, e é praticamente insensível a variações da razão de densidade η . Porém jatos mais pesados mostram comprimento de coerência maior em comparação aos mais leves. Da mesma forma, comprimentos de coerência menores foram encontrados para ângulos de abertura maiores. Em suma, jatos com densidades maiores do que a do meio e com geometria cilíndrica tendem a maximizar o efeito de empilhamento e o tamanho de coerência das linhas de campo magnético.

Os resultados encontrados não parecem depender também do índice adiabático γ , embora a compressão do campo magnético seja um pouco maior no caso não adiabático, como se esperaria.

Ressaltamos que em cálculos mais realistas, do resfriamento radiativo, o valor de γ não será homogêneo ao longo de todo o domínio computacional. Os modelos não adiabáticos representam casos extremos. Em modelos mais realistas, envolvendo um jato relativístico e adiabático ($\gamma = 4/3$) interagindo com um cocoon que resfria radiativamente, podemos es-

perar que a estrutura do feixe seja menos afetada pelo cocoon que nos casos aqui estudados com $\gamma = 1.1$.

Como consideramos um grande espaço paramétrico, os resultados aqui podem ser aplicáveis a diferentes classe de jatos relativísticos, incluindo microquasares, AGNs e GRBs, mas como dissemos, como nosso objetivo é estudar os efeitos do empilhamento na amplificação e coerência dos campos magnéticos nos afterglows de GRBs, concentrar-nos-emos nos mesmos a seguir.

3.4.1 Implicação para os afterglows de GRBs

3.4.1.1 Amplificação e coerência do Campo Magnético

Como vimos, observações da fase do afterglow de GRBs são explicadas pela emissão síncrotron de elétrons relativísticos interagindo com campos magnéticos de $B \sim 1\text{G}$ (ver a revisão de Piran, 2005). Através da equação 3.7 e das simulações, podemos determinar a distância x_{bs} em que a cabeça do jato atinge a amplificação requerida pelas observações de $B_x/B_{amb} \sim 10^6$, que dependerá por sua vez, da espessura do choque λ , a qual pode ser determinada a partir das equações 3.8 e equação 3.11. Os resultados das simulações, por sua vez, são apresentados em unidades de código. Para transformar a unidade de distância do código ($5R_j$) em unidade física. Para estimar o raio do jato no momento em que este deixa o envelope estelar, recorreremos a resultados de trabalhos prévios da literatura tanto numéricos como analíticos (Zhang et al., 2003; Mizuta e Aloy, 2009; Bromberg et al., 2014; Levinson e Begelman, 2013; Mizuta e Ioka, 2013). Para um jato dominado dinamicamente pelo campo magnético propagando no interior de um envelope estelar, estimativas analíticas prevêem que $R_j \sim r_L \sim 10^7$ cm, onde r_L é o raio do cilindro de luz próximo à fonte (Levinson e Begelman, 2013; Bromberg et al., 2014), enquanto que jatos dominados pela dinâmica da matéria podem ter raios ainda maiores. Simulações numéricas indicam $R_j \sim 10^9$ cm (Zhang et al., 2003; Mizuta e Aloy, 2009; Mizuta e Ioka, 2013). Assim se assumirmos R_j na posição inicial de nossas simulações (isto é, na região onde este emerge do envelope estelar) como sendo entre $R_j \sim 10^7 - 10^9$ cm, e $\eta = 10^{-4} - 10^2$, nós obtemos das equações 3.8 e 3.11 que $\lambda \sim 10^3 - 10^{11}$ cm. Apesar da geometria simplificada esses valores concordam com a razão λ/R_j obtida nas simulações. Nesse caso, a amplificação desejada deverá ocorrer em $x_{bs} \sim 10^9 - 10^{17}$ cm. Esses valores são compatíveis com as escalas de distância observadas

no afterglow. Portanto, o empilhamento poderia amplificar as intensidades do campo magnético para as intensidades desejadas no choque na escala de distância onde ocorre o afterglow, particularmente no caso de jatos cilíndricos.

Vale a pena ainda mencionar que os cálculos acima estimam o campo magnético assumindo equipartição entre o campo e as partículas relativísticas que compõem a emissão síncrotron do plasma. Em princípio, o campo magnético em equipartição na região de emissão pode se desviar fortemente do valor de saturação do campo magnético, o qual por sua vez está relacionado ao equilíbrio entre a pressão cinética (ram pressure) do jato e a tensão das linhas de campo magnético. É difícil estimar esse campo magnético, e é nesse sentido que as simulações numéricas podem oferecer uma boa estimativa. Com o auxílio destas, a saturação na amplificação do campo pode ser estimada a partir da equação de conservação do momento, que no referencial do choque fica:

$$\rho_j \Gamma_j^2 (\beta_j - \beta_{sh})^2 \approx \rho_a \beta_{sh}^2 + \frac{B_s^2}{8\pi \Gamma_s^2} \quad (3.13)$$

onde $\beta = v/c$, e os índices j , a e sh se referem ao jato, ambiente e choque respectivamente. Pode-se tomar como exemplo o modelo AD3, com $\Gamma_j = 100$ e $\rho_a = 100\rho_j = 1.67 \times 10^{-24}$, de onde obtemos $\Gamma_s \sim 2.3$, i.e. $\beta_{sh} \sim 0.9$. Substituindo na equação acima, verifica-se que a saturação na simulação deverá ocorrer para $B_s \sim 1.4\text{G}$, o que está de acordo com as observações. Naturalmente essa condição fica ainda mais confortável para jatos pesados ($\rho_a \ll \rho_j$), para os quais se obtém um limite muito maior $B_{sh} \gg 1\text{G}$.

Vimos no entanto, que a amplificação do campo magnético devido ao empilhamento é fortemente dependente do ângulo de abertura do jato. Jatos cônicos só apresentam um comportamento similar à sua contrapartida cilíndrica quando propagam pequenas distâncias. No entanto, como a espessura do choque cresce consideravelmente nesses casos, a amplificação do campo magnético não é mais possível acima de um determinado valor de saturação o qual ocorre tanto mais cedo quanto maior o ângulo de abertura (ver equações 3.7 e 3.11 e figura 3.6). Uma vez que o limite inferior da saturação é também função do ângulo de abertura, de Γ e da razão de densidade, para grandes ângulos θ , só é possível obter amplificações do campo magnético similares às observadas, aumentando a razão entre a densidade do jato e a do meio ambiente.

3.4.1.2 Comprimento de correlação

Através do uso da função de estrutura de segunda ordem (SFs), obtivemos os comprimentos de correlação do campo magnético amplificado na cabeça do jato, os quais são da ordem de $l_{\text{corr}} \sim 3 - 5\lambda \sim 10^8 - 10^{12}$ cm para os jatos leves, e $\sim 10^9 - 10^{14}$ cm para os jatos pesados (onde utilizamos a unidade de distância física no código dada por $5R_j$, derivada na seção anterior, para converter em cm os valores de l_{corr} acima). Podemos comparar esse valor ao skin depth do plasma $\delta = (c/\omega_p) \sim 10^6$ cm, o qual dá a escala de coerência típica para a instabilidade Weibel. Portanto, obtivemos comprimentos de correlação muito maiores do que os previstos por essa instabilidade, porém ainda menores do que os necessários para explicar as observações dos afterglows, da ordem de 10^{16} cm (Waxman, 2006).

Ainda que os valores obtidos nesse trabalho sejam duas ordens de grandeza menores do que aqueles obtidos a partir das observações, os nossos modelos revelam que o comprimento de correlação é sensível à razão entre a densidade do meio externo e a do jato (η). Jatos ainda mais pesados do que os simulados aqui poderiam resultar em comprimentos de correlação maiores l_{corr} , mais próximos das observações.

Uma outra solução ainda possível para resolver esse problema, da amplificação e coerência do campo, é a possibilidade de o jato em si carregar campo magnético próprio, ao invés de ser desmagnetizado como abordamos aqui e como normalmente se assume na maior parte dos estudos na literatura. Medidas recentes de polarização por Wiersema (2014) parecem apontar que esse é o caminho correto.

Uma consideração adicional importante ainda deve ser feita. Até aqui assumimos uma geometria 2D para o jato. Uma geometria 3D pode de fato reduzir ainda mais a eficiência de amplificação do campo magnético por empilhamento, uma vez que existe uma terceira direção para onde as linhas de campo magnético (e do gás) podem deslizar na região do choque. Examinaremos este caso na próxima sessão. A conclusão parcial a que chegamos aqui é que o caso de jato bidimensional com geometria cilíndrica representa o caso onde esse efeito de empilhamento é maximizado.

Tabela 3.2 - Parâmetros usados em cada simulação tridimensional. São exploradas as dependências com a razão de densidade (η), o fator de Lorentz (Γ) e o ângulo de abertura (θ_j). O ângulo igual a 0° corresponde ao caso onde o jato é injetado com geometria cilíndrica.

γ	Mach	Γ	$\rho_{\text{amb}}/\rho_{\text{jet}}$	θ_j
1.33	10	10	10^2	0°
1.33	10	100	10^2	20°
1.33	10	10	10^{-4}	0°
1.33	10	100	10^{-4}	20°

3.5 Formulação tridimensional do problema

A análise que mostramos na seção anterior foi realizada para jatos relativísticos em duas dimensões. Como vimos, a necessidade de uma abordagem mais realista do estudo da amplificação e empilhamento do campo magnético nos choques de jatos relativísticos, nos conduz a uma análise em 3 dimensões. Nesta seção discutiremos, tomando como base a análise da seção anterior, o resultado das simulações em 3D.

3.5.1 Choques relativísticos tridimensionais

Como já discutido anteriormente, existem evidências tanto observacionais como a partir de simulações numéricas mostrando que os jatos de GRBs devem ser cônicos. Ao mesmo tempo, jatos podem passar por um processo de recolimação, quando a pressão no cocoon se torna grande, passando a se propagar em uma geometria muito próxima da cilíndrica. Neste sentido, com base no conhecimento prévio das simulações bidimensionais, escolhemos um conjunto apropriado de parâmetros com o objetivo de discutir os principais efeitos na dinâmica do jato e do campo magnético, porém agora, em 3D. A tabela 3.2 mostra o espaço paramétrico explorado.

O campo magnético dentro do domínio computacional é inicialmente uniforme e perpendicular à direção de propagação do jato, em analogia ao caso bidimensional. O parâmetro do plasma $\beta = 10^{-5}$. Assume-se também que todos os jatos são relativísticos, sendo injetados no domínio computacional com $\Gamma = 100$.

Como em três dimensões o plasma pode estar sujeito ao modo kink da instabilidade

Kelvin-Helmholtz, que é um modo associado ao efeito de interação entre a curvatura das linhas de campo magnético e à pressão do plasma (Chandrasekhar, 1961), nós optamos por simular o jato injetando-o inteiramente dentro do domínio computacional, ao invés de adotar uma simetria axial como no caso bi-dimensional. Salvo o que foi mencionado, as demais condições para o plasma são análogas às das simulações 2D.

3.5.2 Morfologias do jato e do meio ambiente para jatos tridimensionais

Simulamos os jatos com razões de densidade (η) em dois regimes diferentes, i.e., com $\eta > 1$ (jatos menos densos que o meio ambiente) e $\eta < 1$ (jatos mais densos que o meio ambiente).

Na figura 3.8 mostramos o corte central dos mapas da densidade para jatos 3D adiabáticos ($\gamma = 4/3$), para o caso cilíndrico (ângulo de abertura $\theta = 0$) e para o caso cônico (ângulo de abertura $\theta = 20^\circ$).

Assim como nos jatos 2D podemos ver claramente a presença de estruturas como o cocoon envolvendo o feixe. A estrutura de duplo choque (choque dianteiro em arco ou bow shock, e o choque reverso) também se denota, já que o material é injetado no domínio constantemente, o que acaba definindo quatro importantes regiões: (i) material do meio ambiente não chocado, (ii) material do jato não chocado, (iii) material chocado do jato na parte interna do cocoon e (iv) material chocado do meio ambiente na parte externa do cocoon.

No caso dos jatos menos densos que o meio, com $\eta > 1$ verifica-se que o cocoon formado pelo material chocado do meio e do jato, é mais turbulento e com maior capacidade de colimar o feixe que no caso dos jatos mais densos que o meio, como se poderia esperar e também como se verificou no caso bidimensional. Vale notar também que no caso em que $\eta < 1$ a velocidade do jato parece depender essencialmente do fator de Lorentz na região de injeção enquanto que no caso em que $\eta > 1$ há uma forte influência da dinâmica do cocoon tanto na colimação quanto na velocidade de propagação do jato.

Em todos os modelos, notamos a ação da instabilidade KH na interface entre o cocoon e o feixe do jato. Esse efeito porém, é mais proeminente nos jatos com $\eta > 1$, onde a ação do cocoon turbulento é mais importante e, em particular, no jato cilíndrico, onde atua mais facilmente no interior do feixe, ocasionando o surgimento do modo pinch (veja

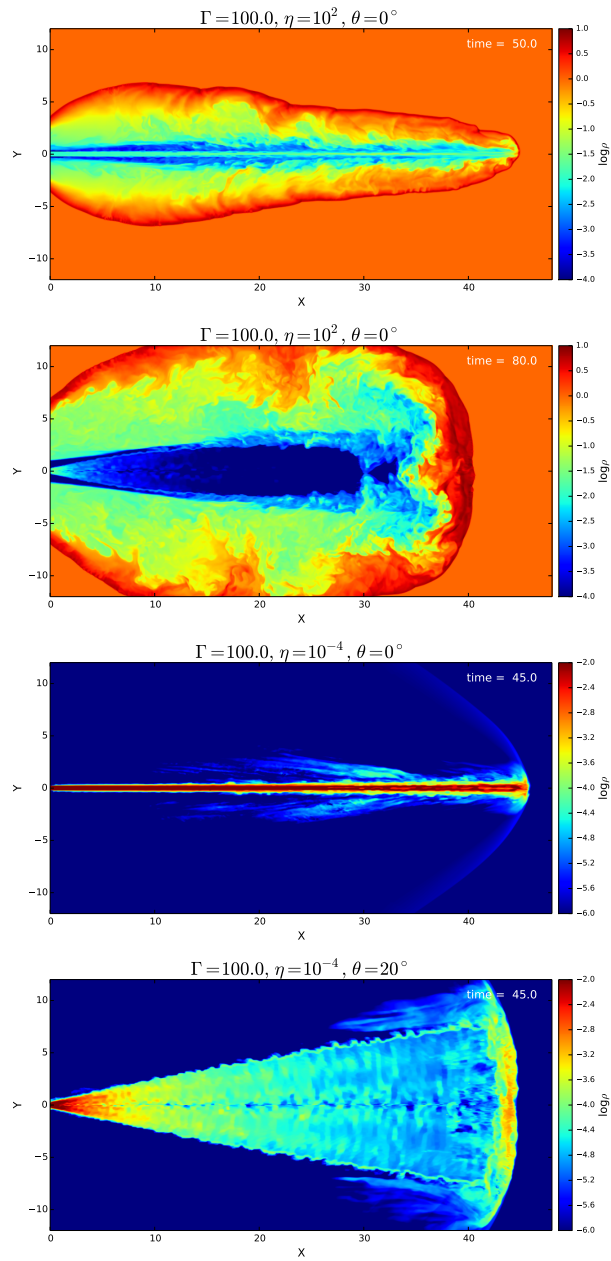


Figura 3.8: Mapas do corte central da distribuição logarítmica de densidade para jatos com $\eta = 10^2$ e $\Gamma = 100$ e ângulo de abertura variando entre 0° e 20° .

o diagrama superior da figura 3.8).

Em todos os casos, a região de máxima densidade, acaba sempre sendo a região do bow shock na cabeça do jato.

3.5.3 Energia magnética para os modelos 3D

Como explicamos anteriormente em nossas simulações, os jatos inicialmente são não magnetizados ($\sigma \ll 1$) e o meio é fracamente magnetizado. Logo, o campo magnético na região chocada corresponde ao campo magnético do meio arrastado pelo jato e que se deposita na região do choque. Na figura 3.9 mostramos a estrutura da densidade de energia magnética depois da propagação do jato pelo domínio computacional.

Uma vez que estamos no regime RMHD ideal, é esperado que a distribuição do campo magnético acompanhe a distribuição de densidade devido ao congelamento das linhas de campo magnético com o plasma. Desse modo, os máximos da densidade de energia magnética coincidem com a distribuição do campo magnético, ou seja, na região da cabeça do jato, onde há máxima compressão das linhas de campo e ao longo das bordas do cocoon, quando temos $\eta > 1$. Assim como no caso 2D, vale a pena notar que o material magnético não penetra a região do feixe, uma vez que o material chocado escorre para as laterais dando origem ao cocoon.

Na figura 3.10 mostramos como se comporta o valor máximo da densidade de energia magnética, em função da distribuição do material conforme o jato se propaga. Diferentemente do caso 2D, claramente não há o efeito de empilhamento das linhas crescendo linearmente com a distância, e sim um comportamento muito mais discreto da amplificação, à medida que o jato propaga. A linha cheia representa o comportamento descrito para o caso 2D e é usada como referência para comparação com os resultados do modelo 3D, o que nos permite demonstrar claramente que não há o efeito de empilhamento como no caso 2D. Como já esperávamos, a amplificação aqui deve-se somente à compressão das linhas atrás do choque. O empilhamento que víamos no caso bidimensional e que era máximo no caso de jatos cilíndricos, não ocorre aqui nos modelos tridimensionais por causa da presença da terceira dimensão, a qual favorece o escoamento das linhas que antes ficavam artificialmente confinadas nas laterais do jato 2D, para as outras direções do sistema (em particular, a normal à direção xy dos jatos 2D).

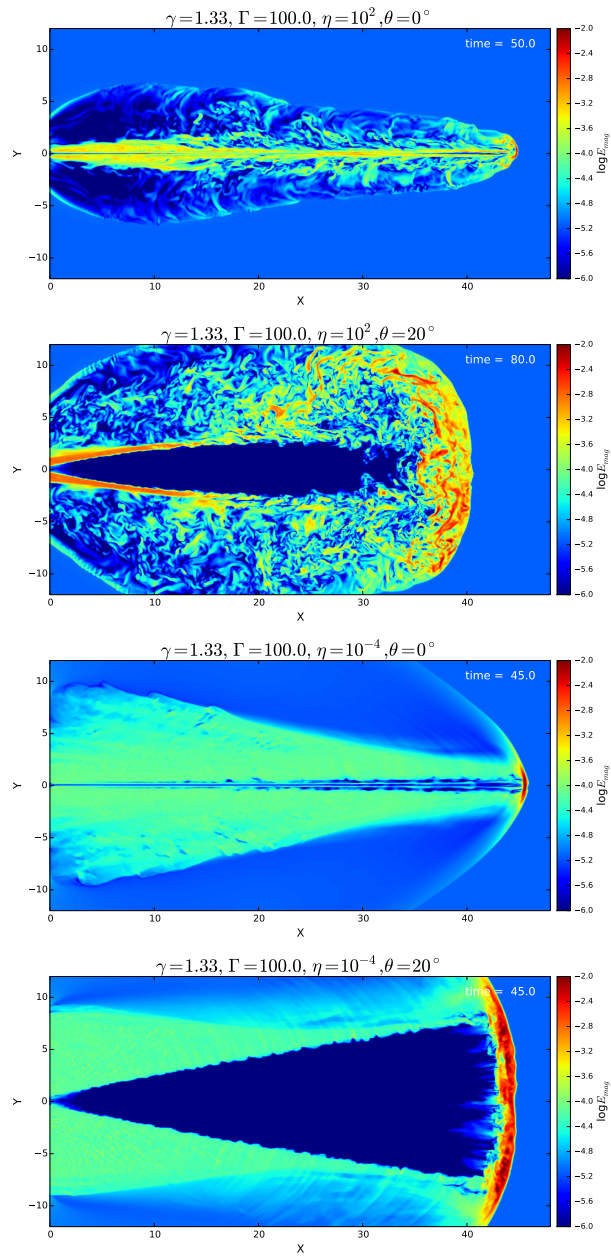


Figura 3.9: Mapas do corte central de densidade de energia magnética para o caso em que $\eta = 10^2$ e $\Gamma = 100$ e ângulo de abertura variando entre 0° e 20° .

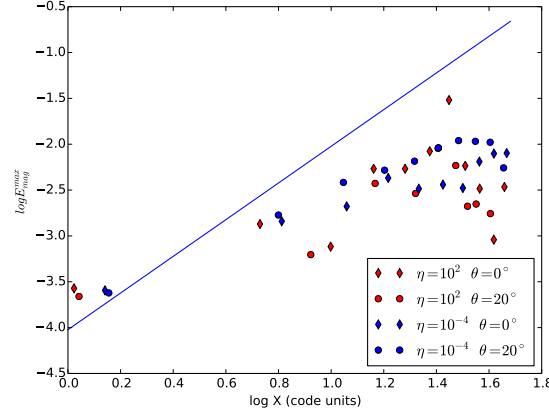


Figura 3.10: Evolução do máximo da densidade de energia magnética para cada um dos modelos (3D) simulados. Cada snapshot de uma simulação é um ponto no gráfico. A linha cheia representa a previsão para os jatos cilíndricos das simulações 2D.

3.5.4 Função de estrutura para os modelos 3D

Como já nos referimos anteriormente, o problema da amplificação do campo magnético em choques de afterglows de GRBs aparece acompanhado do problema do comprimento de coerência. Neste sentido, para uma abordagem completa, os dois problemas precisam ser resolvidos em conjunto também no caso dos modelos 3D. O problema do tamanho de coerência é ainda mais complicado e particularmente difícil de se estimar analiticamente para o caso 3D. Mas, quando estudado em um modelo analítico. Neste sentido as simulações numéricas podem lançar alguma luz sobre isso, se estudarmos o comportamento estatístico do campo vetorial \mathbf{B} como nos casos 2D. Como já mencionado anteriormente a função da estrutura pode ser calculada a partir da equação 3.12.

Da mesma forma que no caso 2D, calculamos a função de estrutura para os modelos 3D. A figura 3.11 mostra o comportamento desta para um dado intervalo de tempo, agrupando os diferentes conjuntos de simulações (variando os valores de η e θ).

Assim como no caso 2D dos jatos leves, SF satura mais rapidamente do que quando comparado aos jatos mais pesados, isto é, para $\eta = 10^2 \rightarrow l_{sat} = 10$ e $\eta = 10^{-4} \rightarrow l_{sat} = 100 - 200$, sendo l_{sat} a quantidade de pixels, onde cada pixel corresponde a $\sim 10^{-2}$ unidades do código. Isso ocorre, pois no caso de jatos mais pesados ($\eta < 1$) há mais momento disponível para arrastar o material do meio e portanto, para comprimir e ampliar a coerência do campo que atravessa o choque. No caso 3D porém, não é possível dizer que

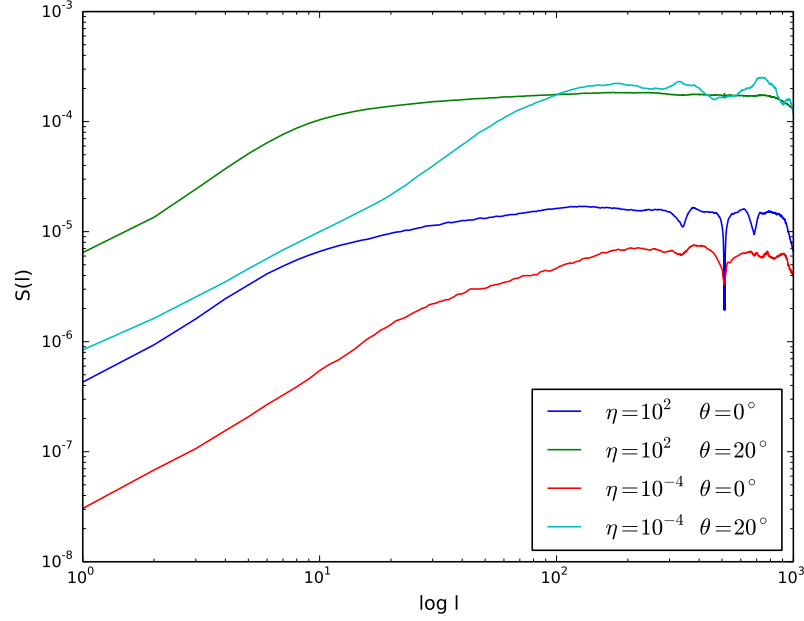


Figura 3.11: Funções de estrutura (SFs) das linhas do campo magnético para modelos 3D onde se variam η e θ . O eixo horizontal é função do número de pixels. A função SF é calculada ao longo da linha de campo magnético na região de máxima amplificação na cabeça do jato.

há diferenças significativas l_{sat} para os diferentes ângulos de abertura do feixe, uma vez que não há nenhuma tendência facilmente identificável.

Na tabela 3.3 comparamos os resultados da função de estrutura entre os modelos 2D e 3D. Nesse sentido podemos perceber que não há grandes diferenças entre l_{sat} para um dado η independentemente do número de dimensões do problema.

Assim, visto que, distintamente dos modelos 2D, no caso 3D a amplificação do campo magnético deve-se somente à compressão atrás do bow shock e é pouco influenciada pelos

Tabela 3.3 - Comparação dos valores de l_{sat} entre os modelos 2D e 3D. A comparação é feita com modelos onde $\theta = 0^\circ$ por simplicidade, uma vez que θ não parece influenciar fortemente no tamanho de coerência.

DIM	$l_{sat}(\text{pixels})$	$\sim l_{sat}(\text{cm})$	$\eta = \rho_{amb}/\rho_{jet}$	θ_j
2D	10^2	2×10^8	10^{-4}	0°
2D	10^1	2×10^9	10^2	0°
3D	10^2	10^8	10^{-4}	0°
3D	10^1	10^9	10^2	0°

efeitos de empilhamento, podemos concluir a partir do resultado acima que o comprimento de coerência do campo é determinado apenas pela compressão atrás do choque. Um ponto importante é que as simulações 3D tem um fator 2 de diferença em resolução em cada eixo em relação aos casos 2D. Para cada dimensão (no caso x e y) as simulações bidimensionais tem resolução 2x maiores. Isso explica a diferença de um fator 2 levado na conversão dos valores de l_{sat} em unidades físicas, mas ainda assim eles permanecem na mesma ordem de grandeza (veja tabela 3.3). Simulações tridimensionais em resoluções maiores são extremamente dispendiosas computacionalmente, além de gerarem uma quantidade elevada de dados ($\sim Terabytes$). Por isso, preferimos manter a resolução dentro do limite mencionado.

3.6 Discussões sobre os resultados dos modelos numéricos tridimensionais e comparação com os bidimensionais

No caso dos modelos tridimensionais nós mostramos que a amplificação não é eficiente pelo processo de empilhamento das linhas de campo. Esse efeito pode ser claramente visto através do desvio que os pontos apresentam na figura 3.10, a qual mostra a evolução do máximo da densidade de energia magnética. O material magnetizado que em princípio poderia se acumular na região do choque possui um volume maior para onde escoar, fazendo com que a compressão do campo magnético seja mais importante que o efeito de empilhamento. Mesmo a diferença entre jatos cilíndricos e cônicos não parece ser importante para explicar uma eventual diferença na amplificação do campo magnético.

Uma evidência que se torna bastante clara, nas simulações 3D é que a principal influência na dinâmica do jato, tanto para a morfologia como para o tamanho de coerência do campo magnético é o parâmetro η . Em particular, vimos que o comprimento de coerência é insensível à dimensão do jato, pois depende apenas da compressão do choque cuja intensidade é determinada pela razão de densidade η .

Um outro efeito que ainda não foi levado em conta no nosso estudo, é que quando o material é ejetado do envelope estelar no meio ambiente, o motor central já pode ter cessado sua atividade. Isso implica que a injeção contínua já deve ter parado, dando lugar a um jato em que o material que propaga na cabeça do jato (no bow shock), lentamente se

desconecta do choque reverso. Esse desacoplamento, que examinaremos em futuro trabalho em um contexto mais amplo, deve enfraquecer ainda mais qualquer efeito de empilhamento.

Finalmente, a emissão do afterglow é geralmente creditada às partículas relativísticas aceleradas através do processo de Fermi de primeira ordem ocorrendo principalmente na região do choque, na cabeça do jato. Examinando a figura 3.4, pode-se notar que outras estruturas que não a cabeça do jato, atingem intensidades elevadas de campo magnético. Esses campos, em parte também amplificados pelas instabilidades e pelo cisalhamento devido à turbulência, podem igualmente ajudar a acelerar partículas até velocidades relativísticas. Nessas regiões o mecanismo Fermi de primeira ordem devido à reconexão magnética, como primeiramente proposto por (de Gouveia Dal Pino e Lazarian, 2005), pode ser muito eficiente para acelerar partículas, assim como o mecanismo Fermi de segunda ordem, como indicado em recentes simulações numéricas MHD que exploram aceleração de partículas em diferentes regimes de reconexão magnética (Kowal et al., 2012) (ver também de Gouveia Dal Pino e Kowal, 2013, para uma revisão). Essa questão será posteriormente explorada por meio de simulações de partículas relativísticas “in situ” no jato como em de Gouveia Dal Pino e Kowal (2013), onde testes preliminares foram apresentados (ver também aplicações a GRBs em Giannios (2010); Cerutti et al. (2013)).

Conclusões e Perspectivas

Realizamos neste trabalho, simulações MHD relativísticas bidimensionais e tridimensionais em alta resolução de jatos supersônicos, adiabáticos e não adiabáticos com o intuito de aplicarmos ao estudo da física dos GRBs. O principal problema da física de GRBs abordado nesta tese foi o da amplificação e o do tamanho de coerência de campos magnéticos nos afterglows de GRBs. O código utilizado para isso foi o código Godunov, de grade, baseado na técnica de resolvedores de Riemann. A seguir listamos as principais conclusões desta tese:

4.1 Conclusões

- As simulações numéricas bidimensionais de jatos nos mostram que:
 - O campo magnético é amplificado por compressão do choque e acúmulo atrás da descontinuidade (efeito de empilhamento), com um valor que aumenta na medida em que o jato se propaga. Essa relação foi também prevista analiticamente tanto para uma geometria cilíndrica do jato, como no caso do jato cônico.
 - Encontramos que o aumento na amplificação do campo magnético, embora inicialmente similar para jatos cilíndricos e cônicos, satura mais rapidamente para jatos cônicos à medida que se aumenta o ângulo de abertura.
 - A amplificação é menor quanto maior o fator de Lorentz do feixe, e é praticamente insensível a variações da razão de densidade η . Porém jatos mais pesados mostram comprimento de coerência maior em comparação aos mais leves.
 - Ainda, comprimentos de coerência menores foram encontrados para ângulos de

- abertura maiores. Em suma, jatos com densidades maiores do que a do meio e com geometria cilíndrica tendem a maximizar o efeito de empilhamento e o tamanho de coerência das linhas de campo magnético.
- Os resultados encontrados não parecem depender também do índice adiabático γ , embora a compressão do campo magnético seja um pouco maior no caso não adiabático, como se esperaria.
 - Jatos cônicos só apresentam um comportamento similar à sua contrapartida cilíndrica quando propagam pequenas distâncias. No entanto, como a espessura do choque cresce consideravelmente nesses casos, a amplificação do campo magnético não é mais possível acima de um determinado valor de saturação o qual ocorre tanto mais cedo quanto maior o ângulo de abertura.
 - Embora tenhamos obtido mesmo para jatos cônicos bidimensionais, fatores de amplificação do campo magnético compatíveis com os valores esperados para os afterglows dos GRBs, os comprimentos de correlação (ainda que muito maiores do que os previstos pela instabilidade Weibel) são menores do que os necessários para explicar as observações, da ordem de 10^{16} cm (Waxman, 2006).
- As simulações numéricas tridimensionais de jatos nos mostram que:
 - A amplificação dos campos magnéticos não é tão eficiente pelo processo de empilhamento e é dominada pela compressão atrás do choque.
 - O tamanho de coerência das linhas do campo na região de choque é da mesma ordem que no caso dos modelos de jatos bidimensionais, o que sugere que este é determinado apenas pela compressão das linhas atrás do choque e independe do empilhamento. Isso também explica porque o comprimento de coerência é maior quanto maior a razão de densidade entre o jato e o meio ambiente (η^{-1}), pois esta determina a intensidade da compressão atrás do choque.
 - Ainda que os valores do comprimento de coerência obtidos nesse trabalho sejam duas ordens de grandeza menores do que aqueles obtidos a partir das observações, uma vez que dependem fortemente de η , jatos ainda mais pesados do que os simulados aqui poderiam resultar em comprimentos de correlação maiores, mais próximos das observações.

- Comparado aos afterglows de GRBs, podemos concluir a partir dos modelos mais realistas 3D que os valores de campo magnético requeridos pelas observações, da ordem de 1G, não podem ser alcançados nem pela simples compressão atrás dos choques na cabeça do jato, nem pelo empilhamento, o qual é insignificante nestes casos. Já o comprimento de coerência desses campos requerido pelas observações, pode ser alcançado graças à compressão atrás dos choques.

4.2 Perspectivas

Diversas perspectivas são possíveis a partir dos resultados deste trabalho.

Deve-se notar que no estudo acima, negligenciamos dois fatores importantes. Por um lado, adotamos jatos sem campo magnético impingindo em um meio fracamente magnetizado. Conforme observações bem recentes ([Wiersema, 2014](#)), há evidências de que os jatos de GRBs podem possuir campos não nulos nas distâncias do afterglow. Esse fator certamente aumentará a intensidade dos campos magnéticos amplificados na região do choque na cabeça do jato 3D.

Outro aspecto não considerado neste trabalho envolve a interrupção do jato. Adotamos aqui jatos contínuos. Porém, é provável que na distância em que se processa o afterglow, a injeção do jato a partir da fonte já tenha cessado. Isso deve acarretar a separação entre o choque reverso e o bow shock na cabeça do jato, diminuindo ainda mais quaisquer efeitos de empilhamento na região do bow shock.

Ambos os efeitos acima serão abordados em futuro próximo, pois a versão do código RMHD utilizada neste trabalho já foi recentemente implementada para esse fim.

Um outro estudo importante, também já iniciado, refere-se à investigação da influência do campo magnético na dinâmica do jato e na emissão gama (prompt). Esse na verdade, é o maior problema em aberto na física de GRBs e pode ser investigado a partir de simulações RMHD 3D de jatos altamente magnetizados ($\sigma \gg 1$), possibilitando a investigação do mecanismo desde a injeção após a fusão de duas estrelas, até o irrompimento do jato do envelope estelar, onde se espera que σ se torne, de algum modo ainda não compreendido, $\sigma \ll 1$ ([Bromberg et al., 2014](#); [McKinney e Uzdensky, 2012](#); [Zhang e Yan, 2011](#)).

Apesar da complexidade desse problema, o código Godunov que utilizamos é uma ferramenta apropriada para esse estudo, dentro das limitações que envolvem as simulações

numéricas nesse regime. Do ponto de vista numérico esse regime é bastante instável e bastante dependente das condições iniciais do sistema e da configuração do campo magnético, principalmente da geometria na região de injeção.

Testes preliminares que realizamos mostram que uma geometria toroidal na região onde o jato é injetado é estável e evolui para grandes distâncias. As escalas do problema também exigem aperfeiçoamentos no código, principalmente através do uso da técnica de rede adaptativa (*Adaptative Mesh Refinement* em inglês), de modo a podermos estudar concomitantemente a escala em que o jato se propaga, e a escala na qual o jato se expande quando deixa o envelope estelar. Testes preliminares nos mostraram que o jato sofre uma rápida expansão lateral, logo que entra no meio ambiente frio. Isso exige que o domínio seja ampliado de modo a continuar contendo o jato. Ao mesmo tempo, a ampliação da região do domínio sacrifica a resolução do jato, o que pode ser um problema dependendo do foco do estudo, como por exemplo a captura de detalhes da região do choque.

O estudo da região do choque em jatos magnetizados, dá origem a uma outra linha de pesquisa a partir desse trabalho, que é o estudo dos mecanismos de aceleração de partículas, *in situ*, nos jatos. Esse estudo pode ser feito com base em ferramentas já desenvolvidas pelo grupo como já discutido por exemplo em [de Gouveia Dal Pino e Kowal \(2013\)](#). O método é utilizar o resultado de simulações RMHD como as que foram apresentadas nesta tese, para injetar partículas (partícula teste, ou uma distribuição) e estudar o comportamento destas ao longo da evolução do jato. Até onde sabemos, este estudo da aceleração de partículas em jatos relativísticos a partir de simulações RMHD nunca foi feito na literatura.

Finalmente, do ponto de vista do código Godunov que utilizamos, novos recursos podem ainda ser implementados de modo a permitir estudos ainda mais profundos e realistas. O primeiro é a implementação de uma equação de estado mais realista como discutido em [Mignone e McKinney \(2007\)](#). Essa equação reproduz de modo mais fidedigno os resultados propostos pela teoria cinética, assim como trata melhor o gás relativístico e o gás em repouso. Um outro recurso particularmente interessante é a solução das equações RMHD no caso resistivo. Isso permitiria que os estudos numéricos já realizados no regime MHD para reconexão magnética turbulenta, ([Kowal et al., 2012](#)), possam ser estendidos ao regime relativístico. Códigos RMHD resistivos por sua vez são bastante raros devido a dificuldades intrínsecas (ver por exemplo [Takamoto e Inoue, 2011](#)), o que tornaria os estudos em questão

bastante atraentes.

Referências Bibliográficas

- Abdo A., Ackermann M., Fermi Observations of GRB 090902B: A Distinct Spectral Component in the Prompt and Delayed Emission, *ApJ*, 2009, vol. 706, p. L138
- Anile A. M., *Relativistic Fluids and Magneto-fluids*, 1990
- Appl S., Camenzind M., *A&A*, 206, 258, 1988
- Band D., Matteson J., Ford L., Schaefer B., Palmer D., Teegarden B., Cline T., Briggs M., Paciesas W., BATSE observations of gamma-ray burst spectra. I - Spectral diversity, *ApJ*, 1993, vol. 413, p. 281
- Beniamini P., Piran T., *ArXiv:1402*, 2014
- Berger E., Kulkarni S. R., Fox D. B., Soderberg A. M., Afterglows, Redshifts, and Properties of Swift Gamma-Ray Bursts, *ApJ*, 2005, vol. 634, p. 501
- Birkinshaw M., *Instabilities in Astrophysical Jets*, *Ap&SS*, 1996, vol. 242, p. 17
- Blandford R. D., McKee C. F., *Phys*, 1976
- Blondin J. M. F. B. A., Konigl A., *ApJ*, 360, 370, 1990
- Bloom J. S.; Frail D. A. K. S. R., *ApJ*, 594, 674, 2003
- Bodo G., Mamatsashvili G., Rossi P., Mignone A., *MNRAS*, 434, 3030, 2013
- Boella G., Butler R. C., Perola G. C., Piro L., Scarsi L., Bleeker J. A. M., BeppoSAX, the wide band mission for X-ray astronomy, *A&AS*, 1997, vol. 122, p. 299

- Bogovalov S. V., MNRAS, 280, 39, 1996
- Bromberg O., Granot J. L. Y., Piran T., ArXiv:1402, 2014
- Bromberg O., Nakar E., Piran T., Sari R., ApJ, 740, 100, 2011
- Carrigan B. J., Katz J. I., Radiation transfer in gamma-ray bursts, ApJ, 1992, vol. 399, p. 100
- Cerqueira A. H. d. G. D. P. E. M., Herant M., ApJ, 489, L185, 1997
- Cerutti B., Werner G. R. U. D. A., Begelman M. C., ApJ, 770, 147, 2013
- Chandrasekhar S., Hydrodynamic and hydromagnetic stability, 1961
- Chernin L., Masson C., de Gouveia Dal Pino E. M., Benz W., ApJ, 426, 204, 1994
- Chiueh T., Li Z.-Y., Begelman M. C., ApJ, 377, 462, 1991
- Dai Z. G., Lu T., Gamma-ray burst afterglows and evolution of postburst fireballs with energy injection from strongly magnetic millisecond pulsars, A&A, 1998, vol. 333, p. L87
- De Colle F., Ramirez-Ruiz E., Granot J., López-Cámara D., ApJ, 751, 57, 2012
- de Gouveia Dal Pino E. M., Advances in Space Research, 35, 908, 2005
- de Gouveia Dal Pino E. M., Benz W., ApJ, 410, 686, 1993
- de Gouveia Dal Pino E. M., Benz W., ApJ, 435, 261, 1994
- de Gouveia Dal Pino E. M., Kowal G., ArXiv:1302, 2013
- de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., A&A, 441, 845, 2005
- de Hoffmann F., Teller E., Physical Review, 80, 692, 1950
- Dedner A., Kemm F., Kröner D., Munz C.-D., Schnitzer T., Wesenberg M., Hyperbolic Divergence Cleaning for the MHD Equations, Journal of Computational Physics, 2002, vol. 175, p. 645
- Dermer C. D., Curvature Effects in Gamma-Ray Burst Colliding Shells, ApJ, 2004, vol. 614, p. 284

-
- Dermer C. D., Fryer C. L., Gamma Ray Bursts and the Fermi Gamma Ray Space Telescope: Notes to the La Plata Lectures, ArXiv e-prints, 2008
- Dyks J., Zhang B., Fan Y. Z., Curvature effect in structured GRB jets, ArXiv Astrophysics e-prints, 2005
- Eichler D., Granot J., The Case for Anisotropic Afterglow Efficiency within Gamma-Ray Burst Jets, ApJ, 2006, vol. 641, p. L5
- Eichler D., Livio M., Piran T., Schramm D. N., Nucleosynthesis, neutrino bursts and gamma-rays from coalescing neutron stars, Nature, 1989, vol. 340, p. 126
- Falceta-Gonçalves D., Abraham Z., MNRAS, 423, 1562, 2012
- Falceta-Gonçalves D., de Gouveia Dal Pino E. M., Gallagher J. S., Lazarian A., Turbulence and the Formation of Filaments, Loops, and Shock Fronts in NGC 1275, ApJ, 2010, vol. 708, p. L57
- Falceta-Gonçalves D., Lazarian A., Kowal G., ApJ, 679, 537, 2008
- Falceta-Gonçalves D., Monteiro H., MNRAS, 438, 2853, 2014
- Fan Y. Z., Wei D. M., Late internal-shock model for bright X-ray flares in gamma-ray burst afterglows and GRB 011121, MNRAS, 2005, vol. 364, p. L42
- Fenimore E. E., Epstein R. I., Ho C., The escape of 100 MeV photons from cosmological gamma-ray bursts, A&AS, 1993, vol. 97, p. 59
- Fenimore E. E., Madras C. D., Nayakshin S., Expanding Relativistic Shells and Gamma-Ray Burst Temporal Structure, ApJ, 1996, vol. 473, p. 998
- Fishman G. J., Meegan C. A., Gamma-Ray Bursts, ARA&A, 1995, vol. 33, p. 415
- Folini D., Walder R., Ap&SS, 274, 189, 2000
- Folini D., Walder R., A&A, 459, 1, 2006
- Fox D. B., Frail D. A., Price P. A., Kulkarni S. R., Berger E., Piran T., The afterglow of GRB 050709 and the nature of the short-hard γ -ray bursts, Nature, 2005, vol. 437, p. 845

Frail D. A., Kulkarni S. R., Sari R., Djorgovski S. G., Bloom J. S., Galama T. J., Reichart D. E., Berger E., Harrison F. A., Price P. A., Yost S. A., Diercks A., Goodrich R. W., Chaffee F., Beaming in Gamma-Ray Bursts: Evidence for a Standard Energy Reservoir, *ApJ*, 2001, vol. 562, p. L55

Frail D. A.; Kulkarni S. R. e. a., *ApJ*, 562, 55, 2001

Frederiksen J. T. H. C. B. H. T., Nordlund Å., *ApJ*, 608, L13, 2004

Galama T. J. B. M. S. W. R. A. M. J. e. a., *Nature*, 398, 394, 1999

Gallant Y. A. H. M., Langdon A. B. A. J., Max C. E., *ApJ*, 391, 73, 1992

Gehrels N., Cannizzo J. K., Norris J. P., Gamma-ray bursts in the Swift era, *New Journal of Physics*, 2007, vol. 9, p. 37

Ghirlanda G., Ghisellini G., Lazzati D., Firmani C., Gamma-Ray Bursts: New Rulers to Measure the Universe, *ApJ*, 2004, vol. 613, p. L13

Giacomazzo B., Rezzolla L., The exact solution of the Riemann problem in relativistic magnetohydrodynamics, *Journal of Fluid Mechanics*, 2006, vol. 562, p. 223

Giannios D., *MNRAS*, 408, L46, 2010

Giannios D., Spruit H. C., *A&A*, 450, 887, 2006

Goodman J., Are gamma-ray bursts optically thick?, *ApJ*, 1986, vol. 308, p. L47

Granot J., *MNRAS*, 421, 2467, 2012

Granot J., for the Fermi LAT Collaboration the GBM Collaboration Highlights from Fermi GRB observations, *ArXiv e-prints*, 2010

Granot J., Komissarov S. S., Spitkovsky A., *MNRAS*, 411, 1323, 2011

Granot J., Konigl A., *ApJ*, 560, 145, 2001

Granot J., Königl A., Piran T., Implications of the early X-ray afterglow light curves of Swift gamma-ray bursts, *MNRAS*, 2006, vol. 370, p. 1946

-
- Granot J., Kumar P., Distribution of gamma-ray burst ejecta energy with Lorentz factor, *MNRAS*, 2006, vol. 366, p. L13
- Granot J., Ramirez-Ruiz E., Jets and Gamma-Ray Burst Unification Schemes, ArXiv e-prints, 2010
- Guilbert P. W., Fabian A. C., Rees M. J., Spectral and variability constraints on compact sources, *MNRAS*, 1983, vol. 205, p. 593
- Hamlin N. D., The Role of the Kelvin-Helmholtz Instability in the Evolution of Magnetized Relativistic Sheared Plasma Flows, University of California, Los Angeles, 2012, Tese de Doutorado
- He Z., Li X., Fu D., Ma Y., *Science in China G: Physics and Astronomy*, 54, 511, 2011
- Hededal C. B. H. T., Frederiksen J. T., Nordlund Å., *ApJ*, 617, L107, 2004
- Heyvaerts J., Norman C., *ApJ*, 347, 1055, 1989
- Hjorth J., Watson D., Fynbo J. P. U., Price P. A., Jensen B. L., Jørgensen U. G., Kubas D., Gorosabel J., Jakobsson P., Sollerman J., Pedersen K., Kouveliotou C., The optical afterglow of the short γ -ray burst GRB 050709, *Nature*, 2005, vol. 437, p. 859
- Hughes P. A. M. M. A., Duncan G. C., *ApJ*, 572, 713, 2002
- Jacob U., Mercati F., Amelino-Camelia G., Piran T., Modifications to Lorentz invariant dispersion in relatively boosted frames, *Phys. Rev. D*, 2010, vol. 82, p. 084021
- Jin Z. P., Yan T., Fan Y. Z., Wei D. M., A Two-Component Jet Model for the X-Ray Afterglow Flat Segment in the Short Gamma-Ray Burst GRB 051221A, *ApJ*, 2007, vol. 656, p. L57
- Kazimura Y., Sakai J. I. N. T., Bulanov S. V., *ApJ*, 498, L183, 1998
- Kennel C. F., Coroniti F. V., *ApJ*, 283, 694, 1984
- Keppens R., Meliani Z., van Marle A. J., Delmont P., Vlasis A., van der Holst B., Parallel, grid-adaptive approaches for relativistic hydro and magnetohydrodynamics, *Journal of Computational Physics*, 2012, vol. 231, p. 718

- Klebesadel R. W., Strong I. B., Olson R. A., Observations of Gamma-Ray Bursts of Cosmic Origin, *ApJ*, 1973, vol. 182, p. L85+
- Koide S., Nishikawa K., Mutel R. L., A Two-dimensional Simulation of Relativistic Magnetized Jet, *ApJ*, 1996, vol. 463, p. L71
- Komissarov S. S., A Godunov-type scheme for relativistic magnetohydrodynamics, *MNRAS*, 1999, vol. 303, p. 343
- Komissarov S. S., *MNRAS*, 308, 1069, 1999
- Kommers J. M., Lewin W. H. G., Kouveliotou C., van Paradijs J., Pendleton G. N., Meegan C. A., Fishman G. J., The Intensity Distribution of Faint Gamma-Ray Bursts Detected with BATSE, *ApJ*, 2000, vol. 533, p. 696
- Kouveliotou C., Wijers R. A. M. J., Woosley S., *Gamma-ray Bursts*, 2012
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *ApJ*, 735, 102, 2011
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., Particle Acceleration in Turbulence and Weakly Stochastic Reconnection, *Physical Review Letters*, 2012, vol. 108, p. 241102
- Kowal G., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *Physical Review Letters*, 108, 241102, 2012
- Kowal G., Lazarian A., *ApJ*, 720, 742, 2010
- Kowal G., Lazarian A., Beresnyak A., *ApJ*, 658, 423, 2007
- Krolik J. H., Pier E. A., Relativistic motion in gamma-ray bursts, *ApJ*, 1991, vol. 373, p. 277
- Kumar P., Panaitescu A., Afterglow Emission from Naked Gamma-Ray Bursts, *ApJ*, 2000, vol. 541, p. L51
- Lazzati D., Begelman M. C., *ApJ*, 629, 903, 2005
- Lazzati D., Morsony B. J., Begelman M. C., *ApJ*, 700, L47, 2009

-
- Lazzati D., Perna R., X-ray flares and the duration of engine activity in gamma-ray bursts, *MNRAS*, 2007, vol. 375, p. L46
- Leão M. R. M., de Gouveia Dal Pino E. M., Santos-Lima R., Lazarian A., The Collapse of Turbulent Cores and Reconnection Diffusion, *ApJ*, 2013, vol. 777, p. 46
- Leismann T., Antón L., Aloy M. A. e. a., *A&A*, 436, 503, 2005
- Levinson A., Begelman M. C., *ApJ*, 764, 148, 2013
- Li Z., On GRB Physics Revealed by FERMI/LAT, ArXiv e-prints, 2012
- Li Z., Zhao X.-H., *J. Cosmology Astropart. Phys.*, 5, 8, 2011
- Liang E., Zhang B., Model-independent Multivariable Gamma-Ray Burst Luminosity Indicator and Its Possible Cosmological Implications, *ApJ*, 2005, vol. 633, p. 611
- López-Cámara D.; Morsony B. J. B. M. C. L. D., *ApJ*, 767, 19, 2013
- Lyubarsky Y., *ApJ*, 698, 1570, 2009
- Lyubarsky Y., *ApJ*, 725, L234, 2010
- Lyutikov M., Blandford R., ArXiv:astro-ph/0312347, 2003
- MacFadyen A. I., Woosley S. E., Collapsars: Gamma-Ray Bursts and Explosions in “Failed Supernovae”, *ApJ*, 1999, vol. 524, p. 262
- MacFadyen A. I. W. S. E., Heger A., *ApJ*, 550, 410, 2001
- McKinney J. C., Uzdensky D. A., *MNRAS*, 419, 573, 2012
- Mallick R., *Phys*, 2011
- Marti J. M. A. M. E., Font J. A. I. J. M. A., Marquina A., *ApJ*, 479, 151, 1997
- McKinney J. C., Uzdensky D. A., A reconnection switch to trigger gamma-ray burst jet dissipation, *MNRAS*, 2012, vol. 419, p. 573
- Medvedev M. V., Theory of “Jitter” Radiation from Small-Scale Random Magnetic Fields and Prompt Emission from Gamma-Ray Burst Shocks, *ApJ*, 2000, vol. 540, p. 704

- Medvedev M. V., Loeb A., *ApJ*, 526, 697, 1999
- Medvedev M. V., Loeb A., Generation of Magnetic Fields in the Relativistic Shock of Gamma-Ray Burst Sources, *ApJ*, 1999, vol. 526, p. 697
- Mészáros P., Gamma-ray bursts, *Reports on Progress in Physics*, 2006, vol. 69, p. 2259
- Meszáros P., Rees M. J., *ApJ*, 482, L29, 1997
- Metzger M. R., Djorgovski S. G., Kulkarni S. R., Steidel C. C., Adelberger K. L., Frail D. A., Costa E., Frontera F., Spectral constraints on the redshift of the optical counterpart to the γ -ray burst of 8 May 1997, *Nature*, 1997, vol. 387, p. 878
- Mignone A., Bodo G., An HLLC Riemann solver for relativistic flows - I. Hydrodynamics, *MNRAS*, 2005, vol. 364, p. 126
- Mignone A., Bodo G., An HLLC Riemann solver for relativistic flows - II. Magnetohydrodynamics, *MNRAS*, 2006, vol. 368, p. 1040
- Mignone A., McKinney J. C., *MNRAS*, 378, 1118, 2007
- Mizuta A., Aloy M. A., *ApJ*, 699, 1261, 2009
- Mizuta A., Ioka K., *ApJ*, 777, 162, 2013
- Morsony B. J., Lazzati D., Begelman M. C., *ApJ*, 665, 569, 2007
- Morsony B. J., Workman J. C., Lazzati D., Medvedev M. V., Jitter radiation images, spectra and light curves from a relativistic spherical blastwave, *MNRAS*, 2009, vol. 392, p. 1397
- Nishikawa K.-I. H. P., Richardson G., *ApJ*, 595, 555, 2003
- Nishikawa K. ., Hardee P., Richardson G., Particle Acceleration and Magnetic Field Generation in Electron-Positron Relativistic Shocks, *ArXiv Astrophysics e-prints*, 2004
- Nishikawa K., Hardee P., Richardson G., Particle Acceleration and Magnetic Field Generation in Electron-Positron Relativistic Shocks, *ApJ*, 2005, vol. 622, p. 927
- Noble S. C. G. C. F. M. J. C., Del Zanna L., *ApJ*, 641, 626, 2006

- Nousek J. A., Kouveliotou C., Grupe D., Page K. L., Granot J., Ramirez-Ruiz E., Patel S. K., Burrows D. N., Mangano V., Barthelmy S., Evidence for a Canonical Gamma-Ray Burst Afterglow Light Curve in the Swift XRT Data, *ApJ*, 2006, vol. 642, p. 389
- O'Brien P. T., Willingale R., Osborne J., Goad M. R., Page K. L., Beardmore A. P., Godet O., Burrows D. N., Gehrels N., The Swift Prompt Sample. In *Gamma-Ray Bursts in the Swift Era*, vol. 836 of American Institute of Physics Conference Series, 2006, p. 85
- Paczynski B., Gamma-ray bursters at cosmological distances, *ApJ*, 1986, vol. 308, p. L43
- Paczynski B., Are Gamma-Ray Bursts in Star-Forming Regions?, *ApJ*, 1998, vol. 494, p. L45+
- Panaitescu A., Mészáros P., Burrows D., Nousek J., Gehrels N., O'Brien P., Willingale R., Evidence for chromatic X-ray light-curve breaks in Swift gamma-ray burst afterglows and their theoretical implications, *MNRAS*, 2006, vol. 369, p. 2059
- Panaitescu A., Mészáros P., Gehrels N., Burrows D., Nousek J., Analysis of the X-ray emission of nine Swift afterglows, *MNRAS*, 2006, vol. 366, p. 1357
- Piran T., Gamma-ray bursts and the fireball model, *Phys. Rep.*, 1999, vol. 314, p. 575
- Piran T., *Phys. Rep.*, 314, 575, 1999
- Piran T., The physics of gamma-ray bursts, *Reviews of Modern Physics*, 2004, vol. 76, p. 1143
- Piran T., *Magnetic Fields in the Universe: From Laboratory and Stars to Primordial Structures*, 2005
- Piran T., Shemi A., Fireballs in the Galactic halo and gamma-ray bursts, *ApJ*, 1993, vol. 403, p. L67
- Poidevin F., Falceta-Goncalves D., Kowal G., de Gouveia Dal Pino E., Magalhaes A. M., *ApJ*, in Press (arXiv1309, 2013)
- Porth O., *Formation of Relativistic Jets: Magnetohydrodynamics and Synchrotron Radiation*, University of Heidelberg, Germany, 2011, Tese de Doutorado

- Racusin J. L., Liang E. W., Burrows D. N., Falcone A., Sakamoto T., Zhang B. B., Zhang B., Evans P., Osborne J., Jet Breaks and Energetics of Swift Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglows, *ApJ*, 2009, vol. 698, p. 43
- Raga A., Cabrit S., *A&A*, 278, 267, 1993
- Rhoads J. E., *ApJ*, 525, 737, 1999
- Rhoads J. E., The Dynamics and Light Curves of Beamed Gamma-Ray Burst Afterglows, *ApJ*, 1999, vol. 525, p. 737
- Ruderman M., Theories of gamma-ray bursts, *New York Academy Sciences Annals*, 1975, vol. 262, p. 164
- Ruuth S. J., *Mathematics of Computation*, 75, 183, 2006
- Santana R., Barniol Duran R., Kumar P., *ApJ*, Accepted (arXiv:1309.3277, 2014)
- Santos-Lima R., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *ApJ*, 747, 21, 2012
- Santos-Lima R., de Gouveia Dal Pino E. M., Lazarian A., *MNRAS*, 429, 3371, 2013
- Santos-Lima R., Lazarian A., de Gouveia Dal Pino E. M., Cho J., *ApJ*, 714, 442, 2010
- Sari R., Piran T., Halpern J. P., Jets in Gamma-Ray Bursts, *ApJ*, 1999, vol. 519, p. L17
- Sari R.; Piran T., Halpern J. P., *ApJ*, 519, 17, 1999
- Schaefer B. E., Palmer D., Dingus B. L., Schneid E. J., Schoenfelder V., Ryan J., Winkler C., Hanlon L., Kippen R. M., Connors A., Gamma-Ray–Burst Spectral Shapes from 2 keV to 500 MeV, *ApJ*, 1998, vol. 492, p. 696
- Schmidt W. K. H., Distance limit for a class of model gamma-ray burst sources, *Nature*, 1978, vol. 271, p. 525
- Stone J. M., Norman M. L., *ApJ*, 413, 198, 1993
- Summerlin E. J., Baring M. G., *ApJ*, 745, 63, 2012
- Suresh A., Huynh H. T., *Journal of Computational Physics*, 136, 83, 1997

- Takamoto M., Inoue T., A New Numerical Scheme for Resistive Relativistic Magnetohydrodynamics Using Method of Characteristics, *ApJ*, 2011, vol. 735, p. 113
- Tchekhovskoy A., McKinney J. C., Narayan R., *MNRAS*, 388, 551, 2008
- Tchekhovskoy A. M. J. C., Narayan R., *ApJ*, 699, 1789, 2009
- Tchekhovskoy A. N. R., McKinney J. C., *New A*, 15, 749, 2010
- Thompson C., *MNRAS*, 270, 480, 1994
- Usov V. V., *Nature*, 357, 472, 1992
- van der Holst B., Keppens R., Meliani Z., A multidimensional grid-adaptive relativistic magnetofluid code, *Computer Physics Communications*, 2008, vol. 179, p. 617
- Vedrenne G. A. J.-L., *Gamma-Ray Bursts: The brightest explosions in the Universe*, 2009
- Vishniac E. T., *ApJ*, 428, 186, 1994
- Waxman E., *ApJ*, 485, L5, 1997
- Waxman E., *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48, 137, 2006
- Wiersema K. e. a. ., *Nature*, 13237, 2014
- Willingale R., O'Brien P. T., Goad M. R., Osborne J. P., Page K. L., Tanvir N. R., A universal GRB photon energy-peak luminosity relation, *ArXiv e-prints*, 2007
- Woods E., Loeb A., Empirical Constraints on Source Properties and Host Galaxies of Cosmological Gamma-Ray Bursts, *ApJ*, 1995, vol. 453, p. 583
- Wosley S. E., Gamma-ray bursts from stellar mass accretion disks around black holes, *ApJ*, 1993, vol. 405, p. 273
- Wu X. F., Dai Z. G., Wang X. Y., Huang Y. F., Feng L. L., Lu T., X-ray flares from late internal and late external shocks. In 36th COSPAR Scientific Assembly , vol. 36 of COSPAR, Plenary Meeting, 2006, p. 731
- Yost S. A. H. F. A. S. R., Frail D. A., *ApJ*, 597, 459, 2003

Zeh A., Kloise S., Kann D. A., Gamma-Ray Burst Afterglow Light Curves in the Pre-Swift Era: A Statistical Study, *ApJ*, 2006, vol. 637, p. 889

Zeh A.; Kloise S. K. D. A., *ApJ*, 637, 889, 2006

Zhang B., Fan Y. Z., Dyks J., Kobayashi S., Mészáros P., Burrows D. N., Nousek J. A., Gehrels N., Physical Processes Shaping Gamma-Ray Burst X-Ray Afterglow Light Curves: Theoretical Implications from the Swift X-Ray Telescope Observations, *ApJ*, 2006, vol. 642, p. 354

Zhang B., Mészáros P., Gamma-Ray Burst Afterglow with Continuous Energy Injection: Signature of a Highly Magnetized Millisecond Pulsar, *ApJ*, 2001, vol. 552, p. L35

Zhang B., Yan H., *ApJ*, 726, 90, 2011

Zhang W., Woosley S. E., MacFadyen A. I., *ApJ*, 586, 356, 2003

Apêndice

Apêndice A

Paper

Ambient magnetic field amplification in shock fronts of relativistic jets: an application to GRB afterglows

G. Rocha da Silva^{1*}; D. Falceta-Gonçalves^{2,3}; G. Kowal³; E. M. de Gouveia Dal Pino¹

¹*Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas, Universidade de São Paulo, Rua do Mato 1226, CEP: 05508-090, São Paulo, Brazil*

²*SUPA, School of Physics & Astronomy, University of St Andrews, North Haugh, St Andrews, Fife KY16 9SS, UK*

³*Escola de Artes, Ciências e Humanidades, Universidade de São Paulo, Rua Arlindo Bettio 1000, CEP 03828-000, São Paulo, Brazil*

ABSTRACT

Strong downstream magnetic fields of order of $\sim 1\text{G}$, with large correlation lengths, are believed to cause the large synchrotron emission at the afterglow phase of gamma ray bursts (GRBs). Despite of the recent theoretical efforts, models have failed to fully explain the amplification of the magnetic field, particularly in a matter dominated scenario. In this work we revisit the problem by considering the synchrotron emission to occur at the expanding shock front of a weakly magnetized relativistic jet over a magnetized surrounding medium. Analytical estimates and a number of high resolution 2D relativistic magneto-hydrodynamical (RMHD) simulations are provided. The jet is assumed to be conical, with opening angles ranging from $\theta = 0^\circ$, up to 20° , and densities in the range of $10^{-4} - 10^2$ of the ambient density. We found that most of the amplification is due to compression of the ambient magnetic field at the contact discontinuity between the reverse and forward shocks at the jet head, with substantial pile-up of the magnetic field lines as the jet propagates sweeping the ambient field lines. The pile-up is maximum for $\theta \rightarrow 0$, decreasing with increasing jet opening angles, as one should expect. Still, the magnetic field amplification is larger than that expected from 1-D Rankine-Hugoniot estimates (e.g. the spherical blast problem). The magnetic field amplification required by the observations ($B_{\text{max}}/B_{\text{amb}} \sim 10^6$) can be achieved at distances $\sim 10^9 - 10^{17}\text{cm}$ for typical ambient magnetic fields ($\sim \mu\text{G}$), depending on the model. The maximum correlation lengths found for such strong fields is of $l_{\text{corr}} \leq 10^{14}\text{cm}$, 2 – 6 orders of magnitude larger than that obtained from magnetic field amplification through the Weibel instability, but still 1 – 2 orders of magnitude smaller than those inferred from observations. We found the correlation length to depend on the Lorentz factor Γ and the jet-to-ambient density ratio, being larger for denser jets, but insensitive to the jet opening angle.

Key words: shock waves - ISM: magnetic fields, supernovae, jets and outflows - (stars:) gamma-ray burst: general - methods: numerical

1 INTRODUCTION

Gamma ray bursts (GRBs) liberate a significant fraction of the rest-mass energy of their source ($> 10^{51}$ erg) over intervals ranging from a fraction of a second to minutes. The standard fireball picture (Paczynski 1986; Shemi & Piran 1990; Rees & Meszaros 1992; Sari et al. 1996) explains the otherwise puzzling ability of such sources to vary on short timescales by arguing that the bursts are produced via a relativistic outflow with a bulk Lorentz factor $\Gamma > 100$. At first, the relativistic flow is dissipated internally (via internal

shocks or via another form of internal dissipation, like magnetic instabilities) that produce the prompt γ -rays. Later the interaction of the flow with the circum-burst matter produces an external shock and this blast wave produces the subsequent afterglow at lower frequencies. Observational clues concerning GRB progenitors indicate that supernova explosions of massive stars could be the predominant sources of long GRBs (i.e. those whose gamma emission lasts more than 2 secs and the standard model for these objects is the Collapsar model (Woosley 1993; Paczynski 1998; MacFadyen & Woosley 1999). The main possible sources of short GRBs are mergers of neutron stars (NSs) with other NSs, or with black holes (Eichler & Cheng 1989), although other

* E-mail: gustavords@astro.iag.usp.br

driving sources such as phase transition of a NS to a quark star have also been proposed (Lugones et al. 2002).

The field of GRBs has rapidly advanced in recent years, especially following the launches of NASA missions *Swift* and *Fermi*, both in the past decade. Due to their elusive nature, observing GRBs in all wavelengths at all epochs (including during and after the GRB) is still challenging with the current GRB detectors and follow up telescopes. As a result, for every new temporal or spectral window unveiled a rich trove of new phenomenology is uncovered (Zhang 2011). The new observations have raised new questions.

The composition of the relativistic jets that arise in GRBs is uncertain due to the lack of direct observations. The most important unknown parameter is the ratio (σ) between the Poynting flux and the matter flux (here both baryons and leptons are considered). In the standard fireball internal shock (IS) scenario, magnetic fields are assumed not to play dynamically any major role, i.e. $\sigma \ll 1$. An alternative view is that the GRB outflow is powered by magnetic extraction from the rotational energy of a massive star or an accreting black hole and therefore, carries a dynamically important magnetic field component, i.e. $\sigma \gg 1$. The GRB radiation in this case would be powered by dissipation of the magnetic field energy in the ejecta (e.g. Usov 1992; Thompson 1994; Meszaros & Rees 1997; Piran 1999, 2005; Lyutikov & Blandford 2003; Zhang & Yan 2011). Even in a matter dominated outflow where the magnetic field does not influence the dynamics, magnetic fields play a crucial role at the radiation emission region. Magnetic fields dominate the process of particle acceleration in the collisionless shocks and also play an important role on the afterglow synchrotron emission.

Another important aspect related to magnetically dominated (large σ) jets is that observations require that they become matter dominated at some point beyond the central engine, with the conversion of the energy transported outward in the form of Poynting flux into kinetic energy flux. The mechanism by which this occurs is not known yet. It could be related to gradual acceleration of the flow (Heyvaerts & Norman 1989; Chiueh et al. 1991; Bogovalov 1996; Lyubarsky 2009), or to impulsive acceleration (Granot et al. 2011; Granot 2012), or even to non-ideal MHD effects such as magnetic reconnection (Lyutikov & Blandford 2003; Giannios & Spruit 2006; Lyubarsky 2010; Zhang & Yan 2011; McKinney & Uzdensky 2012; Levinson & Begelman 2013), or magnetic kink instabilities (Giannios & Spruit 2006; Levinson & Begelman 2013). This has been known as the σ problem and more recent analytical and numerical studies suggest that this conversion may occur even before the jet breaks out from the stellar envelope (Levinson & Begelman 2013; Bromberg et al. 2014; Beniamini & Piran 2014).

The ejecta can be parametrized by ϵ_B and ϵ_e which give the ratios of magnetic and kinetic energies with respect to the total energy density of the ejecta, respectively. Typical values derived from the synchrotron emission assuming approximately energy equipartition between the relativistic electrons and the magnetic field range from $\epsilon_B = 10^{-5}$ to 10^{-2} (Waxman 1997; Galama et al. 1999; Yost et al. 2003; Li & Zhao 2011; Santana et al. 2014). In general, both parameters are assumed to remain constant in the afterglow region.

In the extreme case mentioned above that the magnetically dominated flow dissipates most of its magnetic energy before the breakout of the stellar envelope (Bromberg et al. 2014; Beniamini & Piran 2014), no significant magnetic field from the source will be carried out by the external shock that produces the afterglow emission. This implies that only the ambient magnetic fields swept and compressed by the ejecta will be available to accelerate the relativistic particles responsible for the synchrotron radiation.

On the other hand, even assuming that the ejecta drags most of the magnetic field from the source, Medvedev & Loeb (1999) considered the magnetic field of a strongly magnetized compact object with $B \sim 10^{16}$ G and found that it cannot account for the magnetic fields observed in the afterglow. The average field intensity over the emitting region scales as $\bar{B} \propto r^{-2}$. Therefore, one expects $B \sim 10^{-4}$ G and $\epsilon_B \sim 10^{-7}$ at the afterglow emission, about 10^{16} cm away from the source.

Other mechanisms were proposed in the literature in order to explain the origin of the magnetic field in the afterglows of GRBs in a matter dominated scenario. Most of them based on the growth of non-linear instabilities, such as the Weibel instability (Medvedev & Loeb 1999; Nishikawa et al. 2004; Hededal et al. 2004). This instability has its origin in the shock of two different populations of collisionless plasma particles. The diffusion of part of the populations into each other generates an anisotropy in the momentum distribution. The magnetic field amplification arises in order to isotropize the momentum distribution (Medvedev & Loeb 1999). Small fluctuations of the magnetic field deflect the particles by the Lorentz force leading to the generation of currents and the magnetic field increases. The deflections become stronger as the magnetic field increases generating a runaway process. In such instability, however, the amplified magnetic field is randomly oriented at very short correlation lengths ($> \delta$), where δ is the plasma skin depth $\delta = c/\omega_p$ (ω_p is the plasma frequency), in spite of the observed correlation lengths $l_{\text{corr}} \sim 10^{10} \delta$ (Waxman 2006). Particle-in-cell (PIC) simulations have been performed in order to study this problem. For instance, Kazimura et al. (1998) found that about 5 % of the flow kinetic energy is converted into magnetic energy. Also, as pointed above, Nishikawa et al. (2003, 2004) showed that the Weibel instability amplifies non-uniform small scale magnetic fields only. This could give origin to a jitter spectra instead of a Synchrotron radiation. Frederiksen et al. (2004) and Hededal et al. (2004) showed that the magnetic field amplitudes necessary to accelerate particles could be provided by this instability even in the case of a very weak upstream magnetic field, but these fields would still be small scale ones. It is quite clear that such small scale process is unable to provide the large scale and strong magnetic fields as needed to explain the afterglow emission.

As stressed before, in a matter dominated scenario, we are left with the ambient magnetic fields. The magnetic energy density increases due to the shock compression of the interstellar medium (ISM), which can be derived analytically from the one-dimensional relativistic Rankine-Hugoniot (RH). For an adiabatic shock, the RH relations predict amplification factors of $\sim \Gamma$, being Γ is the Lorentz factor (Kennel & Coroniti 1984; Appl & Camenzind 1988; Summerlin & Baring 2012). Typical magnetic fields in the ISM of a few μ G imply $\epsilon_B \sim 10^{-11}$ (Medvedev & Loeb

1999). However, when considering the confinement of the magnetized expanding flow between the forward bow shock and the reverse shock the amplification of the magnetic fields is more efficient, as also qualitatively evidenced in former numerical studies of non-relativistic and relativistic jets (e.g. Leismann et al. 2005). A systematic study of the magnetic field evolution and amplification in such systems, sweeping a vast parametric space, is still missing though.

In this work, we revisit the problem of the magnetic field amplification behind shocks. We study numerically the time evolution of the magnetization in the shocks generated by a relativistic jet. We adopt the matter dominated outflow scenario and explore the amplification of ambient magnetic fields at the shocks by means of two-dimensional (2D) relativistic magnetohydrodynamics (RMHD) numerical simulations. Our goal is to study whether the resulting compressed fields behind the shocks are sufficient to explain the observed afterglow emission without requiring a magnetically dominated flow scenario.

We study different possible scenarios. Specifically, we consider the expansion of conical jets with different opening angles, from $\theta = 0$ (cylindrical case) up to 20° , before and after they break out from the stellar envelope expanding over the interstellar gas with either smaller or larger densities than the later.

The paper is organized as follows. In Section 2 we review the basic jump conditions in RMHD shocks. In Section 3 we describe the numerical setup and the RMHD equations to be solved numerically in two-dimensions (2D). In section 4 we describe the numerical results from the simulations and show the magnetic field amplification due to shock compression and pile-up behind the shocks at the jet head. In Section 5 we study the coherence length of the magnetic field using structure functions and compare them with other proposed mechanisms of magnetic field amplification. Finally, in Section 6, we discuss our results and the implications for GRB jets and draw our conclusions.

2 RELATIVISTIC SHOCKS

In the most simplified analytical model, a shock is considered a single discontinuity separating the upstream and downstream media. If considered at the reference frame of the shock front, the steady state form of the fluid equations (i.e. $\partial_t = 0$) provides the Rankine-Hugoniot jump conditions for the downstream. The relativistic jump conditions for a magnetized case (with the shock velocity normal to the magnetic field direction) are well described in Kennel & Coroniti (1984) (see also de Hoffmann & Teller 1950; Mallick 2011). Here we use the same notation to describe a shock with velocity perpendicular to the magnetic field.

$$n_1 u_1 = n_2 u_2, \quad (1)$$

$$E = \frac{u_1 B_1}{\Gamma_1} = \frac{u_2 B_2}{\Gamma_2}, \quad (2)$$

$$\Gamma_1 \mu_1 + \frac{E B_1}{4\pi n_1 u_1} = \Gamma_2 \mu_2 + \frac{E B_2}{4\pi n_2 u_2}, \quad (3)$$

$$\mu_1 u_1 + \frac{P_1}{n_1 u_1} + \frac{B_1^2}{8\pi n_1 u_1} = \mu_2 u_2 + \frac{P_2}{n_2 u_2} + \frac{B_2^2}{8\pi n_2 u_2}, \quad (4)$$

where P is the thermal pressure, n is the number density, Γ the Lorentz factor, u is the velocity normal to the shock plane, E is the electric field in the shock frame, and B the magnetic field in the region 1 (upstream, unshocked region) and the region 2 (downstream, shocked region). The factor μ is the specific enthalpy, which for a relativistic gas with a polytropic index γ is defined by:

$$\mu = 1 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \left(\frac{P}{n m c^2} \right). \quad (5)$$

In the case of a relativistic adiabatic shock $\gamma \rightarrow 4/3$.

From the set of equations (1-5) above the magnetic amplification ratio B_2/B_1 is obtained:

$$Y \equiv \frac{B_2}{B_1} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{\Gamma_2 u_1}{\Gamma_1 u_2}. \quad (6)$$

Notice that the measured number density N relates to the proper density through the relation $N = n\Gamma$ (Gallant et al. 1992).

According to the conservation equations above, the amplification of the magnetic field occurs due to the strong shock compression. The basic assumption of a fluid frozen into the magnetic fields results in an equal jump condition for both ρ and B . Therefore, for strong shocks, part of the kinetic energy is converted to magnetic energy.

This scenario is more complex if the shocked region is bounded by two shocks. Actually, this is the case of the high speed jet propagating over the ambient medium. At the reference frame of a supersonic shock there are two incoming flows, the relativistic jet from one side and the ambient gas from the other with a contact discontinuity between them, where the kinetic linear momenta are equal. If compression leads to significant lateral expansion an outflow is expected to emerge in the direction perpendicular to the inflows (see Fig.1), and this problem cannot be solved in one dimension.

Following Fig.1, the upstream jet gas is decelerated at the shock discontinuity on the left (shock 1) and its downstream shocked material is pushed outwards in the lateral direction. The ambient material is shocked at the discontinuity on the right (shock 2), enters the shock region, and leaves outward, as well. The equilibrium of momentum between both downstream flows occurs at the contact discontinuity, and turbulent mixing of the fluids at this surface may occur.

Earlier three-dimensional (3D) numerical studies of hydrodynamical non-relativistic jets (Chernin et al. 1994) have demonstrated that this mixing depends mainly on the jet Mach number and the density ratio between the jet and the ambient gas. For small values of both parameters (Mach numbers < 6 and density ratios < 3) turbulent mixing and entrainment become important - a condition typically fulfilled, e.g., by certain classes of AGN jets (see e.g. de Gouveia Dal Pino & Benz 1993; Raga & Cabrit 1993; Stone & Norman 1993; de Gouveia dal Pino 2005, and references therein) and for further hydrodynamical studies (Folini & Walder 2000, 2006) (check also Cerqueira et al.

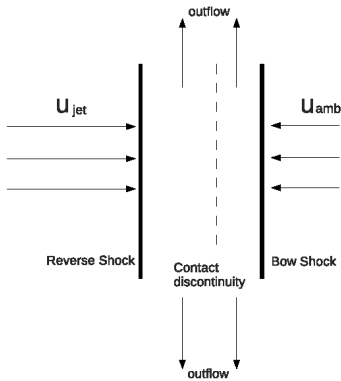


Figure 1. Idealized and simplified picture of the shock fronts generated by a relativistic jet expanding over the ambient medium at rest. Differently to what happens in an isotropically expanding blast wave, the downstream ambient material is able to flow along the contact discontinuity. This results in a lower downstream pressure and in a thinner shock front, compared to the isotropic case.

1997; Falceta-Gonçalves & Abraham 2012, for similar studies in non-relativistic MHD flows).

These authors also showed that the momentum transfer and width of the shocked region is strongly affected by the thermal radiative cooling of the shocked material. Strong cooling decreases the turbulent mixing (as part of the internal energy of the shocked material is radiated away) and also shrinks the shock region, as the downstream internal energy is small compared to the upstream kinetic one. A consequence of non-uniform cooling and thin shock regions is the growth of the non-linear thin layer instability (Vishniac 1994) and the Rayleigh-Taylor instability which can break the bow shock region into a healthy clumpy structure (Blondin et al. 1990; de Gouveia Dal Pino & Benz 1993, 1994; Stone & Norman 1993).

In the case of magnetized shock-bounded slabs, the upstream gas drags field lines into the shocked region. Depending on the orientation of the upstream fields, the downstream magnetic field lines are not carried away with the outflow. 2D MHD numerical simulations of non-relativistic converging flows reveal that part of the magnetic field component perpendicular to the shock velocity B_{\perp} is not advected, instead, it piles-up and remains parallel to the contact discontinuity surface (Falceta-Gonçalves & Abraham 2012; Falceta-Gonçalves & Monteiro 2014). Then, the downstream shocked plasma flows along the amplified field lines outwards to fill the cocoon surrounding the jet beam. Since the jet is continuously pushing the ambient gas forward there is a constant inflow of ambient magnetic field lines into the bow shock region, causing the *piling-up effect*.

If we consider the pile-up effect of the ambient magnetic field only, magnetic flux conservation implies a piled-up magnetic field intensity in the shock frame given by:

$$B_x \simeq B_{\text{amb}} \left(\frac{x_{bs}(t)}{\lambda} \right)^{\alpha}, \quad (7)$$

where B_x is the magnetic field that is squeezed behind the shock structure after the bow shock at the jet head has propagated a distance $x_{bs}(t)$ and λ represents the width of the shock region. Here, $\alpha \rightarrow 1$ if the field is parallel to the contact discontinuity and $\alpha \rightarrow 0$ if the field lines are mostly perpendicular to the discontinuity. Fig.2 sketches the pile-up effect. The arrows represent an initially uniform magnetic field in the ambient medium and as the jet propagates it sweeps the magnetic field lines which are compressed within the double shock structure, i.e., between the forward bow shock and the reverse jet shock.

An analytical estimate of λ is not trivial though, mostly because of the asymmetric morphology of the shock region. The shock thickness for spherical relativistic blast waves has been derived as $\lambda \sim R/\Gamma$ (Blandford & McKee 1976), being R the shock wave radius. Since $R = R(t)$, the thickness λ is also a function of time. This expansion of λ with time may be understood from the conservation of matter and energy. The shock dynamics is that of a one-dimensional radial Riemann problem, but with an uniformly expanding shocked volume as the shell expands. The accumulation, as the blast wave moves, results in local increase of enthalpy that leads to an expansion of the shock thickness.

This scenario is different for the jet case though, which is not well-described by an one-dimensional Riemann problem. Here the shocked gas flows away from the axis of symmetry. If a steady state is achieved and if the jet is collimated into a quasi-cylindrical shape, i.e. $\theta \rightarrow 0$, there is no net enhancement of local enthalpy and λ is constant with time. In this case, by considering mass conservation at the dashed area of Fig.2 one obtains, for the $\theta \rightarrow 0$ (cylindrical) case:

$$\lambda_{\text{cyl}} \simeq \frac{r_{\text{jet}}}{2} \frac{n_{j,1}u_{j,1} + n_{A,1}u_{\text{sh}}}{n_{j,1}Y_j u_{j,2} + n_{A,1}Y_A u_{A,2}} \quad (8)$$

where r_{jet} represents the radius of the jet at the working surface, Y the jump in density between downstream and upstream flows, indices j and A account for jet and ambient values, respectively, and u_{sh} represents the speed of the shock region in the observers reference frame:¹

$$u_{\text{sh}} \sim u_{j,1} \frac{(n_{j,1}\Gamma_1^2 n_{A,1}^{-1})^{1/2}}{1 + (n_{j,1}\Gamma_1^2 n_{A,1}^{-1})^{1/2}}. \quad (9)$$

Since in the case of a well-collimated (cylindrical) jet r_{jet} is constant as the shock front moves further away of the central source, for $\Gamma_1 \gg 1$, we obtain:

$$\lambda_{\text{cyl}} \sim \frac{\sqrt{2}}{2} \eta r_{\text{jet}} \quad (10)$$

where $\eta = n_{A,1}/n_{j,1}$.

¹ which is obtained from momentum flux conservation assuming that the ambient pressure is negligible, as the gas is cold, and the jet pressure is much smaller than the jet shock ram pressure

As discussed later on in the paper, there are observational evidences - as well as results from numerical simulations - indicating that core-collapse GRB jets may be, in reality, not well collimated after the breakout of the stellar envelope. Observationally, power-law break decay during the afterglow emission has been well modelled by means of conical jets, with opening angles as large as 20° , being $\theta_j < 10^\circ$ in a vast majority of objects (see Sari et al. 1999; Bloom et al. 2003; Frail et al 2001; Zeh et al. 2006; Tchekhovskoy et al. 2009; Bromberg et al. 2011; Mizuta & Ioka 2013).

In the case of a conical jet the rate at which gas is loaded into the shock region varies with time. This because the Mach disk, i.e. the area of the jet working over the shocked gas, increases as the jet propagates forward, away from the central source. To obtain a modified analytical approximation for this case, we separate the fluxes of gas into the shock region in two, one being exactly the same as considered in Eq.8, and the other being the net increase due to the increased radius of the jet, i.e. $\Phi_{\text{tot}} = \Phi_{r_{\text{jet},0}} + \Phi_{\Delta r_{\text{jet}}}$. Let us consider a simple case in which the opening angle θ is constant. Since $\Delta r_j \propto x(t)\tan\theta$, Eq.8, with now $r_{\text{jet}} = r_{\text{jet}}(t) = r_{\text{jet},0} + \Delta r_j$, results in:

$$\lambda_{\text{con}}(t) \sim \lambda_{\text{cyl}} \left(1 + \frac{x(t) \tan \theta}{r_{\text{jet},0} \Gamma_1} \right) \quad (11)$$

Therefore, the pile-up must occur at shorter distances in the case of conical jets, with a departure from the linear growth of B and eventual saturation of the magnetic field amplification, consistent with causality constraints.

Using Eqs.7 and 11, we computed the pile-up effect which is shown in Fig.2 (bottom) as a function of the distance to the central source, for different jet parameters. We clearly see in the Figure that for large values of Γ , the difference between collimated ($\theta \rightarrow 0$) and wide jets decreases substantially.

As stated before, despite the extensive numerical multidimensional study that can be found in the literature of magnetized relativistic jet flows, a systematic study of the amplification of ambient magnetic fields by relativistic jets, particularly in the context of GRBs, is still missing. In the following sections we will explore this issue and test the scenarios above considering relativistic MHD numerical simulations of both collimated and wide jets propagating over a weakly magnetized ambient.

3 GOVERNING EQUATIONS AND NUMERICAL SETUP

The evolution of our system is governed by the special relativistic magnetohydrodynamic equations (SRMHD) which can be written in the general conservative form

$$\partial_t \mathbf{U} + \nabla \cdot \mathbf{F}(\mathbf{U}) = 0, \quad (12)$$

where \mathbf{U} is the vector of conserved variables

$$\begin{aligned} \mathbf{U} &= (D, \mathbf{S}, \mathbf{B}, E)^T \\ &= \left(\Gamma \rho, (\xi + B^2) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}, \mathbf{B}, \right. \\ &\quad \left. \xi + \frac{1}{2} (B^2 + v^2 B^2 - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})^2) - p - D \right)^T, \end{aligned} \quad (13)$$

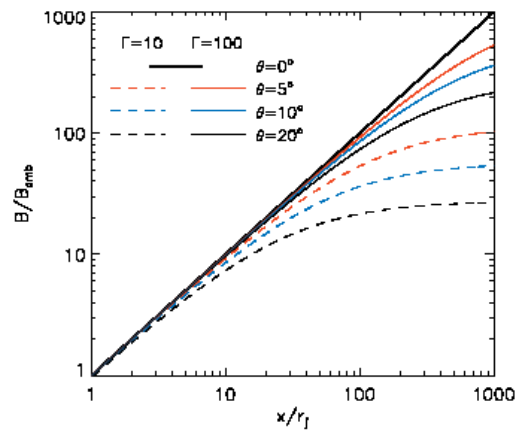
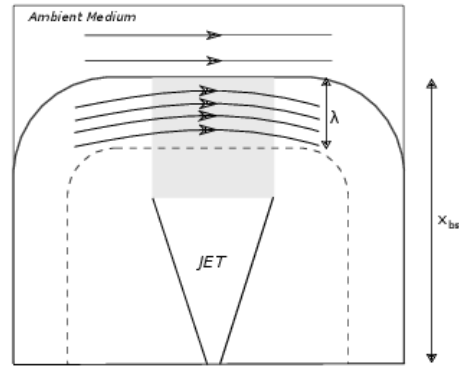


Figure 2. Up: Schematic representation of the pile-up effect of the magnetic field lines as the jet propagates in an ambient medium with uniform magnetic field. Bottom: Pile-up effect on the magnetic field intensity at the shock region for collimated and wide jets as a function of the distance, as given by Eqs.7 and 11, respectively, for different jet opening angles, and for $\Gamma = 10$ (dashed) and $\Gamma = 100$ (solid).

and \mathbf{F} is the tensor of fluxes

$$\begin{aligned} \mathbf{F} &= \left(D\mathbf{v}, \right. \\ &\quad \left. (\xi + B^2) \mathbf{v}\mathbf{v} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\Gamma^2} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) (\mathbf{B}\mathbf{v} + \mathbf{v}\mathbf{B}) + \mathbf{I}p_{\text{tot}}, \right. \\ &\quad \left. \mathbf{v}\mathbf{B} - \mathbf{B}\mathbf{v}, E\mathbf{v} + p_{\text{tot}}\mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right)^T, \end{aligned} \quad (14)$$

where D is the rest mass density, \mathbf{S} is the momentum density, E is the energy density, ρ is the mass density, \mathbf{v} is the fluid velocity, \mathbf{B} is the magnetic field, $p_{\text{tot}} = p + p_{\text{mag}}$ is the total pressure, p is the gas pressure, $p_{\text{mag}} = \frac{1}{2} ((B/\Gamma)^2 + (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})^2)$ is the magnetic pressure, $\Gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ is the Lorentz factor, and for the case of an ideal equation of state with a constant polytropic index γ , the measure of enthalpy ξ is given by

$$\xi = \Gamma^2 \left(\rho + \frac{\gamma}{\gamma - 1} p \right). \quad (15)$$

The above set of equations was solved using the GODUNOV code (see <http://amunocode.org> for the public available source code) which implements the Godunov-

framework of the hyperbolic equation numerical solution (Godunov 1959) extended by methods suitable to solve the SRMHD equations. The code has been extensively tested and applied to several astrophysical problems (e.g. Kowal & Lazarian 2010; Falceta-Gonçalves et al. 2010a,b,c; Santos-Lima et al. 2010; Kowal et al. 2011a,b, 2012; Santos-Lima et al. 2012, 2013; Poidevin et al. 2013). In the work presented here we used the 5th order monotonicity-preserving (MP) reconstruction (Suresh & Huynh 1997; He et al. 2011) of the Riemann states, the approximate HLLC Riemann solver (Mignone & Bodo 2006) in order to calculate the numerical approximation of the fluxes \mathbf{F} . The solution advances in time using the 3rd order four-stage explicit optimal Strong Stability Preserving Runge-Kutta SSPRK(4,3) method (Ruuth 2006). In order to keep the divergence of magnetic field minimum, we use the hyperbolic divergence cleaning approach by Dedner et al. (2002).

A non-straightforward element of the solution of the relativistic MHD equations is the determination of the primitive variables $\mathbf{Q} = (\rho, \mathbf{v}, \mathbf{B}, p)$ from their conservative representation \mathbf{U} (see Eq. 13). While in the non-relativistic case the conversion requires only simple algebraic manipulations, here we are forced to use iterative methods. A number of such methods has been compared in Noble et al. (2006) with the conclusion that their 1Dw scheme is the most accurate and robust one and therefore, it is also employed in our calculations.

3.1 Initial setup

Significant progress has been achieved in the past years regarding relativistic jet simulations both in the framework of extragalactic jets (Marti et al. 1997; Aloy et al. 1999; Hughes et al. 2002) and of GRB jets (Komissarov 1999; MacFadyen et al. 2001; Zhang et al. 2003; Leismann et al. 2005; Tchekhovskoy et al. 2010, 2008; Morsony, Lazzati & Begelman 2007; Mizuta & Aloy 2009; Lazzati et al. 2009; De Colle et al. 2012; Mizuta & Ioka 2013; Bromberg et al. 2014), most of which were performed in the low σ regime and, due to computational limitations, in two-dimensions², but none focussed on the investigation of the interaction of the shocks of the ejecta with the ambient magnetic field after the breakout of the collapsing stellar envelope.

There is some debate in the literature regarding the GRB jet opening angle at the breakout (see e.g. Lazzati & Begelman 2005; Morsony, Lazzati & Begelman 2007; Tchekhovskoy et al. 2008; Mizuta & Ioka 2013; Bromberg et al. 2014, and references therein). When inside the stellar envelope, collimation of a Poynting flux-driven jet may occur due to net currents driven locally, as well as by the surrounding pressure. The energy dissipation at the jet shock head increases the total pressure of a hot cocoon that develops around the jet which helps collimating the jet. Once the

jet breaks out of the stellar envelope, it may become wider due to reduced pressure (Bromberg et al. 2011; Mizuta & Ioka 2013). There is in fact evidence in favour of conical jets. Tchekhovskoy et al. (2009), for instance, finds from his simulations Lorentz factors $\Gamma \sim 100 - 5000$ and opening angles $\theta_j \sim 0.1 - 10^\circ$, reproducing inferred properties of GRB jets. On the other hand, the confinement inside the envelope of a Poynting flux dominated jet due to both magnetic and cocoon pressure can be so large that the jet can emerge from the stellar envelope with a radius of the order of the source light cylinder radius (R_L) and likely remain confined well after the breakout providing a consistent jet scenario for both the prompt gamma emission and the formation of a photosphere (Levinson & Begelman 2013).

Observationally, the opening angle is inferred by fitting the break in the power-law decay of the afterglow emission with the fluxes expected from an emitting plasma subject to relativistic beaming (Rhoads 1999). The fit model depends on several simplifications, such as the density distribution of the surrounding medium (e.g. for winds or ISM), and radial dependencies within the jet. Under these conditions, the vast majority of GRBs data results in $\theta_j < 10^\circ$, with fiducial estimates at $\theta_j \sim 4^\circ$ (Sari et al. 1999; Bloom et al. 2003; Frail et al. 2001; Zeh et al. 2006).

While this question of the jet opening angle is still debatable (e.g. Lazzati & Begelman 2005; Morsony, Lazzati & Begelman 2007; Tchekhovskoy et al. 2009; Bromberg et al. 2014), in this work we explore different possible values for this parameter. At the inlet of the computational domain we start with a jet that has just emerged from the collapsing stellar envelope into the ambient medium. For the sake of simplicity the jet in our simulations is not launched from first principles, but injected as boundary condition. The opening angle is therefore a free parameter and in our simulations three conditions have been tested for it, namely $\theta_j = 0^\circ, 10^\circ$ and 20° . Also, θ_j is set as constant as the jet emerges from the collapsing stellar envelope into the ambient medium.

The initial setup of the jet beam is built with a region of continuous injection of material into the computational domain of radius R_j , which defines the jet radius, set at the left vertical boundary of the box domain. The bottom horizontal and the left vertical boundaries of the box are assumed to be reflective, while the other are open boundaries allowing the material to leave the domain.

The ambient gas density ρ and pressure p are assumed initially uniform in the whole domain. Since we are interested in the study of the amplification of the magnetic field in the shock region of a matter dominated flow, we set a weak uniform ambient magnetic field initially perpendicular to the propagation of the jet, corresponding to $P_{mag}/P_{th} = 10^{-5}$.

Another important parameter for the dynamical evolution of jets, though not critical for the purpose of this work as we discuss further below in the paper, is the ratio between the surrounding ambient and the jet densities ($\eta = \rho_{amb}/\rho_{jet}$). Traditionally, relativistic jet propagation models for microquasars, AGNs and GRBs assume an underdense relativistic flow, i.e., with a density smaller than that of the ambient medium. One of the justifications for this assumption is the general absence of thermal emission in the shocks of these jets. In the collapsar scenario, if the GRB jet is magnetically driven, the launch occurs probably with $\eta > 1$ (see e.g. simulations by López-Cámara et

² The 2-dimensional approach in this work means that the system is considered in a planar symmetry, not axial, since the external magnetic field has to be kept uniform. Such approach is limited, obviously, and underestimates the dynamics of the flows perpendicular to the plane, i.e. orthogonal to the magnetic field. A more detailed discussion about this is presented later in the manuscript, but a more comprehensive picture will be provided in a future work where a full 3-dimensional modelling is presented.

Table 1. Parameters used in each simulation run. We explore the dependence with the density ratio, polytropic index, Lorentz factor and opening angle. The angle equal 0° refers to the case where the jet is injected with a cylindrical geometry.

γ	Mach	Γ	$\rho_{\text{amb}}/\rho_{\text{jet}}$	θ_j	Model
1.1	10	2	10^2	0°	NA1cyl
1.1	10	10	10^2	0°	NA2cyl
1.1	10	100	10^2	0°	NA3cyl
1.33	10	2	10^2	0°	AD1cyl
1.33	10	10	10^2	0°	AD2cyl
1.33	10	100	10^2	0°	AD3cyl
1.33	10	10	10	0°	AD4cyl
1.33	10	10	1	0°	AD5cyl
1.33	10	10	10^{-4}	0°	AD6cyl
1.33	10	10	10^{-2}	0°	AD7cyl
1.33	10	10	10^{-3}	0°	AD8cyl
1.33	10	100	10^{-4}	0°	AD9cyl
1.1	10	10	10^2	10°	NA1con
1.1	10	100	10^2	10°	NA2con
1.33	10	10	10^2	10°	AD1con
1.33	10	100	10^2	10°	AD2con
1.33	10	10	10^{-4}	10°	AD3con
1.33	10	100	10^{-4}	10°	AD4con
1.33	10	10	10^{-4}	20°	AD5con
1.33	10	100	10^{-4}	20°	AD6con

al. 2013), as predicted by the semianalytical models and numerical simulations referenced in the previous sections. After breaking out of the envelope, far from the stellar material, the jet may change its mass regime and the jet density may become larger than that of the ambient, i.e. $\eta \ll 1$. This is discussed, for instance, by Lazzati & Begelman (2005) and Morsony, Lazzati & Begelman (2007). Simulations of the jet-envelope interaction indicate a transition between the regimes of $\eta \simeq 10^4 - 10^5$ (at the central region of the stellar envelope) and $\eta < 10^{-6}$ after the jet breaks the outer boundary of the star.

Since the dynamical evolution of the jet over an uniform ambient medium may differ considerably depending on the parameter η chosen, for the sake of completeness, we studied the dynamical evolution of jets in both regimes, i.e. $\eta < 1.0$ and $\eta > 1.0$, sweeping a parametric range $10^{-4} \leq \eta \leq 10^2$. In this sense we can study the different morphologies and magnetic field amplification for the phases of the jet interacting with the surrounding media right after the breakout of the stellar envelope and further out.

The space of parameters investigated in this work is presented in Table 1. In all cases the jet is initially relativistic (with Lorentz factors $\Gamma = 2, 10, \text{ or } 100$) and supersonic, i.e. the initial Mach number, defined as $M \equiv v_{\text{jet}}/c_s$ is set as 10 for all models, where the sound speed is given by $c_s = \sqrt{\gamma(\gamma - 1)P/[(\gamma - 1)\rho + \gamma P]}$.

The dimensions of the simulated computational box is $(L_x, L_y) = (48, 12)$ in code units. The adopted code unit for the distance is $5R_j$. The code unit for time is defined as $5R_j/c$, where c is equal 1 in our simulations. The simulations were performed with a resolution of 4096×1024 cells.

The thermal radiative cooling of the hot shocked ambient plasma may result in thin and unstable shock regions. However, radiative losses of GRB jets are dominantly

non-thermal, mainly synchrotron and inverse-Compton processes. The actual role of these processes in the cooling of the shocked plasma at the afterglow phase is not clear yet (Granot & Konigl 2001). For this reason, we run most of our models under an adiabatic regime ($\gamma = 4/3$) and, in order to mimic the action of the thermal radiative cooling at the bow shock region upon the magnetic field amplification, we run the same models with a reduced effective polytropic index of $\gamma = 1.1$ (these models are referred as *NA* in Table 1).

Notice that we have used an uniform value of γ for the whole computational domain. Recent works have focused on the stability and thermodynamical aspects that can influence the jet dynamics (Bodo et al. 2013). Mignone & McKinney (2007) explored the effects of varying smoothly the gas enthalpy in the propagation of a relativistic jet (with an polytropic index $\gamma = 4/3$) into a non-relativistic medium (with $\gamma = 5/3$).³ Their two-dimensional simulations revealed a slower evolution of the jet and changes in the shape of the cocoon, but the main conclusion was that the overall structure of the relativistic jet with the modified enthalpy equation is similar to the case with uniform $\gamma = 4/3$.

The simulations were run until the propagating jet reached the right vertical boundary of the computational domain, except for the model with Lorentz factor $\Gamma = 2$, for which the jet power was too little to drill the ambient gas through to the right boundary. The outcomes of the simulations are described in the following section.

4 NUMERICAL RESULTS

In this section we present the results from the simulations and comparisons between the different models.

4.1 Jet/Ambient morphologies

4.1.1 $\eta > 1.0$ (light jets)

Let us first discuss the morphologies of the shocked material surrounding light jets. These models can be specially suitable for right after the breakout of the jet into the environment of the core-collapse GRB.

In Fig.3 we present snapshots of the density distribution for the adiabatic ($\gamma = 4/3$) (left column) and non-adiabatic ($\gamma_{\text{eff}} = 1.1$) (right column) models of Table 1 with different Lorentz factors and jet opening angles.

All models evidence the formation of a bow shock structure as the jet head sweeps the ambient gas. The ambient shocked material is deposited into a cocoon that surrounds the beam. Although not obvious in the snapshots shown in Fig.3, a double shock structure soon develops. Besides the forward bow shock, a reverse internal shock decelerates the jet beam and shocked jet material is also deposited into the internal part of the cocoon. The low density portion of the cocoon is of jet shocked material, while the denser one is composed of shocked ambient gas.

³ Long before Taub (1948) had shown that in order to preserve the consistency with the relativistic kinetic theory, the specific enthalpy μ has to satisfy the inequality: $(\mu - \Theta)(\mu - 4\Theta) \geq 1$, where $\Theta = p/\rho$ and μ is the enthalpy of the relativistic gas and their proposed equation of state satisfies the Taub inequality.

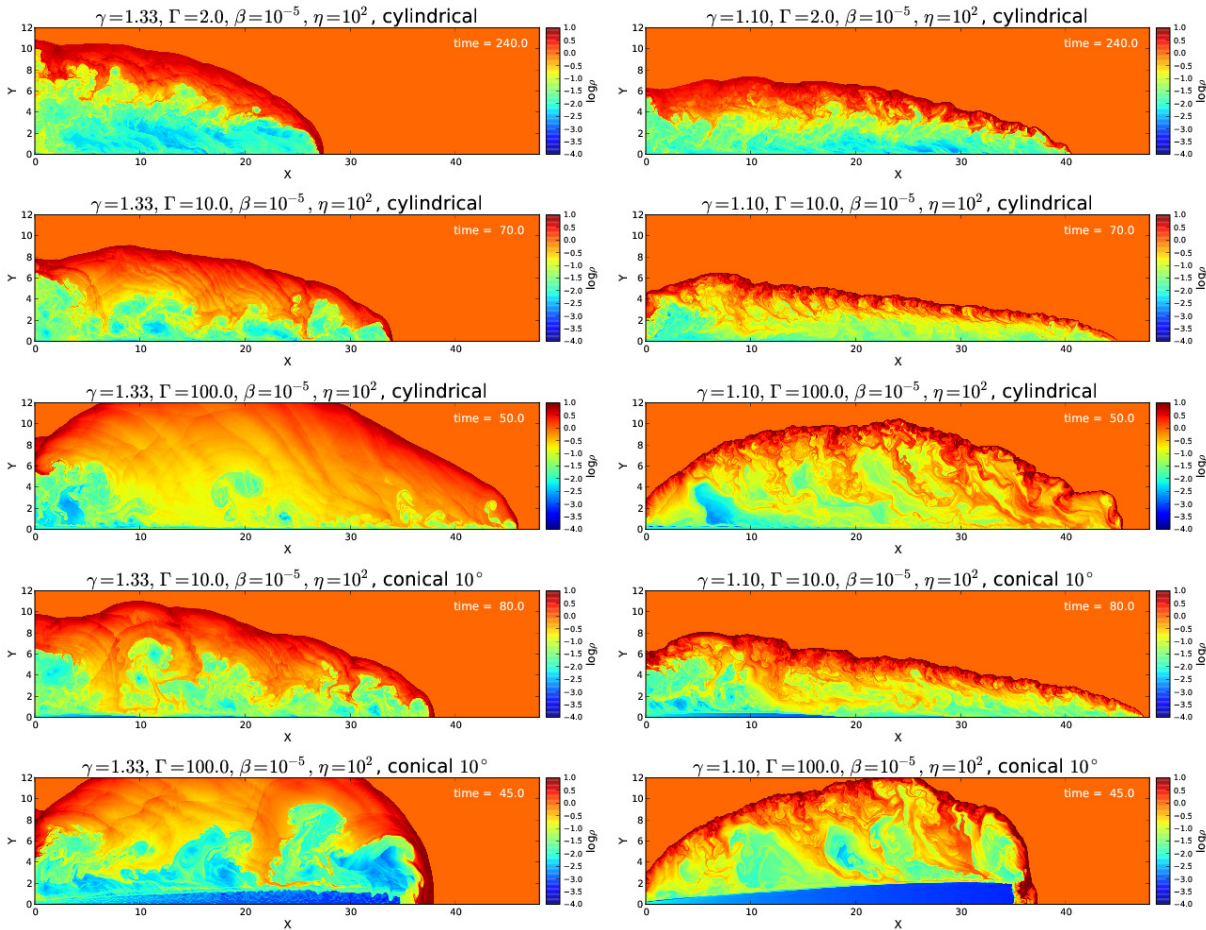


Figure 3. Distribution of logarithm of density for different light jet models with $\eta = 10^2$. Left column maps represent adiabatic ($\gamma = 4/3$) simulations and the non-adiabatic ($\gamma_{\text{eff}} = 1.1$) models are shown in the right column. Models were run with $\Gamma = 2$, $\Gamma = 10$ and $\Gamma = 100$ and the geometry was tested both for collimated ($\theta \rightarrow 0$) and wide jets. Numbers represent the time of the given snapshot in the simulation in code units.

The interaction of the hot shocked gas of the cocoon with the beam material drives Kelvin-Helmholtz (KH) instabilities (e.g. Birkinshaw 1996) which in turn induce both the formation of internal shocks pinching the beam and strong turbulent mixing and entrainment, as detected in former numerical studies of non-relativistic jets (de Gouveia Dal Pino & Benz 1993; Chernin et al. 1994).

Also, as expected from earlier studies of thermal radiative cooling jets (e.g., Blondin et al. 1990; de Gouveia Dal Pino & Benz 1993), the effects above are much stronger in the adiabatic jets (in the left panels of Fig. 3) since in these cases the internal energy of the shocked material in the cocoon is much larger than in their non-adiabatic counterparts (in the right side of the Fig.3). In the latter cases, the enthalpy of the gas in the cocoon is much smaller due to the adoption of a $\gamma = 1.1$ index to mimic thermal radiative cooling in the shocked dense ambient gas.

We should remark that in a more realistic calculation the effective value for γ would be dependent on the local properties of the plasma, and the cooling function. The adoption of a single value of $\gamma = 1.1$ for the whole system in the case of the right side models of Fig. 2 is, therefore, a simplification and the comparison with the adiabatic models

should be taken with caution. These non-adiabatic models actually represent extreme examples.

Models with higher Lorentz factor obviously reach the boundary of the spatial domain earlier and therefore, look less evolved. The higher propagation velocity results a smaller loading of shocked jet material and larger spreading of the shocked ambient gas into the cocoon, which makes the driving of shear KH instabilities and turbulent entrainment less prominent than in lower Lorentz factor jets.

The models with smaller Lorentz factor ($\Gamma = 2$), specially the adiabatic one ($\gamma = 4/3$), present a cocoon with a larger portion of low density shocked jet gas and smaller portion of high shocked ambient gas. This is because the jet beam has not enough power to drill through the dense ambient gas and also retains much more shocked jet material.

In the non-adiabatic models, the bow shock layer is thinner. The high velocity of the upstream jet flow interacting with a thin layer gives rise to the Vishniac instability (Vishniac 1994) which breaks the layer and enhances the growth of turbulence, particularly in the outer parts of the cocoon. It is also clear in these models the impact of the turbulence on the diffusion and mixing of the gas in the shocked plasma.

The morphology and general properties of the density

distributions, as described above, do not differ much for conical jets. This is expected since the cocoon pressure readily becomes important in the case of these low density jets, i.e. with $\eta < 1$, resulting in similar dynamics once the jet is collimated by the cocoon.

The maximum density at the shock region is also dependent on the parameters γ and Γ . Fig. 3 indicates that larger Lorentz factors result in larger shocked densities which is consistent with the relativistic RH jump conditions (see eqs. 1 to 4). Also, the effective thermal radiative cooling introduced in the non-adiabatic jets by decreasing γ to 1.1 is expected, according to the jump conditions, to increase the density of the compressed shocked material at the same time that it decreases its internal pressure. The pressure reduction of the downstream gas also decreases the velocity at which it is pushed outwards. All these effects are detected in Fig.3 and are compatible with earlier studies of non-relativistic radiative cooling jets (Blondin et al. 1990; de Gouveia Dal Pino & Benz 1993; Stone & Norman 1993). We show in Fig.5 the Lorentz factor, density and magnetic field amplification factor at the jet axis, along $y=0$, for models with $\eta = 10^{-2}$.

4.1.2 $\eta < 1.0$ (heavy jets)

After the jet breaks the stellar envelope it may expand over an underdense interstellar medium. In this case, the jet density may eventually become orders of magnitude larger than that of the ambient gas. Numerical issues constrain the density contrast of the simulations, which has been fixed here to a minimum possible value $\eta = 10^{-4}$. The larger density of the jet makes it easier to expand over the ambient medium, thus reducing and delaying certain shock effects, such as the development of a large pressure cocoon.

We can see in Fig.4 that the morphology of the jet changes substantially with the increase in the jet density. For very dense jets the ambient pressure is negligible and have little impact on the propagation of the jet. The shock region shows less turbulence compared to the low density jets.

Fig.6 depicts the Lorentz factor, density and magnetic field amplification factor at the jet axis, along $y=0$, for models with $\eta = 10^4$.

The comparison of Figs.5 and 6 (see also Figs. 3 and 4) indicate that the density amplification in the interface between the cocoon and the external medium is larger with increasing density ratio η . An important fact is that for $\eta \gg 100$ the jet is too light and has little momentum to push the ambient gas. In this case the jet decelerates quickly and does not evolve to larger radii, as already pointed out in Marti et al. (1997).

In the next subsection we will see in detail how these parameters affect the spatial distribution of the magnetic field.

4.2 Magnetic Energy

The simulated jets are initially non-magnetized, while the ambient medium is weakly magnetized, therefore the magnetization of the downstream shocked gas is mostly due to the ambient field dragged into the shock at the head and

the cocoon. The spatial distribution of magnetic pressure for different models with $\eta = 10^2$ is shown in Fig.7.

Similarly to what is observed in the density distributions, there are striking differences in the magnetic pressure distributions of the models. For the adiabatic models (left side panels) the high intensity magnetic fields are located at the interface (or contact discontinuity) that separates the shocked jet and ambient downstream flows, (i.e., the low and high density portions of the cocoon). These high magnetic intensity regions basically contour the low density region as seen in Fig.3. The main reason for this is that the ambient magnetic field lines enter into the cocoon dragged by the shocked downstream flow. These are not able, though, to enter into the shocked jet downstream material. At the ambient downstream, the gas is deflected and flows along the contact discontinuity, as clearly seen in the adiabatic cases. The magnetic field lines, on the other hand, simply accumulate at the contact discontinuity (piling-up there). The maximum intensity of B occurs at the head of the shock for all models.

Fig.8 shows the density distribution for the well-collimated (cylindrical) jet model AD2cyl, with $\gamma = 4/3$ and $\Gamma = 10$ at $t = 90$, overplotted with five selected high intensity magnetic field lines. The streamlines depicted follow the magnetic field lines starting at the vertical coordinate $y = 12.0$ (top boundary) and horizontal coordinates $x = [11.5, 18.0, 24.5, 31.0 \text{ and } 37.5]$. The ambient region presents the initial vertical field lines. At the shock regions, the lines are deflected and stretched, as expected for a super-Alfvénic flow (i.e., with velocity higher than the local Alfvén speed). As seen in Fig.8 the field lines do not diffuse to the low density region of the cocoon. On the contrary, they accumulate at the contact discontinuity region between the ambient shocked material and the jet shocked material, where therefore, the magnetic field intensity is larger.

The comparison of the adiabatic models in the left side of Fig.7 with the non-adiabatic ones in the right hand side, indicates that the maximum values of the magnetic fields are slightly larger in the non-adiabatic cases. This is compatible with the RH jump conditions for radiative cooling flows which predict a larger density of the shocked material and therefore, a larger amplification of the magnetic field behind the shocks, than in the adiabatic counterparts.

Heavy jets ($\eta < 1$) on the other hand (Fig.9), have all similar magnetic field distributions, as already noted in the case of their density distributions. The absence of a prominent cocoon reduces the internal turbulence and its role in diffusing magnetic field lines. Nevertheless, let us perform a more careful analysis of the overall results.

The maximum magnetic energy density ($E_{\text{mag}}^{\text{max}}$) is generally located at the head of the bow shock region, as the jet expands. $E_{\text{mag}}^{\text{max}}$ as a function of the location of the bow shock head in the x -direction is shown in Fig.10. Each snapshot created from the simulations is shown as a point in the plot. The top and middle diagrams show the results for all collimated jets (with light jets being depicted in the top panel and heavy jets in the middle panel). The solid line represents the correlation $E_{\text{mag}}^{\text{max}} \propto x^2$, for comparison. Notice that the line is not a statistical fit, but is in good agreement with all models with $\theta = 0$. Most strikingly, all models, independent on the Lorentz factor, the polytropic index, or the density ratio η , present similar $E_{\text{mag}}^{\text{max}}$ at the same position

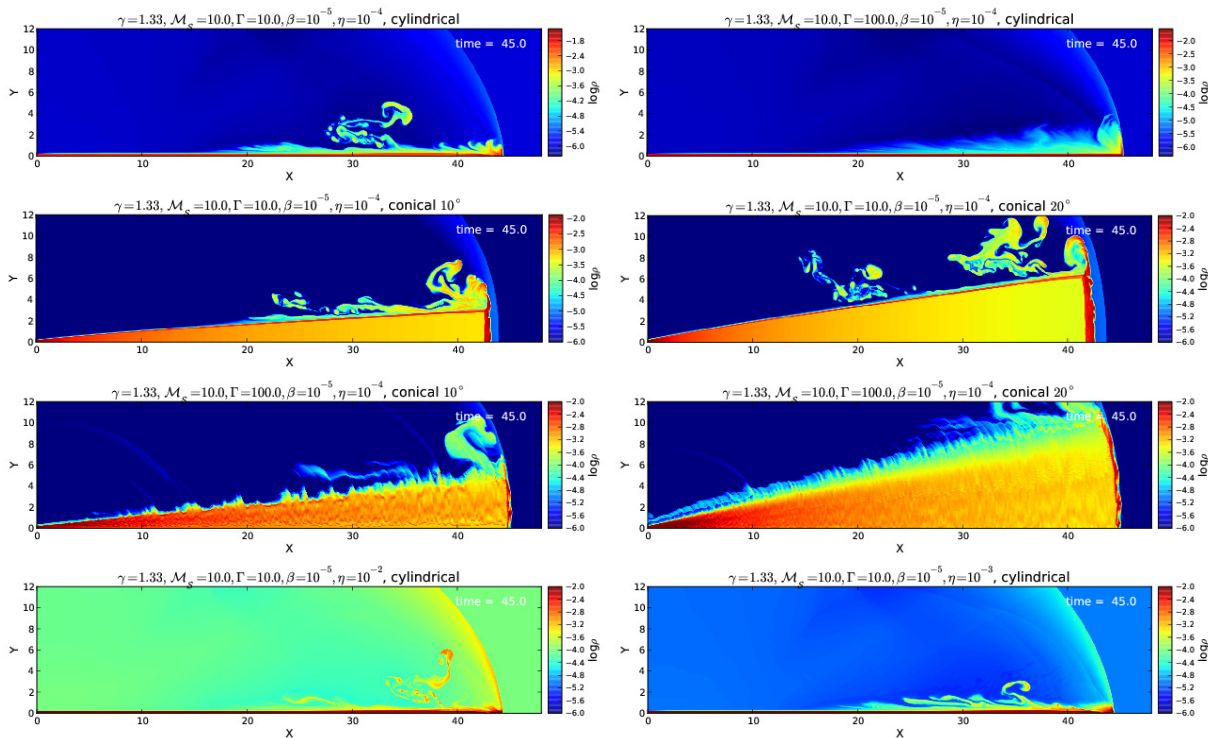


Figure 4. Distribution of logarithm of density for different adiabatic, heavy jet models (with $\eta < 1$). Models were run with $\Gamma = 10$ and $\Gamma = 100$ and the geometry was tested both for collimated ($\theta \rightarrow 0$) and wide jets, with the opening angle varying between 0° , 10° and 20° . Numbers in white represent the time of the given snapshot in the simulation in code units.

of the shock head. This result is consistent with the magnetic field pile-up effect discussed in Section 2 and with Eq. 7 which predicts $B_{\text{ampl}} \propto x^\alpha$, with a maximum $\alpha \simeq 1$ for a compressed magnetic field parallel to the discontinuity.

In the bottom diagram of Fig.10, we show the evolution of the maximum magnetic field intensity for the conical jets. It is clear the dependence of $E_{\text{max}}^{\text{mag}}$ with the opening angle θ and Γ in consistence with the analytical prediction of Eq.11.

The results above clearly show that the pile-up effect is maximized in the case of $\theta \rightarrow 0$, as one should expect. In fact, the piling-up is maximized in the forward shock region where the jet velocity is nearly normal to the magnetic field lines. Thus, although a conical geometry may offer a larger area for the forward shock to sweep the ambient magnetic lines, most of the shock front is oblique which will weaken the piling-up. Also, the net flux of plasma out of the shock region is limited (causality is not broken here), and once the Mach disk becomes large enough local enthalpy cannot be considered as constant any longer. After this transition phase the shock width scales linearly with x and the pile-up effect ceases. This is well accounted in Eq.11.

We stress here that the results obtained in Fig.10 are nearly insensitive to the jet-ambient density ratio η . This result is actually not surprising. The accumulation of the compressed ambient magnetic field lines depends on η through the propagation velocity of the forward bow shock into the ambient medium (see eqs. 7 to 9), i.e., $\beta_{bs} = \beta_j(1 + L^{-1/2})$, where L measures the ratio between the jet energy density and the ambient rest mass energy density, $L = \mu_j \Gamma_j^2 / \eta$, and $\mu_j \sim 1$ is the specific enthalpy of the jet (Bromberg et al. 2011). For the typical large values of $\Gamma_j \sim 10 - 100$ of GRB

jets, it turns out that in general $L \gg 1$, even for η varying in a broad range like the one investigated here $\eta = 10^{-4}$ to 10^2 , so that β_{bs} and the pile-up effect are nearly insensitive to this parameter.

4.3 Structure function of \mathbf{B} and its correlation length

The amplification of B as seen in these models is particularly important because, regardless of the magnetization of the jet itself, as the beam sweeps the ambient gas, the ambient magnetic field lines are dragged, amplified by compression, and piled-up into the shock region. Also, as important as the total magnetic field intensity is its correlation length.

In any model of magnetic field amplification, theoretical predictions must also provide arguments for obtaining sustainable large scale magnetic fields.

One way of determining the correlation length of the magnetic field distribution is by means of the second order structure function (SF) (e.g. Kowal et al. 2007; Falceta-Gonçalves et al. 2008), defined as:

$$\text{SF}(l) = \langle |\mathbf{B}(\mathbf{r} + \mathbf{l}) - \mathbf{B}(\mathbf{r})|^2 \rangle, \quad (16)$$

where $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ represents the magnetic field vector at a given position \mathbf{r} , and \mathbf{l} the spatial increment for the structure function. The increment \mathbf{l} is a vector taken to be parallel to the local orientation of the field line. In this sense the SF measures the statistical changes on the magnetic field along the streamlines. Notice that $\text{SF}_{l \rightarrow 0} \rightarrow 0$, while as \mathbf{l} increases the structure function also increases up to a saturation level.

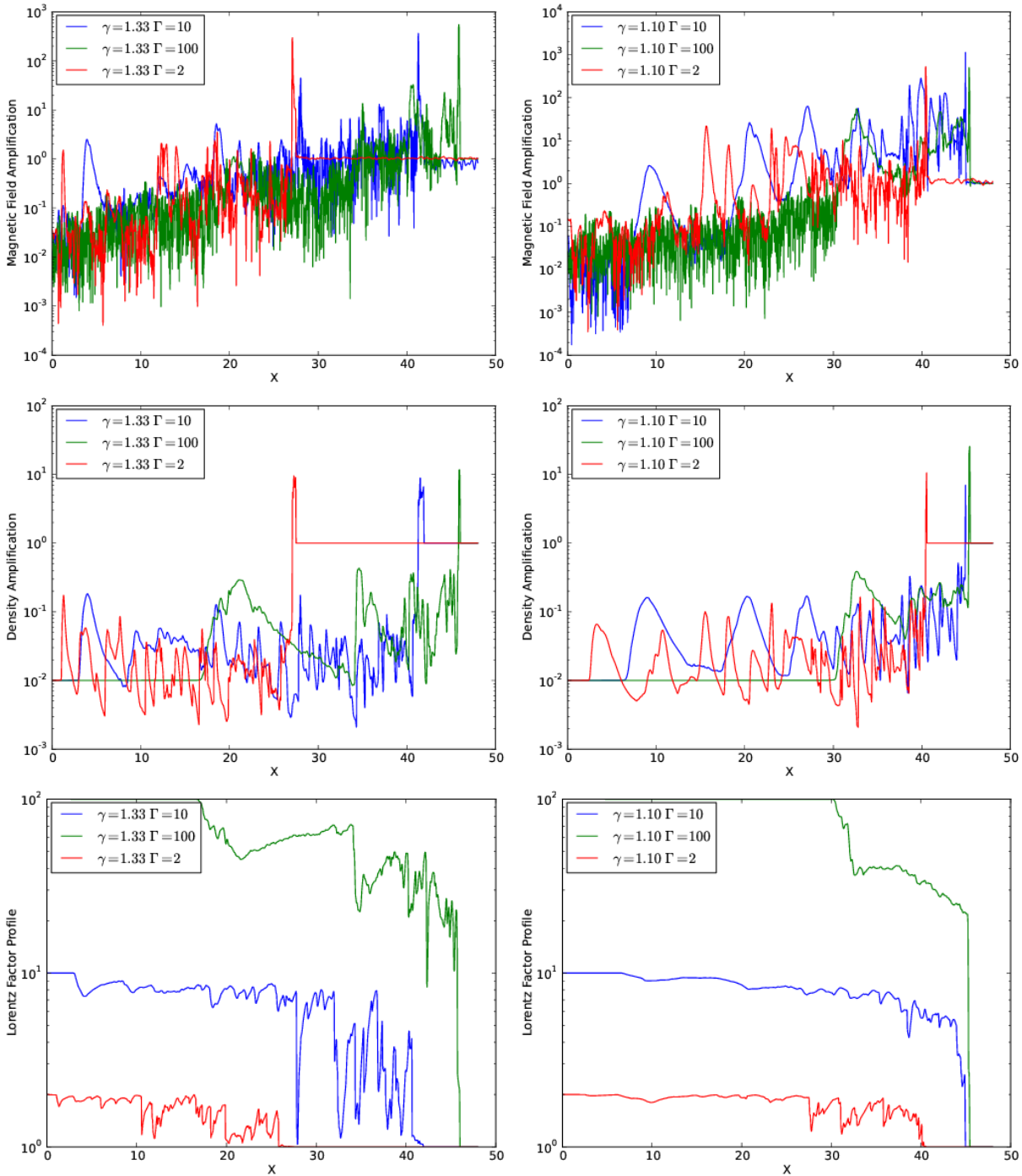


Figure 5. Profiles of the magnetic field amplification factor, the density amplification factor and the evolution of the Lorentz factor, obtained at $y = 0$, for the $\gamma = 4/3$ and 1.1 jet models, with $\eta = 10^2$.

The scale length at which the SF saturates represents the largest scales of the magnetic fluctuations, i.e. the correlation length.

We performed the structure function calculations for the magnetic field lines anchored into the shock head only - this because we focus on determining the correlation length of the maximum amplified magnetic fields. In Fig.11 we present the SFs (S) obtained for the selected adiabatic models. The non-adiabatic models were not plotted to avoid su-

perposition with the depicted curves, as they present very similar profiles to those of the adiabatic counterparts.

For light jets with $\eta = 10^2$, the saturation of the SFs occurs, in all models, at length scales of which represent $l_{\text{sat}} \simeq 0.35 - 0.46$ in code units. These values correspond to $\sim 3 - 5$ times the shock thickness λ for the adiabatic and non-adiabatic models, respectively. Heavy jets with $\eta = 10^{-4}$ present larger coherence lengths. For these models the saturation of the SFs occurs at lengthscales in the range of

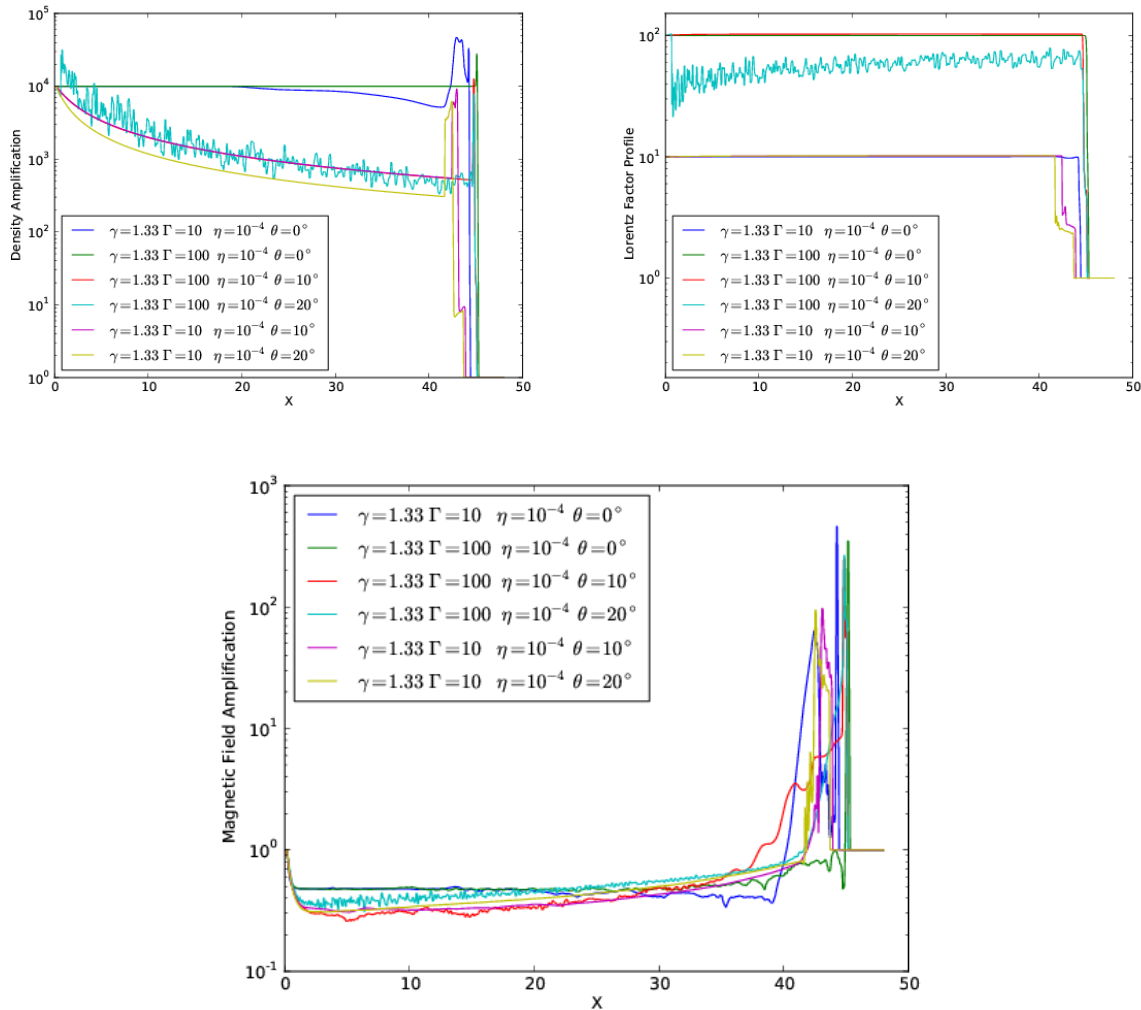


Figure 6. profiles of the magnetic field amplification factor, the density amplification factor and the evolution of the Lorentz factor, obtained at $y = 0$, for the adiabatic ($\gamma = 4/3$) heavy jet models with $\eta = 10^{-4}$.

$l_{\text{sat}} \simeq 60 - 200$ pixels, depending on the opening angle of the jet, which represents $l_{\text{sat}} \simeq 2.3$ in code units. Larger coherence lengths occur for smaller opening angles.

5 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In this work we have explored the possible magnetic field amplification and correlation lengths behind the shock head region of non-magnetized, light and heavy relativistic jets propagating into weakly magnetized environments aiming at comparisons with GRB jet afterglows scenarios in a matter dominated regime. For this we have carried out 2D relativistic MHD (RMHD) simulations considering different values of the jet bulk Lorentz factor ($\Gamma = 2, 10$, and 100) and the density ratio between the jet and the environment ($\eta = \rho_{\text{amb}}/\rho_j = 10^{-4} - 10^2$). We have focussed on relativistic adiabatic jets (with an adiabatic index $\gamma = 4/3$), but for comparison have also considered systems with $\gamma = 1.1$ in order to mimic the effects of a potential strong thermal radiative cooling in the shocked ambient material at the jet

head. All the jets were expanded for approximately the same extension, so that the jet with the highest Lorentz factor was the less evolved one. We have also tested the effects of the jet geometry, considering different opening angles from $\theta = 0^\circ$ (cylindrical jet) to $\theta = 20^\circ$. Our findings are summarized below.

The magnetic field is amplified by shock compression and accumulates at the contact discontinuity (pile-up effect), with a maximum value that increases with the distance as the jet propagates. The predicted relationship between the magnetic field intensity and the distance as described in Eqs. 7, 8 and 11, was confirmed by the simulations. In particular, we have found that the increase in the magnetic field amplification, though initially similar for both collimated and wide jets, saturates earlier for increasing jet opening angles. This effect is smaller as the jet Lorentz factor increases. These results have been found to be nearly insensitive to the density ratio η , but heavier jets present larger magnetic field coherence lengths than lighter ones. Also smaller coherence lengths have been found for larger jet opening angles. In summary, heavy, collimated jets tend to maximize

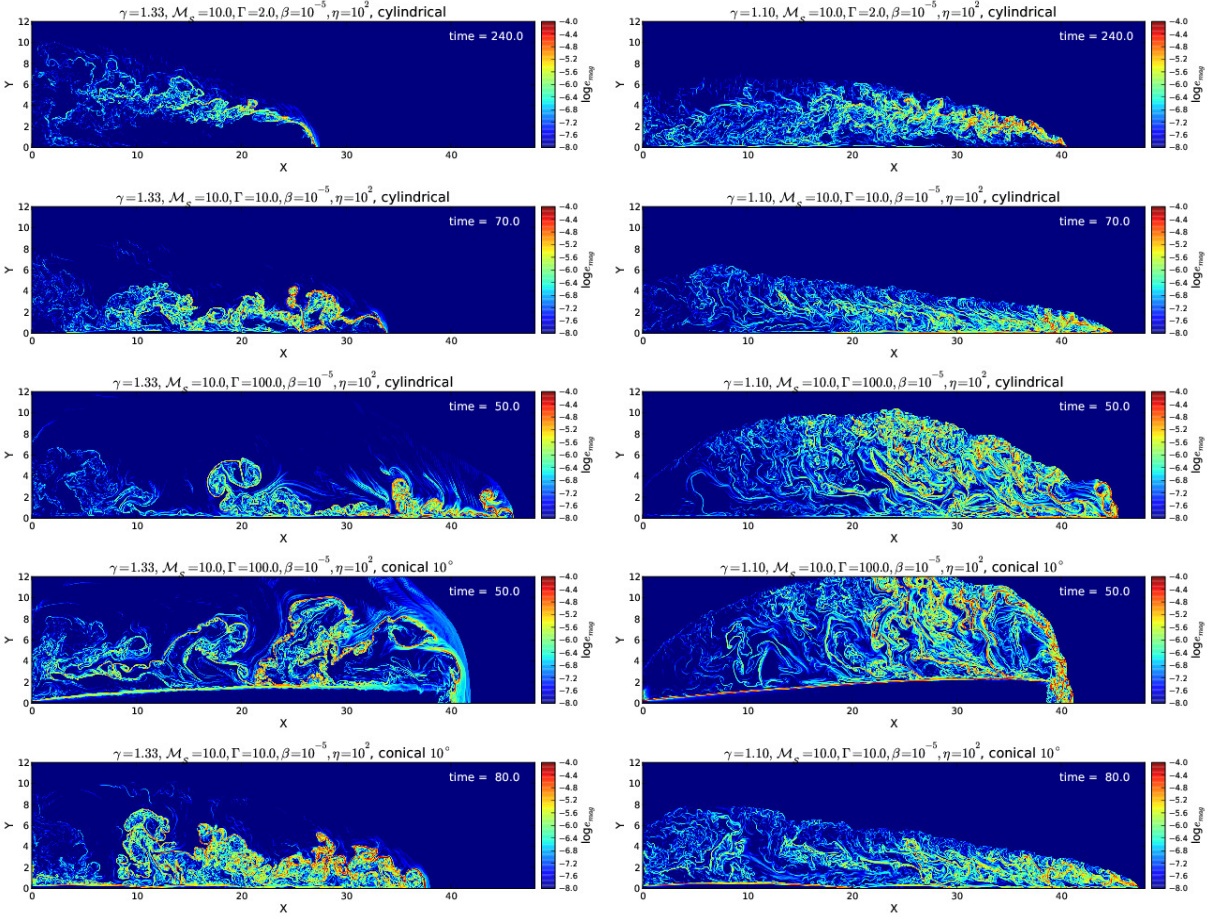


Figure 7. Same description of Fig.3 but for the logarithm of magnetic energy density, for the jet models with $\eta = 10^2$.

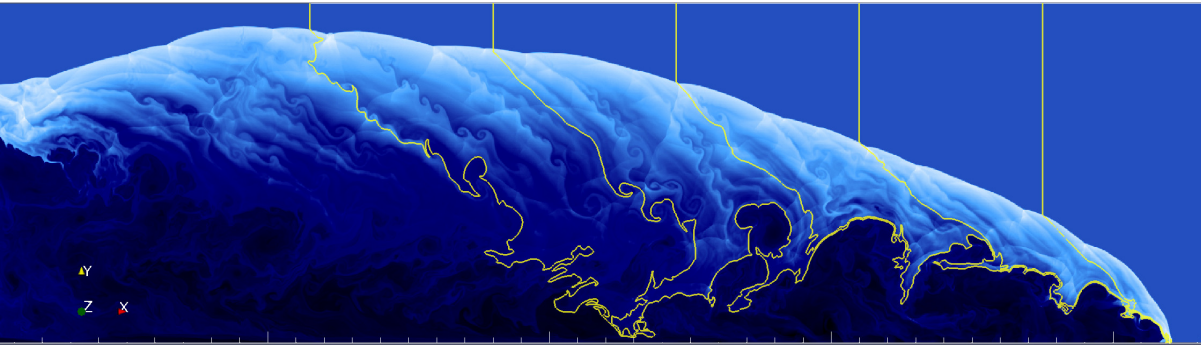


Figure 8. Logarithmic density distribution for model AD2 of Table 1, with $\gamma = 4/3$, $\Gamma = 10$, and $\eta = 10^2$ at $t = 90$. The 5 lines drawn over the density plot represent magnetic field lines, each line starts at the vertical coordinate $y = 12.0$ (top boundary) and horizontal coordinates $x = [11.5, 18.0, 24.5, 31.0 \text{ and } 37.5]$.

the piling-up and the coherence length of the magnetic field lines.

The results above have been also found to be nearly independent on the adiabatic index (γ), although the maximum intensities of the compressed magnetic fields are a little larger in the non-adiabatic cases, as one should expect from the jump conditions and the larger density amplification behind the shocks in these cases. This general behaviour can be explained by the fact that, after a maximum compression behind the double shock structure at the jet head, the

magnetized shocked material is forced to expand sideways, along the cocoon that surrounds the jet. Apparently, all the cases reach similar saturation ratios for the density and magnetic field at the contact discontinuity, regardless of the differences in the jet upstream conditions. Nevertheless, these differences obviously affect the final state of the shocked material that deposits into the cocoon which is clearly distinct in each of the simulated systems as discussed in Section 4.1 (see Figs.3 and 7).

We notice here that in more realistic calculations, with

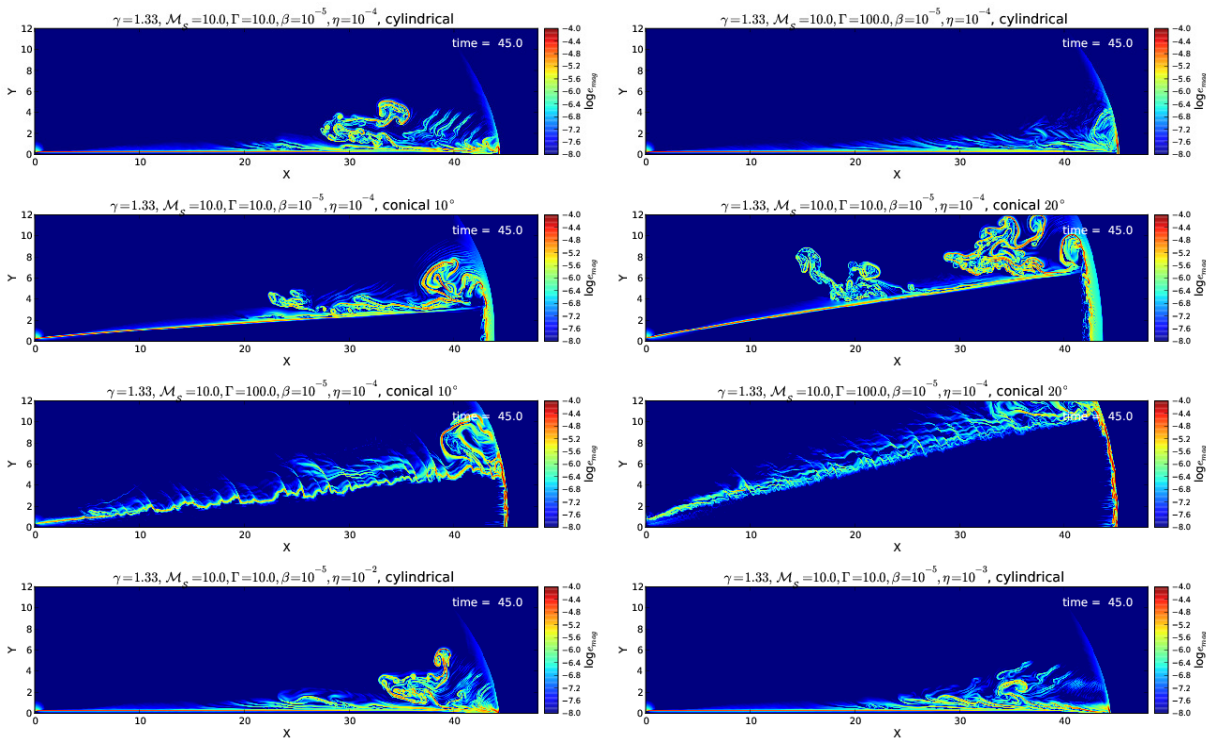


Figure 9. ame description of Fig.3 but for the logarithm of magnetic energy density, for the jet models with $\eta = 10^{-4}$ to $\eta = 10^{-2}$, $\Gamma = 10$ and $\Gamma = 100$ and the opening angle varying between 0° and 20° .

a more consistent treatment of the radiative cooling, the effective value of γ would not be homogeneous over the whole computational domain. The ‘non-adiabatic’ models above actually represent extreme examples. In more realistic models, with an adiabatic jet beam (with $\gamma = 4/3$) interacting with a radiative cooling cocoon, we would expect the beam structure to be less affected by the shocked cooled gas of the cocoon than in Fig.3 and the propagation velocity of the jet head slightly smaller.

Since we have considered a very broad parametric space, the results above can be in principle applicable to all classes of relativistic jets, including microquasars, AGNs and GRBs, but below we will discuss the implications for the afterglow emission of GRB jets.

5.1 Implications for GRB afterglows

5.1.1 Magnetic field amplification

Observations of the afterglow phase of GRBs are explained by synchrotron emission of electrons interacting with nearly equipartition magnetic field intensities of $B_{\text{equip}} \sim 1\text{G}$ (see review of Piran 2005). As explained in Section 2 the equipartition radius depends on the shock width λ , which can be roughly estimated from Equation 10 (see also Eq. 11). In this equation, as stressed in Section 2, we need the jet radius at the breakout from the stellar progenitor envelope. This can be estimated from previous analytical and numerical studies of GRB jets (e.g., Zhang, Woosley & MacFadyen 2006; Mizuta & Aloy 2009, Bromberg et al. 2014, Levinson & Begelman 2013, Mizuta & Ioka 2013). For a Poynting flux dominated jet propagating inside the enve-

lope of a Wolf-Rayet progenitor, analytical predictions suggest that $r_j \sim r_L \sim 10^7\text{cm}$, where r_L is the radius of the light cylinder near the source (Levinson & Begelman 2013, Bromberg et al. 2014), while for matter dominated jets r_j can be larger. Numerical simulations indicate $r_j \sim 10^9\text{cm}$ (Zhang, Woosley & MacFadyen 2006; Mizuta & Aloy 2009, Mizuta & Ioka 2013). Thus, if we assume r_j at the breakout to be $r_j \sim 10^7 - 10^9\text{cm}$, and $\eta = 10^{-4} - 10^2$, then we obtain $\lambda \sim 10^3 - 10^{11}\text{cm}$. Despite the simplified geometry, and absence of magnetic field, assumed on the estimation of Eq.10, these values are in rough agreement with the λ/r_j ratio observed in the simulations. In this case, equipartition should occur at $x_{bs} \sim 10^9 - 10^{17}\text{cm}$. These values are compatible with the observed afterglow distances.

It is worth mentioning that the calculation above considers the magnetic field estimated assuming equipartition between the magnetic and relativistic particles component of the synchrotron emitting plasma. In principle, the equipartition magnetic field at the emitting region may strongly deviate of the actual saturation magnetic field, which is related to the dynamical equilibrium between the jet kinetic pressure and the downstream magnetic field. It is difficult to estimate the later from a physical background since the dynamical evolution of the jet as it propagates through the medium is hardly known a priori. For this reason, the numerical simulations may provide a good insight. The saturation on the amplification of the magnetic field can be estimated from the conservation of momentum equation, at the shock reference frame at the jet axis, as:

$$\rho_j \Gamma_j^2 (\beta_j - \beta_{sh})^2 \approx \rho_a \beta_{sh}^2 + \frac{B_s^2}{8\pi \Gamma_s^2} \quad (17)$$

[h]

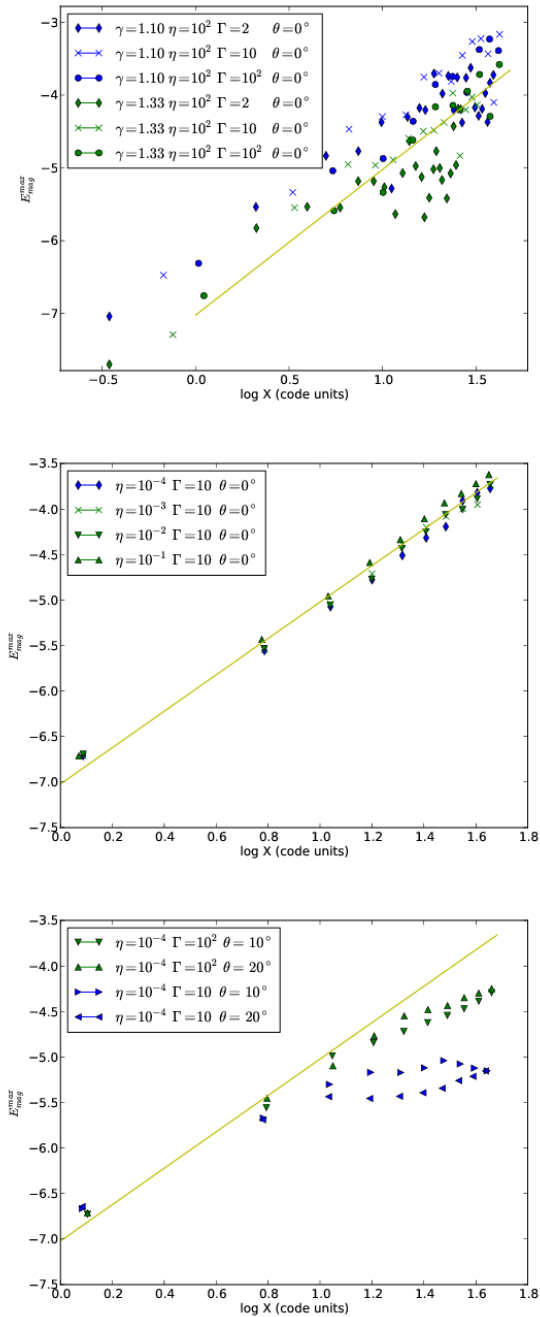


Figure 10. Maximum magnetic energy density (in erg cm^{-3}) as a function of the jet head position; top: cylindrical ($\theta = 0$) light jets, middle: cylindrical ($\theta = 0$) heavy jets, and bottom: wide jets, with different Lorentz factors, and opening angles. The correlation $E_{\text{max}}^{\text{mag}} \propto B_{\text{max}}^2 \propto x^2$ is very similar for all collimated jet models. The solid line with a slope of $\zeta = 2$ was drawn for reference.

where $\beta = v/c$, and indices j , a and sh stand for jet, ambient and shock, respectively. For instance, in model AD3, with $\Gamma_j = 100$ and $\rho_a = 100\rho_j = 1.67 \times 10^{-24}$, we obtained $\Gamma_s \sim 2.3$, i.e. $\beta_{sh} \sim 0.9$. Therefore, the saturation in the simulation would occur for $B_s \sim 1.4\text{G}$, in agreement with the observations. Naturally, this condition is even more con-

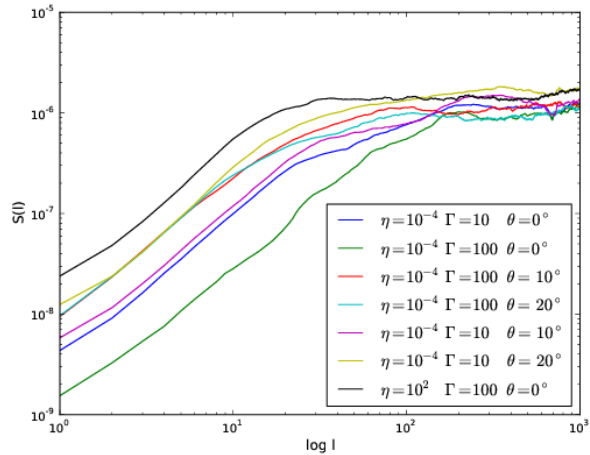


Figure 11. Structure functions (SFs) of magnetic field lines for models varying the parameters η , Γ , and the opening angle. The horizontal axis is shown in number of pixels. Notice that the SFs are calculated along the magnetic field lines and the total pathways are therefore larger than the size of the box.

fortable for heavy jets ($\rho_a \ll \rho_j$), for which one obtains a much larger limit $B_{sh} \gg 1\text{G}$.

Our results indicate that wide jets present similar behaviour as their cylindrical collimated counterparts at small distances, for which the conclusions made above would be sustained. This is not true though at larger distances. While the well collimated jets result in a quasi indefinitely increase of magnetic pressure (until equipartition is reached), jets with large opening angles saturate at earlier stages. Models with $\theta = 20^\circ$ saturate with B_{max} approximately 1 order of magnitude smaller than those with $\theta = 10^\circ$. As the width of the shock region increases, the amplification of the magnetic field is smaller by a lower saturation value in agreement with Eq.7. Since the lower saturation value is a function of the opening angle, Γ and the density ratio, it is still possible to obtain magnetic amplifications similar to the observed ones in the case of larger θ by increasing the jet-to-ambient density ratio.

5.1.2 Correlation lengths

Also, by means of second order structure functions (SFs), we obtained the correlation lengths of the amplified magnetic fields at the jet head. We find $l_{\text{corr}} \sim 3 - 5\lambda \sim 10^8 - 10^{12}\text{cm}$ for light jets, and $\sim 10^9 - 10^{14}\text{cm}$ for the heavy jet models. There is no obvious trend between the correlation length and the jet opening angle. For the Weibel instability the correlation lengths obtained are of the order of the plasma skin depth, i.e. $\delta = (c/\omega_p) \sim 10^6\text{cm}$, while observations point towards much larger correlation lengths, of 10^{16}cm (e.g. Waxman 2006).

Still the values obtained in this work are 2 orders of magnitude smaller than those obtained from observations. Since our models revealed that the correlation length depends on the jet-to-ambient gas density ratio, heavier jets,

compared to those simulated here, would result in larger l_{corr} , closer to observations. Another possible solution to this problem is that, due to the strong downstream turbulence as seen in part of our models, magnetic reconnection could be induced resulting in more uniform fields. Considering that the equipartition occurs at short timescales (specially for jets), any magnetic energy loss due to reconnection would be shortly replenished by further piled-up field lines. It is possible then that the field lines would have larger observed correlation lengths once the systems reaches the afterglow phase.

In any case, the fact that our present study of unmagnetized jets impinging into a magnetized ISM results magnetic correlation lengths in the shock front 2 orders of magnitude smaller than the expected for GRBs points to the necessity of exploring the magnetic field amplification and pile-up in magnetized relativistic jets. The recent polarization observations by Wiersema et al. (2014) indicate that this may be the correct way to solve this question.

5.2 Final Remarks

Two further important remarks are in order. First, we have assumed a two-dimensional (2D) jet geometry. A more realistic 3D geometry can reduce the pile-up efficiency since this geometry allows another degree of freedom for the magnetic field lines (and gas) to leave the shock region. However, since in this case the degree of freedom of field lines is still smaller than that of the gas, the pile-up must still occur, though not as efficient as in the two-dimensional well-collimated jet case. Another possible effect that was not taken into account in our study regards the fact that, at the time that the jet breaks out from the stellar surface into the ambient medium, the GRB central engine has probably turned off already. This implies that the continuous injection should stop, giving place to a propagating jet parcel with a forward bow shock at the head slowly detaching from the reverse shock. This effect will also weaken the piling-up of the magnetic field in the bow shock. Both effects will be also investigated in depth in forthcoming work.

Finally, as stressed before, the afterglow emission is generally believed to be due to relativistic particles accelerated by a first-order Fermi process occurring mostly at the shock region, at the jet head. Examining Fig.7, we note that other regions in the beam and the cocoon than the shock head itself have also reached a magnetized turbulent structure with high intensity magnetic fields. These magnetic fields, in part also amplified by the instabilities developed in the cocoon and by turbulent shear, can equally help to accelerate particles to relativistic velocities. In these regions, first-order Fermi acceleration by magnetic reconnection, as first proposed by (de Gouveia dal Pino & Lazarian 2005), can be also very efficient, as well as second order Fermi to pre-accelerate the particles, as indicated by recent numerical MHD studies of particle acceleration in different domains of magnetic reconnection (Kowal et al. 2012) (see also de Gouveia Dal Pino & Kowal 2013, for a review). This issue will be further explored by means of "in situ" particle acceleration simulations in relativistic jets as in de Gouveia Dal Pino & Kowal (2013) where preliminary tests have been presented (see also applications to GRBs in Giannios (2010); Cerutti et al. (2013)).

ACKNOWLEDGMENTS

G.R.S. thanks CNPQ for financial support. D.F.G. thanks the European Research Council (ADG-2011 ECOGAL) and the Brazilian agencies CNPq (No. 300382/2008-1), CAPES (3400-13-1) and FAPESP (No. 2011/12909-8) for financial support. G.K. thanks FAPESP (No. 2009/50053-8, 2011/51275-4, 2013/04073-2, 2013/18815-0) for financial support. E.M.G.D.P. thanks FAPESP (No. 2006/50654-3) and CNPq (306598/2009-4) for financial support. The authors also acknowledge very fruitful discussions with T. Piran, J. Stone and G. Lugones. This work has made use of the computing facilities of the Laboratory of Astroinformatics (IAG/USP, NAT/Unicsul), whose purchase was made possible by the Brazilian agency FAPESP (grant 2009/54006-4) and the INCT-A, and of the Hydra cluster at EACH-USP.

REFERENCES

- Aloy, M.A., Ibáñez, J.M., Martí, J.M., Gómez, J.L., Müller, E. 1999, *ApJL*, 523, L125
- Appl, S., & Camenzind, M. 1988, *A&A*, 206, 258
- Begelman, M. C., & Cioffi, D. F. 1989, *ApJL*, 345, L21
- Beniamini, P., & Piran, T. 2014, arXiv:1402.4113
- Birkinshaw, M. 1996, *Ap&SS*, 242, 17
- Blandford, R. D. & McKee, C. F. 1976, *Phys. Fluids*, 19, 1130
- Blondin, J. M., Fryxell, B. A., & Konigl, A. 1990, *ApJ*, 360, 370
- Bloom, J. S.; Frail, D. A.; Kulkarni, S. R. 2003 *ApJ*, 594, 674
- Bodo, G., Mamatsashvili, G., Rossi, P., & Mignone, A. 2013, *MNRAS*, 434, 3030
- Bogovalov, S. V. 1996, *MNRAS*, 280, 39
- Bromberg, O., Granot, J., Lyubarsky, Y., & Piran, T. 2014, arXiv:1402.4142
- Bromberg, O., Nakar, E., Piran, T., & Sari, R. 2011, *ApJ*, 740, 100
- Cerqueira, A. H., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Herant, M. 1997, *ApJL*, 489, L185
- Cerutti, B., Werner, G. R., Uzdensky, D. A., & Begelman, M. C. 2013, *ApJ*, 770, 147
- Chernin, L., Masson, C., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Benz, W. 1994, *ApJ*, 426, 204
- Chiueh, T., Li, Z.-Y., & Begelman, M. C. 1991, *ApJ*, 377, 462
- De Colle, F., Ramirez-Ruiz, E., Granot, J., & López-Cámara, D. 2012, *ApJ*, 751, 57
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Benz, W. 1993, *ApJ*, 410, 686
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Benz, W. 1994, *ApJ*, 435, 261
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Kowal, G. 2013, arXiv:1302.4374
- de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2005, *A&A*, 441, 845
- de Gouveia Dal Pino, E. M. 2005, *Advances in Space Research*, 35, 908
- Dedner, A., Kemm, F., Kröner, D., et al. 2002, *Journal of Computational Physics*, 175, 645
- Eichler, D., & Cheng, A. F. 1989, *ApJ*, 336, 360

- Falceta-Gonçalves, D., & Abraham, Z. 2012, MNRAS, 423, 1562
- Falceta-Gonçalves, D., Lazarian, A., & Kowal, G. 2008, ApJ, 679, 537
- Falceta-Gonçalves, D., de Gouveia Dal Pino, E. M., Gallagher, J. S., & Lazarian, A., 2010, ApJL, 708, L57
- Falceta-Gonçalves, D., Caproni, A., Abraham, Z., Teixeira, D. M., & de Gouveia Dal Pino, E. M., 2010, ApJL, 713, L74
- Falceta-Gonçalves, D., Lazarian, A., & Houde, M., 2010, ApJ, 713, 1376
- Falceta-Gonçalves, D. & Monteiro, H. 2014, MNRAS, 438, 2853
- Folini, D., & Walder, R. 2000, Ap&SS, 274, 189
- Folini, D., & Walder, R. 2006, A&A, 459, 1
- Frederiksen, J. T., Hededal, C. B., Haugbølle, T., & Nordlund, Å. 2004, ApJL, 608, L13
- Frail, D. A.; Kulkarni, S. R.; Sari, R.; Djorgovski, S. G.; Bloom, J. S.; Galama, T. J.; Reichart, D. E.; Berger, E.; et al. 2001, ApJ, 562, 55
- Galama, T. J., Briggs, M. S., Wijers, R. A. M. J., et al. 1999, Nature, 398, 394
- Gallant, Y. A., Hoshino, M., Langdon, A. B., Arons, J., & Max, C. E. 1992, ApJ, 391, 73
- Giannios, D., & Spruit, H. C. 2006, A&A, 450, 887
- Giannios, D. 2010, MNRAS, 408, L46
- Godunov, S. K. 1959, "A Difference Scheme for Numerical Solution of Discontinuous Solution of Hydrodynamic Equations", Math. Sbornik, 47, 271306, translated US Joint Publ. Res. Service, JPRS 7226, 1969
- Granot, J., Konigl, A. 2001, ApJ, 560, 145
- Granot, J., Komissarov, S. S., & Spitkovsky, A. 2011, MNRAS, 411, 1323
- Granot, J. 2012, MNRAS, 421, 2467
- Gruzinov, A. 2001, ApJL, 563, L15
- He, Z., Li, X., Fu, D., & Ma, Y. 2011, Science in China G: Physics and Astronomy, 54, 511
- Hededal, C. B., Haugbølle, T., Frederiksen, J. T., & Nordlund, Å. 2004, ApJL, 617, L107
- Heyvaerts, J., & Norman, C. 1989, ApJ, 347, 1055
- de Hoffmann, F. & Teller, E., 1950, Physical Review, 80, 692
- Hughes, P. A., Miller, M. A., & Duncan, G. C. 2002, ApJ, 572, 713
- Kazimura, Y., Sakai, J. I., Neubert, T., & Bulanov, S. V. 1998, ApJL, 498, L183
- Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, ApJ, 283, 694
- Keppens, R., Meliani, Z., van der Holst, B., & Casse, F. 2008, A&A, 486, 663
- Komissarov, S. S. 1999, MNRAS, 308, 1069
- Kowal, G. & Lazarian, A., 2010, ApJ, 720, 742
- Kowal, G., Lazarian, A., & Beresnyak, A. 2007, ApJ, 658, 423
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A., 2011, ApJ, 735, 102
- Kowal, G., Falceta-Gonçalves, D. A., & Lazarian, A. 2011, NJPh, 13, 3001
- Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A., 2012, Physical Review Letters, 108, 241102
- Lazzati, D., & Begelman, M. C. 2005, ApJ, 629, 903
- Lazzati, D., Morsony, B. J., & Begelman, M. C. 2009, ApJ, 700, L47
- Leismann, T., Antón, L., Aloy, M. A., et al. 2005, A&A, 436, 503
- Levinson, A., & Begelman, M. C. 2013, ApJ, 764, 148
- Li, Z., & Zhao, X.-H. 2011, Journal of Cosmology and Astroparticle Physics, 5, 8
- López-Cámara, D.; Morsony, Brian J.; Begelman, Mitchell C.; Lazzati, D. 2013, ApJ, 767, 19
- Lugones, G., Ghezzi, C. R., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Horvath, J. E. 2002, ApJL, 581, L101
- Lyubarsky, Y. 2009, ApJ, 698, 1570
- Lyubarsky, Y. 2010, ApJL, 725, L234
- Lyutikov, M., & Blandford, R. 2003, arXiv:astro-ph/0312347
- MacFadyen, A. I., & Woosley, S. E. 1999, ApJ, 524, 262
- MacFadyen, A. I., Woosley, S. E., & Heger, A. 2001, ApJ, 550, 410
- Tchekhovskoy, A., Narayan, R., & McKinney, J. C. 2010, NewA, 15, 749
- McKinney, J. C., & Uzdensky, D. A. 2012, MNRAS, 419, 573
- Mallick, R. 2011, Phys. Rev. C, 84, 065805
- Marti, J. M. A., Mueller, E., Font, J. A., Ibanez, J. M. A., & Marquina, A. 1997, ApJ, 479, 151
- Medvedev, M. V., & Loeb, A. 1999, ApJ, 526, 697
- Meszáros, P., & Rees, M. J. 1997, ApJL, 482, L29
- Mignone, A., & Bodo, G. 2006, MNRAS, 368, 1040
- Mignone, A., & McKinney, J. C. 2007, MNRAS, 378, 1118
- Mignone, A., Plewa, T., & Bodo, G. 2005, ApJs, 160, 199
- Mizuta, A., & Aloy, M. A. 2009, ApJ, 699, 1261
- Mizuta, A., & Ioka, K. 2013, ApJ, 777, 162
- Morsony, B. J., Lazzati, D., & Begelman, M. C. 2007, ApJ, 665, 569
- Nava, L., Sironi, L., Ghisellini, G., Celotti, A., & Ghirlanda, G. 2013, MNRAS, 433, 2107
- Nishikawa, K.-I., Hardee, P., Richardson, G., et al. 2003, ApJ, 595, 555
- Nishikawa, K. -, Hardee, P., Richardson, G., et al. 2004, arXiv:astro-ph/0409702
- Noble, S. C., Gammie, C. F., McKinney, J. C., & Del Zanna, L. 2006, ApJ, 641, 626
- Paczyński, B. 1998, Gamma-Ray Bursts, 4th Hunstville Symposium, 428, 783
- Paczyński, B. 1986, ApJL, 308, L43
- Perucho, M. 2012, International Journal of Modern Physics Conference Series, 8, 241
- Piran, T. 1999, Phys.Rept., 314, 575
- Piran, T. 2005, Magnetic Fields in the Universe: From Laboratory and Stars to Primordial Structures., 784, 164
- Poidevin, F., Falceta-Gonçalves, D., Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E., Magalhaes, A. M. 2013, ApJ, in press (arXiv:1309.1047)
- Raga, A., & Cabrit, S. 1993, A&A, 278, 267
- Rees, M. J., & Meszaros, P. 1992, MNRAS, 258, 41P
- Rhoads, J.E. 1999, ApJ, 525, 737
- Ruiz, L. O., Falceta-Gonçalves, D., Lanfranchi, G. A. & Caproni, A. 2013, MNRAS, 429, 1437
- Ruuth, S. J. 2006, Mathematics of Computation, 75, 183
- Santana R., Barniol Duran R. & Kumar P. 2014, ApJ, accepted (arXiv:1309.3277)
- Santos-Lima, R., Lazarian, A., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Cho, J. 2010, ApJ, 714, 442

- Santos-Lima, R., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2012, *ApJ*, 747, 21
- Santos-Lima, R., de Gouveia Dal Pino, E. M., & Lazarian, A. 2013, *MNRAS*, 429, 3371
- Sari, R., Narayan, R., & Piran, T. 1996, *ApJ*, 473, 204
- Sari, R.; Piran, T. & Halpern, J.P. 1999, *ApJL*, 519, 17
- Shemi, A., & Piran, T. 1990, *ApJL*, 365, L55
- Stone, J. M., & Norman, M. L. 1993, *ApJ*, 413, 198
- Summerlin, E. J., & Baring, M. G. 2012, *ApJ*, 745, 63
- Suresh, A., & Huynh, H. T. 1997, *Journal of Computational Physics*, 136, 83
- Thompson, C. 1994, *MNRAS*, 270, 480
- Tchekhovskoy, A., McKinney, J. C., & Narayan, R. 2008, *MNRAS*, 388, 551
- Tchekhovskoy, A., McKinney, J. C., & Narayan, R. 2009, *ApJ*, 699, 1789
- Usov, V. V. 1992, *Nature*, 357, 472
- van der Holst, B., Keppens, R., & Meliani, Z. 2008, *Computer Physics Communications*, 179, 617
- Viegas, S. M., & de Gouveia dal Pino, E. M. 1992, *ApJ*, 384, 467
- Vishniac, E. T. 1994, *ApJ*, 428, 186
- Waxman, E. 1997, *ApJL*, 485, L5
- Waxman, E. 2006, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 48, 137
- Wiersema, K. et al. 2014, *Nature*, 13237
- Woosley, S. E. 1993, *ApJ*, 405, 273
- Yost, S. A., Harrison, F. A., Sari, R., & Frail, D. A. 2003, *ApJ*, 597, 459
- Zeh, A.; Klose, S.; Kann, D. A. 2006, *ApJ*, 637, 889
- Zhang, W., Woosley, S. E., & MacFadyen, A. I. 2003, *ApJ*, 586, 356
- Zhang, B., & Yan, H. 2011, *ApJ*, 726, 90
- Zhang, B. 2011, *Comptes Rendus Physique*, 12, 206