UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS INSTITUTO DE FÍSICA GLEB WATAGHIN

Daniel Pakk Selmi-Dei

O campo magnético da Via Láctea e a composição química dos raios cósmicos detectados no Observatório Pierre Auger

Tese de Doutorado apresentada ao Instituto de Física Gleb Wataghin da UNICAMP para obtenção do título de Doutor em Ciências

Orientadora: Prof.^a Dr.^a Carola Dobrigkeit Chinellato

Este exemplar corrisponde à redação final de tese de doutorado defindida pelo aluno Daniel Sakk Selmi-Dei e aprovada pela Comissão Julgadora. Campinas, 30.03.2012 Carola Dobright

Campinas, 2012

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA POR VALKÍRIA SUCCI VICENTE – CRB8/5398 - BIBLIOTECA DO IFGW UNICAMP

 Selmi-Dei, Daniel Pakk, 1978-O campo magnético da Via Láctea e a composição química dos raios cósmicos detectados no Observatório Pierre Auger / Daniel Pakk Selmi-Dei.-- Campinas, SP : [s.n.], 2012.
 Orientador: Carola Dobrigkeit Chinellato. Tese (doutorado) – Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".
 1. Observatório Pierre Auger. 2. Raios cósmicos.
 3. Campos magnéticos. 4. Via Láctea. I. Chinellato, Carola Dobrigkeit, 1952- II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em inglês: The Milky Way's magnetic field and the chemical composition of the cosmic rays detected at the Pierre Auger Observatory Palavras-chave em inglês: Pierre Auger Observatory Cosmic rays Magnetic fields Milky Way Titulação: Doutor em Ciências Banca Examinadora: Carola Dobrigkeit Chinellato [Orientador] Ernesto Kemp Marcio José Menon Edivaldo Moura Santos João Ramos Torres de Mello Neto Data da Defesa: 02-02-2012 Programa de Pós-Graduação em: Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE **DANIEL PAKK SELMI-DEI - RA 962143,** APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN" DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 02/02/2012.

COMISSÃO JULGADORA:

anota

Profa. Dra. Carola Dobrigkeit Chinellato – DRCC/IFGW/UNICAMP (Orientadora do Candidato)

Prof. Dr. Ernesto Kemp - DRCC/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Marcio José Menon - DRCC/IFGW/UNICAMP

Odulde

Prof. Dr. Edivaldo Moura Santos - IF/UFRJ

oão Ramos Torres de Mello Neto – IF/UFRJ Prof. Dr.

Agradecimentos

O enorme esforço empregado na concepção desta tese foi seguido de perto e apoiado incondicionalmente pela minha família. É com todo o coração que expresso meus sinceros agradecimentos ao meu irmão, meu pai e minha mãe. Amo muito todos vocês.

Sou bastante agradecido aos membros do Departamento de Raios Cósmicos e Cronologia, do Instituto de Física Gleb Wataghin da Unicamp, e aos membros da Colaboração Auger que conheci ao longo dos últimos anos. Esses ótimos cientistas sempre se mostraram solícitos em responder minhas questões e suas sugestões freqüentemente me levaram ao sucesso.

À professora Carola, muito mais do que uma pesquisadora fantástica e orientadora dedicada, obrigado pela ajuda e pelos ensinamentos cotidianos que sempre contribuíram para a formação da minha pessoa. Assim como com outros ex-alunos, espero que nosso relacionamento se estenda além do doutorado e que sua presença na minha vida não se torne apenas uma lembrança.

Por fim, agradeço a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo financiamento da minha pesquisa e pela oportunidade de trabalhar diretamente no Observatório Auger, na Argentina, entre junho e julho de 2009. Apesar do objetivo da viagem ser a realização dos turnos de monitoramento dos telescópios de fluorescência, o valor do aprendizado intelectual e pessoal junto a outros membros da colaboração foi inestimável.

Resumo

Esta tese apresenta um estudo das deflexões nas trajetórias de raios cósmicos com energia ultra-alta ($\ge 10^{18}$ eV) devido à sua propagação pelo campo magnético da Via Láctea. Partindo de dados coletados no Observatório Pierre Auger, localizado na Argentina, a técnica do *backtracking* foi aplicada sob diversas hipóteses relativas à carga elétrica do núcleo primário.

Uma situação histórica é feita desde a época da descoberta da radiação cósmica até as últimas técnicas de detecção desenvolvidas por Pierre Auger, descobridor dos chuveiros atmosféricos extensos. A natureza das cascatas é descrita para o entendimento de como direções de chegada e energias são inferidas através dos experimentos de hoje. Alguns detalhes do espectro do fluxo de raios cósmicos nas energias mais altas são expostos.

As metodologias relativas aos telescópios de fluorescência e ao arranjo de superfície, empregados no Observatório Auger, são introduzidas. É estabelecida uma relação entre ambas as técnicas de detecção e alguns resultados importantes, obtidos nos últimos anos pela Colaboração Auger, são apresentados.

É feita uma descrição da dinâmica de campos magnéticos em plasmas astrofísicos e de dados observacionais da rotação de Faraday para embasar a escolha dos modelos de campo magnético galácticos. A magnetohidrodinâmica também é usada para explicar por que é interessante considerar certos objetos aceleradores candidatos a fontes de raios cósmicos.

A distribuição de matéria na Via Láctea é então caracterizada em relação aos dados de evolução estelar e passa a ser assumida a hipótese de que a nucleossíntese elementar ocorre de modo semelhante em outras galáxias. Em seguida, são definidos os modelos utilizados para a descrição dos campos magnéticos nas regiões do bojo, disco e halo da galáxia. A superposição de um modelo da componente irregular também é considerada.

A técnica do *backtracking* de antipartículas (e, equivalentemente, o *forwardtracking* de partículas) é descrita segundo um novo método numérico de passos adaptativos introduzido neste trabalho. Algumas ferramentas de análise são propostas a partir dos dados de reconstrução das trajetórias. Em última análise, é demonstrado que esse método desenvolvido concorda com o método numérico de Runge e Kutta de quarta ordem. Os resultados apresentados nesta tese levam à conclusão de que se os modelos presentes descrevem aproximadamente o campo magnético de larga escala da Via Láctea, então raios cósmicos com energia ultra-alta são significantemente defletidos durante a propagação. Para um evento real detectado no Observatório Auger, a escolha da composição química compatível com núcleos produzidos nas reações de nucleossíntese estelar permitiu indicar regiões da Via Láctea que podem abrigar objetos astrofísicos candidatos a fonte. Assumindo que um magnetar galáctico ativo conhecido radie partículas com $E > 10^{19}$ eV, foi possível prever excessos do fluxo bem localizados em certas direções do céu. Já a depleção desse fluxo na direção do Aglomerado de Virgem pode ser explicada através da imposição de limites na composição química da radiação cósmica com incidência normal ao plano galáctico. Por último, sob a hipótese de que AGNs sejam as fontes dos núcleos atômicos ultra-energéticos observados, uma relação entre composição química e energia da partícula primária é derivada.

Abstract

This thesis presents a study of the deflections of ultra-high energy ($\geq 10^{18}$ eV) cosmic rays caused by its propagation through the large scale magnetic field of the Milky Way. From data collected by the Pierre Auger Observatory, in Argentina, the backtracking technique was applied under several hypotheses relative to the electric charge of the primary nucleus.

A historical review is given since the discovery of the cosmic radiation until the last detection techniques developed by Pierre Auger, who was the discoverer of extensive air showers. The nature of the cascades is described for an understanding about how the arrival directions and energies are inferred from experiments performed today. Some details regarding the spectrum of the cosmic ray flux at the highest energies are exposed.

The methodologies relative to the fluorescence telescopes and the surface array, employed at the Auger Observatory, are introduced. A relation is established between both techniques of detection and some important results obtained in the last years by the Auger Collaboration are presented.

A description of the magnetic field dynamics in astrophysical plasmas and the observational data of Faraday rotation serve as a basis for the choice of galactic magnetic field models. Magnetohydrodynamics is also used to explain why it is interesting to consider certain objects as candidates for the source and acceleration of cosmic rays.

The Milky Way is then characterized in respect to stellar evolution data and the hypotheses that the nucleosynthesis of the elements occurs in a similar way in other galaxies is assumed. Finally, models to describe the magnetic fields in the bulge, disk and halo regions are defined. The superposition of a model for the irregular component is also considered.

The backtracking technique of antiparticles (and equivalently, the forwardtracking of particles) is described according to a new numerical adaptive stepsize method introduced in this work. Some analysis tools are proposed based on data from the reconstructed trajectories. Lastly, it is shown that the method developed here agrees with the fourth-order Runge-Kutta numerical method.

The results presented is this thesis lead to the conclusion that if the present models describe approximately the large scale magnetic field of the Milky Way, then ultra-high energy cosmic rays are significantly deflected during propagation. For a real event detected at the Auger Observatory, the choice for a chemical composition compatible with the nuclei produced in stellar nucleosynthesis reactions allowed to pinpoint regions inside the Milky Way that can house astrophysical objects as candidate sources. Assuming that a known active galactic magnetar radiates particles with $E > 10^{19}$ eV, it was possible to predict well localized flux excesses in certain directions of the sky. The depletion of that flux in the direction of the Virgo Cluster can be explained by the imposition of limits on the chemical composition of cosmic radiation with incidence normal to the galactic plane. In the last place, under the hypothesis that AGN are sources of the observed ultra-high energy atomic nuclei, a relation between chemical composition and particle energy is derived.

Sumário

Introdução 1					
1	Rai	os cósmicos	5		
	1.1	Radiações ionizantes: primeiros experimentos	5		
	1.2	Os trabalhos de Pierre Auger	8		
	1.3	Chuveiros atmosféricos extensos	10		
		1.3.1 Energia	12		
		1.3.2 Composição química	16		
	1.4	O corte de Greisen-Zatsepin-Kuz'min	21		
	1.5	Detalhes do espectro de fluxo de raios cósmicos	25		
2	O Observatório Pierre Auger				
	2.1	Sistema de referência local	32		
	2.2	Os telescópios de fluorescência	35		
		2.2.1 $$ Determinação do eixo de um EAS no plano chuveiro-detector	37		
		2.2.2 Reconstrução da energia	38		
	2.3	O arranjo de superfície	39		
		2.3.1 Reconstrução do eixo de um EAS \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	44		
		2.3.2 A função de distribuição lateral	47		
	2.4	Calibração e a análise híbrida	49		
	2.5	Aquisição de dados e alguns resultados importantes	51		
3	Car	npos magnéticos em plasmas astrofísicos	57		
	3.1	Escalas galácticas	57		
	3.2	O teorema do virial	58		
	3.3	Observação direcional de campos magnéticos	59		
	3.4	A magnetohidrodinâmica	66		
	3.5	Eletrodinâmica de campos médios	68		
	3.6	Invariância adiabática	73		
	3.7	O mecanismo de Fermi	75		
	3.8	Magnetosferas de estrelas de nêutrons	78		
	3.9	Núcleos ativos de galáxias (AGNs)	85		

4 A Via Láctea

	4.1	Morfologia $\dots \dots \dots$					
	4.2	.2 Composição química					
	4.3						
	4.4	4.3.1Estrelas Wolf-Rayet1064.3.2Magnetares109O campo magnético da Via Láctea118					
		4.4.1 O campo no disco da galáxia					
		4.4.2 O campo no bojo da galáxia					
		4.4.3 O campo total da Via Láctea					
5 A técnica de <i>backtracking</i>							
	5.1	.1Método.1Método.1.2Regiões onde $B(\vec{r}) \approx 0$.1.1.3O comportamento de $B_{mod}(\delta, \vec{r})$.1.1.4Magnitude dos incrementos espaciais.1					
	5.2						
	5.3						
	5.4						
	5.5 Teste de correlação espacial						
	5.6	A componente turbulenta do campo					
	5.7	5.7 O forwardtracking					
	5.8	 5.8 Sistemas de referência					
	5.9						
		5.9.1 Precisão espacial em um campo magnético uniforme 144					
		5.9.2 Precisão espacial em um modelo paramétrico de campo magnético					
		galáctico					
		5.9.3 O benchmark com os 27 eventos $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots 145$					
		5.9.4 Concordância entre os métodos para 91 eventos					

91

6 Resultados

	6.1	O evento 200433900047	153	
	6.2	O magnetar SGR 1806-20	166	
	6.3	O Aglomerado de Virgem	171	
	6.4	AGNs e a composição elementar de eventos com $E \geqslant 50~{\rm EeV}$	177	
7	Con	clusões	185	
	7.1	O evento 200433900047	187	
	7.2	O magnetar SGR 1806-20	191	
	7.3	O Aglomerado de Virgem	193	
	7.4	AGNs e a composição elementar de eventos com $E \geqslant 50~{\rm EeV}$	195	
	7.5	Perspectivas futuras	198	
Apêndice A				
Apêndice B				
Re	Referências			

151

Introdução

O objetivo desta tese é investigar a influência do campo magnético da Via Láctea sobre raios cósmicos de energia ultra-alta ($E \gtrsim 10^{18}$ eV) com o uso da técnica do *backtracking*. A análise é baseada na escolha específica, e por vezes delicada, de um intervalo de composição química das partículas primárias. Os resultados, então, são usados na busca pela correlação espacial, angular e temporal da radiação cósmica com objetos astrofísicos relacionados à produção de núcleos elementares e que possuem atividade magnetohidrodinâmica significativa. Em outros casos, tipos estelares ou galácticos que tenham sido caracterizados e catalogados são usados, de forma isolada ou em conjunto, como fontes hipotéticas de radiação cósmica. Dependendo da composição elementar dos núcleos simulados, é possível prever quais partículas seriam passíveis de detecção, além de suas direções aparentes de chegada na Terra. A esta segunda técnica é dado o nome de *forwardtracking*.

O primeiro capítulo, dedicado inicialmente à história da descoberta dos raios cósmicos através da observação do excesso de radiação no ambiente, segue expondo todos os trabalhos de Pierre Victor Auger, físico francês que iniciou um estudo sistemático dos chuveiros atmosféricos extensos. A seção subseqüente traz uma breve caracterização das cascatas de partículas na atmosfera terrestre, em termos da energia e composição química primária, sem a preocupação de debater qualquer hipótese acerca da origem da radiação. Os primeiros passos nessa direção são dados nas duas últimas seções do capítulo 1, nas quais a questão da propagação dos núcleos primários é tratada como uma investigação inicial na tentativa de determinar as distâncias percorridas e os processos envolvidos na aceleração dos raios cósmicos.

Um apanhado de tópicos essenciais foi sintetizado no capítulo 2 a fim de explicar o funcionamento geral do Observatório Pierre Auger. Os conjuntos de telescópios de fluorescência e o arranjo de detectores Čerenkov são descritos junto à física que permite inferir a deposição energética dos chuveiros extensos na atmosfera, além da reconstrução da direção celeste de chegada da partícula primária à Terra. A análise híbrida dos dados é considerada em seguida: dados relativos a um mesmo evento, detectados separadamente através de técnicas distintas nos detectores de superfície e telescópios, são vinculados e reanalizados. A última seção do capítulo mostra quais resultados são obtidos em cada fase e, por fim, como todas essas características intrínsecas ao Observatório Auger são integradas, produzindo os resultados que vêm sendo publicados pela colaboração.

No capítulo 3, é construída uma base para o entendimento dos processos envolvidos na geração, dinâmica e manutenção dos campos magnéticos astrofísicos em diversas escalas de comprimento dentro da galáxia. Uma breve introdução às distâncias consideradas é feita, acompanhada por exemplos observacionais. Também são justificadas as escolhas das unidades de medida dos parâmetros que se relacionam com essas distâncias na análise desta tese. Pela primeira vez no texto, a ordem de magnitude da influência do campo magnético da Via Láctea sobre as trajetórias de raios cósmicos de energias mais altas é quantificada, demonstrando a importância de considerar o efeito da deflexão resultante. As seções que seguem trazem uma descrição físico-matemática e histórica desde as primeiras inferências a respeito da intensidade média do campo magnético no disco da galáxia, até as medidas atuais, que permitem identificar detalhes localizados da estrutura do campo em todas as regiões galácticas. As técnicas modernas empregadas nessas observações se fundamentam completamente na hidrodinâmica magnética de plasmas, ou magnetohidrodinâmica. Mais do que isso, a teoria explica com sucesso a dinâmica dos plasmas astrofísicos em geral e tem, como conseqüência, a amplificação, excitação e auto-sustentação do campo magnético, além da aceleração de partículas providas de carga elétrica às energias que as definem como raios cósmicos. O restante do capítulo é dedicado à descrição desses mecanismos em objetos de diversas escalas de comprimento: nuvens que compõem o meio interestelar, atmosferas de estrelas compactas e jatos de matéria dos núcleos ativos de galáxias.

No tratamento da radiação cósmica como núcleos elementares cujas trajetórias são reconstruídas a partir da Terra até uma determinada posição no espaço, ou "construídas" (simuladas) a partir de um objeto astrofísico até a Terra, as hipóteses em torno da origem e aceleração das partículas são consideradas, nesta tese, tanto dentro como fora da Via Láctea. No capítulo 4, é dada uma introdução à distribuição de matéria e ao ciclo dominante da síntese de elementos na galáxia. Com base em observações experimentais, estrelas do tipo Wolf-Rayet e magnetares são detalhadas como exemplos de objetos astrofísicos potencialmente relacionados a raios cósmicos nas faixas de composição química e energias de interesse ($Z \leq 26, E > 10^{18}$ eV). Além da presença desses tipos estelares ter sido confirmada dentro da nossa galáxia, a presença de ambos é cada vez mais evidente em regiões extragalácticas. Na última parte do capítulo, o campo magnético da Via Láctea é descrito relacionando-se a magnetohidrodinâmica perturbativa, apresentada no capítulo anterior, às observações da rotação de Faraday. A descrição é fortemente baseada na morfologia galáctica, levando à introdução de uma

parametrização global para o campo separada nas regiões do bojo e do disco.

O capítulo 5 compreende o desenvolvimento computacional relacionado à reconstrução e à simulação de trajetórias de partículas portadoras de carga elétrica que se propagam por campos magnéticos, técnicas conhecidas como *backtracking* e *forwardtracking*, respectivamente. A cinemática é descrita por passos cujos comprimentos variam de acordo com o gradiente do campo (em primeira ordem). Quando aplicada às parametrizações adotadas, houve também a necessidade da introdução de uma função que evita dinamicamente regiões onde o campo é nulo. Uma análise breve dos incrementos espaciais e temporais resultantes é feita com a aplicação do método a um evento real do Observatório Auger. Em seguida, é mostrado como a componente aleatória do campo galáctico é inserida no código de reconstrução sem que sejam violados os comprimentos de coerência observados experimentalmente. Neste caso, em particular, o método de Monte Carlo é utilizado para simular direções distribuídas uniformemente em ângulo sólido. Toda a análise espacial contida nesta parte da tese é fundamentada em sistemas de referência específicos e na transformação de coordenadas entre eles, o que é feito no encerramento do capítulo.

O potencial da técnica do traçamento das trajetórias de partículas é explorado de quatro maneiras diferentes no capítulo 6, seguidas pela apresentação dos resultados obtidos e implicações. A caracterização dos eventos quanto à sua energia e direção de chegada, determinados por programas empregados na base de dados do observatório, foram utilizados como condições iniciais no código de *backtracking* que deu origem a este estudo. Partindo do pressuposto de que partículas primárias são núcleos elementares, a propagação foi reconstruída variando-se a carga elétrica em intervalos de números atômicos relacionados à composição química discutida ao longo de todo o texto do trabalho. A primeira análise refere-se a um evento de energia ultra-alta acompanhado por eventos com energias secundárias distribuídos pela mesma região celeste, detectados no Observatório Auger. O objetivo é detalhar o que deve ser considerado na tentativa de relacionar partículas no espaço e tempo aos candidatos a fontes dentro da Via Láctea. backtracking também foi utilizado na tentativa de inferir, aproximadamente, o espectro de composição química da radiação primária, detectada até hoje pelo observatório, sob a hipótese de que a aceleração até energias mais altas ocorre em núcleos ativos de galáxias.

O *forwardtracking* foi utilizado nos outros dois casos abordados no capítulo 6. O primeiro deles compreende uma estrela de nêutrons com grande atividade magnética cuja localização na Via Láctea é bem estabelecida, a partir da qual a emissão de partícu-

las foi simulada. Particularmente para o magnetar SGR 1806-20, a composição química dos raios cósmicos foi considerada de maneira implícita na energia total do núcleo, assim como esta foi a única análise em que a componente turbulenta do campo magnético galáctico foi inserida no código de reconstrução. Essa circunspeção visa prever direções celestes onde excessos no fluxo da radiação cósmica, advindos das explosões recorrentes da estrela, seriam passíveis de observação. No segundo caso, a emissão de núcleos atômicos em uma determinada faixa de composição elementar é simulada a partir da posição do Aglomerado de Virgem, um conjunto de galáxias energéticas potencialmente candidatas a fontes, localizado fora do Grupo Local. Para cada valor do número atômico, partículas são atiradas na direção da Terra com energias progressivamente maiores até que sua detecção seja espacialmente possível.

A análise pelo *forwardtracking* também permite que o campo magnético total da Via Láctea seja estudado através da observação de raios cósmicos. Partículas simuladas a partir da posição do magnetar SGR 1806 – 20 em direção à Terra possuem trajetórias delineadas majoritariamente pelo campo magnético do bojo da Via Láctea, enquanto a situação equivalente para núcleos gerados no Aglomerado de Virgem demonstra que o campo do disco galáctico é o mais influente nesse caso. O confrontamento entre dados resultantes de simulações e observações será importante na confirmação (ou descarte) das geometrias e intensidades envolvidas nas parametrizações baseadas em medidas de rotação de Faraday.

A conclusão da tese se dá no último capítulo, no qual cada seção traz uma descrição sucinta dos principais efeitos e métodos analíticos utilizados, seguida pelos resultados obtidos e suas implicações. Ao longo dos anos de estudo dedicados ao embasamento desta pesquisa, ficou claro que os avanços no conhecimento a respeito da composição química dos raios cósmicos de energia ultra-alta permitirão que campos magnéticos galácticos sejam estudados a partir de medidas desse tipo de radiação. A busca dessas assinaturas da Via Láctea em dados do Observatório Auger é incentivada através de algumas idéias apresentadas no final do texto, referentes às duas componentes mais importantes do campo de grande escala.

1 Raios cósmicos

1.1 Radiações ionizantes: primeiros experimentos

A emissão natural das radiações ionizantes α , $\beta \in \gamma$, descobertas por volta de 1900 e caracterizadas, nessa época, apenas pelo seu "poder de penetração" nos materiais, não foi suficiente para explicar a descarga de eletroscópios, mesmo quando completamente isolados, observada nos laboratórios. Em 1910, Wulf (ref. [1]) usou um desses aparelhos para medir a taxa de ionização do ar na base da Torre Eiffel, onde obteve 6 íons/(cm³ s), e comparar com o valor no topo da torre, a 330 m de altura, onde mediu 3.7 íons/(cm³ s). No ano seguinte, Eve (ref. [2]) considerou que fontes pontuais seriam observadas a uma distância¹ r com intensidade proporcional a $r^{-2} \exp(-\lambda r)$, integrando essa quantidade sobre um plano para representar o solo. O parâmetro λ representa o coeficiente de absorção de raios- γ pelo ar referente à emissão do elemento² rádio C. A estimativa do decréscimo da intensidade da radiação em relação ao valor no contato com o solo, a uma determinada altura, é apresentada na tabela 1.

Tabela 1: Comparação de Eve entre as intensidades da radiação a uma dada altura e no contato com solo, usando como parâmetro o comprimento de atenuação da intensidade de emissão de raios- γ do Ra C.

Altura (m)	0	1	10	100	1000
Intensidade relativa $(\%)$	100	98	83	36	0.1

As evidências do excesso de radiação ambiente levaram Hess (ref. [3]), em 1912, a realizar um vôo de balão em que, durante seis horas até atingir a altitude máxima de 5200 m e voltar, registrou a taxa de ionização do ar medida simultaneamente por três eletroscópios. A figura 1 mostra a média dos resultados desse experimento. Hess descartou a possibilidade de que materiais radioativos na atmosfera estivessem contribuindo para a abundância de ionização e concluiu que uma radiação com grande capacidade de penetração estava entrando pela parte superior da atmosfera, uma visão considerada como o marco do início da pesquisa na área de raios cósmicos.

¹Nas coordenadas esféricas $\vec{r} = \left(r \equiv \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \varphi, \theta\right).$

 $^{^2{\}rm R}{\rm \acute{a}}{\rm dio}$ C era o nome dado a um dos produtos do deca
imento do rádio, o bismuto-214, também radioativo.



Figura 1: Valores médios da taxa de ionização do ar em função da altitude, no experimento de Hess de 1912.

Logo após o aprimoramento do contador Geiger-Müller para a detecção de todos os tipos de radiações ionizantes, com o qual é possível registrar eventos individuais, Bothe e Kolhörster (1929, ref. [4]) observaram que dois desses instrumentos, montados verticalmente um sobre o outro, apresentavam freqüentemente descargas que coincidiam³ (com precisão de 10^{-2} s), mesmo quando blocos de chumbo e ouro⁴ de 4 cm eram introduzidos entre eles. Devido à improbabilidade de que elétrons secundários, gerados pela interação de radiação γ (supostamente de origem cósmica) com o material das placas, atingissem ambos os contadores ao mesmo tempo, esse resultado sugeriu fortemente que a natureza dos raios cósmicos fosse corpuscular e, devido à capacidade de percorrer distâncias grandes na matéria, os autores estimaram que eles deveriam possuir energias entre $10^9 - 10^{10}$ eV. Diversos grupos começaram a fotografar a passagem dessas partículas em câmaras de Wilson submetidas a campos magnéticos e as

 $^{^{3}}$ O método de coincidência, desenvolvido por Bothe, era baseado no registro filmográfico dos ponteiros dos contadores. Segundo o próprio inventor, "o consumo de filme era enorme" (ref. [5]).

⁴O bloco de ouro foi obtido como um empréstimo temporário de um banco local, causando certa preocupação acerca de sua segurança (ref. [6]).

curvaturas das trajetórias revelaram que elas são carregadas eletricamente, além de confirmar a faixa de energia estimada por Bothe e Kolhörster.

Ao tomar conhecimento dessa experiência, Rossi desenvolveu um circuito elétrico⁵ para registrar coincidências entre contadores Geiger-Müller com uma resolução temporal 100 vezes maior em relação ao aparato de Bothe, levando a invenção a ser adotada rapidamente nos laboratórios ao redor do mundo. Em 1933 (ref. [7]), Rossi montou um arranjo triangular de detectores, na posição vertical, com a finalidade de estudar a natureza de raios cósmicos locais através de coincidências causadas por partículas secundárias. Usando escudos de ferro e chumbo de várias espessuras na parte superior, ele descobriu que pequenas cascatas eram geradas por duas componentes: uma mole, capaz de criar partículas em grande quantidade, porém atenuada rapidamente pelo chumbo, e uma dura, capaz de atravessar vários centímetros do material gerando, apenas ocasionalmente, chuveiros. Outros experimentos identificaram, pouco tempo depois, a parte menos penetrante como sendo composta por fótons e elétrons. As partículas menos interagentes, de massa intermediária entre as massas do próton e elétron, foram descartadas como mésons e identificadas como um novo tipo, os múons, alguns anos mais tarde.

Na mesma época, Rossi organizou uma expedição para Asmara, capital da Eritréia, na África, para testar a hipótese da existência de uma assimetria azimutal na distribuição de partículas carregadas incidentes no solo devido ao campo magnético da Terra em latitudes relativamente próximas ao equador⁶, onde as linhas do campo são aproximadamente paralelas ao solo. Como no experimento do arranjo triangular, Rossi queria assegurar que detectores diferentes não registrassem sinais diretos de uma única partícula⁷, realizando testes para determinar a taxa de coincidências acidentais com três contadores Geiger-Müller separados horizontalmente. No trabalho em que publicou os resultados confirmando o efeito leste-oeste, em 1934 (ref. [8]), ele comentou:

"A freqüência das coincidências registradas com os contadores a certa distância uns dos outros (...) parece ser maior do que seria previsto com base no poder de resolução do circuito de coincidência. Aquelas observações nos fizeram questionar se todas essas coincidências são, de fato, coincidências

⁵Em particular, Rossi inventou o primeiro circuito elétrico a realizar a operação lógica AND, utilizando tubos de vácuo de três eletrodos como amplificadores (triodos). Esse circuito de coincidência é considerado o primeiro dispositivo eletrônico de medida na física de partículas.

⁶A latitude de Asmara é 15° 20' 0" N.

⁷Ele pretendia medir coincidências de *efeitos secundários* de uma mesma partícula.

acidentais. (...) Parece que, de vez em quando, o equipamento é atingido por chuveiros muito extensos de partículas, que causam coincidências entre os contadores mesmo quando colocados a distâncias grandes uns dos outros. Infelizmente, eu não tive tempo de estudar esse fenômeno com mais detalhes no intuito de estabelecer, com precisão, a existência supostamente corpuscular dos chuveiros e investigar suas origens."

Os chuveiros atmosféricos extensos foram redescobertos quatro anos mais tarde por Pierre Auger, que iniciou o primeiro estudo sistemático a respeito da sua estrutura e distribuição espacial.

1.2 Os trabalhos de Pierre Auger

Nos anos 1930, vários estudos mostraram que as partículas vindas do topo da atmosfera consistem em elétrons, com massa m_e , absorvidos por placas de chumbo de (5-10) cm, e uma nova partícula com massa entre $(100 - 200) m_e$, até então desconhecida, com poder de penetração maior (~ 15 cm de chumbo). A questão era se ambos esses tipos atingem a Terra de modo independente, ou se um é produzido secundariamente pelo outro ao atravessar a matéria. Auger et al. (1938, ref. [9]) argumentaram que se a produção secundária aparece na forma de um jato de partículas, seria possível que esse efeito ocorresse com uma certa coerência espacial, formando uma frente que poderia ser detectada e estudada através da coincidência nos sinais de contadores arranjados horizontalmente variando-se a distância, geometria e blindagem. Nesse primeiro trabalho, a simultaneidade foi confirmada em áreas até 25 m^2 e ficou claro que os jatos são compostos por partículas altamente penetrantes cujas energias, somadas, implicavam em eventos primários ~ 10^{11} eV. Os autores creditaram a origem dessas cascatas à interação de raios cósmicos com a atmosfera terrestre. Ainda em 1938, Auger et al. (ref. [10]) mostraram que contadores cobrindo uma área de 1000 m² também são disparados em coincidência, enquanto medidas de perda de energia em placas de chumbo levaram à conclusão de que algumas partículas primárias deveriam ter $(10^{12} - 10^{13})$ eV de energia e atingiriam o nível do mar apenas se fossem criadas em altitudes ≤ 1 km.

No ano seguinte, Auger *et al.* (1939, ref. [11]) formalizaram as idéias acima com resultados refinados em uma publicação mais abrangente no meio científico, a partir da qual a noção de chuveiro atmosférico extenso ficou estabelecida como conseqüência de uma cadeia de processos que envolve o decaimento de mésotrons⁸ em elétrons e estes, por sua vez, dão origem a cascatas locais em altitudes mais baixas, provavelmente o tipo de efeito isolado que Bothe e Schmeiser (ref. [12]) observaram, em 1937, em um experimento de coincidências usando dois contadores separados por uma distância fixa de 50 cm. Principalmente nesse último trabalho de Auger et al., o pioneirismo se deu pela metodologia de caracterização de chuveiros extensos através do distanciamento gradual de contadores até 300 m, com o qual foi observada uma redução nas coincidências, e a verificação de sinais em detectores diferentes dentro de uma janela de tempo de 10^{-6} s com base em uma função de probabilidade. Com a blindagem de chumbo, eles descobriram que a parte externa de um chuveiro extenso é composta por fótons e elétrons, a chamada componente eletromagnética, simetricamente distribuída em torno de um feixe menos divergente de partículas com massa maior. A densidade de 10 - 100 partículas/m², derivada de um número total estimado em 10^6 partículas na frente dos chuveiros, era obtida pela relação entre a proporção entre os sinais e as distâncias entre os contadores, mais uma idéia desenvolvida por eles sob a lógica de que, caso um detector apresentasse um sinal, detectores vizinhos teriam chance maior de acusar a passagem de partículas em comparação com os mais distantes. Assim, a energia depositada na superfície e atmosfera terrestres refletiam a energia de partículas primárias com 10¹⁵ eV, em concordância com a distribuição espectral de raios cósmicos $N(>E) \propto E^{-2}$ através da caracterização de cascatas em altitudes diferentes. Na conclusão do trabalho, Auger e os co-autores especulam que campos elétricos de grande extensão poderiam ser responsáveis pela aceleração em vista da impossibilidade de uma partícula carregada adquirir 10¹⁵ eV em um único processo. Na década seguinte, Alfvén demonstrou que campos elétricos cósmicos são praticamente desprezíveis e Fermi apresentou um mecanismo de aceleração, amplamente aceito até hoje, baseado em campos magnéticos. Ambos esses efeitos eletromagnéticos serão explicados neste capítulo.

Auger passou a estudar, nos anos que seguiram, a absorção da radiação secundária pelo ar e no chumbo em várias altitudes (até mesmo em aviões) e com detectores de vários tipos arranjados em um número vasto de combinações, com a intenção de separar o chuveiro principal, com extensão de algumas centenas de metros, de chuveiros locais, que não cobriam uma distância maior do que 50 cm sobre o solo. Em um dos últimos trabalhos desse tipo, para o qual foram usados nove detectores, Auger e seu grupo (1949, ref. [13]) descobriram uma nova componente dos chuveiros extensos altamente

⁸Como os múons eram denominados naquela época.

penetrante, capaz de gerar sinal nos contadores mesmo quando estes eram protegidos por 20 cm de chumbo, produzindo uma grande quantidade de elétrons secundários. Mesmo sem concluir se detectores protegidos por chumbo disparavam em coincidência por partículas que compunham primariamente o chuveiro ou devido àquelas criadas a partir da interação com o material do escudo, os autores terminam o trabalho observando que apenas mésons e elétrons não são suficientes para explicar todos os efeitos de absorção medidos nas partes mais penetrantes das cascatas (a região central dos chuveiros).

E importante ressaltar que, entre 1939 e 1940, o grupo de Wataghin (refs. [14] e [15]) também havia iniciado uma série de experimentos destinados a estudar como a freqüência de coincidências em detectores blindados variava em relação à sua separação. O arranjo de detectores consistia de quatro contadores protegidos por 17 cm de chumbo, além de um quinto, disposto sob uma camada de 23 cm de chumbo. Durante 12 dias de observação, foram registradas nove coincidências quíntuplas que, junto à disposição dos detectores, levou os autores a concluir que aproximadamente 15 partículas altamente penetrantes, os já citados mésotrons, estariam espalhados por uma área de $\sim 1 m^2$ nos chuveiros atmosféricos observados. Até 1940, nenhuma estimativa de energia das partículas ou das cascatas havia sido feita pelo grupo. Os trabalhos citados neste parágrafo correspondem aos primeiros resultados de pesquisa realizada no Brasil publicados na revista *Physical Review*.

1.3 Chuveiros atmosféricos extensos

Núcleos atômicos com energia total $\geq 10^{18}$ eV ($\equiv 1$ EeV) são encontrados apenas na natureza, forma de radiação cósmica, e provavelmente nunca serão produzidos em aceleradores⁹. Essa faixa de energias ultra-altas corresponde fatores de Lorentz $\geq 10^9$, de modo que $v \approx c (1 - 5 \times 10^{-19}) \approx c$ pode ser considerado ao longo de suas trajetórias. Ao entrar pelo topo da atmosfera terrestre, uma partícula primária (ou simplesmente "um primário") inicia uma cascata através de uma seqüência de interações hadrônicas em que, a cada geração, o decaimento rápido de mésons π^0 transfere energia para a componente eletromagnética do chuveiro, compondo sua parte mais externa e numerosa. Mésons π^{\pm} também são gerados no topo da atmosfera e transportam aproximadamente 10% da energia primária (ref. [16]), cujos decaimentos em múons μ^{\pm} (e os neutrinos

⁹Atualmente, experimentos realizados no CERN (do francês *Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire*) geram prótons com uma energia máxima de 3.5×10^{12} eV em relação ao laboratório.

correspondentes) compõem uma parte mais interna do chuveiro; próximo ao eixo de simetria dessa estrutura, ocorre uma cascata de nucleons (veja figura 2). Elétrons, pósitrons e raios- γ originários do decaimento de partículas secundárias de todas as regiões do chuveiro constituem a componente eletromagnética que, ao final, representa a dissipação de cerca de 90% da energia inicial do núcleo primário. Juntos, os subprodutos de cada uma dessas componentes se distribuem formando um disco fino que viaja até o solo perpendicularmente à direção de chegada do raio cósmico. Um próton primário com energia 10 EeV, por exemplo, é capaz de gerar uma frente com um número máximo ~ 10^{10} partículas espalhadas por uma área circular ~ 20 km² e apenas alguns metros de espessura. Note que a fração da energia inicial por partícula é suficiente para que elas sejam relativísticas. Logo, a frente se propaga com a velocidade da luz. Essa morfologia recebe o nome de chuveiro atmosférico extenso (ou EAS, do inglês *Extensive Air Shower*) e é responsável pelas coincidências observadas em detectores separados a distâncias de vários quilômetros.



Figura 2: Morfologia de um chuveiro atmosférico extenso. À esquerda, a curva vermelha representa o número total de partículas para cada valor da profundidade atmosférica. O máximo ocorre aproximadamente nas altitudes de aeronaves em cruzeiro. Figura fora de escala.

1.3.1 Energia

A deposição de energia por um EAS ocorre desde o topo da atmosfera até o solo. Assim, a energia da partícula primária pode ser estimada a partir de dados coletados em ambas essas regiões. Sobre a superfície da Terra, a radiação Čerenkov de múons na água pode ser tomada como um parâmetro energético já que múons interagem fracamente com a atmosfera¹⁰.

Ao atravessar um meio dielétrico, uma carga elétrica perde energia à medida que seu campo altera a polarização das moléculas próximas à sua trajetória. Após a passagem, os sentidos dos momentos de dipolo voltam a ter uma distribuição originalmente aleatória e energia é dissipada a partir de cada ponto do percurso como uma onda esférica amortecida no material. O comprimento dessa onda varia com a freqüência segundo a relação de dispersão

$$\lambda^{2}\left(\omega\right) = \frac{\omega^{2}}{v^{2}}\left[1 - \beta^{2}n^{2}\left(\omega\right)\right],$$

onde v é a velocidade da partícula, $\beta = v/c$ e n é o índice de refração do meio. A uma distância a da trajetória, segue que o campo elétrico irradiado depende da fase

$$E_{rad} \propto \exp\left[-\left(\lambda + \lambda^*\right)a\right]$$

que não tende a zero quando $a \to \infty$ caso λ seja um número imaginário puro¹¹ (ref. [17]). Como conseqüência, a onda eletromagnética não é absorvida no meio dielétrico. A condição necessária para que λ seja um número imaginário puro é

$$\beta \geqslant \frac{1}{n},\tag{1}$$

descoberta por Čerenkov durante sua pós-graduação¹², incumbido de investigar a luminescência de soluções bombardeadas por partículas beta de elementos radioativos, ao perceber que solventes comuns também emitiam luz (1937, ref. [18]). Como a maioria

 $^{^{10}}$ Apesar disso, o número de múons é uma ordem de grandeza menor em relação à quantidade de partículas da componente eletromagnética de um EAS.

¹¹Pois a exponencial passa a ser independente de a.

¹²Essa expressão também aparece na interpretação semiclássica do processo de emissão como conseqüência da conservação de energia e momento, na transformada de Fourier das equações de onda no calibre de Lorenz, no princípio da causalidade para determinar o lugar geométrico dos potenciais e campos da partícula e como uma condição de ressonância em plasmas não-magnetizados (no eletromagnetismo, a correção do efeito de densidade é inserida manualmente na equação de Bethe-Bloch e a energia média de excitação é substituída pela energia do plasma).

dos dielétricos possui $n \gtrsim 1$, esse efeito só ocorre no regime ultra-relativístico. Cada partícula da frente de um EAS possui $\beta \approx 1$ e satisfaz a condição dada pela desigualdade (1) na água ($n \approx 1.333$), um material relativamente barato em forma pura e empregado na maioria dos detectores de superfície em experimentos de raios cósmicos. Além disso, a emissão eletromagnética ocorre a partir da superfície de um cone cujo vértice é centrado dinamicamente sobre a posição da partícula. O ângulo ξ entre os vetores propagação da onda e velocidade da partícula obedece a relação

$$\cos\xi = \frac{1}{n\beta} \tag{2}$$

que, junto à equação (1), implica diretamente em $\xi < 90^{\circ}$. Como a frente dos EAS sempre possui uma componente vertical de incidência em relação ao solo, a restrição desse ângulo de emissão na água implica no fato de que o revestimento interno dos contadores deva ter um albedo suficientemente próximo a 100%, além de um espalhamento aproximadamente isotrópico, a fim de maximizar sua detecção.

No Observatório Auger, a metodologia experimental que utiliza a radiação emitida por partículas ultra-relativísticas em um meio material como base para medir a deposição da energia de um chuveiro extenso no solo compreende um arranjo de detectores Cerenkov com água deionizada. Dadas as dimensões de uma frente de partículas, estações com separação espacial \sim km medem, individualmente, a deposição local de energia por múons. Globalmente, a distribuição das intensidades desses sinais é relacionada ao baricentro da cascata para que a energia total seja estimada. Isso é feito através de uma função de distribuição lateral, ou LDF (do inglês lateral distribution function), cujos parâmetros variam de um observatório para outro. A maneira como elétrons, pósitrons e fótons se distribuem ao longo do desenvolvimento do chuveiro é diferente de como múons o fazem: a forma parametrizada da curva muônica não decresce tão rapidamente em relação à distância ao eixo e píons neutros regeneram continuamente a componente eletromagnética (ref. [19]). Porém, no caso de um primário hadrônico, o formalismo que será apresentado a seguir descreve as características principais da parte eletromagnética com boa aproximação e, para o Observatório Auger, a LDF obtida a partir desse resultado será apresentada na seção 2.3.

O índice de refração da atmosfera terrestre é $n \approx 1.0003$ e, segundo a equação (2), o ângulo de abertura do cone que define o lugar geométrico da emissão de radiação Čerenkov é desprezível durante o processo de formação de um chuveiro extenso. Nesta região, o efeito dominante é a excitação das moléculas de nitrogênio (N₂) pela dissipação

Tabela 2: Principais canais de transferência de energia dos hádrons para léptons em um chuveiro atmosférico extenso (ref. [20]).

Partícula	Tempo de vida-média (s)	Modo de decaimento	Fração de decaimento
π^{\pm}	$(2.6033 \pm 0.0005) \times 10^{-8}$	μ^{\pm} + $\left(egin{array}{c} u_{\mu} \ \overline{ u}_{\mu} \end{array} ight)$	$(99.98770 \pm 0.00004)\%$
π^0	$(8.4 \pm 0.6) \times 10^{-17}$	2γ	$(98.798 \pm 0.032)\%$

de energia da componente eletromagnética, cujo resultado é a produção de fluorescência com linhas espectrais no ultravioleta próximo (300 - 400 nm). Apesar da razão entre as radiações emitida e dissipada no meio ser ~ 5×10^{-5} , o número vasto de partículas que formam a frente torna esse processo não apenas significante, como crucial na caracterização do chuveiro. A atmosfera funciona como um alvo para os raios cósmicos. Nela, toda a caracterização do desenvolvimento de um EAS é baseada na profundidade atmosférica X, que se relaciona com a altitude h por

$$X(h) = \int_{h}^{\infty} \varrho_{ar}(h') dh'.$$
(3)

A densidade do ar $\rho_{ar}(h)$ depende de fatores como pressão, temperatura e umidade para o local onde a observação é feita. Se um chuveiro possui ângulo zenital θ , a transformação $dh' \rightarrow dh'/\cos\theta$ deve ser feita na equação (3) para quantificar X(h) em cada ponto do seu eixo. A quantidade $h/\cos\theta$ é chamada de slant depth e representa a transformação do referencial de altitudes para o referencial do eixo de um EAS; o gráfico da figura 3, por exemplo, mostra a esquematização de curvas do desenvolvimento longitudinal em relação ao slant depth.

O desenvolvimento lateral de um chuveiro atmosférico ocorre simetricamente em torno do seu eixo devido à combinação de múltiplos espalhamentos coulombianos e do momento transverso resultante da sucessão de decaimentos e interações. No plano que contém e que se move com a frente de partículas, considere como a origem o ponto de intersecção com o eixo da cascata. A uma distância ρ , a densidade média de partículas na componente eletromagnética é dada pela fórmula de Greisen (1956, ref. [21]), Kamata e Nishimura (1958, ref. [22])

$$\varrho\left(\rho\right) = \frac{C\left(s\right)}{\rho_M} \left(\frac{\rho}{\rho_M}\right)^{s-2} \left(1 + \frac{\rho}{\rho_M}\right)^{s-4.5},\tag{4}$$

abreviada pelas iniciais dos autores como NKG, onde s é a idade do chuveiro e C(s) é um fator de normalização dado por

$$C(s) = \frac{\Gamma(4.5 - s)}{2 \pi \Gamma(s) \Gamma(4.5 - 2s)}$$

No parâmetro conhecido como raio de Molière,

$$\rho_M = \frac{E_s}{E_c} \frac{X_{rad}}{\varrho_{ar}},\tag{5}$$

 E_s caracteriza a perda de energia devido a múltiplos espalhamentos coulombianos, E_c é uma energia crítica (por partícula) abaixo da qual a *bremsstrahlung* é dominada pela ionização no processo de degradação da energia dos elétrons, ρ_{ar} é a densidade do ar e X_{rad} é chamado de comprimento de radiação. Como mencionado antes, em média, 90% da energia total de um chuveiro encontra-se na região cilíndrica de raio ρ_M centrada no eixo do chuveiro. Escrevendo $t = X/X_{rad}$, a idade do chuveiro é descrita em função da profundidade atmosférica como

$$s = \frac{3t}{t + 2t_{max}}$$

Além da maneira como a componente eletromagnética é distribuída espacialmente na frente de um EAS, a energia do primário também determina o número dessas partículas de acordo com a profundidade atmosférica. Esse efeito é chamado de desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Gaisser e Hillas (1977, ref. [23]) propuseram a parametrização

$$N_e\left(X\right) = N_{max} \left(\frac{X - X_0}{X_{max} - X_0}\right)^{\frac{X_{max} - X_0}{\lambda_{int}}} \exp\left(\frac{X_{max} - X}{\lambda_{int}}\right),\tag{6}$$

com o parâmetro X_{max} representando a profundidade atmosférica em que o número de partículas atinge um valor máximo $N_{max} = N(X_{max}), X_0$ é a profundidade da primeira interação primário-atmosfera e λ_{int} é o livre caminho médio de interação. O máximo da distribuição $N_e(X)$ é governado pela mesma energia crítica E_c introduzida na equação 5 sendo que, além desse ponto do desenvolvimento longitudinal, fótons da frente cessam a produção de pares e passam a perder energia por espalhamento Compton.

A radiação de fluorescência das moléculas de N_2 é emitida isotropicamente a partir de cada ponto do eixo do chuveiro, e sua intensidade a uma dada profundidade atmosférica é proporcional à energia total depositada pelos elétrons nesse mesmo X, ou seja,

$$N_{\gamma} = Y_{\lambda}^{f} \frac{dE}{dX}.$$
(7)

O termo Y^f_{λ} é chamado razão de fluorescência e também depende da temperatura e pressão atmosférica locais, sendo crucial na determinação das energias totais dos EAS. O número total de fótons de fluorescência também pode ser escrito em função da quantidade de elétrons presentes ao longo do desenvolvimento de uma cascata como

$$N_{\gamma} = Y_{\lambda}^{f} N_{e} \left(X \right) \alpha \left(X \right), \tag{8}$$

onde $\alpha(X)$ é a energia média depositada por elétron. Observe que as duas expressões acima relacionam a equação (6) à quantidade observável N_{γ} de fótons com comprimento de onda λ .

Para os telescópios de fluorescência, a atmosfera terrestre equivale a um calorímetro. A razão de fluorescência Y^f_{λ} é um fator de proporcionalidade que representa a deposição local de energia decorrente da excitação das moléculas de N₂ causada pela passagem de elétrons. Porém, uma fração da energia da partícula primária é dissipada na forma de neutrinos e múons de altas energias que acabam por atingir o solo. Barbosa *et al.* (2004, ref. [24]) apresentam uma correção para a energia calorimétrica, levando à determinação da energia primária, através das simulações de Monte Carlo do programa CORSIKA¹³. Os autores abordam o problema estudando separadamente a contribuição de cada componente de um EAS para a deposição energética, diferentemente de trabalhos anteriores a respeito do assunto. A maneira como essa formulação é utilizada na análise de dados do Observatório Auger será detalhada na sub-seção 2.4.

1.3.2 Composição química

Assim como a energia, a composição química da radiação cósmica primária também influencia a formação de um EAS. Durante o desenvolvimento da frente do chuveiro, a transferência de energia da parte hadrônica para a parte leptônica ocorre por canais diferentes. A taxa de decaimento de píons carregados é várias ordens de grandeza menor do que a de seus equivalentes neutros (veja tabela 2), resultando no crescimento mais lento, em número, da quantidade de múons em relação às partículas da componente eletromagnética. Além disso, os múons não se multiplicam: eles perdem pouca energia para a atmosfera, por ionização; seu número total cresce até um valor máximo e depois

¹³Abreviação de Cosmic Ray Simulations for Kascade.

é atenuado lentamente devido a seu decaimento. Em contraste, a criação de pares é limitada unicamente pela energia de corte E_c e, após o número máximo, a atenuação na quantidade de elétrons e pósitrons é bem mais acentuada (veja figura 3).



Figura 3: Perfis esquemáticos de dois chuveiros de baixa energia (~ 10^{16} eV). As linhas sólidas referem-se à componente eletromagnética; as tracejadas representam a quantidade de múons. N_{μ} é multiplicado por 20 em relação a N_e em uma escala linear arbitrária. Figura da referência [25].

Com base nesses efeitos, Gaisser (ref. [25]) argumenta que é razoável assumir que múons possuam uma relação mais simples com a energia primária e que o perfil desse desenvolvimento longitudinal seja menos susceptível a flutuações, preservando melhor a informação sobre o conteúdo hadrônico do núcleo inicial. Para um chuveiro atmosférico iniciado por um próton com energia E_0 , o autor deduz

$$N^{\rm p}_{\mu} \left(> 1 \text{ GeV}\right) \propto E^{p_{\mu}}_{0} \tag{9}$$

como o número total de múons de baixa energia. O expoente p_{μ} depende do modelo usado nas simulações. Ele também assume o modelo da superposição, cuja hipótese é a de que um chuveiro iniciado por um núcleo de número de massa A e energia inicial E_0 equivale à sobreposição de A chuveiros iniciados por prótons com energia inicial E_0/A , para escrever

$$N^A_{\mu} (> 1 \text{ GeV}) \propto A \left(\frac{E_0}{A}\right)^{p_{\mu}}.$$
 (10)

Assim, A cascatas sobrepostas teriam um conteúdo muônico dado por

$$N^A_{\mu} = A^{1-p_{\mu}} N^{\rm p}_{\mu}. \tag{11}$$

Integrações numéricas cuidadosas das equações de cascatas, feitas por Elbert e publicadas por Elbert e Gaisser (1979, ref. [26]), demonstram similaridade à equação (10) e produzem como resultado $p_{\mu} = 0.86$ na faixa de energia $10^{12} - 10^{18}$ eV, com uma precisão $\leq 10\%$. Segundo a equação (11), isso significa que, em relação ao número de múons em um chuveiro extenso iniciado por um próton, um núcleo primário de carbono (A = 12) produziria ~ 42% a mais de múons, enquanto um núcleo de ferro (A = 56) seria responsável por um excesso equivalente de ~ 76%. Gaisser (ref. [25]) ainda faz uma comparação entre energias dessas simulações e alguns resultados de AGASA¹⁴ (ref. [27]) para apontar que o conteúdo muônico medido dos EAS é compatível com uma composição química primária pesada, envolvendo principalmente núcleos do grupo CNO.

O motivo pelo qual a equação (9) foi integrada para múons com energia acima de 1 GeV é que detectores desse tipo de partícula devem ser enterrados ou protegidos por concreto para que não sofram influência da componente eletromagnética. Isso é garantido, por exemplo, por uma espessura de 2 m de concreto, com densidade 2.5 g/cm³, que tipicamente exclui múons com energia ≤ 1 GeV. No caso de arranjos de superfície, esse é um problema para qualquer número de detectores acima de algumas dezenas, separados por quilômetros de distância.

A figura 3, apesar de esquemática, reflete uma separação real entre as curvas do desenvolvimento longitudinal da componente eletromagnética. Esse efeito também pode ser usado para estimar a composição química de um núcleo primário. Heitler (1936, ref. [28]), em sua teoria quântica sobre radiação, introduziu a noção do processo de formação de uma cascata a partir da idéia de que um elétron "rápido" com energia inicial E_i , ao sofrer bremsstrahlung em um meio material, deve emitir um fóton com uma energia comparável a E_i ; o autor sugere $E_i/2$. Esse fóton de alta energia, por sua vez, produz um par elétron-pósitron ao interagir com um núcleo do meio, cada qual criado com $\sim E_i/4$. O elétron inicial, que possuía $E_i/2$ após a emissão, continua o processo através do bremsstrahlung gerando um fóton com $\sim E_i/4$, tendo sua energia degradada para este mesmo valor. Evidentemente, o número de partículas da cascata cresce até que ambos os tipos de partícula tenham seus mecanismos de produção interrompidos quando suas energias passam a ser menores do que um limiar E_c . Heitler percebeu o poder dessa

¹⁴Sigla do inglês Akeno Giant Air Shower Array, um experimento de raios cósmicos de energia ultra-alta.

abordagem simples ao notar que os caminhos livres médios para o *bremsstrahlung* e para a criação de pares são comparáveis em todos os meios materiais (em seu livro, ele mostra que essas distâncias são praticamente iguais no chumbo e na água).



Figura 4: Modelo de interação de Heitler. Figura adaptada da referência [25].

Gaisser (ref. [25]) observa que, apesar de Heitler discutir sobre cascatas puramente eletromagnéticas, a estrutura básica da teoria também se aplica a chuveiros iniciados por hádrons. Nesse modelo simples, um raio cósmico de energia inicial E_0 sofre a primeira interação no topo da atmosfera, a uma profundidade X_0 , resultando em duas partículas com a metade dessa energia. Cada subproduto repete o processo após percorrer um comprimento característico λ_{int} , e assim sucessivamente (veja figura 4). Então, o número total de partículas

$$N(X) = 2^{(X - X_0)/\lambda_{int}}$$
(12)

é definido para uma profundidade atmosférica arbitrária. Supondo que a energia seja dividida igualmente em cada interação, uma única partícula em X deve possuir a energia

$$E(X) = \frac{E_0}{N(X)}.$$
(13)

Quando a frente do chuveiro extenso atinge o número máximo de constituintes, a equação (13) toma a forma $N(X_{max}) = E_0/E_c$ e, em conjunto com a equação (12) para $X = X_{max}$, o resultado é

$$X_{max} = X_0 + \lambda_{int} \lg \frac{E_0}{E_c},\tag{14}$$

uma relação¹⁵ importante envolvendo parâmetros mensuráveis por técnicas diferentes. A composição química também é inserida na análise de Heitler através do modelo da superposição ao considerar que um núcleo de número de massa A e energia total E_0 , na forma de um raio cósmico, interage com um núcleo da atmosfera gerando A chuveiros extensos de energia inicial E_0/A . A equação (13) passa a ser escrita como

$$E\left(X\right) = \frac{E_0}{A N\left(X\right)}$$

que, sob o mesmo raciocínio em torno de $X = X_{max}^A$, resulta em

$$X_{max}^{A} = X_0 + \lambda_{int} \left(\lg \frac{E_0}{E_c} - \lg A \right).$$
(15)

Devido à natureza das interações envolvidas no desenvolvimento de um EAS, a profundidade atmosférica da primeira interação sempre possuirá alguma flutuação, acarretando na distribuição dos valores de X_{max}^A em algum intervalo (ref. [29]). Portanto, a equação (15) é usada na forma

$$\langle X_{max}^A \rangle = D_p \left[\lg E_0 - \langle \lg A \rangle \right] + c_p,$$
 (16)

onde $D_{\rm p}$ ($\equiv \lambda_{int}$) é chamada de taxa de elongação e $c_{\rm p}$ ($\equiv X_0 - \lambda_{int} \lg E_c$) é conhecida como escala de profundidade absoluta. O índice "p" refere-se ao próton. A relação direta

$$\left\langle X_{max}^{A}\right\rangle = \left\langle X_{max}^{\mathrm{p}}\right\rangle - D_{\mathrm{p}}\left\langle \lg A\right\rangle$$

mostra que chuveiros iniciados por núcleos primários pesados se desenvolvem mais rapidamente em comparação às cascatas geradas por núcleos leves com a mesma energia por nucleon, já que $\langle X_{max}^A \rangle < \langle X_{max}^p \rangle$. Pela definição X = X(h), dada pela equação (3) na sub-seção anterior, as altitudes h mais baixas em que os números máximos de partículas N_{max} são observados nos EAS decorrem de raios cósmicos primários protônicos.

Na equação (16), $D_p e c_p$ representam a dependência inerente de X^A_{max} com as propriedades das interações hadrônicas nas altas energias. Antes do Observatório Auger, a atribuição de valores a esses parâmetros só era possível através de simulações do desenvolvimento de chuveiros atmosféricos extensos com base na extrapolação de modelos, em duas ou mais ordens de grandeza no sistema do centro de momento, a partir de

¹⁵Note que o logaritmo é escrito na base 2, ou seja, $\lg x \equiv \log_2 x$.

dados de aceleradores. Portanto, qualquer inferência a respeito da composição química de raios cósmicos com $E \gtrsim 10^{18}$ eV dependia fortemente desses modelos de interação (veja as referências publicadas em [29]).

Na maneira como as observações de raios cósmicos eram feitas até recentemente, mesmo se os dados possuíssem uma qualidade que permitisse uma boa caracterização do chuveiro, a variação dos parâmetros com o número de massa do núcleo é pouca e, em geral, menor do que os erros experimentais. Havia também a dificuldade envolvendo o fluxo de 1 partícula/(km² ano) em torno de 10¹⁹ eV, tornando qualquer análise estatística impraticável na região do espectro de energias ultra-altas. O Observatório Pierre Auger tem mudado essa situação através da coleta de uma quantidade maior de dados com precisão sem precedentes. Para uma determinada faixa de energia, as medidas de profundidade atmosférica permitem que seja feita uma análise comparativa entre $A_1 e A_2$ através de $\langle X_{max}^{A_1} \rangle e \langle X_{max}^{A_2} \rangle$, sem qualquer hipótese a respeito dos valores das massas atômicas dos núcleos primários. Como a escala de profundidade absoluta do próton é muito mais incerta do que sua taxa de elongação, a equação (16) é derivada para dar origem ao parâmetro

$$D = \frac{d \left\langle X_{max}^{A} \right\rangle}{d \lg E_{0}} = D_{p} \left(1 - \frac{d \left\langle \log_{b} A \right\rangle}{d \log_{b} E_{0}} \right), \tag{17}$$

chamado simplesmente de taxa de elongação (ref. [30]), onde *b* é uma base qualquer. Esta é a principal grandeza utilizada hoje no estudo comparativo entre partículas primárias leves e pesadas.

1.4 O corte de Greisen-Zatsepin-Kuz'min

Os primeiros satélites de comunicação surgiram no início da década de 1960 como instrumentos passivos. Balões esféricos de plástico metalizado¹⁶, com diâmetro 30 – 40 m, eram colocados em órbita (1000 – 2000 km de altitude) por foguetes e refletiam ondas de rádio entre continentes. Como as freqüências envolvidas eram ≥ 1 GHz, o sinal era conduzido até o receptor através de uma antena captadora composta por um guia de onda na forma de chifre piramidal, de comprimento ~ 6 m, com um refletor de foco na extremidade. A impedância resultante do equipamento (antena + eletrônica)

¹⁶Chamado de MPET, uma combinação de PET (sigla inglesa para tereftalato de polietileno), o mesmo polímero utilizado atualmente em garrafas, com uma deposição de alumínio em vácuo. Na forma de filme, o material é usado hoje para embalar alimentos, entre outras coisas.

era casada¹⁷ com a impedância do espaço livre a fim de maximizar o ganho e atingir a sensibilidade necessária.

Entre 1964 e 1965, calibrando um desses instrumentos, Penzias e Wilson (ref. [32]) observaram um ruído zenital efetivo de 4.08 GHz, equivalente à temperatura de antena¹⁸ (3.5 ± 1.0) K, mesmo após excluírem as fontes de interferência conhecidas. Esse efeito já havia sido detectado antes nos Laboratórios Bell, onde ambos trabalhavam. Penzias construiu uma fonte de referência para ruídos resfriada com hélio líquido e Wilson fez um circuito comparativo com grande estabilidade de modo que a medida de 3.5 K não podia mais ser desprezada como incerteza experimental (ref. [34]). Aparentemente, esse sinal residual não possuía polarização, era isotrópico e sem variações sazonais. Ao saberem de um *preprint* cuja hipótese era a existência de uma radiação térmica de fundo no universo, devido ao Big Bang, os pesquisadores contactaram o grupo de Dicke (ref. [35]) e todos concordaram em publicar suas notas no mesmo jornal e na mesma data, em seqüência, no ano de 1965. Dois membros do grupo de Dicke, Roll e Wilkinson (ref. [36]), realizaram a segunda medida a 9.4 GHz, implicando em (3.0 ± 0.5) K, que reforçou a natureza dessa radiação como sendo a de um corpo negro¹⁹ através da comparação de fluxos, um ano mais tarde.

Nessa época, o espectro de raios cósmicos já havia sido medido até 1×10^{20} eV, como reportado por Linsley em 1963 (ref. [38]), e um processo dominante de degradação da energia de prótons no universo, em meio a outros processos abordados anteriormente por diversos autores, nunca havia sido considerado: a fotoprodução de píons, dada pela reação

$$\gamma + p \rightarrow \Delta^+(1232) \rightarrow p + \pi^0$$
, (18)

envolvendo uma ressonância cuja energia total no sistema do centro de momento (SCM) é $E_{CM} = 1232$ MeV. Com poucos dados disponíveis em 1966 sobre a radiação cósmica

¹⁷Nos sistemas de radiofreqüência, o casamento entre as impedâncias do receptor, guia de onda e espaço livre minimiza a perda por reflexão de parte do sinal incidente na cavidade receptora, aumentando a largura de banda da antena (ref. [31]). Em geral, equipamentos elétricos possuem impedância pequena, enquanto a impedância do espaço livre é $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0} \approx 377 \ \Omega$.

¹⁸Na teoria de antenas, os ruídos causados por fontes naturais ou humanas são reunidos em um único parâmetro de controle que equivale a uma potência, dada por $P_r = Bk T_a$, onde B é a largura da banda, k é a constante de Boltzmann e T_a é a temperatura da antena; T_a não representa, necessariamente, a natureza térmica de uma fonte ou da antena em si (ref. [33]).

¹⁹Os dados obtidos pelo satélite COBE (do inglês *Cosmic Background Explorer*) seguem um espectro de Planck com uma precisão notável (ref. [37]); o valor equivalente de (2.725 ± 0.002) K é considerado a temperatura atual do universo.
de fundo, Greisen (ref. [39]) obteve, a partir da distribuição de Planck à temperatura 3 K, uma energia média $E_{\gamma U} = 7 \times 10^{-4}$ eV para esses fótons no referencial do universo. No caso da reação dada em (18), a energia de um fóton no referencial do próton seria dada pela transformação

$$E_{\gamma p} = \frac{E_{CM}^2 - (m_p c^2)^2}{2m_p c^2} \approx 320 \text{ MeV},$$

ou seja, o fóton é um raio- γ (veja figura 5). No referencial do universo, a partícula Δ^+ é produzida da colisão frontal entre esse fóton e um próton com energia mínima



$$E_{\rm pU} = \frac{E_{CM}^2 - (m_{\rm p}c^2)^2}{4E_{\gamma Uni}} \approx 2.3 \times 10^{20} \text{ eV}.$$

Figura 5: Seção de choque para a reação $\gamma + p \rightarrow p + \pi^0$. No referencial do próton, o máximo da curva ocorre para fótons com momento $p_{\gamma p} = 320 \text{ MeV/c}$, onde a seção de choque é $\sigma_{\Delta^+} = 311.1 \ \mu b$. O limiar da reação ocorre em $p_{\gamma p} = 144 \ \text{MeV/c}$. Figura adaptada da referência [40].

No SCM, o decaimento subseqüente é descrito pelo momento total

$$p_{CM} = \frac{\sqrt{\left[E_{CM}^2 - (m_{\rm p}c^2 + m_{\pi^0}c^2)^2\right] \left[E_{CM}^2 - (m_{\rm p}c^2 - m_{\pi^0}c^2)^2\right]}}{2E_{CM}}$$

usado para escrever a energia do novo próton como

$$E'_{pCM} = \sqrt{(p_{CM}c)^2 + (m_pc^2)^2}$$

O fator de Lorentz do SCM no referencial do universo é obtido a partir das energias das partículas iniciais pela aproximação

$$\gamma_{CM} = \frac{E_{\mathrm{p}U} + E_{\gamma U}}{E_{CM}} \approx \frac{E_{\mathrm{p}U}}{E_{CM}}$$

com o qual é realizada a transformação

$$E'_{pU} = \gamma_{CM} E'_{pCM}$$

para o sistema inercial das partículas geradas durante a reação. Assim, Greisen estimou uma perda de $(1 - E'_{pU}/E_{pU}) \times 100 \approx 22\%$ da energia inicial de um próton ($\gtrsim 10^{20}$ eV) a cada interação com um fóton da radiação de fundo do universo, um efeito que também foi notado por Zatsepin e Kuz'min (1966, ref. [41]) e cujos resultados semelhantes foram publicados apenas três meses depois, com uma nota de conhecimento do trabalho do autor americano.

Ao longo da propagação de um próton pela radiação cósmica de fundo, a escala de distância para perda de energia através da reação acima é

$$\frac{E_{\rm pU}}{\Delta E_{\rm pU}} \frac{1}{n_{\gamma} \sigma_{\Delta^+}} \approx 12 \; \rm Mpc$$

um resultado que ambos os artigos trazem implícito quando se referem à escala de tempo $\sim 10^7$ anos para a interação, muito menor do que a idade $(13.69 \pm 0.13) \times 10^9$ anos do universo inferida a partir dos dados do WMAP²⁰ (2008, ref. [42]). Sob a hipótese de que prótons com energia $\gtrsim 10^{18}$ eV têm origem fora da Via Láctea, uma conseqüência imediata do raciocínio de Greisen, Zatsepin e Kuz'min é que o espectro de raios cósmicos deve apresentar uma atenuação no fluxo a partir do limiar de energia da reação²¹, $E_{\rm pU} = 5.8 \times 10^{19}$ eV, continuando progressivamente até a supressão do fluxo em torno de $E_{\rm pU} = 1.3 \times 10^{20}$ eV. Este efeito recebe o nome de corte de GZK e foram necessárias pouco mais de quatro décadas para a obtenção de uma quantidade estatisticamente significativa de dados de raios cósmicos para sua confirmação.

Simulações de Monte Carlo realizadas por Aharonian e Cronin (1994, ref. [43])

²⁰Do satélite americano Wilkinson Microwave Anisotropy Probe.

²¹Considerando a energia dos fótons no máximo do espectro de corpo negro, $E_{\gamma U} = 1.17 \times 10^{-3}$ eV, segundo a lei de Wien.

mostram que prótons com qualquer energia inicial com ordem de grandeza acima de 10^{20} eV têm suas energias degradadas rapidamente até $\leq 10^{20}$ eV após percorrerem ~ 100 Mpc imersos na radiação de fundo do universo. A perda de energia passa a ser menos acentuada a partir dessa distância, cessando aproximadamente em torno do limiar discutido acima. Assim, prótons acelerados $> 10^{20}$ eV em regiões localizadas a distâncias ≥ 100 Mpc da Terra não contribuem para o fluxo da radiação cósmica medido além da energia $\sim 6 \times 10^{19}$ eV. Esse comprimento é conhecido como raio GZK, que define o volume da esfera GZK onde possivelmente estariam localizadas as fontes dos raios cósmicos mais energéticos já detectados.

Durante o ano 2008, o grupo do experimento HiRes^{22} (ref. [44]) reportou a observação da supressão do fluxo da radiação cósmica no intervalo $(4-6) \times 10^{19}$ eV, confirmada em seguida pela Colaboração Auger (ref. [45]). Os resultados experimentais podem ser vistos na figura 6, na próxima seção. Apesar do corte ser observado, Greisen, Zatsepin e Kuz'min também conjecturaram que, devido às seções de choque de núcleos serem grandes nas energias em questão, a eficiência da fotodesintegração resultaria na supressão total dessas partículas acima de 10^{19} eV.

Como mencionado na sub-seção 1.3.1, dados atuais do Observatório Auger permitem a comparação entre profundidades atmosféricas médias observadas em faixas de energia diferentes. Quaisquer que sejam os modelos usados em simulações para extrapolar dados de aceleradores a fim de descrever as interações hadrônicas até energias mais altas e inferir a composição química da partícula primária, as análises comparativas de $\langle X_{max} \rangle$ vêm sugerindo uma incidência progressivamente maior de núcleos pesados a partir de 10¹⁸ eV, contrário ao previsto por Greisen, Zatsepin e Kuz'min. A maneira como a média de X_{max} varia de acordo com cada faixa de energia, a partir dos dados coletados pelos telescópios de fluorescência do Observatório Auger, será apresentada na seção 2.5.

1.5 Detalhes do espectro de fluxo de raios cósmicos

A figura 7 mostra o comportamento geral do espectro diferencial do fluxo de raios cósmicos observado na Terra. Por quase sete décadas de energia (por partícula), no intervalo $(10^{-1} - 10^6)$ GeV, o fluxo possui uma forma que segue aproximadamente a potência negativa $\Phi(E) \propto E^{-2.7}$. As características mais proeminentes do espectro nas altas energias são mostradas na figura 6. Em torno de 5 × 10¹⁵ eV a tendência do

²²Sigla do inglês *High Resolution Fly's Eye*, um experimento de raios cósmicos de energia ultra-alta.

fluxo muda para $\propto E^{-3.0}$, formando um desvio chamado de "primeiro joelho" (referido na literatura como *first knee*), cuja causa especula-se ocorrer devido a uma variação na composição química primária (ref. [46]) e ao limite de aceleração de núcleos em ondas de choque das supernovas (discutido na seção 4.3). O cálculo do fluxo nessa região é baseado na observação de chuveiros cujo X_{max} ocorre próximo à profundidade atmosférica da primeira interação, levando a flutuações das medidas que diferem por fatores de até dois, indicativo de incertezas sistemáticas na interpretação dos dados (ref. [20]). Acima de 10¹⁷ eV, a técnica da fluorescência é particularmente útil por permitir a associação do depósito de energia na atmosfera às partículas primárias através da observação do desenvolvimento longitudinal dos EAS, e portanto independentemente de modelos de interação hadrônica, como foi discutido na sub-seção 1.3.1.

O "segundo joelho" (ou *second knee*), aproximadamente em 2.5×10^{17} eV, marca a segunda posição do espectro a partir da qual o declive no fluxo de raios cósmicos é novamente acentuado. Acredita-se que esse efeito decorra do limite de confinamento magnético da radiação cósmica na Via Láctea, estimado como uma equivalência entre o raio de Larmor da trajetória de um próton no campo médio do disco galáctico e o raio da galáxia.

A característica descrita acima segue até ~ 5×10^{18} eV. A partir dessa energia, há um recobramento do fluxo formando o "tornozelo" (ou *ankle*) do espectro, um efeito possivelmente transitório associado a uma população de partículas com energias ultra-altas dominando sobre a população de baixas energias. Essas naturezas distintas sugerem origens diferentes, como um fluxo extragaláctico sobressaindo em relação ao fluxo galáctico.

Supondo que partículas não sejam aceleradas além de 10^{18} eV na Via Láctea, o mínimo local de $\Phi(E)$ próximo de 5×10^{18} eV poderia decorrer da degradação da energia de prótons através da reação

$$\gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$$

desde que a radiação cósmica extragaláctica seja estritamente composta por núcleos leves. Dados do experimento HiRes apontam para uma composição química predominantemente leve nas energias acima de 10^{18} eV (ref. [47]), enquanto dados do Observatório Auger vêm demonstrado uma tendência oposta (ref. [29]). O chuveiro extenso mais energético já observado equivale a uma partícula primária com energia reconstruída de $(3.2 \pm 0.9) \times 10^{20}$ eV, detectado pelo experimento Fly's Eye através da técnica de

fluorescência atmosférica (ref. [48]). Risse *et al.* (ref. [49]) usaram o código CORSIKA com os modelos de interação hadrônica QGSJET 01 e SIBYLL 2.1 a fim de simular o perfil do desenvolvimento longitudinal desse evento e estimar a faixa de composição química da partícula primária. Apesar dos resultados não excluírem prótons, os núcleos de carbono e ferro foram mais favorecidos.

O corte de GZK é atribuído à supressão progressiva do fluxo de raios cósmicos a partir de ~ 5×10^{19} eV, como foi citado no final da seção anterior. Todos os experimentos de observação dos EAS detectaram partículas com energia acima de 10^{20} eV, um indicativo de que algumas fontes da radiação podem estar contidas dentro da esfera GZK (ref. [50]). Caso isso seja verdade, também deve ser considerada a hipótese de que os processos de aceleração atingem um limite energético máximo próximo a algumas unidades de 10^{20} eV.



Figura 6: Detalhe do espectro diferencial do fluxo de raios cósmicos em relação às energias das partículas primárias, compilada em 2008 e revisada em 2009 por Gaisser e Stanev (ref. [20]). Note a supressão do fluxo na região da energia esperada, segundo os experimentos HiRes e Auger.

Nesta tese foi testado se a hipótese de existirem fontes galácticas de partículas



Figura 7: Espectro diferencial do fluxo de raios cósmicos na posição da Terra, com os principais experimentos responsáveis pela detecção em cada faixa de energia (ref. [51]). Figura cedida gentilmente por H. Geenen, através de correspondência particular.

com energia ultra-alta $(10^{19} \leq E_{\text{EeV}} \lesssim 10^{21})$ é consistente. A análise se baseou em objetos astrofísicos com grande conteúdo de energia magnética e com a produção de núcleos seguindo o espectro da composição química observada na radiação primária de baixa energia ($\lesssim 10^{15}$ eV). Atualmente, há evidências de que núcleos ativos de galáxias estão correlacionados a uma fração das direções celestes em que a radiação cósmica de energia ultra-alta é observada, como será discutido na seção 3.9, mas é desconhecido se essas regiões são aceleradores ou se apenas traçam a origem das partículas. A evolução estelar é caracterizada pelas reações nucleares decorrentes da massa inicial de nuvens de hidrogênio, independentemente da galáxia hospedeira. Assim, a Via Láctea deve possuir membros das mesmas famílias de objetos estelares contidos em outras galáxias envolvendo, possivelmente, os mesmos processos nucleares responsáveis por produzir e injetar núcleos primários no meio interestelar.

2 O Observatório Pierre Auger

Inaugurado em 14 de novembro de 2008, o Observatório Pierre Auger, localizado na região do Pampa Amarilla (coordenadas $35.1^{\circ} - 35.5^{\circ}$ S e $69.0^{\circ} - 69.6^{\circ}$ W, altitude 1400 m acima do nível do mar) na Província de Mendoza, Argentina, é um experimento de raios cósmicos que contou com a participação de 18 países para a construção de um arranjo de superfície de 3000 km², composto por 1673 detectores de radiação Čerenkov dispostos em uma rede triangular com separação de 1.5 km, cuja função é medir as distribuições lateral e temporal de partículas dos chuveiros no nível do solo, e 24 telescópios distribuídos por quatro prédios na periferia do arranjo de superfície, dedicados à observação da fluorescência do ar para registrar o desenvolvimento longitudinal das cascatas acima do arranjo (veja figura 8). Ambos os tipos de detectores também medem a deposição de energia das partículas que constituem os chuveiros por métodos independentes. Hoje, os países envolvidos na concepção e construção do observatório trabalham em colaboração na calibração dos instrumentos e na análise dos dados.

Devido ao fato dos telescópios de fluorescência operarem apenas em noites escuras com céu limpo, aproximadamente 10% das observações são feitas simultaneamente pelas duas técnicas. Os eventos assim registrados são considerados especiais porque as incertezas envolvidas em suas reconstruções são menores do que as incertezas relacionadas aos eventos detectados exclusivamente por uma ou outra técnica. A resolução angular no modo híbrido é extraída de chuveiros artificiais gerados por disparos verticais de luz laser a partir do *Central Laser Facility*, localizado no centro do arranjo, a cerca de 30 km de cada prédio dos telescópios. No momento do disparo, um pulso de luz é criado dentro de uma das estações de superfície para simular um evento híbrido. A reconstrução é então feita com o mesmo algoritmo empregado em eventos reais. Definindo a resolução híbrida como a separação angular que contém 68% dos chuveiros provenientes de uma determinada fonte pontual, o resultado é uma resolução angular de $\sim 0.6^{\circ}$ (ref. [52]). Esse valor nunca foi atingido por experimentos anteriores e representa um avanço importante na análise direcional referente à busca por fontes astrofísicas de radiação cósmica de energia ultra-alta.

Ambos os métodos empregados no Observatório Auger são bem estabelecidos pelos experimentos precursores dedicados aos eventos com energia acima de 1 EeV: um arranjo de detectores de superfície de 12 km² foi utilizado com sucesso pelo grupo de Haverah Park por mais de 20 anos (1991, ref. [53]), enquanto os telescópios de



Figura 8: O Observatório Pierre Auger Sul como em 25 de março de 2010. Os pontos vermelhos representam detectores Čerenkov do arranjo de superfície e cada espaço entre as linhas radiais verdes equivale à baia de operação de um telescópio de fluorescência. Os conjuntos de seis telescópios estão separados em quatro prédios: Los Leones, Los Morados, Loma Amarilla e Coihueco. A cidade de Malargüe pode ser vista a sudoeste.

fluorescência foram desenvolvidos a partir de uma pesquisa pioneira realizada na Universidade de Utah, dando origem ao HiRes (do inglês *High Resolution Fly's Eye*; 1985, ref. [54]).

As seções 2.3, 2.2 e 2.4 apresentam uma descrição básica sobre como a detecção e a análise de dados são feitas no Observatório Pierre Auger. Uma explicação complementar a respeito de todos os passos envolvidos da metodologia de interpretação dos dados pode ser encontrada na referência [55].

2.1 Sistema de referência local

Para lidar com distâncias locais de uma maneira usual, dadas as dimensões espaciais do Observatório Auger, era necessário escolher uma representação da superfície da Terra em um plano. O modelo adotado foi a transformação de Mercator, uma projeção cilíndrica cuja vantagem é o mapeamento conformal, ou seja, a preservação dos ângulos de uma superfície para outra, propriedade que equivale ao mapeamento de qualquer curva loxodrômica²³ como uma linha reta no plano projetivo.

Um cilindro imaginário que envolve a superfície da Terra pode ter qualquer orientação em relação ao eixo do planeta. Regiões estreitadas²⁴ pela latitude, como o Pampa Amarilla, são projetadas com bastante precisão na situação transversa. Essa geometria, portanto, foi adotada para o Projeto Auger e recebe o nome de Projeção Transversa de Mercator, abreviada por UTM²⁵. Em longitude, o globo terrestre é dividido em 60 zonas de 6°, enumeradas a leste a partir do meridiano de Greenwich. Para a latitude, cada divisão de 8° recebe letras do alfabeto começando por 'C' até 'W' (com a omissão "I" e "O" para evitar confusões com números), partindo de 80° S até 72° N totalizando 19 zonas. Na latitude norte, uma zona adicional de 12° recebe a letra 'X'. As regiões polares são divididas em apenas duas zonas de longitude separadas ao meio pelo meridiano de Greenwich: 'X' e 'Y' para a calota norte, 'A' e 'B' para a calota sul. Assim, cada zona dessa projeção é definida por um número seguido de uma letra.

O procedimento consiste em imaginar o plano projetivo curvado de forma a tangenciar a superfície da Terra ao longo do meridiano central de uma região de interesse. A figura 9(a) mostra a origem das linhas de projeção como 3/4 do diâmetro da Terra. As distâncias relativas ao percurso no sentido leste, ou *easting* (E), são contadas a partir desse meridiano, ao qual é atribuído o valor $E_0 = 500\,000$ m. Para o sentido norte, ou *northing* (N), o equador é a referência e recebe o valor $N_0 = 0$ m para posições medidas no hemisfério norte, ou analogamente $N_0 = 10\,000\,000$ m no hemisfério sul. Essas quantidades são arbitrárias, tendo sido escolhidas unicamente para evitar números negativos. Altitudes são dadas pela variável A em relação à altitude local A_0 . As coordenadas cartesianas locais (x, y, z) do centro de uma zona UTM são, portanto, definidas como

$$x = (1 + \beta) (E - E_0) + \alpha (N - N_0), \qquad (19)$$

 $^{^{23}}$ Curva que cruza todos os meridianos a um mesmo ângulo. Apesar de não descrever a menor distância entre dois pontos sobre uma esfera, foi muito utilizada como rota de navegação orientada por bússola.

²⁴No sentido de que, sobre um determinado paralelo, dois pontos de longitudes diferentes e constantes aproximam-se espacialmente para valores progressivamente maiores do módulo da latitude.

²⁵Do inglês Universal Transverse Mercator; o caso transverso também é conhecido como projeção de Gauss-Krüger.



Figura 9: Esquema de construção da Projeção Transversa de Mercator. Em (a), a origem das linhas projetivas é estabelecida como 3/4 do diâmetro da Terra para minimizar distorções; (b) mostra a abertura angular de $\pm 3^{\circ}$ em torno do meridiano central, de forma exagerada, correspondente à região onde o raio do cilindro pode ser variado. Figura adaptada da referência [56].

$$y = (1 + \beta) (N - N_0) - \alpha (E - E_0)$$
(20)

е

$$z = A - A_0 - \frac{(E - E_0)^2 + (N - N_0)^2}{2R},$$
(21)

onde R é o raio da Terra. Os parâmetros α e β são obtidos diferentemente em cada problema mas, em geral, o raio do cilindro projetivo é variado no intervalo em que essa superfície toca o meridiano central até onde ela toca as bordas externas da zona equivalente, como mostrado a figura 9(b), até a obtenção de um valor que minimiza globalmente as distorções na região. Em 2001, Revenu e Billoir (ref. [57]), membros da Colaboração Auger, apresentaram um estudo baseado na transformação de coordenadas descrita acima em que obtiveram, através da relação entre parametrização e distorção, desvios nas medidas de posição dentro de ±40 cm para a área coberta pelo arranjo de superfície e telescópios de fluorescência. Esse trabalho foi decisivo na escolha da Projeção Transversa de Mercator para o projeto. O Observatório Auger está localizado na zona UTM 19H. Foi convencionado que o centro da região do Pampa Amarilla corresponde à longitude 69.25° W $(E_0 = 477\,256.66 \text{ m})$, latitude 35.25° S $(N_0 = 6\,099\,203.68 \text{ m})$ e altitude $A_0 = 1\,400 \text{ m}$.

2.2 Os telescópios de fluorescência

Os telescópios de fluorescência do Observatório Auger, construídos com uma abertura que compreende 28.6° de elevação e 30° em azimute, estão dispostos em quatro prédios em torno do arranjo de superfície. De cada uma dessas posições, um conjunto de seis telescópios cobre um ângulo de 180° em azimute sobre os detectores Čerenkov.

Em um telescópio, a luz das linhas de desexcitação do nitrogênio molecular, resultantes da interação de partículas dos chuveiros atmosféricos extensos com o ar, entra por uma abertura de 1.7 m de diâmetro, é refletida por um espelho parabólico na forma de um quadrado com 3.5 m de lado e focalizada sobre uma câmera de 440 fotomultiplicadoras (ou PMTs, como definido anteriormente) de abertura angular $1.5^{\circ} \times 1.5^{\circ}$. Um anel corretor de Schmidt é utilizado em torno da abertura para minimizar a aberração esférica decorrente dos raios de luz que incidem próximo às bordas do espelho primário.

Na análise geométrica e energética, cada uma dessas unidades de detecção é considerada um *pixel*. Os *pixels* registram constantemente um ruído luminoso de fundo gerado pelo meio ambiente, estrelas, iluminação artificial e outros fatores. Cada intervalo de tempo j contém n_{adc}^{j} contagens²⁶ correspondendo a um período de integração de 100 ns. A média do ruído e as flutuações respectivas são dadas por

$$n_p = \frac{1}{N} \sum_{j=5}^{N} n_{adc}^j$$

е

²⁶A abreviação *adc* é originária do inglês *analog-to-digital converter*; n_j^{adc} é uma medida de tensão dada em volts.

$$\sigma_p^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{j=5}^{N} \left(n_{adc}^j - n_p \right)^2$$

para N = 200 intervalos (ref. [55]). A subtração do pedestal permite o cálculo do número de fótons

$$n_{\gamma}^{j} = \left(n_{adc}^{j} - n_{p}\right)C_{cal},$$

onde C_{cal} é uma constante absoluta de calibração das PMTs utilizadas nos telescópios. Observe que n_p , σ_p e C_{cal} dependem do *pixel* considerado. Quando a razão entre o sinal e o ruído é maximizada, o intervalo de tempo de um pulso real gerado por um chuveiro é considerado como uma janela de 200 ns centrada no pico. Dados os bins correspondentes $N_{inicial}$ e N_{final} , a carga total detectada em um *pixel* será

$$Q = \sum_{j=N_{inicial}}^{N_{final}} n_{\gamma}^{j}.$$
(22)

O desenvolvimento de uma cascata dentro do campo de visão de um telescópio é registrado como um risco luminoso que cruza a câmera. A reconstrução geométrica é baseada na associação de cada fototubo (com sinal) com uma direção na atmosfera, de modo que o plano contendo o eixo do chuveiro e a posição do telescópio seja definido através de uma distribuição χ^2 . Neste plano, os tempos de disparo são usados em um segundo ajuste com o uso de outra distribuição χ^2 , pela qual a posição do eixo do chuveiro é determinada.

Os sinais nas fotomultiplicadoras indicam o desenvolvimento longitudinal de um chuveiro atmosférico e, portanto, estão relacionados ao número de partículas da componente eletromagnética. A integração dessa curva é proporcional à energia do primário. Como discutido na sub-seção 1.3.2, a profundidade atmosférica onde ocorre o valor máximo desse perfil, X_{max} , é uma medida importante que pode estar relacionada à composição química dos raios cósmicos de energia ultra alta se a extrapolação de modelos de interações hadrônicas for válida.

Os triggers associados aos telescópios de fluorescência não serão apresentados aqui. Novamente, uma descrição detalhada de como essas medidas são filtradas podem ser encontradas na referência [55].

2.2.1 Determinação do eixo de um EAS no plano chuveiro-detector

A primeira etapa da reconstrução geométrica de um EAS através dos dados de fluorescência consiste em determinar o plano chuveiro-detector. Isso significa determinar um vetor normal e unitário \hat{n}_{SDP} , que define esse espaço geométrico, onde a sigla SDP refere-se à abreviação do inglês *shower-detector plane*. Dado que o *i*-ésimo *pixel* da câmera aponta para uma direção de observação do céu caracterizada pelo vetor normalizado \hat{n}_i , uma situação ideal resultaria no produto $\hat{n}_i \cdot \hat{n}_{SDP} = 0$ para as PMTs que registraram algum sinal referente ao desenvolvimento longitudinal do chuveiro. Experimentalmente, um plano matemático é ajustado às direções medidas minimizando-se a diferença entre 90° e os ângulos reais entre esses dois vetores através do uso da distribuição²⁷

$$\chi^2 = \sum_i w_i \left[\frac{\pi}{2} - \arccos\left(\hat{n}_{SDP} \cdot \hat{n}_i\right) \right]^2,$$

semelhante ao método empregado no tratamento dos dados do arranjo de superfície. O peso w_i é uma ponderação $Q_i / \sum_i Q_i$ das cargas totais Q_i registradas em cada *pixel*, dadas pela equação (22).



Figura 10: Parâmetros que definem o eixo do chuveiro atmosférico e o ponto de impacto no solo, a partir do plano chuveiro-detector. Imagem da referência [16].

Uma vez obtido o plano chuveiro-detector, a posição do ponto de impacto no solo

²⁷Outra maneira de fazer isso é escrevendo simplesmente $\chi^2 = \sum_i w_i \left(\hat{n}_{SDP} \cdot \hat{n}_i \right)^2$.

e a orientação do eixo da cascata, ambos contidos nessa região, são calculados a partir da informação temporal dos sinais nos *pixels*. A representação geométrica apresentada na figura 10 mostra o ângulo de observação χ_i , em relação à horizontal, vinculada ao tempo esperado de detecção t_i^{eixo} na direção referente à *i*-ésima PMT. Matematicamente, essas quantidades estão relacionadas por

$$t_i^{eixo} = T_0 + \frac{R_p}{c} \tan\left(\frac{\chi_0 - \chi_i}{2}\right), \qquad (23)$$

onde T_0 é o tempo quando ocorre a aproximação máxima R_p do eixo da cascata ao telescópio e χ_0 é o ângulo, no SDP, entre o eixo e a horizontal. Novamente, dados os tempos medidos t_i^{exp} e seus respectivos erros experimentais σ_{t_i} , a função

$$\chi_{FD}^{2} = \sum_{i} \frac{\left(t_{i}^{eixo} - t_{i}^{exp}\right)^{2}}{\sigma_{t_{i}}^{2}}$$
(24)

é minimizada nos parâmetros (χ_0, R_p, T_0) que, assim determinados, caracterizam completamente a posição do eixo do chuveiro. O sinal do argumento da função tangente na equação (23) pode gerar uma degenerescência de quadrantes no plano cartesiano devido à paridade das funções seno e cosseno envolvidas. A degenerescência resultante em χ^2_{FD} pode ser quebrada combinando-se os dados de fluorescência com a informação temporal de uma única estação do arranjo de superfície vinculada ao mesmo evento.

2.2.2 Reconstrução da energia

A teoria que descreve o desenvolvimento longitudinal de um EAS e a fluorescência decorrente da interação da componente eletromagnética com as moléculas de N₂ da atmosfera terrestre foram descritas na sub-seção 1.3.1. Apesar da observação do número total de fótons N_{γ} emitidos ao longo da profundidade atmosférica X ser limitada pela abertura finita dos telescópios, as equações (7) e (8) relacionam essa quantidade ao número de elétrons proposto por Gaisser e Hillas (equação (6), na mesma sub-seção). No Observatório Auger, o ajuste da função $N_e(X)$ aos dados experimentais de fluorescência serve como uma extrapolação que permite o cálculo da energia total de um chuveiro por

$$E_{em} = \int_0^\infty \frac{dE}{dX} dX$$

independentemente de qualquer modelo de interação hadrônica. Esta é simplesmente a energia de fluorescência E_{FD} .

O céu é monitorado constantemente por estações LIDAR²⁸, sendo cada unidade instalada próxima a um olho do observatório, responsáveis pela varredura atmosférica com disparos de *laser* ultravioleta para uma caracterização geral do espaço aéreo durante as noites de observação. Três espelhos parabólicos de 80 cm focam a luz refletida por partículas em suspensão sobre uma PMT, a partir da qual é derivada a distribuição vertical de aerossol. Em casos isolados da detecção de algum EAS com energia altíssima e boa qualidade de reconstrução geométrica na superfície, a varredura é interrompida e um procedimento chamado *shoot the shower*, responsável por disparos apenas dentro do SDP, é realizado a fim de refinar dados atmosféricos relativos à atenuação, aumentando ainda mais a qualidade das medidas feitas através dos telescópios e, conseqüentemente, o resultado da análise híbrida.

2.3 O arranjo de superfície

Cada tanque que compõe o arranjo de superfície do Observatório Auger é instrumentado com três fotomultiplicadoras (no singular, abreviada como PMT^{29}), no topo, apontadas para um volume de água deionizada de 10 m² de superfície por 1.2 m de altura, que registram independentemente fótons de radiação Čerenkov gerados pela passagem de partículas da frente de um EAS.

A energia do pulso de luz que incide sobre a janela de uma PMT é absorvida e re-emitida por um cintilador, a uma freqüência diferente, a fim de provocar emissão fotoelétrica no cátodo; essas partículas são multiplicadas, através da emissão secundária de elétrons, em uma série de dinodos com potenciais elétricos progressivamente maiores em direção ao ânodo. A curva de carga resultante é digitalizada em intervalos de 25 ns por um conversor FADC³⁰ operando em 40 MHz (ref. [58]). A detecção da radiação ocorre tanto diretamente, quanto pela reflexão difusa sobre o revestimento aplicado na parte interna dos tanques, gerando pequenas diferenças entre as curvas das PMTs. Posteriormente, códigos de análise decidem quais filtros serão usados em cada intervalo de tempo para ponderar os sinais digitalizados dos três fototubos e obter a curva final que represetará o sinal total de uma determinada estação.

²⁸Do inglês Light Detection And Ranging.

²⁹Do inglês *photomultiplier tube*.

³⁰Do inglês Flash Analog-to-Digital Converter.

A qualidade da reconstrução direcional do eixo de um chuveiro depende da precisão com a qual os sinais das estações são situados no tempo. Para isso, uma linha-base temporal é estabelecida através do sistema GPS^{31} . Cada tanque é equipado com um receptor comercial que gera um pulso de referência extremamente regular, a cada segundo, com base em informações fornecidas constantemente pelos satélites da rede. O circuito eletrônico empregado nos tanques opera a uma freqüência típica de 100 MHz registrando a leitura de duas chaves: a primeira é disparada pelo pulso de referência de 1 s do GPS, enquanto a segunda é disparada por pulsos que indicam eventos que satisfazem certos limiares (veja a parte dos *triggers* relacionados abaixo). Após a aquisição desses dados, um computador compara os tempos relativos dos sinais das estações sincronizando os pulsos-base dos receptores GPS correspondentes (ref. [59]).



Figura 11: Curvas experimentais da detecção de múons em um tanque. A curva preta refere-se à soma dos sinais registrados por três PMTs, no topo, devido à radiação Čerenkov uniformemente distribuída pelo volume do detector. A curva cinza representa o sinal total medido por cintiladores plásticos de um telescópio de múons alinhado com o eixo do tanque. De acordo com os dados desse experimento, 1 VEM $\approx 10^{-10}$ C $\approx 6.24 \times 10^8 e$. Figura apresentada na referência [60].

Os sinais de múons nos tanques próximos ao centro de um EAS são importantes na

³¹Do inglês Global Positioning System.

estimativa da energia, mas também são essenciais para estabelecer uma reconstrução geométrica precisa do eixo do chuveiro, como será mostrado na sub-seção 2.3.1. A unidade de calibração utilizada para o arranjo de superfície é o Vertical Equivalent Muon, ou VEM, definido pela carga média coletada em um tanque que é completamente atravessado no centro por um único múon de alta energia entrando verticalmente pelo topo. Esse valor não pode ser medido diretamente na estação, mas pode ser estimado indiretamente com precisão através da distribuição de carga produzida por múons que cruzam o detector em todas as direções. Isso foi estudado durante a fase de testes do Projeto Auger, por exemplo, comparando-se medidas de um tanque de referência com um telescópio de múons (ref. [61]). Outro experimento consistiu na montagem de dois cintiladores dispostos axialmente, um acima e outro abaixo do detector (ref. [62]), para separar os sinais e determinar a relação entre eles. Resultados similares foram obtidos e ficou evidente que o sinal VEM, representado pela curva cinza na figura 11, está relacionado ao segundo pico do sinal de fundo. Etchegoyen *et al.* (ref. [60]) partiram da hipótese de que a diferença principal entre múons verticais e omnidirecionais é, essencialmente, a distância atravessada na água, derivando um modelo puramente geométrico que descreve com êxito o sinal VEM detectado simultaneamente por três PMTs. O valor máximo dessa curva, $I_{VEM}^{pico},$ é usado como base para definir um limiar importante na distinção entre sinais aleatórios e de chuveiros reais, como será formalizado em seguida.

Devido à espessura da frente de partículas, o sinal gerado pela passagem da parte central de um EAS por um detector Čerenkov varia no tempo como uma curva de crescimento abrupto que passa por um máximo e decai até zero. Múons que são produzidos com ângulos maiores em relação ao eixo do chuveiro concentram-se em regiões \sim km do centro e, devido à quantidade de atmosfera atravessada, formam uma zona periférica levemente curvada e mais espessa pelo espalhamento temporal das partículas. Esse efeito é refletido nos sinais dos tanques por um comportamento irregular. A figura 12 mostra um exemplo da variação do perfil VEM em relação à distância dos tanques do arranjo de superfície ao centro de um chuveiro. Esse lugar geométrico corresponde à intersecção do eixo de simetria de um EAS com o solo e também representa o ponto de impacto da partícula primária sobre a superfície da Terra caso não houvesse atmosfera.

O termo "estação", já mencionado no texto, é usado para os detectores de radiação Čerenkov do Observatório Auger por serem unidades auto-suficientes equipadas com uma eletrônica que aplica, localmente, as primeiras regras de qualidade nos sinais



Figura 12: Sinal médio das três PMTs de tanques entre 440 m e 1485 m do ponto de impacto do centro de um chuveiro real com energia 5×10^{18} eV. Observe o espalhamento progressivo das partículas da frente em relação ao eixo do EAS. Figura da referência [63].

através de um limiar definido para a coincidência entre as três PMTs. Uma rede de conexão sem fio é usada para a comunicação dos detectores com quatro antenas roteadoras, cada qual localizada em um dos prédios dos detectores de fluorescência do observatório. Dessas posições, todos os dados relevantes são enviados via rádio até o centro de aquisição e processamento chamado *Central Data Acquisition System*, ou simplesmente CDAS, localizado no prédio do observatório em Malargüe. No CDAS, limiares globais são usados para identificar eventos, nome dado a um conjunto de dados relacionados a um único chuveiro extenso.

Limiares são testes condicionais aplicados a um determinado conjunto de dados a fim de definir a qualidade e a confiabilidade das reconstruções que serão baseadas neles. Os dados também podem ser rejeitados durante os testes. No Observatório Auger, a classificação é feita através da abreviação da palavra inglesa *trigger* e uma escala numérica crescente representa o estágio da informação. Os três primeiros *triggers* são locais e, portanto, de baixo nível, enquanto o quarto e o quinto referem-se a condições globais que definem se o conjunto de dados corresponde a um EAS real. Em caso positivo, esse pacote é registrado como um evento real. As características gerais dos *triggers* do arranjo de superfície do Observatório Auger são descritas abaixo.

- T1: Identifica sinais que possam ser relevantes para o procedimento de reconstrução. O teste verifica a coincidência entre as três PMTs de um tanque com sinal acima de um fator predeterminado de I^{pico}_{VEM}.
- **T2**: Seleciona sinais **T1** que possam ser oriundos de chuveiros atmosféricos. Isso é feito através da bandeira ToT, do inglês *Time over Threshold*, em que a carga de um número específico de *bins* temporais deve estar acima de um valor limite, dentro de uma janela de tempo previamente fixada.
- **T3**: Analisa diversas configurações de tanques que passaram pelo nível **T2** para testar se os sinais podem ser resultado da passagem de um único chuveiro. Dada uma estação neste nível, uma janela de tempo é atribuída a ela e tanques com *trigger* dentro desse intervalo são examinados para verificar a possibilidade de correlação espacial.
- T4: Testa geometricamente correlações espaciais na tentativa de reduzir o número de coincidências aleatórias. Este é um procedimento offline que impõe restrições de qualidade (através de T1, T2 e T3) em tanques que constituem os seis primeiros vizinhos à estação que registrou o maior sinal. Uma verificação seme-lhante dos 6n vizinhos dessa rede hexagonal também é feita até n = 4 (ref. [64]). Uma vez que a coincidência espacial é verificada, um critério final de tempo é usado para evitar estações disparadas acidentalmente: dada uma janela de tempo definida, os tempos de disparo devem ser compatíveis com uma frente plana de partículas propagando-se na velocidade da luz. Tanques isolados são removidos.
- T5: Seleciona eventos com uma reconstrução deficiente, tanto em energia, quanto na parte geométrica, causada principalmente pela ausência de sinal em alguns tanques. Essa carência ocorre no caso de estações defeituosas ou quando chuveiros incidem próximo às bordas do arranjo. O *trigger* T5 requer que eventos tenham

o detector com o maior sinal cercado por pelo menos cinco vizinhos em funcionamento, garantindo que a reconstrução geométrica do centro do chuveiro esteja contida contida no interior de um triângulo equilátero formado por três estações funcionais (ref. [65]).

Os triggers possuem outros detalhes que não foram descritos acima, como os tratamentos particulares relacionados a chuveiros inclinados (chuveiros com ângulo zenital $\geq 60^{\circ}$). O fator importante é que essa série de condições garante a qualidade dos eventos detectados e reconstruídos no Observatório Auger, produzindo um conjunto de dados de grande confiabilidade. No nível **T3**, por exemplo, 90% dos eventos selecionados referem-se a chuveiros reais com energia acima de 10¹⁹ eV e, em **T4**, esse valor é 99%.

2.3.1 Reconstrução do eixo de um EAS

Quando um grupo de estações registra seqüencialmente a passagem de uma frente de partículas carregadas, as medidas dos tempos dos sinais nos tanques permitem a reconstrução geométrica da direção de chegada aproximada do raio cósmico primário, no referencial do observatório, através do ajuste de um plano matemático aos dados com o uso de uma distribuição chi-quadrado. Essa situação é esquematizada na figura 13.

Na seção 2.1, o conceito do sistema local de coordenadas cartesianas do Observatório Auger foi introduzido através das transformações

$$(\text{longitude}, \text{latitude}) \rightarrow [(E, E_0), (N, N_0), (A, A_0)] \rightarrow (x, y, z)$$

já que as coordenadas geográficas de cada estação do arranjo de superfície são mapeadas pelo sistema GPS. Evidentemente, as equações (19), (20) e (21) definem a origem do referencial (x, y, z) para as coordenadas UTM $(E = E_0, N = N_0, A = A_0)$. Sendo o sistema do observatório assim definido, a geometria de um EAS permite que a frente de partículas seja descrita por um plano matemático caracterizado por um vetor unitário, de ângulos zenital θ e azimutal φ , dado por

$$\hat{n} = \begin{pmatrix} u \\ v \\ \ell \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix},$$

alinhado ao eixo da cascata, onde $u, v \in \ell$ são os cossenos diretores.



Figura 13: Representação da frente plana de partículas de um chuveiro atmosférico extenso por um plano caracterizado pelo vetor normal \hat{n} . No referencial do observatório, esse vetor é decomposto em função dos ângulos zenital θ e azimutal φ .

Sejam (\vec{r}_B, T_0) a posição e o tempo do ponto de impacto do centro do chuveiro no solo. Dado um conjunto de tanques próximos que registraram algum sinal em algum momento, suponha que k deles satisfaçam todos os triggers de seleção. Se S_i é o valor do sinal integrado na *i*-ésima das k estações, cada qual em uma posição \vec{r}_i do observatório, então a quantidade

$$\vec{r}_B = \frac{\sum S_i \vec{r_i}}{\sum S_i}$$

representa uma estimativa do baricentro do chuveiro. Em uma situação ideal, cada tanque *i* registraria a passagem do plano $f(\vec{r}, t) = 0$ no tempo

$$t_i^{pl} = T_0 - \frac{\hat{n} \cdot (\vec{r_i} - \vec{r_B})}{c}.$$
 (25)

Experimentalmente, o tempo t_i^{exp} é extraído do início da curva de carga da *i*-ésima estação. Supondo que $t_1^{exp}, \dots, t_k^{exp}$ são variáveis aleatórias independentes, distribuídas segundo uma distribuição normal com média t_i^{pl} e variância $\sigma_{t_i}^2$, a comparação entre teoria e experimento é quantificada através da distribuição

$$\chi_{SD}^{2} = \sum_{i=1}^{k} \frac{\left(t_{i}^{exp} - t_{i}^{pl}\right)^{2}}{\sigma_{t_{i}}^{2}}$$
(26)

com k graus de liberdade. Durante a fase de testes do protótipo do Observatório Auger foi sugerido que σ_i tomasse o valor da medida da incerteza experimental em t_i^{exp} (ref. [66]), mas a diversidade de sinais gerados por uma única frente em cada tanque, como mostra a figura 12, levou à proposta de várias parametrizações que consideram o tempo necessário para que o sinal atinja 50% do seu valor integrado total, T_{50}^i (em unidades de ns), assim como o número efetivo de partículas n_i que o produzem (ref. [67]). A forma adotada pelo CDAS é

$$\sigma_{t_i}^2 = C_1 + C_2 \left(\frac{T_{50}^i + C_3}{n_i + 1}\right)^2 \frac{n_i}{n_i + 2},$$

onde C_1 , C_2 e C_3 são constantes encontradas nessa referência.

Escrevendo $w_i = 1/\sigma_{t_i}^2$, o melhor ajuste planar à frente de partículas é obtido através da minimização $\nabla \chi^2_{SD} = 0$ nas variáveis (u, v, ℓ, T_0) segundo a distribuição dada pela equação (26), que resulta em³²

$$\begin{pmatrix} w_i \triangle x_i & w_i \triangle x_i^2 & w_i \triangle x_i \triangle y_i & w_i \triangle x_i \triangle z_i \\ w_i \triangle y_i & w_i \triangle x_i \triangle y_i & w_i \triangle y_i^2 & w_i \triangle y_i \triangle z_i \\ w_i \triangle z_i & w_i \triangle x_i \triangle z_i & w_i \triangle y_i \triangle z_i & w_i \triangle z_i^2 \\ w_i & w_i \triangle x_i & w_i \triangle y_i & w_i \triangle z_i \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} -u/c \\ -v/c \\ -\ell/c \\ T_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} w_i \triangle x_i t_i^{exp} \\ w_i \triangle x_i t_i^{exp} \\ w_i t_i^{exp} \\ w_i t_i^{exp} \end{pmatrix}$$

com $(\Delta x_i, \Delta y_i, \Delta z_i) = (x_i - x_B, y_i - y_B, z_i - z_B) = \vec{r_i} - \vec{r_B}$. A inversão da matriz desse sistema linear leva à determinação de $u, v \in \ell$ (além de T_0), e assim são obtidos os ângulos (φ, θ) da direção de chegada do raio cósmico primário.

Na introdução da seção 2.3, foi comentado que um EAS bem desenvolvido possui uma frente levemente curva. Seja R o raio definido a partir do ponto de primeira interação da radiação cósmica com a atmosfera. A curvatura é inserida na equação (25) como uma correção e os tempos em que essa calota passa por cada estação tomam a forma

$$t_i^{pl} = T_0 - \frac{\hat{n} \cdot (\vec{r_i} - \vec{r_B})}{c} + \frac{\gamma d_i^2}{c}$$

³²Assumindo a notação de Einstein.

onde $\gamma = 1/(2R)$ e

$$d_i = \sqrt{|\vec{r_i} - \vec{r_B}|^2 - [\hat{n} \cdot (\vec{r_i} - \vec{r_B})]^2}$$

é a distância de um tanque *i* ao baricentro no referencial da frente de partículas. Em outras palavras, a projeção de \vec{r}_B na superfície frontal é um ponto que corresponde ao centro do chuveiro, por onde passa o eixo e a partir do qual as distâncias \vec{r}_i projetadas são medidas como d_i . Neste caso, a nova distribuição chi-quadrado obtida a partir da correção de t_i^{pl} deixa de ser linear em $u \in v$ e deve ser minimizada nas variáveis $(u, v, \ell, T_0, \gamma)$.

2.3.2 A função de distribuição lateral

A energia de uma cascata determina a maneira como as partículas se distribuem em torno do eixo do chuveiro. Como já foi discutido na sub-seção 1.3.1, a descrição da densidade relacionada à componente eletromagnética não se aplica à frente muônica. Apesar disso, uma convolução entre a função NKG, dada pela equação (4), e a resposta³³ do arranjo de superfície pode ser considerada, como fizeram Newton *et al.* (ref. [68]) partindo de

$$S(r) = k\left(\beta\right) \left(\frac{r}{r_s}\right)^{-\beta} \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^{-\beta},\tag{27}$$

uma forma que representa a densidade de partículas no solo e, portanto, carrega a parte zenital em $\beta = \beta(\theta)$, para obterem um parâmetro otimizado r_{opt} onde o sinal esperado independe desse parâmetro de declive. Da equação (27), $\partial S/\partial \beta |_{r=r_{opt}} = 0$ implica em

$$\frac{r_{opt}}{r_s} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4 \exp \alpha}}{2},$$

onde $\alpha = d (\ln k) / d\beta$. Simulações de Monte Carlo sugerem que o valor do parâmetro de escala $r_s = 700$ m corresponde a uma cascata iniciada por um primário com energia ~ 10 EeV. Da análise de 1000 chuveiros com ângulo zenital entre 0° e 60° e energia no intervalo $5 < E_{EeV} < 100$, os autores deduzem $r_{opt} = (970 \pm 1)$ m. Como exemplo, a figura 14(a) apresenta uma única reconstrução da distribuição dos sinais de um evento real utilizando 50 valores distintos para o parâmetro de declive β , onde a variação de

³³Além do uso de eventos reais, várias simulações foram realizadas para tratar esse problema. As informações sobre o Observatório Auger foram inseridas nos códigos através da definição do sinal VEM e da geometria e distância característica entre estações na rede do arranjo de superfície.

S é praticamente nula na região $r \approx 1000$ m.



Figura 14: (a) Distribuição espacial dos sinais de um evento real (pontos pretos) sobreposta a 50 curvas referentes a reconstruções usando uma LDF do tipo NKG com valores diferentes de β . A figura menor mostra a linearidade da relação entre β e ln k. Imagem da referência [68]. (b) Curvas de parametrização $\beta = \beta(\theta, E)$, baseadas em eventos reais, segundo a referência [69].

No Observatório Auger, a LDF utilizada hoje é uma variação da equação (27) dada por

$$S(r) = S(r_{ref}) \left(\frac{r}{r_{ref}}\right)^{-\beta} \left(\frac{r+r_s}{r_{ref}+r_s}\right)^{-\beta},$$

que usa a posição de referência $r_{ref} = 1000$ m de modo análogo a r_{opt} . O declive β do sinal esperado é descrito mais precisamente por uma função do ângulo zenital e da energia do chuveiro. Na figura 14(b) são mostradas curvas da parametrização $\beta = \beta(\theta, E)$ baseadas no ajuste de S(r) aos dados de eventos reais com $\theta < 60^{\circ}$ e seis ou mais estações disparadas (ref. [69]). Cada ponto representa uma média dos valores de β em intervalos iguais de (sec $\theta - 1$), calculados em intervalos de energia de log (E/eV) = 0.5 entre 10^{18} eV e $10^{19.5}$ eV. Assumindo o modelo

$$\beta(\theta, E) = a(E) + b(\sec \theta - 1)$$

foi obtido, como resultado, $a(E) = 2.26 + 0.195 \log (E/\text{EeV}) e b = -0.98$.

Dada uma determinada energia, o decréscimo do valor de S(1000) em relação ao ângulo zenital é um efeito geométrico decorrente da atenuação atmosférica a que as partículas de um EAS estão sujeitas. Assumindo um fluxo isotrópico de raios cósmicos primários com energias acima de um limiar E_{lim} , a distribuição da intensidade no elemento de ângulo sólido $d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$ é dada por

$$I(E \ge E_{lim}) = \frac{1}{A_{ef}} \frac{dn(\Omega, E \ge E_{lim})}{d\Omega} = \text{``constante''},$$

onde n = dN/dt é a taxa de eventos e $A_{ef} = A \cos \theta$ é a área efetiva de detecção, sendo A a área do arranjo de superfície. Para um mesmo limiar de energia, isso significa que intervalos iguais na variável $\cos^2 \theta$ possuem a mesma taxa de eventos em um intervalo específico de tempo, equivalente ao número de eventos

$$\frac{\Delta N \left(E \ge E_{lim} \right)}{\Delta \cos^2 \theta} = \text{``constante''}.$$

Esse método define o corte de intensidade constante, ou CIC^{34} (ref. [70]).

Da análise de 839 eventos híbridos com $E_{FD} \ge 3$ EeV, a curva de atenuação para o arranjo de superfície do Observatório Auger foi modelada como um polinômio de segundo grau em $x = \cos^2 \theta - \cos^2 \bar{\theta}$, dado por

$$S(1000)(\theta) = S_{\bar{\theta}} \left(1 + ax + bx^2 \right),$$

tomando o ângulo médio $\bar{\theta} \approx 38^{\circ}$ como referência. Assim, $S_{38^{\circ}}$ é tido como o sinal S(1000) que um EAS teria produzido se seu ângulo zenital de chegada no observatório valesse 38°. Os valores das constantes $a = (0.87 \pm 0.04)$ e $b = (-1.49 \pm 0.20)$ foram deduzidos para $S_{38^{\circ}} = 47$ VEM, correspondendo à energia 9 EeV (ref. [71]). Uma análise interna realizada por membros da Colaboração Auger mostra que S(1000) não varia significantemente com a escolha de parametrizações diferentes para $\beta(\theta, E)$.

2.4 Calibração e a análise híbrida

A característica experimental mais importante envolvida no Projeto Auger é que chuveiros atmosféricos extensos podem ser detectados simultaneamente pelos telescópios de fluorescência e pelo arranjo de superfície de detectores Čerenkov. As duas técnicas são diferentes, independentes e complementares, permitindo que a precisão da reconstrução geométrica seja maior do que a precisão de qualquer um dos detectores separadamente (ref. [72]). Basicamente, isso é efetuado criando-se um vínculo entre as medidas dos detectores através da minimização conjunta

³⁴Do inglês Constant Intensity Cut.

$$\chi^2 = \chi^2_{SD} + \chi^2_{FD},$$

onde as variáveis χ^2_{SD} e χ^2_{FD} são dadas pelas equações (26) e (24), respectivamente. O ajuste geométrico aos dados de fluorescência utiliza a informação do tempo de uma única estação relacionada ao mesmo evento, em geral a estação que possui o maior sinal. Essa precisão geométrica é essencial nos estudos de anisotropia das direções de chegada de raios cósmicos de energia ultra-alta.



Figura 15: Correlação entre a energia de fluorescência E_{FD} e o parâmetro $S_{38^{\circ}}$ para 839 eventos híbridos escolhidos para o ajuste. O evento mais energético possui uma energia aproximada de 75 EeV. Figura retirada da referência [71].

A análise dos eventos híbridos dourados³⁵ mostra que há uma relação entre a energia de fluorescência E_{FD} e o parâmetro $S_{38^{\circ}}$ que pode ser descrita por

$$E_{FD} = 10^A S^B_{38^\circ}.$$
 (28)

Segundo os dados graficados na figura 15, os valores dessas constantes são $A = (1.68 \pm 0.05) \times 10^{17}$ eV e $B = 1.035 \pm 0.009$ (ref. [71]). No estudo do espectro de energia da radiação cósmica, o detector de superfície permite a determinação do parâmetro energético S (1000),

³⁵Eventos cujos dados satisfazem os *triggers* mais rigorosos em ambos os detectores.

enquanto a conversão desse sinal de referência para a energia da partícula primária é estabelecida através do detector de fluorescência, já que os telescópios utilizam uma técnica calorimétrica para a determinação da energia. Assim, as incertezas relacionadas à extrapolação dos modelos de interações hadrônicas, intrínsecas às simulações utilizadas na calibração de S (1000), são evitadas (ref. [72]). A equação (28) representa uma calibração de energia e sua obtenção é um avanço importante na física dos raios cósmicos de energia ulta-alta.

Nos estudos de composição química, acredita-se que a profundidade atmosférica do número máximo de partículas, X_{max} , seja a variável com o maior grau de correlação com a massa da partícula primária. Os dados híbridos têm sido usados na calibração e no cruzamento de informação de vários parâmetros, possivelmente sensíveis à massa, medidos pelo detector de superfície (ref. [72]).

É importante notar que uma fração da energia primária E_0 não pode ser detectada pois ela é transferida para neutrinos e múons de alta energia que atingem o solo. Portanto, a energia calorimétrica E_{cal} deve ser corrigida pelo acréscimo de uma energia faltante. Barbosa *et al.* (2004, ref. [24]) realizaram simulações de Monte Carlo com o código do programa CORSIKA e compararam os resultados obtidos através dos modelos QGSJET e SIBYLL, utilizados na descrição de interações hadrônicas a altas energias. Para ambos os modelos, as correções mais significativas da energia primária foram constatadas na variação do número de massa entre o próton e o ferro com $E_0 = 10^{18}$ eV, resultando em $(E_{cal}^{\rm p} - E_{cal}^{\rm Fe}) / E_0 \approx 5\%$.

2.5 Aquisição de dados e alguns resultados importantes

Uma vez que os valores dos parâmetros (\vec{r}_B, T_0) e $\hat{n} = (u, v, \ell) \equiv (\varphi, \theta)$ de um EAS são determinados, seja através dos dados referentes ao detector de superfície, ao detector de fluorescência ou ambos, uma direção celeste é associada ao raio cósmico primário. Dado o sistema de referência local do observatório, definido na seção 2.1, parte-se do ponto de impacto \vec{r}_B para definir a posição geográfica do baricentro do chuveiro pelas transformações

$$(x_B, y_B, z_B) \rightarrow [(E_B, E_0), (N_B, N_0), (A_B, A_0)] \rightarrow (\text{longitude}, \text{latitude})_B$$
.

Em seguida, a informação temporal T_0 fixa o zênite do observatório na esfera celeste no momento da detecção. Junto aos cossenos diretores, transformações paramétricas entre sistemas de coordenadas esféricas, simbolizadas como

$$(\text{longitude}, \text{latitude})_B + T_0 + (\varphi, \theta) \rightarrow (\alpha, \delta)$$

permitem definir valores de ascensão reta α e declinação δ aos eventos. Essas coordenadas angulares celestes representam as coordenadas direcionais do evento no sistema equatorial. Eventualmente, dependendo do tipo de análise, a transformação direta em coordenadas galácticas (α, δ) \rightarrow (l, b) é utilizada.

A latitude geográfica de referência para a região central do Observatório Auger é tomada aproximadamente como -35.25° , significando que a direção normal do observatório, no sistema de coordenadas equatoriais, possui esse mesmo valor numérico em declinação. Durante um período de rotação da Terra, o céu é varrido continuamente por todo o intervalo de valores da ascensão reta. O campo de varredura do observatório é definido como um cone com semi-ângulo de abertura 60° em relação à $\delta = -35.65^{\circ}$; alguns estudos consideram aberturas maiores de modo a maximizar a exposição do observatório.

A figura 16(a) mostra a representação gráfica da forma analítica da exposição relativa normalizada do Observatório Auger, calculada a partir da direção vertical do referencial local. Note que o campo de visão é limitado pela declinação $(-35.25^{\circ} + 60^{\circ}) =$ 24.75°, ou seja, o ângulo a partir do qual a exposição é nula, delimitando a região do céu que não é observada. Para comparação, a exposição também é graficada para os semi-ângulos de abertura 70° e 80° do cone que representa o campo de varredura do observatório. Próximo da declinação -90° existe uma região que é sempre vista e que aparece como um salto na curva do gráfico; em coordenadas galácticas, $(l,b) \approx$ $(-57.07^{\circ}, -27.13^{\circ})$ corresponde à direção onde a exposição do observatório é máxima. Na direção do centro da Via Láctea, que é de grande interesse de estudo pela Colaboração Auger, o valor da exposição relativa normalizada é ≈ 0.57 .

Várias linhas de pesquisa da colaboração dedicam-se à física dos raios cósmicos de energia ultra-alta com base nas medidas de fluorescência realizadas no Observatório Auger. Para isso, é absolutamente necessário que os dados obedeçam aos critérios de seleção após a aquisição e que a informação atmosférica local na data em questão seja bem conhecida. O exemplo de um único EAS visto por três câmeras do olho de Coihueco é apresentado na figura 17(a), onde a região em torno da posição de X_{max}



Figura 16: (a) Função de exposição relativa do Observatório Auger. As faixas indicadas pelas tonalidades de azul representam intervalos de 15°. O eixo das ordenadas é representado em coordenadas arbitrárias e todas as curvas aparecem normalizadas em relação ao valor máximo da função. (b) Exposição relativa do Observatório Auger em coordenadas galácticas. As regiões ressaltadas equivalem às faixas angulares apresentadas na figura (a). O círculo tracejado em torno da origem possui um raio de ~ 25.2° na projeção de Aitoff e representa o bojo da Via Láctea, como observado a partir da posição da Terra.

(ponto vermelho) foi observada completamente dentro do campo de visão de um dos telescópios. Além disso, a proximidade do eixo do chuveiro e do ponto de impacto em relação ao prédio do detectores de fluorescência gera a espessura apresentada na imagem devido à intensidade da luz detectada. Como resultado, a função de deposição da energia na atmosfera é muito bem ajustada aos dados, como mostra a figura 17(b). Da reconstrução energética, é obtido $(3.6 \pm 0.2) \times 10^{19}$ eV para esse evento.

Atualmente, a composição elementar primária nas energias acima de 10^{18} eV é desconhecida. Durante muitos anos, essa área de pesquisa careceu de medidas precisas ou dentro dos limites de eficiência de detecção dos experimentos. Com os dados de fluorescência coletados no Observatório Auger, essa composição química passou a ser inferida com base em diversas hipóteses no que diz respeito à extrapolação de modelos de interações hadrônicas. Os dados são analisados segundo a descrição dada na sub-seção 1.3.2, ou seja, através da relação existente entre a profundidade atmosférica média dos EAS, calculada a partir dos perfis de desenvolvimento longitudinal, e os intervalos de energia equivalentes. Para esse estudo, em particular, o rigor quanto aos critérios de qualidade discutidos neste capítulo é utilizado em sua totalidade. Apenas eventos híbridos são considerados, de modo que a detecção da fluorescência deve ter ao menos uma estação do arranjo de superfície em coincidência para prover a informação temporal no nível do solo. O evento exemplificado acima é um desses casos. *Triggers* adicionais para eventos híbridos também são considerados.

A Colaboração Auger publicou, em 2010 (ref. [73]), a primeira análise nesses termos com um conjunto de dados referentes a pouco mais do que quatro anos de aquisição. Foi constatado que a relação entre $\langle X_{max} \rangle$ e a energia é melhor descrita por duas taxas de elongação constantes na região $\geq 10^{18}$ eV, sendo a quebra localizada aproximadamente na energia 2×10^{18} eV (veja a equação (17) na sub-seção 1.3.2). Os autores discutem que se as propriedades das interações hadrônicas não variam significantemente dentro de duas ordens de magnitude na energia primária, essa alteração de comportamento implicaria em uma mudança da dependência energética da composição química sobre o tornozelo, reforçando a hipótese de uma transição de raios cósmicos da Via Láctea para radiação extragaláctica. A figura 18(a) mostra esse mesmo efeito com base em medidas mais recentes realizadas no Observatório Auger.

A aparente quebra da variação de $\langle X_{max} \rangle$ sobre a energia equivalente à região do tornozelo no espectro da radiação cósmica implica na tendência de que elementos químicos pesados sejam associados aos primários acima de 10¹⁹ eV, como mostrado na figura 18(b). Notavelmente, um estudo publicado em 2007 (ref. [75]) previa que a



Figura 17: (a) O evento 1542115, como visto por três câmeras do olho de Coihueco. As cores representam a informação temporal de chegada da luz às PMTs, enquanto o ponto vermelho assinala a posição onde ocorreu o X_{max} . A energia reconstruída é $(3.6 \pm 0.2) \times 10^{19}$ eV. Figura de comunicação interna da colaboração a respeito do *draft* da publicação referida em [73]. (b) Perfil de distribuição longitudinal de Gaisser-Hillas ajustado aos dados de fluorescência do evento 1542115. Gráfico apresentado na referência[74].

observação desse efeito é compatível com um cenário em que a composição química nas fontes é mista (H, He, elementos do ciclo CNO, Si e Fe) e com abundâncias similares aos dos raios cósmicos de baixa energia, ou seja, das partículas criadas e aceleradas dentro da Via Láctea.



Figura 18: (a) $\langle X_{max} \rangle$ e (b) RMS (X_{max}) como função da energia. As previsões para primários compostos por prótons (linhas vermelhas) e núcleos de ferro (linhas azuis) são baseadas na extrapolação de vários modelos de interações hadrônicas. O número de eventos em cada intervalo de energia é indicado abaixo dos pontos e as incertezas sistemáticas são representadas pela banda cinza. Figura da referência [29].

Eventos detectados apenas pelo arranjo de superfície são utilizados em análises que envolvem tratamentos estatísticos relacionados às direções de chegada dos raios cósmicos, devido ao fato dos dados gerados por esse tipo de detector possuírem boa resolução temporal, resultando em parâmetros espaciais reconstruídos com precisão. Como as estações operam 100% do tempo, a amostra de eventos, mesmo depois de filtrada através dos *triggers*, compreende uma quantidade consideravelmente maior de eventos em relação ao número de híbridos. Na Colaboração Auger, essas informações são registradas em um banco de dados chamado Herald, onde cada evento, acompanhado pelos seus parâmetros de reconstrução, é inserido em uma lista ordenada pela data de detecção.

3 Campos magnéticos em plasmas astrofísicos

3.1 Escalas galácticas

A unidade de comprimento parsec (pc), do inglês *parallax of one second*, é definida como a distância em que uma unidade astronômica (UA, raio médio da órbita terrestre) subtende o ângulo equivalente a uma unidade de segundo de arco, ou

$$1 \text{ pc} = \frac{1 \text{ UA}}{2} \times \left[\tan\left(\frac{1 \text{ arcsec}}{2}\right) \right]^{-1} \approx 3.26 \text{ anos-luz}.$$

Além desta escala ser conveniente para medidas de paralaxe, a maior estrutura da Via Láctea, o disco galáctico, possui um raio aproximado 20 kpc, sendo 4 kpc o raio da parte esférica central chamada bojo. O Sistema Solar está localizado a 8.5 kpc do núcleo maciço que representa o centro da galáxia. Portanto, a escala usada para distâncias galácticas é o quiloparsec (kpc). Entre galáxias comuns³⁶, as distâncias são tipicamente unidades ou dezenas de megaparsecs (Mpc). Como exemplo, a galáxia M87, próxima ao centro do Aglomerado de Virgem, localiza-se a 16.75 Mpc do Sol.

Escalas cosmológicas de tempo³⁷ são da ordem de giga-anos (Ga). O análogo temporal para qualquer dinâmica dentro de uma galáxia com dimensões próximas às da Via Láctea é o quilo-ano (ka), já que a velocidade da luz pode ser escrita como

$$c \approx 0.306 \frac{\text{kpc}}{\text{ka}}.$$

O Projeto Auger é dedicado a caracterizar raios cósmicos de energia ultra-alta, que compreende a região $\gtrsim 1 \text{ EeV} \approx 0.16 \text{ J}$. Como parte dessa radiação é provida de carga elétrica, ela está sujeita à ação dos campos magnéticos que permeiam o plasma da Via Láctea e cujas intensidades são da ordem de microgauss (μ G) na região do disco.

Um parâmetro estimador dessa interação é o raio de Larmor, que nas escalas discutidas acima toma a forma

 $^{^{36}}$ Tomando a posição do Sol como referência, a Grande Nuvem de Magalhães é uma galáxia irregular a (50.4 ± 1.3) kpc (ref. [76]), enquanto Cão Maior é uma galáxia anã cuja região mais densa está localizada a (7.9 ± 0.3) kpc e ~ 8° em relação ao plano galáctico (ref. [77]), ou seja, ela está em colisão com a Via Láctea.

 $^{^{37}}$ O ano é uma unidade de tempo que não é mencionada no Sistema Internacional de Unidades. A U.S. Metric Association recomenda o uso do símbolo a, originário do latim annus (2008, ref. [78]). Os prefixos kilo, mega e giga são usados comumente com o símbolo do ano, em geologia, para formar os múltiplos ka, Ma e Ga. O símbolo yr, do inglês year, também é encontrado amplamente na literatura.

$$r_{\rm kpc} \approx 1.081 \, \frac{E_{\rm EeV}}{ZB_{\mu \rm G}} \sin \alpha,$$
(29)

sendo α o ângulo entre os vetores velocidade da partícula e campo magnético, conhecido como ângulo de passo. Para o caso de núcleos, Z é o número atômico da partícula. Já a força de Lorentz, que permite derivar o movimento da carga, fica escrita como

$$d\vec{v}_{\rm kpc/ka} \approx 0.284 \, \frac{Z}{E_{\rm EeV}} \left(\vec{v} \times \vec{B}_{\mu \rm G} \right) dt_{\rm ka}. \tag{30}$$

Na notação adotada nesta tese, assim como na maioria da literatura astrofísica, uma variável V é representada em unidades de "un" como

$$V_{\rm un} \equiv \left(rac{V}{1 \ {\rm un}}
ight).$$

As constantes que aparecem nas equações (29) e (30) indicam que o campo magnético da Via Láctea tem uma influência considerável sobre o movimento dos raios cósmicos de energia ultra-alta na escala de comprimento da galáxia e é essencial na determinação de suas trajetórias até a Terra. As fontes dos valores apresentados nesta seção serão referenciadas ao longo do texto.

3.2 O teorema do virial

Um sistema mecânico de N corpos, onde a k-ésima partícula está localizada na posição \vec{r}_k sob ação da força resultante \vec{F}_k , é descrito em função de sua energia cinética e momento de inércia totais K e I, respectivamente, por

$$\frac{1}{2}\frac{d^2I}{dt^2} = 2K + \sum_{k=1}^{N} \vec{F_k} \cdot \vec{r_k}.$$
(31)

Se o sistema é ligado e estacionário, I é limitado e a média temporal da equação (31) resulta no que é conhecido como teorema do virial

$$2\langle K\rangle + \sum_{k=1}^{N} \left\langle \vec{F}_k \cdot \vec{r}_k \right\rangle = 0, \qquad (32)$$
aplicado na astrofísica pela primeira vez por Zwicky (1937, ref. [79]) para o cálculo da massa do Aglomerado de Coma³⁸, com o resultado de um excesso ~ 530 vezes o valor da massa obtido através de medidas de luminosidade, sugerindo a existência de uma matéria supostamente escura.

Na equação (32), o fato do termo na somatória ter dimensão do produto entre pressão e volume passou a ser explorado em astrofísica na análise de problemas em que pressões de naturezas diferentes possuem mesma ordem de grandeza. Como será mencionado mais tarde, Chandrasekhar e Fermi (1953, ref. [80]) escreveram o teorema da equipartição

$$2\langle K \rangle + 3(\gamma - 1) \langle \mathfrak{U} \rangle + \langle \mathfrak{M} \rangle + \langle U_g \rangle = 0$$

para a Via Láctea, relacionando as energias cinética das estrelas, térmica de gases moleculares (sendo γ a razão entre os calores específicos), magnética e potencial gravitacional, permitindo que estimassem a intensidade do campo magnético local como sendo 6 μ G (ref. [81]). Um valor atual, proveniente da análise de radiação síncrotron, é (6 ± 2) μ G (ref. [82]). O método de polarização da luz para determinação de campos magnéticos na galáxia também será discutido mais adiante.

3.3 Observação direcional de campos magnéticos

O termo "plasma" foi cunhado por um funcionário da *General Electric* chamado Langmuir³⁹, em 1927, para se referir a um gás ionizado. Investigando arcos de descarga em gases constituídos por uma espécie $a (\equiv p, e, i$ no caso de prótons, elétrons ou íons), ele descobriu movimentos oscilatórios relacionados a uma freqüência natural

$$\omega_{p,a} = \sqrt{\frac{Z_a^2 \, e^2 \, n_a}{\varepsilon_0 \, m_a}} \tag{33}$$

para cargas $q_a = Z_a e$ com massa m_a e densidade de número n_a (ref. [83]). Se o gás for formado por várias espécies de partículas carregadas, então a freqüência do plasma é dada por

 $[\]overline{{}^{38}$ Zwicky usou o teorema do virial na forma $2\langle K \rangle + \langle U_g \rangle = 0$, onde U_g é a energia potencial gravitacional.

³⁹Em 1932, Langmuir ganhou o Prêmio Nobel de Química pelo estudo de reações químicas em interfaces.

$$\omega_p = \sqrt{\sum_a \omega_{p,a}^2}.$$

Assim como em um meio dielétrico, os campos de uma onda eletromagnética caracterizada por (ω, \vec{k}) são alterados ao longo da propagação através desse tipo de fluido. No regime não-relativístico, a abordagem de Vlasov (1938, ref. [84]) usa uma função de distribuição maxwelliana de velocidades das partículas para calcular o tensor resposta $K_{ij}(\omega, \vec{k})$ de um gás ionizado térmico sem magnetização, diretamente relacionado aos tensores de permissividade e condutividade de um meio. Definindo o vetor unitário $\vec{\kappa} = \vec{k}/k$, a forma

$$K_{ij}\left(\omega,\vec{k}\right) = K_{ij}^{L}\left(\omega,\vec{k}\right)\kappa_{i}\kappa_{j} + K_{ij}^{T}\left(\omega,\vec{k}\right)\left(\delta_{ij}-\kappa_{i}\kappa_{j}\right)$$
(34)

é escrita para um meio isotrópico com a separação entre as partes longitudinal e transversa (ref. [85]). Ondas eletromagnéticas que se propagam por um plasma com amortecimento desprezível são descritas pela equação de onda

$$\Lambda_{ij}\left(\omega,\vec{k}\right)E_{j}\left(\omega,\vec{k}\right)=0,\tag{35}$$

onde $E_j\left(\omega,\vec{k}\right)$ é a *j*-ésima componente do campo elétrico e

$$\Lambda_{ij}\left(\omega,\vec{k}\right) = \frac{c^2k^2}{\omega^2}\left(\kappa_i\kappa_j - \delta_{ij}\right) + K_{ij}\left(\omega,\vec{k}\right)$$

é o operador de Maxwell. A condição para que as soluções da equação (35) existam é obtida através do determinante

$$\Lambda\left(\omega,\vec{k}\right)=0,$$

que passou a ser conhecido como **equação de dispersão**. Cada uma das duas soluções está relacionada às partes separadas que compõem $K_{ij}\left(\omega, \vec{k}\right)$ na equação (34). Em particular, a solução que contém a componente transversa do tensor resposta define o índice de refração

$$N^2 = \Re \left[K^T \left(\omega, \vec{k} \right) \right],$$

que pode ser reescrito como

$$N^{2} = 1 - \sum_{a} \frac{\omega_{p,a}^{2}}{\omega^{2}}.$$
 (36)

Portanto, na propagação por um meio gasoso parcialmente ionizado, a velocidade de grupo de um pulso de radiação eletromagnética, $v_g = c N$, é uma função da freqüência da onda, com o índice de refração $N = N(\omega)$ dado pela equação (36). Mesmo que $\omega \gg \omega_p$, a redução dessa velocidade causa uma dispersão significativa no sinal ao longo do percurso por distâncias grandes (ref. [86]). Dada uma fonte de radiação na posição **a** e um observador localizado em **b**, a diferença no tempo de propagação de duas ondas com freqüências $\omega \in \omega + \delta \omega$, na linha de visão s, é

$$\delta t = \frac{1}{c} \frac{\delta \omega}{\omega^3} \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} ds \sum_{a} \omega_{p,a}^2.$$
(37)

Considerando a equação (33) para um plasma formado por prótons e elétrons com $n_{\rm p} \sim n_e$,

$$\sum_{a=\mathrm{p},e} \omega_{p,a}^2 \approx \left(1 + \frac{m_e}{m_\mathrm{p}}\right) \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} n_e \tag{38}$$

varia apenas com n_e , que é uma função com dependência espacial. Com a aproximação $m_e \ll m_p$, a dispersão do sinal em relação ao tempo, a partir da equação (37), passa a ser escrita como

$$\frac{\delta\omega}{\delta t} = \frac{\varepsilon_0 m_e c}{e^2} \frac{\omega^3}{MD},\tag{39}$$

onde a quantidade

$$MD = \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} ds \, n_e \left(s \right)$$

é chamada medida de dispersão.

No caso de um plasma não-relativístico magnetizado, a interação entre ondas e partículas é afetada pelo movimento orbital que as cargas descrevem em torno das linhas do campo magnético $B = \left| \vec{B} \right|$. Para uma espécie a, a freqüência de giro é dada por

$$\Omega_a = \frac{Z_a eB}{m_a}.$$

Em um gás ionizado composto por elétrons e prótons, o fato de $m_e \ll m_p$ implica em $\Omega_e \gg \Omega_p$. Assim, prótons serão menos perturbados por ondas eletromagnéticas com $\omega \gg \Omega_p$ em relação aos elétrons e a dinâmica do plasma é inteiramente determinada através de um tensor resposta com elementos dependentes de Ω_e . O importante agora é que existem termos não-diagonais na representação de $K_{ij}\left(\omega, \vec{k}\right)$ por uma matriz 3×3 , além dela não ser simétrica. Quando o determinante do operador de Maxwell é anulado, a relação de dispersão resultante envolve uma forma biquadrática em N cujas soluções estão diretamente ligadas aos sentidos de polarização levógira (E) e dextrógira (D) da onda. Hartree (1931, ref. [87]) e Appleton (1932, ref. [88]) desenvolveram essa descrição no estudo da propagação de ondas de rádio pela ionosfera, obtendo os índices de refração

$$N_{E}^{2} = 1 - \left(1 \pm \frac{\Omega_{e}}{\omega} \cos\theta\right)^{-1} \sum_{a=p,e} \frac{\omega_{p,a}^{2}}{\omega^{2}},\tag{40}$$

onde θ é o ângulo entre o vetor de onda e o campo magnético local (ref. [86]). A função $\cos \theta$ provém da interação indireta dessas quantidades relacionadas através do vetor de polarização. Observe que a expressão (40) recai na equação (36) no limite $\Omega_e \to 0$, ou seja, na ausência de um campo magnético.

Quando uma onda monocromática percorre um plasma magnetizado, sua polarização linear pode ser vista como a sobreposição de duas ondas polarizadas circularmente, com amplitudes iguais e fases associadas a sentidos opostos de rotação. Segundo a equação (40), cada componente é refratada com uma magnitude diferente e o plano do campo elétrico resultante roda ao longo da propagação da onda. Sobre a linha de visão de um observador, uma fase pode ser escrita como

$$\vec{k} \cdot (\vec{r_{\mathbf{b}}} - \vec{r_{\mathbf{a}}}) - \omega t = \omega \left(\frac{ks}{\omega} - t\right) = \omega \left(\frac{Ns}{c} - t\right)$$

e o elemento do ângulo de rotação do plano, dada uma distância percorrida ds, será

$$d\phi = \frac{1}{2}\,\omega\left(N_E - N_D\right)\frac{ds}{c}$$

Como considerado anteriormente, seja $n_{\rm p} \sim n_e$ para um plasma que é percorrido por uma onda eletromagnética com freqüência suficientemente alta de modo que $\omega \gg \Omega_e$. Dadas essas condições e $m_e \ll m_p$ na forma (38), os índices de refração são aproximados por

$$N_E_D \approx 1 - \frac{1}{2} \left(1 \mp \frac{\Omega_e}{\omega} \cos \theta \right) \frac{e^2}{\varepsilon_0 m_e} \frac{n_e}{\omega^2}$$

e assim

$$d\phi = \frac{e^3}{4\pi\varepsilon_0 m_e^2 c} \frac{n_e}{\omega^2} B\cos\theta ds.$$

Portanto, a observação de radiação eletromagnética com freqüência ω deve considerar um ângulo de rotação da polarização na passagem por um plasma astrofísico localizado na mesma direção, dado por

$$\phi = \frac{MR}{\omega^2}$$

em relação à posição angular em que esse plano é detectado. Este efeito recebe o nome de **rotação de Faraday**. O parâmetro

$$MR = \frac{e^3}{4\pi\varepsilon_0 m_e^2 c} \int_{\mathbf{a}}^{\mathbf{b}} ds \, n_e\left(s\right) B_{\parallel}\left(s\right) \tag{41}$$

é chamado **medida de rotação** e $B_{\parallel}(s) = B(s) \cos \theta$ é a magnitude da projeção do campo magnético médio que permeia o plasma sobre a linha de visão entre o observador e a fonte.

A freqüência do plasma na aproximação (38) é estimada como

$$\left(\frac{\omega_p}{\mathrm{Hz}}\right)^2 = \sum_{a=\mathrm{p},e} \left(\frac{\omega_{p,a}}{\mathrm{Hz}}\right)^2 \sim 3.2 \times 10^9 \left(\frac{n_e}{\mathrm{cm}^3}\right),$$

a partir da qual Schlickeiser (ref. [86]) nota que, na região ótica ($\omega \approx 10^{15}$ Hz), a dispersão não seria um efeito mensurável, enquanto para ondas de rádio ($\omega \approx 10^{19}$ Hz) produziria um efeito observável. Além disso, já foi mencionado que campos magnéticos na Via Láctea, por exemplo, são da ordem de alguns microgauss. Em um plasma galáctico, portanto, elétrons teriam freqüência angular

$$\left(\frac{\Omega_e}{\mathrm{Hz}}\right) \approx 17.6 B_{\mu\mathrm{G}}$$

satisfazendo $\omega \gg \Omega_e$ para a região de radiofreqüência. Observe também que essa desigualdade aproxima os índices de refração dados pelas equações (40) e (36) mesmo que Ω_e seja diferente de zero, tornando possível quantificar concomitantemente as medidas de dispersão e de rotação. Juntas, as medidas de rotação e dispersão compõem o método atual para a determinação da intensidade e direção de campos magnéticos com uma certa regularidade em plasmas relacionados a galáxias, sob a hipótese de que B_{\parallel} , como deduzida na posição da Terra, seja a componente mais expressiva de B. Fixando-se a direção de uma fonte de radiação eletromagnética cuja distância e espectro são conhecidos, isso é feito a partir da obtenção da coluna de densidade de elétrons térmicos na linha de visão, $n_e(s)$, através de quanto uma freqüência particular de um pulso é desviada (veja equação (39)). Para esse mesmo pulso, a diferença angular entre as orientações do plano de polarização na fonte e na Terra, à mesma freqüência, resulta na avaliação da integral na equação (41) e, por fim, na caracterização do campo magnético médio no plasma. A direção do campo é ambígua por $\pm m\pi$, onde m é um inteiro.



Figura 19: Distribuição de elétrons livres na Via Láctea segundo medidas de dispersão. A posição do centro galáctico marca o centro do sistema de referência. O quadrado preto, ao lado esquerdo da representação usual do Sistema Solar, é a Nebulosa de Gum. Figura publicada na referência [89].

Evidentemente, um bom conhecimento de tais fontes é absolutamente necessário



Figura 20: Distribuição de medidas de rotação de 374 pulsares com latitude galáctica $|b| < 8^{\circ}$, projetadas no plano da Via Láctea. As cruzes e os círculos referem-se a MR > 0 e MR < 0, respectivamente. Os braços espirais de matéria são representados pelas linhas pontilhadas e os vetores vermelhos são uma estimativa do sentido do campo magnético em cada região. Figura retirada da referência [90].

para essa tarefa. A solução são estrelas de nêutrons conhecidas como pulsares, cuja associação entre período de rotação, raio equatorial e geometria do campo magnético produz radiação síncrotron, através de elétrons, colimada nas direções dos pólos magnéticos. Se o eixo de rotação da estrela não coincide com o eixo do dipolo magnético, o que é comum, essa luz é observada como pulsos caso a Terra esteja localizada no caminho por onde os cones de emissão varrem o espaço. A polarização $\hat{\mathbf{e}}$ dessa radiação é bem estabelecida pelos potenciais de Liénard-Wiechert: se $\hat{n} = (\vec{r_b} - \vec{r_a}) / |\vec{r_b} - \vec{r_a}|$ é um vetor unitário que representa a linha de visão entre o observador e a fonte, então

$$\hat{\mathbf{e}} \propto \hat{n} \times \left(\hat{n} \times \frac{d\vec{\beta}}{dt} \right)$$

para as partículas que espiralam em torno das linhas do campo magnético da estrela com velocidade $\vec{v} = \vec{\beta}c$, emitindo luz (ref. [17]). Pulsares também possuem uma distribuição espacial fortemente correlacionada com o disco da Via Láctea, sendo a densidade super-

ficial de número dessas estrelas uma função inversa da exponencial do raio da galáxia (ref. [91]). Através de dados observacionais de pulsares, Taylor e Cordes (ref. [89]) mapearam a distribuição de elétrons que compõem o plasma galáctico utilizando medidas de dispersão e o padrão dos braços em forma espiral apareceu em concordância com o modelo de Georgelin e Georgelin (ref. [92]). O resultado é apresentado graficamente na figura 19. Nas regiões onde a densidade atinge valores máximos, $n_e \approx 0.18 \text{ cm}^{-3}$ em um braço e $n_e \approx 0.25 \text{ cm}^{-3}$ próximo ao centro da Nebulosa de Gum. Apesar da proximidade da nebulosa, $n_e \approx 0.019 \text{ cm}^{-3}$ na posição do Sistema Solar.

Na estimativa $\langle B_{\parallel} \rangle = MR/MD$, tanto a medida de dispersão, quanto a medida de rotação são integrais e carregam informações de várias nuvens de plasma atravessadas dependendo da distância do pulsar cujo sinal é escolhido para análise. Para a determinação das distribuições de grande escala na galáxia, a densidade de elétrons livres é mais direta porque ela pode se basear na distribuição de matéria luminosa (seja esta emissora de raios-X ou em outra faixa de comprimento de onda). De fato, isso é exatamente o observado na comparação entre os resultados de medidas de dispersão e, por exemplo, da detecção de ondas de rádio geradas pela transição hiperfina do hidrogênio neutro. Cada freqüência revela a densidade de matéria a uma distância da Terra. Porém, o campo magnético da Via Láctea não está associado ao plasma em si, mas aos movimentos turbulentos intrínsecos a esse gás, sem correlação alguma com a distribuição de matéria. Na ausência de uma diretriz, a medida de rotação deve se fundar na radiação dos pulsares inicialmente localizados próximo à Terra e progressivamente mais afastados. A coerência na variação de MR com a distância é usada para ditar o sentido do campo magnético local e as primeiras reversões na direção de uma área específica do céu, até que essa medida seja completamente perdida após o cruzamento de um certo número de regiões de concentração de plasma. A figura 20 mostra um exemplo de análise da rotação de Faraday em torno do Sistema Solar. Beck et al. (1996, ref. [93]) advertem que a confiabilidade de $\vec{B}(\vec{r})$, inferido dessa maneira, depende da observação de pulsares a (2-3) kpc do Sol, ou então de fontes de rádio extragalácticas com latitude galáctica grande, de modo a limitar regiões remotas onde o campo é desconhecido.

3.4 A magnetohidrodinâmica

Em 1942, Alfvén (ref. [94]) usou a força de Lorentz e as leis de Ohm e de Ampère para combinar as equações do eletromagnetismo e da hidrodinâmica com o objetivo de estudar as forças mecânicas que agem sobre um fluido condutor que se desloca com velocidade \vec{v} por um campo magnético \vec{B} . No sistema de referência que se move com um fluido de condutividade elétrica σ , o campo elétrico total é proporcional à densidade de corrente \vec{J} e é dado por

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = \vec{E}_{total} = \frac{\vec{J}}{\sigma},\tag{42}$$

onde \vec{E} é o campo elétrico no fluido em repouso. Essa idéia resultou na equação de indução

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{B} \right) + \eta \nabla^2 \vec{B},\tag{43}$$

que possui um termo explicitamente relacionado à difusividade magnética $\eta = 1/(\mu\sigma)$, onde μ é a permeabilidade magnética do meio. Considere l_0 e v_0 escalas de comprimento e velocidade, respectivamente. A razão entre o primeiro e o segundo termos no lado direito da igualdade (43) é, em ordem de grandeza, proporcional ao número magnético de Reynolds⁴⁰

$$R_m = \frac{l_0 v_0}{\eta},\tag{44}$$

uma estimativa do efeito de advecção magnética em comparação com a difusão magnética. Na astrofísica, praticamente todos os gases do universo possuem um grau de ionização alto, ou seja, são plasmas, de modo que suas condutividades elétricas $\sigma \to \infty$. Esse efeito reduz a difusividade magnética a $\eta \approx 0$, implicando em $R_m \gg 1$. Como exemplo, Priest (ref. [95]) estima que o campo magnético do Sol deve se difundir em uma escala de tempo $\tau_d = l_0^2/\eta \sim 10^{10}$ anos, comparável à idade do universo $(13.69 \pm 0.13) \times 10^9$ anos (2008, ref. [42]). Na escala de comprimento das estruturas da Via Láctea, esse tempo é ainda maior.

A primeira conseqüência importante do número magnético de Reynolds ser $\gg 1$ é que o campo elétrico total é nulo nesses gases, reduzindo a equação (42) a

$$\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B} = 0. \tag{45}$$

Assim, apenas o campo magnético é considerado no tratamento de plasmas astrofísicos. Em segundo lugar, $\eta \approx 0$ reduz a equação (43) à forma

 $^{^{40}{\}rm Esta}$ quantidade é adimensional.

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{B} \right). \tag{46}$$

Considerando novamente um fluido condutor que se desloca com velocidade \vec{v} por um campo magnético \vec{B} , seja uma curva C, delimitando o contorno de uma superfície S, no sistema de referência que se move junto com o plasma. Dado um intervalo de tempo dt, um elemento $d\vec{\ell}$ de C percorre um elemento de área $\vec{v}dt \times d\vec{\ell}$. A taxa de variação total do fluxo magnético através do contorno C é escrita nas componentes

$$\frac{d}{dt}\iint_{\mathcal{S}}\vec{B}\cdot d\vec{S} = \iint_{\mathcal{S}}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\cdot d\vec{S} + \oint_{\mathcal{C}}\vec{B}\cdot \left(\vec{v}\times d\vec{\ell}\right).$$

Usando a relação $\vec{B} \cdot (\vec{v} \times d\vec{\ell}) = (-\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{\ell}$ juntamente com o teorema de Stokes, essa equação é reescrita na forma

$$\frac{d}{dt} \iint\limits_{\mathcal{S}} \vec{B} \cdot d\vec{S} = \iint\limits_{\mathcal{S}} \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{B} \right) \right] \cdot d\vec{S}.$$

Observe, porém, que a substituição da equação (46) na fórmula acima resulta em

$$\frac{d}{dt}\iint\limits_{\mathcal{S}}\vec{B}\cdot d\vec{S} = 0,$$

descrevendo o que é chamado de **congelamento do fluxo magnético** no plasma (ref. [96]). Isso significa que as linhas de campo magnético em um determinado elemento de volume finito do fluido permanecem presas à matéria, seu número é conservado e elas são transportadas com ele. Esse efeito também é conhecido como teorema de Alfvén. As escalas de comprimento astrofísicas l_0 garantem que o campo não se difunde e componentes de pressão e tensão magnéticas passam a ter uma contribuição importante no teorema do virial, com a mesma ordem de grandeza dos termos gravitacional e cinético.

3.5 Eletrodinâmica de campos médios

A investigação de como campos magnéticos galácticos e estelares evoluem no tempo teve origem com a observação de que o campo externo da Terra, dipolar, possui um decaimento muito menor do que a taxa prevista através de perdas ôhmicas no núcleo condutor do planeta, indicando que ele deve ser constantemente regenerado. Por outro lado, a natureza líquida desse núcleo deve implicar em uma rotação não-uniforme, torcendo localmente as linhas de campo em uma geometria toroidal. Em 1933, Cowling (ref. [97]) havia mostrado que qualquer campo com simetria azimutal, por si só, não poderia se sustentar, levando à proposta de que um mecanismo de dínamo está atuando: uma geometria regenera a outra, e vice-versa. Mesmo com o advento da magnetohidrodinâmica, Parker (ref. [98]) mostrou, em 1955, que a equação de indução (equação (43), na seção 3.4) explica a formação de um campo toroidal a partir do dipolar, mas não o reverso. O autor foi pioneiro ao incorporar movimentos cíclicos do fluido condutor à teoria, demonstrando que esses restaurariam uma configuração dipolar a partir da toroidal, mas sua análise qualitativa não gerou impacto na comunidade científica.

Um formalismo conciso e amplamente aceito, conhecido como "eletrodinâmica de campos médios", foi proposto por Steenbeck *et al.* em 1966 (ref. [99]), em que o movimento do plasma e o campo magnético são separados em componentes médias $\vec{v}(\vec{r},t) \in \vec{B}(\vec{r},t)$, associadas às escalas de comprimento L e tempo T, e componentes aleatórias $\vec{u}(\vec{r},t) \in \vec{b}(\vec{r},t)$, com escalas correspondentes $\ell_0 \in t_0$, tais que $L \gg \ell_0 \in T \gg t_0$. Supondo

$$\vec{v}_{total} = \vec{v} + \vec{u}$$

 \mathbf{e}

$$\vec{B}_{total} = \vec{B} + \vec{b},$$

qualquer operação de valor médio foi definida em relação às variáveis de posição a e tempo τ obedecendo $L \gg a \gg \ell_0$ e $T \gg \tau \gg t_0$, de modo que $\langle \vec{v}_{total} \rangle = \vec{v}, \langle \vec{B}_{total} \rangle = \vec{B}$ e $\langle \vec{u} \rangle = \langle \vec{b} \rangle = 0$. A substituição dessas funções totais na equação de indução leva ao comportamento médio

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{B} \right) + \nabla \times \vec{\mathcal{E}} + \eta \nabla^2 \vec{B}$$
(47)

e às flutuações

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{b} \right) + \nabla \times \left(\vec{u} \times \vec{B} \right) + \nabla \times \vec{G} + \eta \nabla^2 \vec{b},\tag{48}$$

onde $\vec{\mathcal{E}} = \langle \vec{u} \times \vec{b} \rangle$ e $\vec{G} = \vec{u} \times \vec{b} - \langle \vec{u} \times \vec{b} \rangle$. Observe que a equação (47) é semel-

hante à equação de indução da magnetohidrodinâmica. O termo mais importante do desenvolvimento acima é $\vec{\mathcal{E}}$, que representa a força eletromotiva média das flutuações.

O sucesso da teoria vem da análise da equação (48). O termo $\nabla \times \left(\vec{u} \times \vec{B}\right)$ age como uma fonte geradora do campo flutuante \vec{b} através de \vec{B} . Supondo algum instante inicial em que $\vec{b} = 0$, a linearidade da equação garante que os campos \vec{b} e \vec{B} são linearmente relacionados, seguindo que $\vec{\mathcal{E}} = \left\langle \vec{u} \times \vec{b} \right\rangle$ e \vec{B} devem possuir uma relação aproximadamente linear (ref. [100]). Dada a diferença entre as escalas espaciais relativas aos termos flutuantes e médios ($\ell_0 \ll L$), é razoável afirmar que a série

$$\mathcal{E}_i = \alpha_{ij}B_j + \beta_{ijk}\frac{\partial B_j}{\partial x_k} + \dots$$

é rapidamente convergente, onde os coeficientes α_{ij} , β_{ijk} , ..., são pseudo-tensores⁴¹ e a parte temporal, geralmente, não é considerada nas teorias de campos médios⁴². Tomando, então, apenas os dois primeiros termos da expansão, a equação (47) passa a ser escrita na forma

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times \left(\vec{v} \times \vec{B} + \alpha \otimes \vec{B} \right) + (\eta + \beta) \nabla^2 \vec{B}, \tag{49}$$

que descreve o que ficou conhecido como **mecanismo de dínamo**. O parâmetro α representa um termo regenerativo do campo magnético de grande escala baseado na estatística dos movimentos e campos aleatórios que ocorrem em pequena escala. Da mesma maneira, β está relacionado a uma difusividade turbulenta, que ocorre quando os movimentos do plasma em pequena escala misturam as linhas de campo, possivelmente causando reconexão e, conseqüentemente, um decaimento do campo em larga escala. Como a reconexão magnética depende em si da difusão de linhas de campo pelo plasma, na maior parte dos problemas, o termo $(\eta + \beta)$ é tratado como uma variável única de difusão efetiva η_{ef} .

No caso do dínamo, o número magnético de Reynolds (equação (44), na seção 3.4) também determinará se o mecanismo é ou não capaz de sustentar o campo magnético na grande escala dependendo da condutividade elétrica do meio, implícita em $\eta = 1/(\mu\sigma)$ e β . A estimativa da magnitude de α resulta em

 $^{^{41}}$ Já que, sob inversão de paridade, campos magnéticos são pseudo-vetores, enquanto a velocidade é um vetor.

 $^{^{42}}$ Os processos são chamados estatisticamente estáveis. Em mecânica de meios contínuos, o mesmo é feito na equação de Navier-Stokes para um fluido incompressível; porém, as flutuações, dadas pelo tensor de estresse de Reynolds $-\rho \langle u_i u_j \rangle$, não possuem relação alguma com o valor médio \vec{v} .

$$|\alpha| \sim \begin{cases} -\mathcal{H}\,\ell_0/v & \text{para } R_m \gg 1\\ -\mathcal{H}\,\ell_0^2/\eta & \text{para } R_m \ll 1 \end{cases},\tag{50}$$

onde

$$\mathcal{H} = \langle \vec{v} \cdot (\nabla \times \vec{v}) \rangle \tag{51}$$

é a helicidade do plasma⁴³ (ref. [101]), uma quantificação da maneira como o transporte de um elemento de volume do fluido em uma célula convectiva (ou região turbulenta) é combinado com seu movimento global de translação. Na astrofísica, isso equivale ao transporte do elemento em torno do eixo de rotação do objeto do qual ele faz parte. Na rotação diferencial, as linhas de campo são enroladas e amplificadas até se estabelecerem em uma configuração toroidal. A este efeito é dado o nome de **efeito**- Ω . Em um turbilhão de plasma, o movimento dobra e projeta as linhas em forma de laços, uma dinâmica chamada de **efeito**- α . Ambos esses efeitos são representados graficamente na figura 21.

Nos plasmas astrofísicos, a combinação de campos magnéticos com simetria axial e um número magnético de Reynolds $\gg 1$ pode resultar na troca de energia entre os processos relacionados ao efeito- α e o efeito- Ω . Mais do que isso, essa interação produz uma excitação mútua e, conseqüentemente, a sustentação (e até crescimento) do campo magnético total. Considere, em coordenadas cilíndricas⁴⁴, a separação desse campo médio nas componentes azimutal $B_{\varphi}(\vec{r},t)\hat{\varphi}$ e polar $\vec{B}_p(\vec{r},t)$,

$$\vec{B} = B_{\varphi}\,\hat{\varphi} + \vec{B}_p,$$

em que o potencial vetor correspondente é introduzido através de $\vec{B}_p(\vec{r},t) = \nabla \times [A_{\varphi}(\vec{r},t)\hat{\varphi}]$. De modo semelhante, a média do campo das velocidades é decomposta em $v_{\varphi}(\vec{r},t)\hat{\varphi} \in \vec{v}_p(\vec{r},t)$, sendo reescrita como

$$\vec{v} = v_{\varphi}\,\hat{\varphi} + \vec{v}_p.$$

A mesma análise perturbativa feita para a dedução da equação do dínamo, aplicada agora nesta geometria, resulta nas evoluções temporais

 $^{^{43}}Note$ que, como esperado, ${\mathcal H}$ é um pseudo-escalar.

⁴⁴Definidas por $\vec{r} = \left(\rho \equiv \sqrt{x^2 + y^2}, \varphi, z\right).$



Figura 21: (a) O efeito- α : conversão geométrica de um campo magnético toroidal em um campo magnético polar. (b) O efeito- Ω : conversão geométrica de um campo magnético polar em um campo magnético toroidal. Figuras originalmente publicadas na referência [102] e gentilmente cedidas por J. Love através de correspondência particular.

$$\frac{\partial B_{\varphi}}{\partial t} = -\rho \left(\vec{v}_p \cdot \nabla \right) \left(\frac{B_{\varphi}}{\rho} \right) + \rho \left(\vec{B}_p \cdot \nabla \right) \left(\frac{v_{\varphi}}{\rho} \right) + \left(\nabla \times \vec{\mathcal{E}} \right)_{\varphi} + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\rho^2} \right) B_{\varphi}$$

 \mathbf{e}

$$\frac{\partial A_{\varphi}}{\partial t} = -\rho \left(\vec{v}_p \cdot \nabla \right) \left(\frac{A_{\varphi}}{\rho} \right) + \vec{\mathcal{E}}_{\varphi} + \eta \left(\nabla^2 - \frac{1}{\rho^2} \right) A_{\varphi},$$

com o termo em verde representando o efeito - Ω e os termos em vermelho representando o efeito - α (ref. [100]). A transferência da energia magnética ocorre em ciclos entre as componentes $\vec{B_p} \in B_{\varphi}\hat{\varphi}$; dependendo da maneira como ela é transferida em um determinado problema, a ação do dínamo é classificada em efeitos α^2 , α - Ω ou α^2 - Ω

(veja a tabela 3).

No dia 11 de novembro de 1999, em Riga, capital da Letônia, o primeiro dínamo construído em laboratório, com base na eletrodinâmica de campos médios, tornou-se auto-sustentável (2000, ref. [103]). O mesmo resultado foi obtido por um grupo de Karlsruhe em 2002 (ref. [104]). Ambos os experimentos utilizaram sódio líquido como fluido condutor.

	$\rho\left(\vec{B_p}\cdot\nabla\right)\left(v_{\varphi}/\rho\right)$	$\left(abla imes ec{\mathcal{E}} ight)_{arphi}$	$ec{\mathcal{E}}_{arphi}$
α^2	×	\checkmark	\checkmark
α - Ω	\checkmark	×	\checkmark
α^2 - Ω	\checkmark	\checkmark	\checkmark

Tabela 3: Transferência de energia magnética entre as componentes polar e azimutal em um campo magnético axissimétrico.

Os movimentos que caracterizam os plasmas com grande condutividade elétrica no universo favorecem o efeito $\alpha - \Omega$. A evolução temporal da equação (49) mostra que $|\alpha| > \eta_{ef}/L$ é uma condição essencial para a auto-sustentabilidade e crescimento do campo magnético de larga escala, uma proporção encontrada facilmente nos gases que compõem a Via Láctea. Em planetas e estrelas, onde turbulência é causada pela convecção, o mesmo mecanismo é usado para explicar a persistência dos campos magnéticos.

3.6 Invariância adiabática

Considere uma partícula relativística com carga q entrando em uma região onde existe um campo magnético constante $\vec{B} = B\hat{z}$ e seja α o ângulo entre esse campo e a velocidade \vec{v} da partícula, chamado ângulo de passo, de modo que $v_{\parallel} = v \cos \alpha$ e $v_{\perp} = v \sin \alpha$. Enquanto o movimento paralelo ao eixo-z permanece uniforme, a carga passa a descrever uma órbita circular em um plano perpendicular ao eixo-z, com o chamado raio de Larmor

$$r_L = \frac{p_\perp}{qB},\tag{52}$$

em que $p_{\perp} = p \sin \alpha$ é a componente transversa do momento real da partícula. O fato do movimento transverso resultante ser periódico permite escrever a integral de ação na forma funcional a partir do momento canônico $\vec{P} = \vec{p} + q\vec{A}$, para um potencial vetor magnético \vec{A} , como

$$S = \oint_{\mathcal{C}} \vec{P}_{\perp} \cdot d\vec{\ell} = \pi q B r_L^2.$$
(53)

S representa uma área no espaço de fase, cujo contorno C possui um elemento de comprimento $d\vec{\ell}$, que permanece constante em sistemas mecânicos cíclicos com condições iniciais predeterminadas. Se parâmetros de um sistema periódico variarem de acordo com um tempo característico independente e muito maior do que o período do movimento, então a integral de ação é invariante (ref. [17]). Sob essa condição, quantidades como Br_L^2 , proporcional ao fluxo magnético através da órbita da partícula, e equivalentemente p_{\perp}^2/B , da substituição da equação (52) na equação (53), são chamadas **invariantes adiabáticas**.



Figura 22: Exemplo de linhas de um campo magnético de módulo constante.

A figura 22 mostra, em coordenadas cilíndricas e unidades arbitrárias, as linhas às quais um campo magnético de módulo constante é tangente. Uma partícula injetada na base (ponto vermelho na figura 23) com ângulo de passo 70°, ou seja, cujo vetor



Figura 23: Trajetória de uma partícula no campo magnético da figura 22, mostrando o efeito de reflexão magnética.

velocidade faz um ângulo de 20° com o plano-xy, desenvolve um movimento espiralado em torno das linhas de campo aproximadamente paralelas. Devido à invariância adiabática, o fluxo magnético no interior da órbita da carga deve ser conservado e assim, ao se aproximar de uma região com maior densidade de linhas, a partícula é refletida. A configuração de um campo com a propriedade de inverter o sinal do ângulo de passo é chamado de espelho magnético.

3.7 O mecanismo de Fermi

Após assistir a um seminário de Alfvén, em 1948, Fermi reconheceu imediatamente que as nuvens do meio interestelar, com alto grau de fotoionização por luz estelar, devem conter campos magnéticos descritos exatamente pela magnetohidrodinâmica. Um ano depois, ele publicou seu modelo de aceleração de raios cósmicos (ref. [105]), baseado na idéia de que as partículas primárias entram nas nuvens, sofrem espalhamentos sucessivos de maneira inelástica pelas irregularidades do campo magnético através da invariância adiabática, ganhando uma energia média $\Delta E = \xi E$ por colisão, e escapam dessa região levando parte da energia cinética do gás. Analisando estatisticamente os ângulos de entrada e saída da radiação cósmica em relação ao sentido do movimento da nuvem, dado pela velocidade \vec{V} , Fermi notou que a taxa de ganho de energia é um pouco maior do que a taxa de perda já que os encontros frontais são mais freqüentes, obtendo $\xi = (V/c)^2 \ll 1$. Com o ganho de energia, a probabilidade da partícula escapar da região aceleradora aumenta, de modo que, se τ é o tempo característico entre as colisões e T é a idade média dos raios cósmicos,

$$N \ (\geqslant E) \propto \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-(\Gamma-1)}$$
 (54)

é o número de primários com energia acima de um valor E, em relação à energia inicial E_0 , que ocupam o volume da galáxia com uma densidade aproximadamente constante, onde $\Gamma - 1 = \tau/(\xi T)$. Apesar da equação (54) representar um espectro de injeção de partículas, o sucesso inicial do mecanismo de Fermi veio da constatação de que o fluxo de raios cósmicos observado experimentalmente na posição do Sistema Solar possui, de fato, um comportamento geral muito próximo de uma lei de potência inversa da energia (reveja a figura 7 da seção 1.5, na qual o fluxo de raios cósmicos, medido experimentalmente, possui um comportamento geral descrito por $\Phi(E) = dN/dE \propto E^{-\gamma} \operatorname{com} \gamma \approx 2.7$).

A publicação original de Fermi não considerava perdas de energia de qualquer natureza e, além disso, baseava-se na interação entre partículas cósmicas e nuvens interestelares com $V/c \leq 10^{-4}$, um parâmetro de segunda ordem na teoria (observe a variável ξ) que torna o mecanismo pouco eficiente. Dada a diversidade de regiões que passaram a ser candidatas a fontes de aceleração, começou a parecer improvável que o tempo característico de escape de um raio cósmico e sua taxa de ganho de energia se compensassem resultando em um índice espectral Γ único. No final dos anos 1970, um mecanismo de primeira ordem foi descoberto independentemente por uma série de pesquisadores na abordagem da difusão de partículas por ondas de choque fortes, como ocorre nas supernovas (ref. [106]). Nesse tipo de explosão cósmica, a distribuição das velocidades tende progressivamente a uma isotropia, no referencial da onda de choque, devido ao espalhamento dos raios cósmicos por turbulências e irregularidades do campo magnético, atrás e à frente da onda, respectivamente. A aceleração resultante é mais "natural", no sentido de que depende unicamente das características termodinâmicas do gás em torno da estrela, além de fixar o índice espectral de injeção em exatamente $\Gamma = 2$. Apesar de várias outras dificuldades terem sido apontadas ao longo dos anos, como serão exemplificadas por alguns casos no começo da seção 4.3, o mecanismo de aceleração de Fermi é fundamentado na interação de partículas de alta energia com irregularidades

e/ou turbulências contidas em plasmas magnetizados. Estas características compõem um perfil que é universal e intrínseco a praticamente todos os gases considerados na astrofísica.

A figura 24 mostra as linhas de um campo magnético de módulo constante na configuração que é chamada de garrafa magnética, em que a invariância adiabática garante que uma carga elétrica permaneça aprisionada enquanto o campo atuar. O ângulo de passo aumenta a cada reflexão, tendendo oscilatoriamente a 90° até que a partícula fique restrita a uma órbita circular no meio da garrafa, onde as linhas são paralelas.



Figura 24: Linhas do campo de uma garrafa magnética.

Devido à alta condutividade elétrica dos plasmas astrofísicos, qualquer fluxo magnético é congelado ao volume do gás. Assim, variações na densidade do campo magnético nesses fluidos são conseqüência direta das deformações gravitacionais e colisionais que ocorrem freqüentemente no meio interestelar. A figura 25 ilustra uma versão simplificada do resultado da compressão de uma nuvem na direção z, cujas linhas de campo eram originalmente paralelas. A partir do instante em que uma carga elétrica é injetada no meio, cada reflexão decorre da invariância adiabática e, durante o processo de inversão do sentido de propagação, parte da energia cinética da nuvem é transferida para a partícula. Em uma situação real, o volume finito dessa região permite que a partícula escape após algumas reflexões (na situação idealizada na figura 23, note que a carga permanece confinada indefinidamente).



Figura 25: Campo magnético da figura 24 ocupando um volume de espaço cilíndrico e finito. A partícula é injetada na posição do ponto vermelho e sofre duas reflexões antes de deixar a nuvem.

3.8 Magnetosferas de estrelas de nêutrons

No mesmo ano em que as primeiras idéias descrevendo o mecanismo de dínamo eram concebidas, Deutsch (1955, ref. [107]) publicou uma prova de que, em torno de uma esfera perfeitamente condutora rodando rigidamente no vácuo, as equações de Maxwell são satisfeitas partindo-se de campos magnéticos com geometria arbitrária, incluindo os que são simétricos a algum eixo inclinado em relação ao eixo de rotação. Esse último tipo de configuração é conhecido como rotor oblíquo. Ao considerar a condutividade elétrica $\sigma \rightarrow \infty$ no interior da esfera, o fluxo magnético é congelado e o campo elétrico induzido

passa a ser descrito pela equação (45), na seção 3.4, juntamente com a distribuição de velocidades

$$\vec{v} = \vec{\Omega} \times \vec{\rho},$$

sendo $\vec{\Omega}$ a velocidade angular da esfera e $\vec{\rho} = \vec{r} - \hat{z} (\hat{z} \cdot \vec{r})$ o vetor que define a posição de um elemento de volume em relação ao eixo-z. Observe que $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ decorre naturalmente de $R_m \gg 1$. Aplicando condições de contorno sobre a superfície, o autor deduziu campos genéricos $\vec{E} \in \vec{B}$ para a região $\rho > a$, sendo a o raio da esfera. Definindo $\rho_{cl} = c/\Omega$ como a distância ao eixo de rotação que delimita o chamado cilindro de luz, Deutsch mostrou que os campos elétrico e magnético são perpendiculares em regiões onde $\rho \gg \rho_{cl}$, descrevendo um campo de radiação através do vetor de Poynting⁴⁵.

Próximo da superfície, onde $a < \rho \ll \rho_{cl}$, a solução para o campo magnético se reduz naturalmente a um dipolo em co-rotação com o objeto; esse é o primeiro resultado importante da abordagem de Deutsch. O segundo resultado importante da teoria é que o campo elétrico externo possui uma componente paralela ao campo magnético dentro do cilindro de luz, possibilitando a aceleração de íons. Apesar de estimar que prótons provenientes da fotoionização de átomos de hidrogênio em torno de estrelas do tipo espectral A poderiam adquirir energias até 2×10^{10} eV, o autor termina o trabalho observando que o meio interestelar é denso demais para que esses campos existam, de fato, como campos do vácuo. Em outras palavras, a densidade de carga em torno da estrela alteraria dramaticamente a configuração do campo elétrico causando um efeito de blindagem, que invalida a análise. O que se sucedeu, porém, foi o contrário.

A respeito do campo magnético, um fator importante que não foi considerado por Deutsch é que íons acelerados só podem escapar do cilindro de luz ao longo de linhas abertas, ou seja, linhas que cruzam essa fronteira e, portanto, não podem exceder a velocidade da luz na co-rotação. Para um rotor alinhado com uma configuração magnética puramente dipolar, a maior linha fechada deve apenas tocar o cilindro de luz no plano equatorial da estrela, como mostrado na figura 26. As regiões de contato entre essa linha e a superfície do astro delimitam duas calotas polares com ângulo de abertura θ_{cp} , de modo que

$$\theta_{cp} = \arcsin\sqrt{\frac{a}{\rho_{cl}}} \tag{55}$$

⁴⁵Ele também concluiu que esse processo é responsável por transferir energia do momento angular da estrela para radiação eletromagnética que é emitida a partir da magnetosfera.

define os cones dentro dos quais é possível ocorrer emissão de partículas carregadas ao longo das linhas abertas. Usando parâmetros típicos de estrelas de nêutrons ($a \sim 10$ km, período de rotação $P \sim 1$ ms) com magnetização suficiente para gerar campos $\sim 10^{12}$ G e possivelmente acelerar prótons até $\sim 10^{12}$ eV, conhecidas como pulsares, $\theta_{cp} \sim 1^{\circ}$ indica que os feixes de partículas são colimados e devem passar pelo campo de visão da Terra para que efeitos primários ou secundários da emissão, como a radiação síncrotron, sejam detectados.



Figura 26: Desenho esquemático das linhas do campo magnético dipolar de uma estrela de nêutrons com raio a e período de rotação ~ ms. Com base no raio do cilindro de luz ρ_{cl} , a magnetosfera de um pulsar é dividida em uma região equatorial onde as linhas são fechadas, e em cones polares, com ângulo de abertura θ_{cp} , dentro dos quais as linhas do campo não fecham. Partículas carregadas que orbitam as linhas abertas são aceleradas e podem escapar da magnetosfera para o espaço.

Apesar de trabalhos posteriores defenderem a idéia de que prótons e elétrons em torno de estrelas de nêutrons teriam energia gravitacional desprezível em comparação com a energia térmica, resultando em um plasma de densidade baixa, Goldreich e Julian (1969, ref. [108]) abordaram o problema com hipóteses semelhantes às de Deutsch e demonstraram que a descontinuidade da componente do campo elétrico normal à superfície deve gerar uma densidade superficial de carga com distribuição quadrupolar

$$\sigma_e = -\frac{3\,\varepsilon_0}{2}\,a\,\Omega B_0\,\cos^2\theta,\tag{56}$$

onde $B_0 = B (r = a, \theta = 0^\circ)$ é o campo magnético polar⁴⁶. Como conseqüência, próximo da superfície, o campo elétrico deve possuir uma componente na direção do campo magnético dada por

$$E_{\parallel} = \frac{\vec{E} \cdot \vec{B}}{B} = a \,\Omega B_0 \left(\frac{a}{r}\right)^4 \cos^3 \theta$$

(ref. [109]). Parâmetros típicos desse tipo estelar resultam na densidade de número $\sigma_e/e\,\sim\,10^{18}$ partículas/cm² e $E_{\parallel}\,\sim\,10^{14}$ V/m. Para prótons, a força associada a E_{\parallel} excede a força gravitacional em $\sim 10^8$, enquanto esse valor é $\sim 10^{11}$ para elétrons, deixando claro que uma estrela de nêutrons magnetizada em rotação não pode estar circundada por um vácuo ou pelo gás do meio interestelar, mas sim por um plasma denso originário do próprio objeto. Sendo as linhas de campo aproximadamente equipotenciais elétricos, junto ao fato da energia magnética em torno da estrela exceder em muito a energia cinética de qualquer partícula, os autores concluíram que as cargas desse plasma se movem ao longo das linhas que, por sua vez, rodam rigidamente com a velocidade angular da estrela. Essa combinação atmosférica estelar é conhecida como magnetosfera e se estende, aproximadamente, até a casca de material ejetado na explosão da supernova progenitora ($\sim 1 \text{ pc}$). Dentro de linhas fechadas, a magnetosfera de uma estrela de nêutrons típica é co-rotacional até $\rho_{cl}/a \sim 10$. Ao longo das linhas abertas, a teoria prevê que partículas são aceleradas para fora do cilindro de luz até energias ~ $10^{16} \times Z$ eV, onde Z é a carga elétrica do núcleo. O sinal das densidades de corrente que se estabelecem deve depender unicamente da geometria do problema através da densidade volumétrica de carga

$$\varrho_e = -2\,\varepsilon_0\,\vec{\Omega}\cdot\vec{B}\,\frac{1}{1-(\rho/\rho_{cl})^2},\tag{57}$$

separadas pelas regiões onde $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$. Para $\rho \ll \rho_{cl}$, $\rho_e/e \sim 10^{13}$ partículas/cm³ (compare com a densidade média da Via Láctea, que vale aproximadamente 5 prótons/cm³ segundo a referência [20]). Próximo do cilindro de luz, Goldreich e Julian apenas deixam

 $^{^{46}}$ Ou, considerando uma esfera com magnetização uniforme $M, B_0 = \mu_0 M/3.$

a observação de que o campo magnético resultante do fluxo toroidal de partículas, devido à co-rotação, pode ser suficientemente intenso para alterar de modo significativo a configuração do campo dipolar da estrela.

Em 1973, Michel (ref. [110]) percebeu que, se a energia magnética é dominante sobre as demais energias do plasma (térmica, cinética, *etc.*), então o gás pode ser considerado, aproximadamente, livre de forças. Portanto, combinando

$$\varrho_e \vec{E} + \vec{j} \times \vec{B} = \text{``termos inerciais''} = 0$$

com a equação (45), foi possível representar a co-rotação das partículas como $\vec{j} = \varrho_e \vec{v}$ e deduzir a densidade auto-consistente

$$\mu_0 \varrho_e = -\frac{\vec{B} \cdot (\nabla \times \vec{v})}{c^2 - v^2},\tag{58}$$

significando que o campo eletromagnético total, em equilíbrio com o plasma, pode ser derivado de ρ_e mesmo que esta variável dependa, em princípio, de um campo magnético do vácuo, \vec{B} . Escrevendo as coordenadas cilíndricas ρ e z em unidades de c/Ω (ou seja, em unidades de ρ_{cl}), o autor definiu a parametrização das linhas de um campo magnético imerso em plasma, simétrico em relação ao eixo-z, como $f(\rho, z) \equiv$ constante através de potenciais de Euler para obter a relação

$$\vec{B} = \frac{\nabla f \times \hat{\varphi}}{\rho}.$$

Junto à equação de Maxwell para o rotacional do campo magnético e à equação (58), o resultado é a forma elíptica

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \frac{1}{\rho} \left(\frac{1+\rho^2}{1-\rho^2} \right) \frac{\partial f}{\partial \rho} = 0,$$
(59)

amplamente conhecida na eletrodinâmica como a **equação do pulsar** para um rotor alinhado. Dentro do cilindro de luz, essa formulação permitiu resolver a estrutura do campo sem que a dinâmica do plasma seja determinada. Note que a equação é singular em $\rho = 1$. Em unidades de ρ_{cl} , portanto, isto significa que a singularidade ocorre na região em que $\rho = \rho_{cl}$.

Exatamente quatro meses após a publicação de Michel, Scharlemann e Wagoner (1973, ref. [111]) apresentaram uma abordagem mais geral (e realista) do problema, considerando também a componente toroidal do campo magnético, que resultou em uma versão⁴⁷ bastante próxima da equação (59). Porém, a imposição de que as densidades de carga e corrente devem ser finitas sobre o cilindro de luz, contornando a singularidade, levou à descoberta de uma nova relação restritiva para as linhas de campo. Uma das conseqüências imediatas é que a maior linha fechada, na verdade, não pode tocar o cilindro.

Com base na condição de contorno de Scharlemann e Wagoner, em 1999, Contopoulos *et al.* (ref. [113]) resolveram numericamente a equação do pulsar através de $\rho = \rho_{cl}$. Os autores mostraram que, próximo da superfície da estrela de nêutrons, um dipolo magnético é a única geometria cujas linhas de campo, ao serem distorcidas pelo plasma, cruzam o cilindro de luz suavemente e sem descontinuidades. Isso reviveu a idéia inicial de Goldreich e Julian sobre a aceleração de partículas para fora da região de co-rotação, criando o que eles chamaram de "zona do vento". Até hoje, nenhuma solução analítica é conhecida.

Entre 2005 e 2006, modelagens relativísticas, dependentes do tempo, foram desenvolvidas por Spitkovsky (ref. [114]), Komissarov (ref. [115]) e McKinney (ref. [116]), permitindo demonstrar rigorosamente a existência de configurações estacionárias de magnetosferas livres de força. A figura 27 apresenta a evolução até o estado final de rotação de uma magnetosfera cuja configuração inicial de campo magnético era dipolar. As linhas pretas são descritas pela equação (59) e o comportamento geral para $r \gg \rho_{cl}$ é assintoticamente monopolar. Esse efeito recebe o nome de **monopólo dividido**. Atualmente, todas as simulações de emissão de partículas por estrelas de nêutrons partem dessa geometria de campo magnético.

Próximo à superfície da estrela, a eletrodinâmica de Goldreich e Julian ainda é válida. Segundo a distribuição da equação (57), elétrons devem ser expelidos pelos pólos. A emissão de partículas carregadas levou Hewish⁴⁸ (1981, ref. [117]) a supor a existência de uma corrente adicional para manter o circuito fechado e conservar a carga do astro. Essa **corrente de retorno** I_{return} , como foi chamada, seria composta por elétrons e só poderia fluir através do plano equatorial, passando pela região que separa as linhas fechadas das linhas abertas (ou separatriz magnética) até a superfície da estrela de nêutrons. Em vista da dificuldade frente ao estabelecimento de alguma fonte externa⁴⁹ provedora de elétrons, foi conjecturada a existência de uma corrente

⁴⁷Michel também disputa a autoria desta nova análise (1973, ref. [112]).

 $^{^{48}\}mathrm{Em}$ 1974, Antony Hewish ganhou o Prêmio Nobel de Física pela participação na descoberta dos pulsares.

⁴⁹Mesmo que houvesse um disco de matéria em torno da estrela, por exemplo, não haveria como selecionar o material em acresção de modo a ser composto apenas por elétrons.



Figura 27: Evolução temporal da magnetosfera co-rotacional de uma estrela de nêutrons em aceleração, partindo do repouso (a) evoluindo para (b) e, por fim, (c). As cores representam a componente toroidal do campo magnético, com reversão de sinal no equador e progressivamente mais intensa além de ρ_{cl} de modo a não exceder a velocidade da luz (ref. [114]). Imagens de simulações cedidas gentilmente por A. Spitkovsky, através de correspondência particular.

positiva de íons $-I_{return}$, com fluxo de carga equivalente à corrente negativa de retorno, sendo ejetada para fora da estrela através do mesmo caminho. A figura 28 apresenta uma descrição gráfica da geometria desse modelo. Os íons devem ter origem nas regiões da superfície onde a densidade de Goldreich-Julian, dada pela equação (56), é positiva, além de refletirem a composição química da estrela progenitora. A hipótese do fluxo de cargas positivas pela separatriz magnética é baseada na observação de que as emissões não apresentam um decréscimo significativo da intensidade ao longo de escalas grandes de tempo, ou seja, a carga elétrica total da estrela de nêutrons parece ser conservada e ela nunca entra no regime conhecido como *charge-starved* (significando, em inglês, a falta de alguma espécie de carga).



Figura 28: Correntes (negativas) de elétrons, polares, e corrente equatorial de retorno (positiva), na forma de um "Y" na região que separa as linhas abertas das linhas fechadas. Esta configuração compreende o modelo padrão para magnetosferas de estrelas de nêutrons em rotação. Dependendo do modelo, o ponto x_0 varia no intervalo $0.6 \leq (x_0/\rho_{cl}) < 1$. Figura adaptada da referência [118].

3.9 Núcleos ativos de galáxias (AGNs)

Núcleos ativos de galáxias, ou AGNs⁵⁰, são regiões caracterizadas pela emissão de um espectro contínuo de radiação eletromagnética na vizinhança de um volume compacto de matéria; próximo a essas estruturas, também são detectadas linhas espectrais de emissão largas e intensas, originárias de nuvens que se movem com alta velocidade. Dependendo da luminosidade intrínseca dos AGNs, tipicamente $\leq 10^{14} L_{\odot}$, o fluxo dessa radiação sofre alterações em intervalos de tempo da ordem de horas a anos; qualquer variação significativa (por um fator 2, por exemplo) em uma escala de tempo t impõe um limite $R \leq ct$ para a região ativa (ref. [119]). Da discussão apresentada na seção 3.1, a escala de comprimento de um AGN deve ser, portanto, $\leq 10^{-1}$ pc. Dada a densidade de energia relacionada no processo de emissão, acredita-se que a região central de todo AGN contenha um buraco negro com massa ~ $10^8 - 10^9 M_{\odot}$ (o buraco negro localizado no centro da Via Láctea possui uma massa ~ $10^6 M_{\odot}$).

⁵⁰Do inglês Active Galactic Nuclei.

Outra característica comum aos AGNs é a ejeção de matéria magnetizada na forma de jatos altamente colimados de partículas relativísticas que se estendem por distâncias além dos limites da galáxia hospedeira, perpendiculares ao seu plano. O campo magnético é gerado e amplificado pelo mecanismo de dínamo nos movimentos das nuvens em torno da região mais interna do núcleo ativo. O modelo mais aceito (na verdade, talvez o único) que explica a transição do campo toroidal para a configuração polar, resultando na expulsão posterior do plasma para o espaço na forma de um jato, foi dado em 1985 por Uchida, Shibata e Sofue⁵¹ (ref. [120]), e aprimorado pelos mesmos autores ao longo das décadas seguintes. A coluna de plasma sustentada pelo campo magnético possui uma condutividade elétrica dada por

$$\sigma = \varepsilon_0 \frac{\omega_{p,e}^2}{\nu_{col}},\tag{60}$$

onde $\omega_{p,e}$ é a freqüência do plasma eletrônico, dada pela equação (33) (na seção 3.3), e ν_{col} é a freqüência de colisão das partículas. Para colisões coulombianas, a relação

$$\sigma \approx 6.3 \times 10^{10} T^{3/2}$$

demonstra que temperaturas acima de 10^3 K são suficientes para assegurar a condição do congelamento das linhas de campo em plasmas astrofísicos, como ocorre nos jatos (ref. [121]).

A reconexão é uma propriedade intrínseca aos plasmas magnetizados sujeitos a cisalhamento e turbulência. O movimento relativo de campos magnéticos com polaridades diferentes corresponde a correntes elétricas paralelas que se atraem. Em um encontro, se a pressão magnética entre campos opostos $\pm \vec{B}$ não for suficiente para mantê-los afastados, as linhas difundem pelo gás e se aproximam. Esta dinâmica é descrita pela equação de indução (equação (43), na seção 3.4) através do coeficiente de difusão $\eta = 1/(\mu\sigma)$. Portanto, a reconexão magnética ocorre em regiões onde a condutividade elétrica é drasticamente reduzida abaixo do valor clássico de Coulomb, um efeito que ocorre onde o plasma é localmente instável. O excesso da densidade de corrente induzida além de um valor crítico é equivalente ao excesso local na velocidade de deriva dos portadores de carga. Essas instabilidades microscópicas excitam ondas que amplificam a freqüência de colisão ν_{col} por interações partícula-onda, produzindo uma região onde a condutividade é dita anômala. A condição de congelamento do

⁵¹O autor desta tese é grato pela educação e atenção com a qual o Sr. Yoshiaki Sofue o atendeu através de correspondência particular, disponibilizando o artigo referido.

campo deixa de existir e as linhas começam a propagar pelo plasma, eventualmente unindo-se. Quando isso ocorre, campos elétricos intensos são induzidos ao longo do comprimento de reconexão, sendo dissipados rapidamente à medida que sua energia é transferida para a aceleração de partículas, gerando raios cósmicos.

O artigo de Alfvén contendo apenas uma página (1942, ref. [94]), introduzido no início da seção 3.4, abordava a idéia de que a instabilidade em um plasma causaria uma pequena torção nas linhas do campo magnético ali congelado; de modo análogo ao toque de uma corda tensionada, a perturbação do campo deveria se propagar como uma onda com velocidade

$$v_A = \sqrt{\frac{\text{``tensão''}}{\rho}} = \frac{B}{\sqrt{\mu\rho}},\tag{61}$$

cunhada como velocidade de Alfvén, onde $\rho = \sum_i n_i m_i$ é a densidade volumétrica dos portadores de carga do plasma e B é a intensidade do campo magnético. Para o caso de um gás em que há a dissipação ôhmica das correntes de íons em uma camada com área ~ L^2 , Lesch (1991, ref. [122]) obteve a espessura da região de reconexão magnética como

$$l = \frac{2L}{\sqrt{R_m}}$$

enquanto a velocidade com a qual as linhas de campo se aproximam é dada por

$$u = \frac{2v_A}{\sqrt{R_m}}.$$

Nas duas fórmulas acima, $R_m (\propto \sigma)$ é o número magnético de Reynolds, definido pela equação (44) na seção 3.4. Note, portanto, que a diminuição abrupta da condutividade elétrica na região de instabilidade em um plasma pode desencadear uma reconexão rápida, gerando a aceleração explosiva de partículas, como é observado na superfície do Sol, por exemplo. Segundo dados observacionais de raios-X por emissão síncrotron, essa forma de liberação também parece ser a responsável pela variação da luminosidade em torno do volume compacto nos centros de AGNs. O mesmo trabalho de Lesch traz a demonstração de que elétrons acelerados em regiões onde ocorre reconexão magnética adquirem um fator de Lorentz

$$\gamma \approx 6 \times 10^5 \left(\frac{B}{100 \text{ G}}\right).$$

Essa relação também é válida para plasmas estelares e será lembrada mais tarde na sub-seção 4.3.2.

A análise dos dados coletados durante um período de dois anos e meio pelo Observatório Auger, publicada em 2007 (ref. [50]), aponta para uma correlação entre as direções de chegada de raios cósmicos com energia acima de 6×10^{19} eV e a distribuição espacial dos AGNs⁵² contidos na região compreendida por distâncias ≤ 75 Mpc, equivalentes aos redshifts $z \leq 0.018$ (nota⁵³). Esse resultado implica em que os núcleos ativos podem estar associados a algum processo ou objeto astrofísico inerente a eles, mas não necessariamente da região central. No caso da nucleossíntese, uma partícula primária com composição química intermediária entre o próton e o núcleo de ferro só pode ser criada em um ambiente que permita a evolução estelar; por outro lado, observações associadas à ruptura de estrelas em torno de buracos negros com grande massa $(> 10^6 M_{\odot})$ têm sido reportadas amplamente nas publicações científicas ao longo dos últimos anos. Farrar e Gruzinov (2009, ref. [124]) demonstraram que as características da chama resultante do rompimento estelar satisfazem os requerimentos básicos para a aceleração de prótons até 10²⁰ eV. Essas partículas podem ser originárias do próprio meio interestelar devido à abundância de hidrogênio no universo, mas o trabalho não menciona núcleos mais pesados. Na seção 2.5 foi mencionado que a extrapolação dos modelos de interações hadrônicas e a análise dos valores de $\langle X_{max} \rangle$ em relação à energia dos chuveiros atmosféricos extensos, com base em dados do Observatório Auger, permitem que seja inferida uma composição química intermediária (ou seja, entre Z = 1e Z = 26) da radiação cósmica a partir de 10¹⁸ eV. A seção 4.3 abordará dois grupos estelares, constatados na Via Láctea, sendo o primeiro deles responsável pela geração e enriquecimento do meio interestelar com núcleos desde o hélio até o ferro, enquanto o segundo é potencialmente um candidato a acelerador de partículas a energias $> 10^{18}$ eV, freqüentemente associado às regiões enriquecidas.

Os AGNs também são observados em galáxias associadas a aglomerados. O Aglomerado de Virgem, por exemplo, é um agrupamento de galáxias situado ao norte da Via Láctea, cuja galáxia mais energética é conhecida como M87 (ou NGC4486) e localiza-se na região central, onde medidas de raios-X apontam para uma composição química elementar pesada, com espectro semelhante ao solar (ref. [125]). A M87 pos-

 $^{^{52}}$ Segundo o catálogo de Véron-Cetty e Véron, cuja versão utilizada no trabalho referido foi publicada em 2006 (ref. [123]).

⁵³Na publicação citada, distâncias cosmológicas são obtidas segundo a fórmula d = 42 Mpc (z/0.01), onde z é o *redshift*, assumindo-se que a constante de Hubble seja $H_0 = 71$ km/s/ Mpc.

sui forma elíptica e emite jatos colimados de plasma não-térmico a partir do núcleo (um AGN), perpendicularmente ao plano da galáxia, que se estendem por distâncias $\sim (1-2)$ kpc. Observações da polarização de radiação eletromagnética na banda de radiofreqüência mostram que essas estruturas possuem campos magnéticos no intervalo $\sim (150 - 500) \ \mu$ G, além de uma dinâmica de gases cujas características geométricas favorecem a aceleração de partículas (ref. [126]). De fato, um estudo de 2008 (ref. [127]) mostra que o AGN associado à região central da M87 é essencial no transporte de elementos pesados, a partir do gás frio rico em metais da galáxia, para o meio intervo do aglomerado.

Já a galáxia espiral M90 (ou NGC4569), com separação angular ~ 1.7° em relação a M87, é um dos membros mais brilhantes do Aglomerado de Virgem. Ela também possui jatos de plasma magnetizados ao longo de toda a extensão, porém cada um deles possui 24 kpc de comprimento⁵⁴ (ref. [128]). No caso da M90, esse efeito não pode ser atribuído a um AGN devido à ausência de outras características intrínsecas aos núcleos ativos. Na referência citada, os autores analisam dados referentes à observação de luz na faixa visível e ultravioleta, pelo Telescópio Espacial Hubble, na região de 30 pc em torno do centro da galáxia e concluem que os jatos podem estar associados à atividade de $\geq 10^5$ supernovas, detonadas numa fase da evolução galáctica conhecida como *starburst phase*, há 30 Ma atrás. Ao longo do tempo, o plasma magnetizado emitido por galáxias agrupadas cria um ambiente próprio que permeia o volume dos aglomerados, mas a intensidade dos campos magnéticos comumente observados nessas regiões, com ordens ~ $(1 - 10) \mu$ G, não são completamente explicados só por esse processo. Os campos associados aos aglomerados de galáxias não são estudados nesta tese.

O objetivo principal deste trabalho é partir do pressuposto de que alguns tipos de estrelas existam tanto em galáxias com grande atividade central quanto na Via Láctea e que, portanto, esses mesmos grupos podem vir a gerar algum evento raro dentro da própria Via Láctea, semelhante à radiação proveniente de fontes externas, mas não necessariamente com as mesmas energias. Como exemplo, Ghisellini *et al.* (2008, ref. [129]) usam o fato do plano da Via Láctea ser transparente às linhas de emissão do hidrogênio neutro e encontram uma correlação entre eventos com energias E > 57 EeV detectados pelo Observatório Auger e galáxias que apresentam esse tipo de irradiação. Isso não exclui a correlação dos raios cósmicos com AGNs, discutida no parágrafo anterior, mas também favorece galáxias em espiral, ricas em gases, em

⁵⁴Por comparação, a distribuição de matéria na Via Láctea tem um raio conhecido em torno de 16 kpc, enquanto o campo magnético é observado até aproximadamente 20 kpc.

relação às galáxias elípticas. Assim, para galáxias como a nossa, os autores especulam que a origem de parte da radiação cósmica de energia ultra-alta pode estar relacionada às explosões de raios- γ ou magnetares recém-nascidos.

4 A Via Láctea

A característica mais distinta da Via Láctea, no ponto de vista da Terra, é o disco galáctico, observado em noites escuras como uma banda clara, de aspecto nebuloso, ao longo do céu. Com a ajuda de um telescópio refrator, Galileu Galilei (1610, ref. [130]) descobriu que qualquer região dessa faixa é formada, na verdade, por um concentração grande de estrelas. Wright (1750, ref. [131]) conjecturou que a visão celeste da Via Láctea é um efeito ótico devido à nossa imersão em um plano fino de estrelas. A contagem de estrelas através de luz visível, aparentemente distribuídas isotropicamente no plano, levou Herschel (1785, ref. [132]) à conclusão de que o Sol ocupa o centro da galáxia, um erro corrigido por Shapley (1918, ref. [133]) evitando o obscurecimento causado pela poeira no plano galáctico ao medir distâncias de aglomerados globulares fechados de estrelas, caracterizados por possuírem grande latitude galáctica, em relação à Terra. Concluindo que eles delineam a organização geral da galáxia, Shapley calculou a distância de 20 kpc entre o Sistema Solar e o centro galáctico. A medida atual é (8.5 ± 1.1) kpc (1986, ref. [134]).

A existência de matéria gasosa entre as estrelas foi evidenciada pela primeira vez na análise espectrográfica da estrela δ Orionis por Hartmann (1904, ref. [135]), que notou uma única linha de absorção sem a variação de comprimento de onda devido ao efeito Doppler que outras linhas apresentam durante a órbita da estrela. Ele concluiu que uma nuvem de vapor de cálcio com velocidade de recessão 16 km/s deve existir no caminho de visão de suas observações. Com o advento de antenas para o estudo de ondas de rádio vindas do espaço, Reber (1940, ref. [136]) exclui a possibilidade dessa radiação ter origem térmica em poeira interestelar, correlaciona sua intensidade com o plano da galáxia⁵⁵ e mede o máximo da distribuição em uma janela em torno do centro da Via Láctea. A partir desse trabalho, Oort percebe que a poeira interestelar é transparente às ondas de rádio e incumbe um aluno, van de Hulst, a encontrar linhas espectrais de origem cósmica prováveis de serem medidas. Sendo o hidrogênio o elemento mais abundante no universo, van de Hulst (1945, ref. [137]) sugere a linha de $\lambda = 21$ cm de uma transição hiperfina do hidrogênio neutro (abreviado por H_I). Um ano após a detecção dessa linha por Ewen e Purcell (1951, ref. [138]), Christiansen e Hindman (1952, ref. [139]) mapeiam a densidade de H_I entre $\pm 50^{\circ}$ de latitude e todos os valores de longitude galácticas, usando janelas angulares de 5°. Como resultado, eles obtêm

 $^{^{55}{\}rm Mais}$ precisamente, Reber descobriu que a intensidade das ondas de rádio varia como função da longitude galáctica.

que a distribuição de hidrogênio é máxima no equador da Via Láctea, a meia-altura do disco⁵⁶ é 250 pc e este possui uma rotação diferencial em torno do seu eixo de simetria. Máximos secundários aparecem nas direções das constelações de Touro e Serpente, onde Pannekoek (1924, ref. [141]) atribuiu a baixa contagem de estrelas a nuvens de absorção. O mapeamento também permitiu que se evidenciasse uma estruturação de braços em espiral na Via Láctea. A dificuldade em observar diretamente o hidrogênio molecular (ou H₂), por não possuir momento de dipolo e seus níveis de rotação terem energias muito maiores do que as temperaturas características das nuvens interestelares, foi contornada nos anos 80 com a evidência de que o H₂ aparece relacionado ao segundo constituinte molecular em ordem de abundância, o monóxido de carbono (ou CO), com um espectro milimétrico e de fácil detecção (1982, ref. [142]). Em 1987, Dame *et al.* (ref. [143]) publicaram um mapeamento completo da Via Láctea baseado em linhas de emissão de CO com 0.5° de resolução, que revelou a dinâmica violenta de ventos no centro galáctico e também deu um panorama das estruturas moleculares dentro do raio de 1 kpc em torno do Sistema Solar.

Vários autores, como por exemplo o casal Burbidge, tentaram explicar a distribuição de massa em galáxias planas sem estrutura interna (isto é, uma distribuição uniforme) usando o princípio básico da estabilidade do disco, mas a abordagem simples de Toomre (1963, ref. [144]) foi a primeira a apresentar uma equação integral para a densidade superficial de massa, como função do potencial gravitacional, que não possui singularidades e permite até mesmo soluções analíticas. Questionando essa estabilidade, Lin e Shu (1964, ref. [145]) demonstraram que qualquer perturbação na densidade do disco assume naturalmente um padrão estacionário com formas espirais, sustentado pelo gás e estrelas através da interação gravitacional na presença de rotação diferencial. Os autores deram o nome de "ondas de densidade" a esse efeito.

Segundo Chandrasekhar e Fermi (1953, ref. [80]), a pressão exercida por um campo magnético ao longo dos braços da Via Láctea teria um efeito estabilizante nas deformações gravitacionais. Mais do que isso, os autores calcularam que o valor necessário desse campo para que exista equilíbrio é exatamente o valor que eles obtiveram na interpretação da dispersão dos planos de polarização da luz de estrelas distantes (1953, ref. [81]). Ainda no primeiro trabalho mencionado, a instabilidade gravitacional de um fluido esférico com um campo magnético interno constante e um campo externo dipolar deve causar uma redistribuição de massa com simetria oblata, como conseqüên-

 $^{{}^{56}}$ O valor atual é o mesmo, 250 pc (1997, ref. [140]), definido mais precisamente como uma escala de altura, pois a densidade de matéria decresce continuamente em relação ao plano galáctico.

cia da contração na direção do campo, semelhante ao efeito de rotação. Apesar de Chandrasekhar e Fermi mencionarem a deformidade para o caso de estrelas cujos campos magnéticos se aproximam do limite estabelecido pelo teorema do virial, esse efeito também pode ser responsável pelo achatamento dos bojos de galáxias.



Figura 29: Estágio de evolução temporal de uma galáxia simulada por Roberts Jr. e Hausman. O detalhe mostra uma região de 6×6 kpc onde é possível identificar a concentração natural de matéria ao longo das linhas previstas por Lin e Shu, além de um interbraço (menos proeminente e mais curto) na parte central. Figura publicada na referência [146].

A visão atual é a de que galáxias são sistemas dinâmicos onde a distribuição de matéria segue, em grande escala, as tendências de Toomre e Lin e Shu, com períodos de estabilidade ~ 10 Ma governados localmente pela pressão de gás, campo magnético, gravidade e raios cósmicos de baixa energia. Esses parâmetros estão quase sempre relacionados e a proporção com a qual cada um deles tem origem primordial, externa ou na evolução de estrelas ainda não é bem estabelecido. Nesta tese, a atenção é concen-

trada sobre a componente magnética, conservada nos gases e no material ejetado de estrelas, associada, portanto, ao meio interestelar. Um exemplo da dinâmica de gases é dado no modelo de evolução galáctica de Roberts Jr. e Hausman (1984, ref. [146]), que simula o meio interestelar como um sistema probabilístico de N partículas, representando nuvens de gás, sujeitas a colisões dissipativas e impulsos ocasionados pela interação com remanescentes de supernovas em expansão. O modelo também considera a formação de protoestrelas a partir das colisões, permitindo que elas se tornem ativas e produzam seus próprios eventos de supernova após um intervalo finito de tempo. A figura 29 mostra a distribuição de associações estelares em um modelo de galáxia com dois braços em espiral após 970 Ma, onde aparece a evidência de um interbraço. A Via Láctea possui uma idade estimada em (13.6 ± 0.8) Ga (2004, ref. [147]), quatro braços principais e o interbraço Órion (veja sub-seção 4.1), a estrutura galáctica mais próxima do Sistema Solar.

4.1 Morfologia

A Via Láctea possui cinco componentes morfológicas principais, sendo algumas delas sobrepostas. As duas mais internas são o bojo e a barra, que ocupam a mesma região e constituem a parte central da galáxia. Nesta seção, as massas estelares serão representadas em unidades de massas solares (símbolo M_{\odot}).

- O bojo: região aproximadamente esférica com raio ~ 4 kpc, de difícil observação devido à absorção de luz visível e ultravioleta pela poeira do disco. A partir do ano 2000, o desenvolvimento de câmeras de alta resolução em infravermelho permitiu inferir as órbitas de diversas estrelas em torno do ponto central da Via Láctea, excluindo a possibilidade deste ser um aglomerado de estrelas (ref. [148] e [149]). Foi concluído que um buraco negro de massa (3.6 ± 0.2) × 10⁶ M_☉ (2005, ref. [149]) ocupa o centro da galáxia, chamado de Sagitário A* (abreviado por Sgr A*). Uma revisão de Morris (2006, ref. [150]) detalha o volume central da Via Láctea como populado por estrelas jovens com até 60 M_☉, cuja formação ocorre continuamente *in situ* a partir de uma nuvem molecular em torno de Sgr A* desde a formação da galáxia. Nessa mesma região, chamas de raios-X têm sido observadas em correlação com emissões de infravermelho, dois efeitos característicos de matéria em acresção.
- A barra: mapas de distribuição de luz infravermelha, contagem de estrelas ao
longo da linha de visão, órbitas não circulares de gases atômicos e moleculares e a microdistorção gravitacional na direção do centro da Via Láctea evidenciam uma estrutura de 3 kpc em forma de barra em rotação dentro do bojo (2001, ref. [151]). Em uma análise posterior sobre a teoria de ondas de densidade em espiral, de sua própria autoria, Lin e Shu (1966, ref. [152]) prevêem uma estrutura em forma de barra próxima do centro de galáxias.

O disco e os braços espirais também são sobrepostos e definem o plano da Via Láctea.

- O disco: região anular compreendida entre os raios 4 kpc e 16 20 kpc, dependendo do modelo, com escala de altura 250 pc. O Sistema Solar está localizado no disco da galáxia (e não em um braço, como encontrado comumente na literatura), a uma altura de (34.6 ± 0.6) pc do plano (ref. [153]). Na escala de comprimento da Via Láctea, esta distância é considerada desprezível.
- Os braços espirais: a configuração de quatro braços foi proposta pelo casal Georgelin (1976, ref. [92]) como sendo a estrutura que se ajusta melhor aos dados de distribuição de larga escala de hidrogênio ionizado (abreviado por H_{II}). Norma, Centauro, Sagitário e Perseu se estendem por uma distância angular $\sim 344^{\circ}$ pela superfície do disco, enquanto Orion, um interbraço, possui uma abertura angular $\sim 32^{\circ}$ (a representação gráfica dessas cinco estruturas aparecem, em escala, na figura 38, na seção 4.4). Segundo Wainscoat et al. (1992, ref. [154]), todos possuem aproximadamente a mesma espessura de 750 pc e as componentes da galáxia se relacionam, em média, por $(\rho_{disco} + \rho_{braços}) / \rho_{disco} \approx 1.2$ nessas regiões. Assim como em outras galáxias, os braços da Via Láctea são caracterizados pela formação ativa de estrelas como conseqüência do choque de matéria ao longo do *locus* de potencial mínimo de Lin e Shu. Globalmente, esse mecanismo depende de uma densidade crítica que envolve parâmetros como a velocidade de dispersão do gás e a curva de rotação da galáxia. A densidade crítica também pode ser induzida localmente através da compressão de gás por choques de supernovas (ref. [155]). A Nebulosa de Orion, localizada no interbraço Orion, é a região mais próxima do Sistema Solar (389 $^{+24}_{-21}$ pc, ref. [156]) com o processo de criação de estrelas em atividade.

A parte mais externa é o halo, praticamente invisível e distribuído simetricamente por um volume esférico em torno das outras componentes da galáxia. O halo: possui aproximadamente 1/10 da densidade local do disco (ref. [157]), sendo populado por aglomerados de estrelas antigas com baixa metalicidade⁵⁷ ([Fe/H] ≤ -0.8, ref. [158]) em meio a um plasma quente, responsável pelo fundo de raios-X observado em grandes latitudes galácticas (ref. [159]). Elementos altamente ionizados, como o C_{IV}, N_V, O_{VI} e Si_{IV}, descartam a hipótese de fotoionização, sugerindo algum processo colisional. A origem do plasma também é incerta. Nos últimos anos tem ficado evidente a existência de um vento emanado do centro galáctico que atinge alturas de |z_{máx}| = (12 ± 1) kpc em relação ao plano do disco sem escapar do potencial gravitacional da Via Láctea (ref. [160]).

Atualmente, o modelo mais detalhado descrevendo a distribuição da matéria na Via Láctea é o de Wainscoat *et al.*, que usa como base a classificação espectral, magnitudes e localização de 87 tipos de objetos galácticos representativos reunidos em cinco grupos, diferenciados por fases evolutivas estelares. Densidades para o disco, braços, anel molecular, bojo e halo da galáxia são parametrizadas individualmente para cada subtipo espectral, de modo que, dada uma deteminada posição na galáxia, o resultado é obtido em número de estrelas de cada subtipo por kpc³.

O trabalho de Cannon e Pickering (1912, ref. [161]) foi pioneiro em catalogar estrelas pela análise fotométrica, separando-as em classes (e subclasses) espectrais com suas respectivas magnitudes. Na mesma época, medidas de paralaxe permitiram que Hertzsprung e Russell criassem um gráfico que relaciona magnitudes absolutas e índice de cor para estrelas cujas distâncias ao Sistema Solar são conhecidas. O diagrama apresenta uma banda de concentração de estrelas com queima de hidrogênio, chamada Seqüência Principal, onde elas se posicionam de acordo com massas que variam entre $0.1 M_{\odot}$ até $60 - 100 M_{\odot}$ (ref. [162]). Isso ocorre porque existe uma relação aproximada entre luminosidade e massa para estrelas durante essa fase. A dependência entre massa e classe espectral na Seqüência Principal é listada amplamente na literatura; neste trabalho, ela foi adotada como na referência [163] e é resumida na tabela 4.

Tabela 4: Relação entre classe espectral e massa para estrelas da Seqüência Principal.

Classe espectral	Ο	В	A	F	G	Κ	М
Massa (M_{\odot})	64	18	3.1	1.7	1.1	0.8	0.4

⁵⁷Definida como $[\mathbb{Y}/\mathbb{X}] = \log (\mathbb{Y}/\mathbb{X})_{obj} - \log (\mathbb{Y}/\mathbb{X})_{\odot}$, onde $\mathbb{X} \in \mathbb{Y}$ são usados como abreviação para $N_{\mathbb{X}} \in N_{\mathbb{Y}}$, que representam o número de isótopos por unidade de volume dessas espécies. Em astrofísica, o conceito de "metal" é atribuído aos elementos mais pesados do que o hélio.

As massas aproximadas de astros das classes que não pertencem à Seqüência Principal e que aparecem no modelo do grupo de Wainscoat, adotadas neste trabalho, são discriminadas a seguir. Esses objetos estão relacionados ao nascimento ou à morte de estrelas.

- Estrelas AGB⁵⁸ ou Supergigantes: Estrelas de massa pequena e intermediária (limites de 0.8 M_{\odot} e 9 M_{\odot} , ref. [164]) que sofrem um aumento na temperatura a luminosidade constante, devido à contração do núcleo C-O seguida pela expansão das camadas superiores H-He. Valor adotado de 5 M_{\odot} ;
- Regiões de H_{II}: Nuvens em expansão que desencadeiam a formação de estrelas em nuvens próximas, por compressão. Com a ponderação dos valores apresentados na referência [165] para o objeto representativo M8, a quantidade 5000 M_{\odot} é utilizada aqui;
- Nebulosas planetárias: Nuvens de gás que compunham as camadas superiores de uma estrela, ejetadas no fim de sua vida. São parcialmente ionizadas pela radiação ultravioleta emitida do núcleo estelar remanescente. Massa adotada como 0.625 M_☉, referência [166];
- Estrelas T Tauri: Proto-estrelas de massa pequena (< 2 M_{\odot}, ref. [167]) localizadas próximas de nuvens moleculares, onde se originam. São representadas aqui por 1 M_{\odot};
- Estrelas X ou OH/IR: Estrelas com forte emissão de infravermelho, característica de grãos de poeira (silicatos) aquecidos, que causam a excitação de moléculas de OH. Valor obtido de 2.75 M_☉, ponderado de valores derivados da referência [168].

Com esses dados, um modelo para a densidade de massa do disco e braços da Via Láctea foi construído (ref. [154]). As demais componentes não são necessárias para o propósito desta tese. Considere fatores de proporção $f_i(S)$ (que somam 1 dentro de cada classe espectral) e sejam $\rho_{0,i}(S)$ e m(S) a densidade volumétrica de número e a massa representativa de estrelas da classe espectral S, respectivamente, para a i-ésima componente da galáxia (disco ou braços). Em coordenadas cilíndricas, as densidades são dadas por

⁵⁸De Asymptotic Giant Branch.

$$\varrho_{i}(\rho, z) = \sum_{S} f_{i}(S) m(S) \rho_{0,i}(S) \exp\left[-\frac{(\rho - \rho_{0,i})}{h} - \frac{|z|}{h_{z,i}(S)}\right],$$
(62)

onde $h \in h_{z,i}(S)$ são fatores da altura de escala (em relação ao plano da galáxia). Os quatro braços e o interbraço seguem espirais com a forma

$$R\left(\theta\right) = R_{min} \exp\left(\frac{\theta - \theta_{min}}{\alpha}\right) \tag{63}$$

cuja densidade, dada pela equação (62), vale apenas para a região de pontos a uma distância ≤ 375 pc da curva definida por essa parametrização. Os parâmetros R_{min} e θ_{min} determinam os limites internos de comprimento dos braços e α as suas taxas de crescimento espacial. O raio limite da galáxia é ~ 16 kpc. Com exceção das massas dos objetos astrofísicos, discutidas anteriormente, todos os parâmetros envolvidos nas equações 62 e 63 são listados no trabalho de Wainscoat e seu grupo.

Para comparação, o valor da densidade galáctica na posição do Sistema Solar obtida pelo modelo descrito acima é 3.4×10^{-24} g/cm³, equivalente a 2 átomos de H/cm³, enquanto o intervalo de densidade atual é $(3 - 12) \times 10^{-24}$ g/cm³, ou (1.8 - 7.2) átomos de H/cm³ (ref. [20]).

4.2 Composição química

Os elementos químicos com número atômico Z > 1 e que compõem a Via Láctea possuem origem estelar. Logo, o espectro da composição química observada na posição do Sistema Solar, através da análise de radiação cósmica primária de baixa energia (~ $10 - 10^2$ MeV/nucleon) por satélites, é diretamente ligado à distribuição e classe espectral das estrelas na galáxia. Inicialmente, o desenvolvimento de cada tipo de estrela é ditado unicamente pela sua massa e a primeira fase da nucleossíntese é estalebecida com a queima de hidrogênio no seu centro, produzindo hélio através da cadeia prótonpróton I (ou pp I):

Ao longo do tempo de vida, a própria composição química passa a determinar a evolução estelar em conjunto com a pressão gravitacional. A energia liberada através das reações de fusão e a eficiência com a qual calor é transferido são responsáveis pela dinâmica no interior da estrela, onde correntes convectivas se estabelecem e levam parte dos elementos processados à superfície. Subseqüentemente, ventos estelares ou a ejeção catastrófica dos envelopes externos enriquecem o meio interestelar com esse material.

No final da fase AGB, a queima de hélio pelo processo triplo-alfa, dado pela reação

$${}^{4}\text{He} + {}^{4}\text{He} \rightleftharpoons {}^{8}\text{Be}$$
$${}^{8}\text{Be} + {}^{4}\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$$

ocorre em uma camada que se propaga radialmente do centro em direção à superfície. formando lentamente um núcleo de carbono e oxigênio (C-O) no interior da estrela. O isótopo do berílio possui tempo de meia-vida de 6.7×10^{-17} s, de modo que a temperatura envolvida deve ser $\sim 10^8$ K para que a fusão do ⁴He ocorra a uma taxa maior que a do decaimento do ⁸Be. A liberação de energia nesse processo ocorre na forma de pulsos térmicos que fazem com que o envelope externo de hidrogênio e hélio (H-He) se expanda e, finalmente, seja ejetado. Se a estrela possuía massa inicial (6-8) M_{\odot} (ref. [169]), o núcleo exposto⁵⁹ de C-O passa a queimar até a formação final de um núcleo de ferro, rodeado por camadas com queima de silício, oxigênio, neônio, carbono e remanescências de hélio e hidrogênio. Nesta fase, a contração gravitacional não causa aumento na pressão do núcleo, pois fótons começam a dissociar o ferro em partículas alfa e nêutrons, consumindo energia. A pressão por degenerescência de férmions também passa a diminuir se a massa da estrela for $\gtrsim 1.4 M_{\odot}$, conhecido como limite de Chandrasekhar⁶⁰, pois elétrons são absorvidos por prótons e energia é liberada na forma de neutrinos. A parte central da estrela se torna instável e colapsa, criando uma onda de choque que se propaga a partir da superfície do núcleo de ferro e ejeta as camadas exteriores, influenciando não apenas a composição química como também na dinâmica do meio interestelar. A explosão por esse processo é chamada supernova do tipo II. Simulações de Arnett et al. (1989, ref. [172]), por exemplo, obtêm a injeção de \sim 0.1 ${\rm M}_{\odot}$ de $^{56}{\rm Fe}$ no meio interestelar pela detonação de uma estrela progenitora de $20 M_{\odot}$.

 $^{^{59}}$ Quando observado nessa fase, é chamado Anã Branca.

 $^{^{60}}$ Inicialmente, Chandrasekhar chegou ao valor 0.91 M_{\odot} (1931, ref. [170]) e, nos anos que seguiram, refinou a teoria descobrindo que esse limite dependia da composição química da anã branca. O valor de 1.4 M_{\odot}, comumente usado hoje, apareceu pela primeira vez em uma publicação de Gamow (1939, ref. [171]).

Cerca de metade das estrelas da Seqüência Principal encontra-se em sistemas binários (ref. [173]) e em aproximadamente metade desses sistemas a acresção regula a síntese de elementos na estrela receptora (ref. [174]). Anãs brancas em tais sistemas possuem composição elementar própria (C-O e H-He) enriquecida por elementos da estrela companheira, geralmente em algum estágio anterior de evolução. Uma explosão também ocorre quando o limite de Chandrasekhar é atingido, chamada Supernova Tipo I.

A composição química do Sistema Solar é representada por um tipo de meteorito chamado condrito carbonáceo, caracterizado por altos níveis de água e compostos orgânicos. A presença de matéria orgânica volátil mostra que eles não sofreram um aquecimento significante (> 200 °C), retendo elementos da nebulosa solar antes da formação do sistema. A mistura de isótopos encontrada tanto no Sistema Solar, quanto nos raios cósmicos, não pode ser atribuída a apenas um tipo de estrela. Ao contrário, ela é similar aos produtos de ambos os tipos de supernova. No trabalho notável do casal Burbidge, Fowler e Hoyle (1957, conhecido pelo acrônimo B²FH, ref. [175]), pioneiro na teoria de nucleossíntese estelar, são apontadas reações nucleares que destroem elementos leves como lítio, berílio e boro em ambientes termalizados pela queima de hidrogênio, transformando-os em isótopos de hélio. Os autores discutem que a espalação de núcleos de carbono, nitrogênio, oxigênio e ferro em atmosferas estelares pode dar origem a esses elementos leves. Hoje especula-se que esse mecanismo talvez seja único e que ele ocorre predominantemente no meio interestelar, como nota Parizot (2000, ref. [176]) para os isótopos ⁶Li, ⁷Li, ⁹Be, ¹⁰B e ¹¹B. O trabalho B²FH também modela a síntese de elementos pesados através da captura de nêutrons por núcleos de ferro no centro de estrelas, onde a velocidade desse processo depende da densidade de nêutrons livres que se forma como produto de outras cadeias em comparação com a taxa de decaimento $\beta^$ dos núcleos criados.

Na radiação cósmica com energia ~ 50-500 MeV/nucleon, porém, existem isótopos que aparecem em excesso em relação à composição química do Sistema Solar, cuja síntese decorre da reação

conhecida como ciclo CNO. Logo após a ignição do hélio, estrelas com massa inicial ~ 50 − 100 M_☉ desenvolvem centros completamente convectivos que chegam a ocupar ~ 96% do volume do astro antes da extinção da camada externa de hidrogênio (ref. [177]). A primeira parte do ciclo CNO se estabelece imediatamente entre o ¹²C, produto da reação triplo-alfa, e o ¹H, decorrente da mistura; o objeto exibe características de uma estrela Wolf-Rayet com abundância de nitrogênio em sua superfície, abreviada por WN. Posteriormente, a atmosfera da estrela se torna abundante em carbono através da segunda parte do ciclo CNO, quando o tipo estelar passa a ser abreviado por WC. Observe que o ¹²C age como um catalisador na conversão de ¹H em ⁴He, aparecendo novamente no final da cadeia, como publicado pela primeira vez por Bethe (1939, ref. [178]). Ele também reconheceu o ciclo do carbono como a fonte mais importante de energia em estrelas "ordinárias"; a taxa de produção de energia pela cadeia pp I se iguala à do ciclo CNO em estrelas com massa 1.2 M_☉ (ref. [162]).

A fase Wolf-Rayet (ou simplesmente W-R) compreende objetos quentes e luminosos (~ 10^5 K; ~ 10^6 L_o, onde L_o é a luminosidade solar) com ventos de velocidade ~ 2×10^3 km/s impulsionados por radiação, gerando uma perda de massa de ($10^{-5} - 10^{-4}$) M_o/ano durante a queima de hélio (supergigantes vermelhas, por exemplo, perdem massa a uma taxa de ($10^{-7} - 10^{-6}$) M_o/ano). Cassé e Paul (1980, ref. [179]) observam que a energia mecânica liberada através desse mecanismo, integrada sobre o tempo de duração do ciclo de fusão, é equivalente à energia mecânica total liberada na explosão de uma Supernova Tipo II. A natureza da matéria ejetada para o meio interestelar por estrelas Wolf-Rayet é determinada pela concentração ambiente crescente de hélio à medida que o hidrogênio da mistura convectiva é consumido, de modo que a segunda parte do ciclo CNO é substituída pela cadeia

(ref. [180]). Ao final da evolução na fase WC, todo o 14 N é convertido em 22 Ne e este passa a ser o quarto elemento mais abundante na superfície, depois do 4 He, 12 C e 16 O.

A relação entre o enriquecimento de isótopos ligados ao ciclo CNO na superfície de estrelas de grande massa e o excesso desses mesmos núcleos medido nos raios cósmicos, comparado à composição do Sistema Solar, é abordada por diversos autores. Prantzos *et al.* (1986, ref. [177]) simulam a evolução de estrelas Wolf-Rayet com massas entre 50 M_o e 100 M_o e, definindo fatores de abundância de superfície como $f = \langle \mathbb{X}_{W-R}/\mathbb{X}_{\odot} \rangle$, obtêm $f \approx 120$ para o ²²Ne, seguido por $f \approx 65$ para o ¹²C e $f \approx 30$ para o ¹⁶O. Paul e Cassé (1982, ref. [181]) partem da medida experimental de ²²Ne/²⁰Ne na radiação cósmica, excedente por um fator 3 – 4 em relação ao Sistema Solar, e das características evolutivas de diversos tipos de estrelas com grande massa, para concluírem que o enriquecimento do meio interestelar pelos isótopos do ciclo CNO é atribuído e sustentado unicamente pelas estrelas Wolf-Rayet. Comparando os valores (CNO)_{W-R} /(²²Ne)_{W-R} ~ 1 e (CNO)_o /(²²Ne)_o ~ 120, os autores estimam que 1/60 dos raios cósmicos são injetados e acelerados por esse tipo estelar.

A principal fonte de nêutrons para o processo de captura, mencionado anteriormente, decorre da abundância de neônio no fim da fase da queima de hélio pela reação

$$^{22}Ne + {}^{4}He \rightarrow {}^{25}Mg + n , \qquad (64)$$

sob temperaturas $\gtrsim 10^9$ K em estrelas com massa inicial $\gtrsim 100$ M_{\odot} (ref. [182]). Os isótopos do magnésio são os últimos núcleos associados a estrelas com queima de hélio (ref. [180]); nesta fase, estrelas de massa inicial 60 M_{\odot} e 40 M_{\odot} já perderam, respectivamente, $\sim 2/3$ e $\sim 3/4$ desses valores (ref. [183]).

Em 1977, Ramaty e Lingenfelter (ref. [184]) apontaram que uma linha de emissão de 1.8 MeV, resultante do decaimento β^+ do ²⁶Al, deveria ser facilmente detectável no meio interestelar (em termos de fluxo) sob a hipótese de que esse isótopo é produzido através da queima explosiva de carbono em supernovas. O efeito é particularmente importante porque o ²⁶Al possui tempo de meia-vida de 7.16 × 10⁵ anos (ref. [185]), traçando em que regiões da galáxia e a que taxas a nucleossíntese ocorre atualmente. Estudos posteriores de reações nucleares excluíram as supernovas e outras estrelas como fontes, levando Prantzos e Cassé (1986, ref. [186]) a sugerirem que o ²⁶Al é produzido em estrelas Wolf-Rayet pela queima de hidrogênio residual com o subproduto ²⁵Mg do ciclo CNO, dada por

$^{25}Mg + {}^{1}H \rightarrow {}^{26}Al + \gamma$.

Diversos experimentos de detecção de raios- γ estabeleceram correlação entre a distribuição do ²⁶Al e o disco da Via Láctea; o telescópio COMPTEL⁶¹ operou com resolução suficiente para registrar as direções dos braços e centro galácticos como regiões de produção elementar por estrelas de grande massa, como visto na figura 30, além das constelações de Cisne e Vela, populadas por remanescentes de supernovas e estrelas Wolf-Rayet em sistemas binários (ref. [187] e [188]). O sistema γ^2 Velorum, em Vela, é composto por uma estrela do tipo O (30 M_{\odot}) e uma WC evoluída (9.5 M_{\odot}) com excesso confirmado de neônio (²²Ne/⁴He = 0.009, refs. [189] e [190]).



Figura 30: Mapeamento celeste da linha de emissão em 1.8 MeV como conseqüência do decaimento β^+ do ²⁶Al. O processo se concentra no plano galáctico, principalmente na região delimitada pelas longitudes ±30°, ou seja, no bojo da Via Láctea. As outras estruturas localizadas no equador galáctico correspondem aos braços da galáxia. Figura encontrada na referência [187].

Sem o potencial coulombiano, capturas sucessivas de nêutrons (como produtos da reação (64)) seguidas por decaimentos β^- produzem isótopos além do ferro até o

⁶¹De Imaging Compton Telescope, instrumento a bordo do satélite Compton Gamma Ray Observatory.

bismuto (Z = 83), o último elemento químico estável. O ferro é originário de outro canal de fusões, sem relação com o hidrogênio e o ciclo CNO. Já na reação triplo-alfa, o ¹²C é fundido seqüencialmente com ⁴He para formar ¹⁶O, ²⁰Ne, ²⁴Mg e ²⁸Si. Cada processo dessa cadeia é iniciado pela contração e aquecimento do núcleo da estrela (para temperaturas > 10⁹ K), provocando a fotodesintegração de núcleos com baixo limiar energético para emissão de partículas alfa. Um ponto crucial notado por Bodansky *et al.* (1968, ref. [191]) é que essas desintegrações são essenciais (e necessárias) para que o equilíbrio entre densidades de número dos elementos processados e das partículas alfa seja atingido, permitindo que a concentração de núcleos pesados se sustente. Reações de equilíbrio entre núcleos hipotéticos $X \in Y$, do tipo

$${}^{n}\mathbb{X} + {}^{4}\mathrm{He} \rightleftharpoons {}^{n+4}\mathbb{Y} + \gamma$$

se mantêm no processo alfa des
de o $^{24}{\rm Mg}$ até o $^{56}{\rm Ni},$ sendo que este último sofre os de
caimentos β^+ pelas reações

e dá origem ao ferro. A desexcitação do núcleo de ⁵⁶Fe é observada em curvas de luz de Supernovas Tipo II através de raios- γ , como foi o caso da SN1987A. O fato das temperaturas envolvidas serem tão altas sugere que algumas reações entre A = 28 e A = 56 ocorrem devido ao aquecimento gerado pela passagem da onda de choque através das camadas internas da estrela; esse processo é chamado de nucleossíntese explosiva. Arnett *et al.* (1989, ref. [172]) citam que qualquer composição inicial razoável a uma temperatura de 5×10^9 K entra em equilíbrio estatístico de queima nuclear em uma escala de tempo (0.1 - 1) s. Em um modelo estelar de 18 M_{\odot}, os autores mostram que a síntese explosiva cessa a partir das camadas de neônio e oxigênio devido à diminuição da temperatura da onda de choque durante a expansão. Um fluxo intenso de nêutrons gerados nessa fase também resulta na produção de isótopos por captura rápida.

4.3 Locais de produção e aceleração

Atualmente, é desconhecido se as abundâncias discutidas na seção 4.2 valem para todas as faixas de energia. Existe uma preferência por modelos em que a nucleossíntese, injeção e aceleração de partículas ocorre em um único objeto astronômico, explicando o comportamento geral do fluxo de raios cósmicos como sendo proporcional a uma potência (negativa) da energia. Porém, restrições quanto à energia máxima atingida foram demonstradas por Lagage e Cesarsky (1983, ref. [192]) no caso de supernovas $(E_{max} \leq 10^{15} \text{ eV/nucleon})$. Além disso, a Colaboração Auger (ref. [50]) publicou, em 2007, uma análise de dados do observatório que correlaciona a direção de chegada de raios cósmicos com energia acima de $6 \times 10^{19} \text{ eV}$ e posições de núcleos ativos de galáxias, ou AGNs, a menos de 75 Mpc de distância da Terra. Sejam os AGNs aceleradores ou traçadores das fontes de partículas primárias de energia ultra-alta, a nucleossíntese é um fenômeno puramente estelar e, nesta tese, objetos maciços candidatos a fontes serão examinados dentro da Via Láctea. A hipótese de aceleradores estelares será dividida em injeção, abordada durante a fase pré-supernova, quando a atividade mais importante é a nucleossíntese, e ejeção, durante a fase pós-supernova, no caso do estabelecimento de campos magnéticos intensos.

A anisotropia das direções de chegada de raios cósmicos à Terra favorece a idéia de que a aceleração é um processo eletromagnético *bottom-up*, significando que energia é transferida gradualmente para as partículas. Como conseqüência direta, o espectro de composição química deve refletir não apenas as abundâncias estelares como também que isótopos são preferencialmente injetados; em outras palavras, propriedades atômicas dos elementos, como carga, massa e primeiro potencial de ionização (abreviado por PPI), devem ser consideradas (ref. [193]). No mesmo trabalho onde descreveu o mecanismo de aceleração que leva seu nome, Fermi (1949, ref. [105]) cita que o nível de radiação cósmica presente é mantido somente se partículas forem injetadas acima de um limiar de energia para compensar perdas por ionização e absorção na matéria interestelar. Com base nas primeiras evidências experimentais da presença de núcleos pesados na radiação primária (por exemplo Freier *et al.*, 1948, ref. [194]), ele estima energias iniciais de 200 MeV para a injeção de prótons, 1 GeV para partículas alfa, 20 GeV no caso de um núcleo de oxigênio e 300 GeV se o núcleo for de ferro, atingidas na vizinhança de estrelas com uma atividade magnética intensa.

Em 1980, detectores de ionização a bordo do satélite HEAO-3 (nota⁶²) registraram o espectro elementar de raios cósmicos (até Z = 60) na faixa de energia (0.6 - 35) GeV/nucleon. Numa análise comparativa com a composição química do Sistema Solar, elementos com PPI menor aparecem sistematicamente em excesso em relação aos com PPI maior (ref. [195] e [196]), uma tendência que também é obser-

⁶²O terceiro satélite do projeto, entitulado *High-Energy Astronomy Observatory*.

vada na composição da coroa, do vento e das partículas energéticas do Sol. Elementos com temperatura de condensação alta, chamados refratários, aparecem aprisionados na forma de grãos na maior parte do meio interestelar (ref. [197]) e nas camadas externas dos ventos de estrelas Wolf-Rayet evoluídas (ref. [198]), onde são observados através de uma emissão intensa de infravermelho seguindo um espectro de corpo negro. Apesar disso, esses elementos não sofrem depleção na radiação cósmica da Via Láctea; ao contrário, eles são enriquecidos.

4.3.1 Estrelas Wolf-Rayet

O espectro de composição química galáctica governado pelo PPI sugeriu que partículas primárias deveriam ter origem no material coronal de estrelas evoluídas com uma cromosfera fria de hidrogênio neutro, onde uma separação entre partículas neutras e íons fosse possível. Mantendo a composição química da corona, elas seriam inicialmente injetadas a energias ~ MeV por atividade estelar e depois reaceleradas a energias maiores ao atravessarem ondas de choque de remanescentes de supernovas. Como Meyer *et al.* (1997, ref. [197]) observam, esse processo incomum de dois estágios ainda requer uma componente totalmente não relacionada, a Wolf-Rayet, para explicar o ²²Ne e outros elementos em excesso na radiação. O trabalho referido desses autores parte da idéia de que apesar de existir uma relação entre o PPI e a volatilidade/refratariedade, analisar as abundâncias relativas como função da temperatura de condensação dos elementos resulta em um espectro com separações menores, além de revelar uma eficiência da aceleração proporcional a A/Q, onde A é o número de massa e Q é a carga do íon.

O fato da quantidade A/Q ser diretamente ligada à rigidez magnética sugere que a aceleração ocorre em ondas de choque e esta é a base para a criação de um modelo que explica todo o espectro químico da galáxia na segunda parte do trabalho de Ellison *et al.*⁶³ (1997, ref. [199]). Elementos voláteis com mesma energia por nucleon, presentes na fase gasosa em ambientes estelares, devem ser preferencialmente acelerados de acordo com A/Q pois partículas com rigidez grande difundem mais rapidamente na região acima do choque e, ao trocarem o sentido da velocidade, experimentam um fluxo de gás (ou impulso) maior. Grãos de poeira acumulados em torno de estrelas, sujeitos à radiação ultravioleta, podem adquirir $A/Q \sim 10^4 - 10^8$ e ser eficientemente acelerados por ondas de choque até energias ~ 0.1 MeV/nucleon antes de sofrerem erosão. Elementos refratários, então liberados com energia muito acima da energia

⁶³Mesmos autores referenciados em [197], porém com nomes publicados em ordem trocada.

térmica, continuam o processo de aceleração no choque e aparecem no espectro de raios cósmicos sem dependência dos seus números atômicos. Um dos objetivos centrais dos trabalhos de Drury, Ellison e Meyer é chamar a atenção para a observação experimental à luz de que a intensidade do espectro de várias espécies de partículas, criado quando elas não eram relativísticas, serão diferentes, e essa diferença persistirá até as energias mais altas obtidas.

Mecanismos de injeção e aceleração decorrentes de processos independentes podem existir em um único objeto se fases estelares diferentes forem consideradas. A remanescente de supernova Cassiopéia A, por exemplo, possui filamentos de movimento lento com abundância de nitrogênio e nós rápidos enriquecidos em oxigênio, de acordo com a ruptura explosiva de um núcleo estelar quase puro em oxigênio resultante da queima de hélio. Recentemente, o telescópio espacial Spitzer foi usado para observar o eco infravermelho gerado pelo reflexo da luz dessa explosão na poeira interestelar, permitindo deduzir que a estrela progenitora era uma supergigante vermelha (com presença de hidrogênio) que resultou em uma Supernova Tipo II (ref. [200]). Observações fotométricas e espectrográficas de boa qualidade foram feitas pela primeira vez antes do máximo da curva de luz para a supernova (do tipo II) 1983k, localizada na galáxia NGC 4699, revelando linhas fortes de emissão de nitrogênio e hélio altamente ionizados que apontam para uma estrela progenitora Wolf-Rayet ou supergigante vermelha (ref. [201]). O espectro mais incomum foi detectado de uma supernova próxima ao centro da galáxia espiral NGC 4618, caracterizado pela ausência de linhas de hidrogênio e hélio e abundância de oxigênio, sódio e magnésio neutros (ref. [202]). Prantzos etal. (1986, ref. [177]) notam a semelhança entre essa observação e seus resultados de simulações, onde O, Na e Mg são os elementos com maior enriquecimento no centro e na superfície de estrelas WC no final da queima de hélio. A luminosidade máxima dessa supernova foi estimada como muito menor do que é geralmente esperado de supernovas comuns, um efeito previsto por Schaeffer, Cassé e Cahen (1987, ref. [203]) em explosões de estrelas Wolf-Rayet.

Alguns modelos mostram que raios cósmicos de energia alta podem ser produzidos antes da explosão, durante a fase pré-supernova, através de processos violentos que não envolvem perda adiabática. Usando o fato de que ventos estelares com velocidade $\sim 2 \times 10^3$ km/s são supersônicos⁶⁴, Cassé e Paul (1980, ref. [179]) propõem que prótons podem adquirir uma energia máxima de 10¹⁵ eV na região de choque com o meio in-

 $^{^{64}\}mathrm{Em}$ relação à velocidade do som no meio interestelar.

terestelar através do mecanismo de aceleração de Fermi. Biermann e Cassinelli (1993, ref. [204]) mostram que o mecanismo de dínamo age na zona convectiva do interior de estrelas com grande massa em rotação, gerando campos magnéticos $\sim 2 \times 10^7$ G que são expostos na superfície, devido à perda de massa, durante a fase Wolf-Ravet. Processos radiativos agem sobre a atmosfera estelar causando fotoionização e impulsionando massas gasosas. O plasma é dirigido ao longo das linhas de campo e energia é transportada do momento angular da estrela para o gás, um efeito que intensifica ainda mais o vento. Nesse ambiente, a instabilidade natural da pressão de radiação gera constantemente perturbações no vento que deformam as linhas do campo magnético "congeladas" no fluido condutor (ref. [205]), como descrito na seção 3.4. De maneira idêntica à explicada na seção 3.9, qualquer torção de pequena escala em uma linha magnética passa a se propagar, longitudinalmente à direção do campo, com a velocidade de Alfvén dada pela equação 61. Partículas pré-aceleradas adquirem energias moderadas na interação com esse tipo de onda, um processo que foi estudado extensivamente por Kulsrud (ref. [96]) para o tratamento de raios cósmicos no meio interestelar; Biermann e outros (ref. [206]) passaram a aplicar a mesma teoria, com sucesso, às atmosferas de estrelas Wolf-Ravet⁶⁵. Citados anteriormente, Biermann e Cassinelli afirmam que um choque gerado nesse ambiente por uma explosão subseqüente, isto é, uma supernova, é capaz de gerar radiação cósmica com energia na faixa $10^{13} - 3 \times 10^{18}$ eV. Os autores ainda estimam que uma em cada três ou cinco supernovas provêm de estrelas do tipo Wolf-Rayet.

Em 2010, Crowther *et al.* (ref. [207]) divulgaram a descoberta de um conjunto de estrelas, ricas em hidrogênio, com as maiores massas já observadas. Todas fazem parte do aglomerado estelar R136, localizado na Grande Nuvem de Magalhães. A estrela R136a1, em particular, é uma Wolf-Rayet do tipo WN cuja massa inicial é estimada em 320^{+100}_{-40} M_{\odot}, sendo o valor da massa atual 265^{+80}_{-35} M_{\odot}. A análise espectral da atmosfera dessa estrela indica um vento com velocidade terminal $v_{\infty} = (2600 \pm 150)$ km/s, porém nenhuma informação sobre o campo magnético associado foi publicada até o momento. As massas iniciais de todos os objetos do aglomerado R136 excedem 150 M_{\odot}, um valor

 $^{^{65}}$ No meio interestelar, raios cósmicos de baixa energia possuem um raio de Larmor muito menor do que o comprimento característico do campo magnético de grande escala da galáxia, resultando no desenvolvimento de trajetórias espiraladas ao longo das linhas. Se esse raio é da ordem da escala das irregularidades do campo, as partículas são difundidas através do espalhamento dos seus ângulos de passo. Por outro lado, nas atmosferas de estrelas com massa $\gg M_{\odot}$, as perturbações (e o campo) são transportadas junto ao plasma e causam a aceleração de partículas providas de carga elétrica, semelhante (mas não igual) ao mecanismo de Fermi.

tido, até então, como limite para massas estelares.

Zinnecker e Yorke (ref. [208]) apontam estrelas com grande massa como a fonte principal de elementos pesados e radiação ultra-violeta. Através da combinação de ventos, expulsão de quantidades grandes de matéria, a expansão de nuvens de $H_{\rm II}$ e explosões de supernovas, elas proporcionam uma fonte importante de mistura e turbulência no meio interestelar das galáxias. A combinação entre rotação diferencial e turbulência sustenta os dínamos galácticos, gerando campos magnéticos de grande escala. Os campos, por sua vez, interagem com as ondas de choque das supernovas, acelerando raios cósmicos. A difusão dos movimentos turbulentos e as radiações cósmica e ultra-violeta são as fontes principais de aquecimento do meio interestelar. Em contrapartida, elementos químicos pesados na forma de poeira, moléculas e átomos/íons causam o resfriamento desse meio. Estrelas com grande massa, portanto, afetam profundamente os processos de formação estelar e planetária, assim como as estruturas física, química e morfológica das galáxias.

4.3.2 Magnetares

Em 5 de março de 1979, na região interior do Sistema Solar⁶⁶, a sonda soviética Venera 11 registrou um fluxo de raios- γ sem precedentes, que saturou seu detector; o mesmo ocorreu depois de cinco segundos com outra sonda da mesma missão, Venera 12. Onze segundos mais tarde, o detector da sonda americana Helios 2, que orbitava o Sol, recebeu um sinal cuja intensidade também ultrapassava o fundo de sua escala. Em Vênus, a *Pioneer Venus Orbiter* sofreu conseqüências semelhantes. Ao atingir a Terra, após sete segundos, essa frente de onda foi registrada por três satélites Vela⁶⁷, um satélite soviético chamado Prognoz 7 e o telescópio de raios-X *Einstein X-ray Observatory*; a maior parte dos instrumentos recebeu raios- γ que difundiram copiosamente através dos escudos metálicos de proteção. O comando de controle da *International Sun-Earth Explorer*, sonda localizada no ponto de Lagrange L1 (nota⁶⁸), conseguiu rotacioná-la para a direção oposta de incidência da onda, mas a radiação atravessou o corpo da nave, saturando o detector. Catorze horas e meia depois, em 6 de março, um pulso curto e

 $^{^{66} {\}rm Parte}$ do sistema mais próxima ao Sol, compreendida pelos planetas terrenos e o cinturão de asteróides.

⁶⁷Destinados ao monitoramento de testes nucleares atmosféricos e espaciais, proibidos em 1963 segundo o Tratado de Interdição Parcial de Testes, assinado pelos governos da União Soviética, Reino Unido e Estados Unidos.

 $^{^{68} {\}rm Um}$ dos cinco pontos de estabilidade gravitacional no sistema Terra-Sol, em relação ao qual um objeto de massa pequena permanece estacionário.

mais fraco, com ~ 1.5 s de duração, foi observado vindo da mesma posição no céu. O efeito se repetiu nos dias 4 e 24 de abril, durando ~ 0.2 s, e nos próximos quatro anos, 16 deles foram atribuídos a essa fonte. Então, em maio de 1983, as ondas de radiação cessaram e, até hoje, não foram mais observadas (ref. [209]).



Figura 31: O sinal de 5 de março de 1979, como observado pela sonda espacial Venera 12. Gráfico da referência [210].

Todos os instrumentos dos satélites mencionados acima registraram o mesmo padrão no dia 5 de março de 1979: um pulso inicial de raios- γ , com ~ 0.2 s de duração, cerca de duas ordens de grandeza maior do que qualquer outro sinal de radiação gama detectado anteriormente. Dezenove anos depois, o sinal ainda detinha esse recorde por um fator de dez. A curva apresentada na figura 31 mostra o registro contínuo da observação desse evento pela sonda Venera 12; o decaimento suave de raios- γ moles, do inglês *soft gamma rays*, durou mais de três minutos e apresentava uma modulação com periodicidade de 8 s, medida por instrumentos diferentes durante aproximadamente 20 ciclos. Nada dessa natureza havia sido observado. Devido ao tipo de radiação emitida e à regularidade nos intervalos de emissão, esse tipo estelar foi chamado de *soft gamma repeater* (SGR); o objeto relacionado ao evento em questão passou a ser conhecido como SGR 0525-66, onde os números representam sua posição segundo o sistema equatorial de coordenadas: 05°25 min corresponde à ascensão reta e -66° refere-se à declinação.

Após um ano de análise, a região celeste de origem da emissão foi reconstruída com base nos tempos de chegada do primeiro pulso em cada sonda atingida pela frente da onda. O resultado, mostrado na figura 32, apontou para uma remanescente de supernova conhecida como N49, localizada na galáxia irregular Grande Nuvem de Magalhães (50.4 kpc de distância da Terra; veja a nota de rodapé na seção 3.1). Esse fato



Figura 32: Imagens da remanescente de supernova N49, localizada na Grande Nuvem de Magalhães. A imagem (a) mostra a região onde ocorreu a emissão dos raios- γ , reconstruída com base nos tempos de chegada do pulso em cada satélite durante o dia 5 de março de 1979, sobreposta ao mapeamento em raios-X realizado pelo telescópio ROSAT. O mesmo objeto astrofísico é mostrado em (b), como observado no intervalo visível do espectro pelo telescópio Hubble. Ambas as imagens foram encontradas na internet.

surpreendeu a comunidade científica da época pela intensidade do pulso; com o conhecimento da distância, a potência irradiada nos primeiros 0.2 s foi calculada como sendo equivalente a 3×10^3 anos da taxa de emissão atual do Sol. O fato da área reconstruída não estar centrada na bolha esférica de gás que constitui a remanescente também foi inesperado, apesar de existir um *hotspot* dentro da região (observe a figura 32(a)). Esse deslocamento foi validado em 1991 quando uma fonte pontual de raios-X, com emissão tênue e constante, foi descoberta na posição do objeto que ficou conhecido, em inglês, como *burster*, sugerindo algum mecanismo explosivo para explicar o comportamento súbito das emissões.

Em 1992, Duncan e Thompson (ref. [211]) propuseram que a atividade magnética do núcleo colapsado remanescente de uma supernova, ou seja, de uma estrela de nêutrons, é determinada pelas suas condições rotacional e térmica imediatamente após a explosão da estrela progenitora. Os autores argumentam que o fluido quente e denso resultante, apesar de neutro, deve conter alguns elétrons e prótons livres, formando um plasma altamente condutor; como discutido na seção 3.4, essas condições levam ao congelamento do fluxo magnético e as linhas de campo são transportadas junto ao gás ionizado. Eles descobriram que o acoplamento do mecanismo de dínamo, desencadeado pela rotação diferencial rápida, com os movimentos convectivos vigorosos, causados pelo gradiente de temperatura no interior da estrela, deve gerar campos magnéticos fortíssimos nas camadas externas no intervalo de tempo 10-20 s antes do resfriamento, depois do qual ambos os efeitos cessam. Reveja a definição de helicidade, representada pela equação (51) na seção 3.5, e como a geração do campo magnético depende do tensor α , cuja magnitude é estimada pela equação 50 para $R_m \gg 1$. Isso é possível porque o núcleo convectivo das estrelas de nêutrons se estende por cinco ou seis escalas de altura de pressão, enquanto esse valor é de apenas uma escala para estrelas na seqüência principal. O processo é suficiente para criar campos magnéticos ~ $10^{14} - 10^{15}$ G, firmemente ancorados na superfície, responsáveis pela frenagem abrupta da estrela devido à perda de momento angular pela corrente de partículas carregadas, induzida por ondas magnéticas, fluindo ao longo das linhas de campo; como conseqüência, o modelo prevê um aumento no período de rotação da estrela até ~ s. Essas características descrevem uma estrela de nêutrons como um magnetar⁶⁹.

Pulsares, onde o mecanismo de dínamo não ocorre, acabam por possuir campos $\sim 10^{12} - 10^{13}$ G e períodos de rotação ~ ms. A diferença na configuração magnética entre esses tipos estelares depende unicamente da rotação inicial da remanescente após a supernova: no caso do magnetar, o período de rotação das células convectivas é comparável ao período de rotação do núcleo de nêutrons, resultando em valores aproximadamente máximos da helicidade do plasma. O sinal do evento detectado em 5 de março de 1979 era modulado por ciclos de (8.00 ± 0.05) s (ref. [212]), medida que Duncan e Thompson usam para sugerir uma conexão entre magnetares e SGRs. Assim como para a maior parte dos objetos astrofísicos no universo, o mecanismo de dínamo parece ocorrer nos magnetares pela ação $\alpha - \Omega$ (veja a tabela 3, na seção 3.5). Simulações realizadas por Toropina *et al.* (2006, ref. [213]), por exemplo, sustentam essa hipótese através do uso da configuração de um campo magnético eixo-simétrico dipolar com intensidades na faixa $10^{13} - 10^{15}$ G, juntamente ao termo difusivo da magnetohidrodinâmica, para obter tempos de frenagem ~ $10^4 - 10^5$ anos para magnetares.

A quantidade de estrelas altamente magnetizadas na Via Láctea é contestada na literatura atual, variando entre três e cinco; todas elas, incluindo o SGR 0525-66 na Grande Nuvem de Magalhães, estão associadas a remanescentes de supernovas com idade $\sim 10^4$ anos. Essa quantidade é usada para a determinação da intensidade do

 $^{^{69}}$ Da junção das palavras inglesas magnetic+star.

campo magnético através da taxa de desaceleração até os períodos \sim s observados hoje.

Dois trabalhos subseqüentes de Thompson e Duncan, detalhando vários efeitos que devem ocorrer no interior, superfície e atmosfera dos magnetares, foram publicados em 1993 (ref. [214]) e, separado em duas partes, nos anos 1995 e 1996 (refs. [215] e [216]). Dentro da estrela, a estratificação das camadas é estável a ponto de impedir temporariamente a reconexão magnética, mesmo em regiões tangenciais com sentido oposto de campo. Apesar do fluido estar em um regime de convecção fortemente desviado para o limite magnetohidrodinâmico $R_m \gg 1$, a difusão viscosa das linhas de vórtice transporta o campo do núcleo para as partes externas. Ao atingir a rede cristalina de nêutrons da superfície, a combinação entre esse efeito difusivo e o congelamento do fluxo magnético causa dobras que levam à rachadura da crosta; como conseqüência, o fluido superficial se reconfigura elasticamente, liberando energia magnética na forma de um plasma de pares e raios- γ . O efeito ocorre como um *burst*, cuja pressão abre as linhas do campo em regiões afastadas da magnetosfera e libera a maior parte dessa energia para o espaço; o primeiro pico registrado pelas sondas em 5 de março de 1979 é atribuído a esse tipo de explosão.

Fora do magnetar, linhas de campo de pequena escala (em relação ao raio estelar) aparecem na forma de arcos com ambas as extremidades fixadas na superfície sólida da estrela, semelhante ao que é observado no Sol. O formato de ferradura dessas estruturas funciona como uma garrafa magnética (efeito explicado na seção 3.7), confinando uma pequena parte do plasma gerado no *burst*. Apesar da crosta resistir a qualquer compressão por causa da pressão de degenerescência dos nêutrons e da gravidade, tensões de cisalhamento, dependentes apenas de forças eletrostáticas relativamente fracas, ocorrem devido à difusão viscosa por baixo da superfície, torcendo as linhas de campo a partir dos pontos de contato congelados na superfície. Observe a figura 33. O campo magnético torcido passa a ter uma componente sobre o circuito representado em verde de modo que, pela lei de Ampère, elétrons são acelerados em um sentido enquanto íons o fazem no sentido oposto. Nos locais onde a flutuação do campo é considerável, a reconexão ocorre na velocidade de Alfvén (veja a equação (61), na seção 3.9) e acelera partículas, ejetando-as para a parte externa da atmosfera da estrela. Nas linhas que permanecem ancoradas, uma parte do volume do plasma confinado esfria emitindo os raios-X que são observados na Terra com a intensidade modulada pelo período de rotação da estrela, enquanto outra parte se choca com a superfície da estrela e produz um fluxo radiativo que ejeta bárions para a magnetosfera na forma de um vento. A análise do espectro de radiação do evento de 5 de março de 1979, referente ao SGR 0525-66,



Figura 33: Mecanismo da geração da corrente elétrica ao longo do laço constituído por linhas de campo na superfície de uma estrela de nêutrons magnetizada. A corrente decorre da lei de Ampère e a escala de comprimento do laço aparece exagerada em relação ao raio da estrela. Desenho a lápis de R. C. Duncan (ref. [209]).

por exemplo, apresenta traços de contaminação de matéria bariônica arrancada da superfície.

Além disso, Chang *et al.* (2004, ref. [217]) calculam que hidrogênio, regulado pela quantidade atmosférica de hélio, deve ser queimado rapidamente na superfície de magnetares através da fusão nuclear em escalas de tempo entre horas e anos, gerando uma atmosfera rica em elementos pesados com composição química variando entre núcleos de hélio e ferro. As simulações são baseadas em vários fatores, como a intensidade do campo magnético em torno da estrela.

Um resultado importante, publicado em 2003 por Arons (ref. [218]), mostra que ventos relativísticos de magnetares recém-nascidos, com períodos de rotação inicial próximos ao limite centrífugo de quebra estrutural da estrela, podem representar fontes de íons de energia ultra-alta com espectro de injeção $\propto E^{-1}$ acentuado para $\propto E^{-2}$ nas energias mais altas, tendo como limite superior um corte no intervalo $10^{21} - 10^{22}$ eV. Sob a hipótese de que os magnetares existem em todas as galáxias comuns onde ocorre a formação de estrelas com grande massa, o modelo considera a interação das partículas



Figura 34: Comparação entre a teoria de Arons sobre magnetares e alguns dados experimentais de raios cósmicos de altíssima energia. No modelo do autor, a sigla "GR" refere-se à magnitude da perda de rotação da estrela de nêutrons através da emissão de ondas gravitacionais em seu estágio inicial de evolução. Gráfico encontrado na referência [218].

aceleradas com a radiação de fundo do universo e obtém o espectro de raios cósmicos observado na Terra até 10^{20} eV. Através do ajuste de dados, o autor estima que 5%-10% das estrelas de nêutrons altamente magnetizadas possuem períodos de rotação com essas propriedades. Arons fundamenta seu mecanismo de aceleração na geometria do monopólo dividido (veja as simulações de Spitkovsky, com quem Arons publicou vários artigos, na figura 27, na seção 3.8), resultando no fluxo de íons de altíssima energia emitidos na forma de uma corrente de retorno emitida ao longo do plano equatorial da estrela. Em relação a um pulsar, cujos jatos cônicos colimam partículas a ângulos ~ 1°, a emissão resultante da geometria do monopólo dividido se dá em um ângulo sólido muito maior, cobrindo mais regiões do céu. O autor também demonstra que todas as perdas de energia envolvidas na expansão do envelope de uma supernova são desprezíveis quando o núcleo remanescente da explosão é um magnetar.

Pela comparação dos dados de raios cósmicos disponíveis em 2003 com o modelo em questão, mostrada na figura 34, Arons prevê que *bursts* de ondas gravitacionais devem aparecer correlacionados a um aumento da incidência de EAS com energias $\gtrsim 100 \text{ EeV}$, citando que o Projeto Auger deve observar situações desse tipo em intervalos de tempo de poucos anos.

O segundo evento caracterizado por um *burst* de raios- γ seguido de um sinal decrescente e oscilatório de raios-X teve origem dentro da Via Láctea, observado em 27 de agosto de 1998, com um fluxo energético comparável ao fluxo observado do SGR 0525-66. O objeto associado à explosão foi chamado de SGR 1900 + 14. Porém, em 27 de dezembro de 2004, o satélite INTEGRAL⁷⁰ registrou um *burst* extraordinário, ~ 100 vezes mais intenso do que a explosão predecessora. Outras quatro missões da IPN3 (nota⁷¹), com sondas capazes de detectar raios- γ e nêutrons de altas energias, reportaram o evento. Triangulações a partir desses dados restringiram a posição do clarão a uma região anular em torno da direção do SGR 1806 - 20 onde nenhum outro candidato à fonte é conhecido. Cerca de 142 s antes da explosão, o fluxo energético de um pulso com topo achatado, atribuído ao processo de bremsstrahlung térmico em plasmas com pequena profundidade ótica⁷², permitiu que se calculasse a distância do burst à Terra no intervalo 12 - 15 kpc (ref. [219]). Pouco mais de um ano antes, o valor $15.1^{+1.8}_{-1.3}$ kpc havia sido estabelecido para a distância entre a Terra e o SGR 1806 – 20 (ref. [220]). Essa estrela de nêutrons apresenta todas as características de um magnetar e está localizada nas coordenadas galácticas $(l, b) \approx (10^\circ, -0.24^\circ)$, ou seja, ela pertence ao disco da Via Láctea (ref. [221]). Além disso, a partir do campo de visão terrestre, o SGR 1806 - 20 situa-se atrás da região do bojo da galáxia.

Através de modelos propostos por Thompson e Duncan, Schwartz *et al.* (2005, ref. [222]) relacionam o evento de 27 de dezembro de 2004 a uma fratura na crosta do magnetar com ~ 5 km de extensão. Alguns anos antes da explosão, a região onde o SGR 1806-20 está localizado havia sido analisada por Fuchs *et al.* (1999, ref. [223]) em trabalho também assinado pelo casal Cesarsky, no qual este e os outros três magnetares

⁷⁰Do inglês International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory.

⁷¹Sigla escolhida do inglês *Third Interplanetary Network* para o projeto composto por um grupo de sondas interplanetárias cujo intuito é medir posições de gamma-ray bursts (GRBs), ou explosões de raios- γ , através de triangulações.

⁷²Em plasmas suficientemente quentes, íons e elétrons encontram-se em equilíbrio térmico. Quando partículas dessas componentes se aproximam, os elétrons, com massa muito menor do que os íons, são acelerados pela força coulombiana mútua, emitindo raios-X e sendo, posteriormente, freados. Se o plasma possui uma profundidade ótica pequena, essa radiação escapa do volume sem interagir com as partículas do gás ionizado.

conhecidos até a data da publicação são associados a diversos tipos estelares, nebulosas e nuvens de H_{II} . Poucos meses antes do *burst*, Corbel e Eikenberry (2004, ref. [220]) apresentaram os resultados da observação espectroscópica em infravermelho na direção da nebulosa⁷³ G10.0-0.3, alimentada pelo vento da variável azul luminosa LBV 1806-20. Essa estrela é proximamente relacionada ao *soft gamma repeater* SGR 1806-20, sendo o conjunto todo parte de um complexo gigante de H_{II} chamado W31 (um detalhe da nuvem é apresentado na figura 35). Com esse trabalho, descobriu-se que todos os magnetares observados (até 2004) estão associados a regiões com formação de estrelas de grande massa ou que contêm nuvens moleculares gigantes.



Figura 35: Imagem em infravermelho da região ~ $2' \times 2'$ em torno do centro da nebulosa G10.0 – 0.3, na qual as localizações do LBV 1806 – 20 e do SGR 1806 – 20 são indicadas. As curvas de contorno de densidade do H_{II}, superpostas à imagem, evidenciam a extensão espacial do aglomerado de estrelas com grande massa em torno do magnetar. Figura da referência [220].

4.4 O campo magnético da Via Láctea

 $^{^{73}}$ Esse objeto astrofísico, em particular, é representado pelas coordenadas galácticas associadas a sua posição. Note a proximidade angular com o SGR 1806 – 20, cuja localização é dada no parágrafo anterior.

O congelamento do fluxo magnético no plasma ejetado de estrelas e o acúmulo desse material ao longo dos braços espirais poderiam definir, aproximadamente, um padrão de larga escala do campo magnético semelhante ao padrão da distribuição de matéria na galáxia, uma hipótese usada em modelos teóricos até os anos 1970. Ironicamente, a turbulência do plasma que forma os braços da Via Láctea parece destruir qualquer coerência espacial do campo regular nessas regiões; mesmo assim, seu papel é fundamental na auto-sustentabilidade do campo magnético galáctico, através do mecanismo de dínamo, como foi explicado na sub-seção 3.5.

Seja o sistema de coordenadas cilíndricas, no qual uma posição é definida por $\vec{r} = (\rho, \varphi, z)$. Assumindo que os campos galácticos de grande escala possuam alguma simetria em relação ao eixo-z da galáxia⁷⁴, Elstner *et al.* (1992, ref. [224]) consideraram a velocidade angular $\Omega = \Omega(\rho, z)$ associada a uma região de plasma turbulento com velocidade $\vec{v} = (\Omega \hat{z}) \times \vec{r}$ e condutividade elétrica $\sigma = \sigma(\rho, z)$, implicando na difusividade magnética $\eta = \eta(\rho, z)$, e escreveram o tensor do efeito- α na forma

$$\alpha = \alpha \left(\rho, z \right) = \left(\begin{array}{ccc} \alpha_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \alpha_{\parallel} \end{array} \right)$$

a fim de procurar por soluções estacionárias da equação do dínamo (equação (49) na seção 3.5) moduladas por uma fase⁷⁵ com dependência azimutal do tipo exp $(\jmath m \varphi)$, para $m = 0, 1, 2, \ldots$ Devido à geometria do problema, as propriedades de simetria das funções Ω , $\sigma \in \alpha$ em relação ao plano da galáxia permitem que as soluções descrevendo o campo magnético sejam tratadas nos modos simétrico Sm ($\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp}$) e antissimétrico Am ($\alpha_{\parallel} \neq \alpha_{\perp}$). Se a direção do campo magnético

$$\vec{B}(\rho,\varphi,z) = B_{\rho}(\rho,\varphi,z)\,\hat{\rho} + B_{\varphi}(\rho,\varphi,z)\,\hat{\varphi} + B_{z}(\rho,\varphi,z)\,\hat{z}$$

é uma solução simétrica em relação ao plano da Via Lácte
a $z=0,\,{\rm então}$

$$\vec{B}\left(\rho,\varphi,z\right) = \vec{B}\left(\rho,\varphi,-z\right)$$

e assim $B_z(\rho,\varphi,z) = 0$. O caso particular m = 1 implica na conjugação e reflexão axial

$$ec{B}\left(
ho,arphi,z
ight)=-ec{B}\left(
ho,-\pi+arphi,z
ight),$$

⁷⁴O eixo perpendicular ao disco da Via Láctea, cuja origem é centrada em Sgr A*.

⁷⁵Junto à definição da unidade imaginária $j = \sqrt{-1}$.

resultando em um campo estruturado na forma de dois braços espirais. Caso o campo seja uma solução antissimétrica,

$$B_{z}\left(\rho,\varphi,z\right) = -B_{z}\left(\rho,\varphi,-z\right)$$

sendo que, particularmente, m = 0 implica no valor da componente $B_{\varphi}(\rho, \varphi, z) = 0$ e o campo tem as características de um dipolo. A determinação do sentido de qualquer um dos modos do campo magnético depende de observações experimentais.

A figura 36 mostra dois exemplos da geometria envolvida no modo simétrico Sm. Para m = 1, dois braços descrevem a direção do campo magnético. Dado um valor fixo de φ , caso haja reversão do sinal de $\vec{B}(\rho, \varphi, z)$ ao longo de ρ , a geometria do campo é classificada como uma **espiral bissimétrica** (ou BSS, do inglês *bisymmetric spiral*). Se não houver reversão no cruzamento da fronteira entre os braços, a classificação geométrica é dita simplesmente uma **espiral axissimétrica** (ou ASS, do inglês *axisymmetric spiral*). Exemplos do campo no modo antissimétrico Am são mostrados na figura 37.

Na direção z, os modos ainda podem ser classificados de acordo com a simetria do campo magnético em relação ao plano galáctico (ref. [93]). Se o campo é simétrico (-S) sob a transformação da coordenada $z \to -z$, a paridade é par (ou quadrupolar), podendo ser **ASS-S** (S0) ou **BSS-S** (S1). Caso o campo seja antissimétrico (-A) em relação a z = 0, a paridade é ímpar (ou dipolar), dividindo-se em **ASS-A** (A0) e **BSS-A** (A1).

O resultado mais importante do trabalho do grupo de Elstner é conclusão de que a rotação diferencial⁷⁶ dos plasmas astrofísicos, como ocorre nos discos galácticos, favorece o modo Sm, enquanto regiões que se comportam como um corpo rígido⁷⁷, típico das partes internas de galáxias (como o bojo), só podem gerar o modo Am. No modo antissimétrico, $\alpha_{\parallel} > \alpha_{\perp}$ resulta no efeito - α e o campo magnético possui uma configuração geométrica preferencialmente dipolar, exatamente como evidenciado por Yusef-Zadeh e Morris (1987, ref. [225]) através de imagens de estruturas alongadas na região de Sgr A* a partir de ondas de rádio; posteriormente, Yusef-Zadeh *et al.* (1996, ref. [226]) estimaram um campo entre (-4 ± 0.3) mG e (3.7 ± 0.1) mG das observações de um maser nessa mesma região. Han *et al.* (1997, ref. [227]), usando medidas de rotação de fontes extragalácticas, encontram várias características de um campo magnético anti-

⁷⁶Por rotação diferencial entende-se que $\partial \Omega(\rho, z) / \partial \rho \neq 0$ em uma dada região.

⁷⁷A rotação rígida significa que $\Omega(\rho, z)$ = "constante" em uma determinada região.



Figura 36: Exemplos do modo simétrico para m = 0 e m = 1, segundo o modelo do grupo de Elstner. Para m = 1, o campo magnético é chamado bissimétrico. O ângulo i é o ângulo de visada com relação ao eixo-z. Figura da referência [224].

ssimétrico permeando o halo da Via Láctea e, citando os resultados de Yusef-Zadeh e Morris, propuseram que ele tem origem no centro da galáxia. Imagens de alta resolução produzidas por Novak *et al.* (1997, ref. [228]), com base no contínuo de rádio, permitiram a observação direta de filamentos de gás molecular com uma iluminação intrínseca não-térmica no centro galáctico, cuja explicação mais simples, segundo eles, é que essas estruturas são sustentadas perpendicularmente ao plano por um campo magnético puramente dipolar. Em uma revisão a respeito da componente A0 do campo de grande escala, Han (2001, ref. [229]) prediz que o momento magnético da Via Láctea aponta do norte galáctico para o sul, baseando-se na observação de uma componente vertical residual de campo ~ 0.2 μ G na posição do Sistema Solar, depois que perturbações locais e a componente regular são retiradas.

No caso da rotação diferencial, $\alpha_{\parallel} = \alpha_{\perp}$ transforma o tensor α em uma quantidade escalar na equação do dínamo e o efeito - Ω se estabelece na região. O campo magnético gerado possui uma configuração geométrica altamente dependente do ângulo azimutal que se traduz, no caso das galáxias, para uma dependência da longitude galáctica. Apesar do congelamento do fluxo garantir que o campo se mova junto ao plasma, os



Figura 37: Exemplos do modo antissimétrico para m = 0 e m = 1, segundo o modelo do grupo de Elstner. Para m = 0, o campo magnético é chamado axissimétrico. O ângulo *i* é o ângulo de visada com relação ao eixo-*z*. Figura da referência [224].

valores da intensidade do campo não estão correlacionados à distribuição de matéria: a equação do dínamo não considera densidades, apenas a condutividade elétrica do meio. Por esse motivo, é comum que os braços magnéticos (característicos do modo Sm para $m \ge 1$) de galáxias espirais não sigam a densidade dos braços de matéria, como ocorre na Via Láctea (veja a figura 38).

Outro fator importante é o movimento turbulento do gás, que ocorre em escalas $\leq 10^2$ pc na Via Láctea e confere helicidade ao plasma. Sem a turbulência, o campo resultante seria extremamente espiralado⁷⁸. Sofue *et al.* (1986, ref. [230]), que já haviam obtido essas soluções, acreditam que a origem do campo da nossa galáxia é primordial, uma hipótese baseada na idéia de que um campo ordenado extragaláctico foi capturado na fase protogaláctica, contraído, torcido pela rotação diferencial para formar uma estrutura espiral bissimétrica e sustentado até hoje pelo mecanismo de dínamo. Tanto o grupo de Sofue, quanto o de Elstner obtiveram escalas de tempo de difusão magnética da mesma ordem ou maiores do que a idade do universo, assim como para a escala de tempo de saturação desse campo de acordo com o último grupo, demonstrando que

⁷⁸No sentido de que teria um ângulo de passo $p \ll 1^{\circ}$, definido na próxima sub-seção.

modos diferentes podem coexistir. Isso é, de fato, o que acontece na Via Láctea, onde os modos A0 e S1 são preferencialmente excitados (ref. [93]).

O campo total no disco possui uma intensidade média $\sim 10^3$ vezes menor do que no bojo e é composto pela sobreposição de uma componente regular e uma aleatória, com intensidades da mesma ordem; Alvarez-Muñiz, Engel e Stanev (2002, ref. [231]) citam a dificuldade de medir experimentalmente a intensidade da parte turbulenta e, com base na literatura, utilizam o intervalo $B_{turb}(\vec{r}) = [0.5, 2] \times B_{reg}(\vec{r})$. Beck (2001, ref. [82]) deriva (6 ± 2) µG para o campo total local, ou seja, na região do Sistema Solar, através de medidas de polarização de radiação síncrotron de rádio e assumindo a equipartição de energia entre raios cósmicos e campos magnéticos, um valor superestimado em ~ 40% por causa das flutuações $\delta B/\langle B \rangle \approx 1$. Ainda nesse trabalho, o campo regular local é estimado em (4 ± 1) μ G pela análise de dados de radiação síncrotron ótica e (1.4 ± 0.2) μ G por medidas de rotação de pulsares. Beck nota que apesar do Sistema Solar estar localizado entre dois braços de matéria da galáxia, o campo regular local faz parte de um braço magnético (veja figura 38). Na parametrização de Stanev, que será apresentada na sub-seção a seguir, a intensidade do campo magnético galáctico na posição do Sistema Solar é 1.5 μ G; as sondas Voyager 1 e Voyager 2, lançadas em 1977, realizaram a primeira medição direta do campo interestelar sem a influência do vento solar, 29 anos mais tarde, obtendo ~ 2 μ G (2006, ref. [232]).

A hipótese mais plausível a respeito de como ocorre a transição do campo magnético entre as regiões do bojo e disco da Via Láctea é através da torção das linhas de campo no processo do mecanismo de dínamo segundo a ação α - Ω , onde campos toroidais são transformados em dipolares e vice-versa, pela combinação entre turbulência e rotação diferencial de um gás ionizado (como foi discutido na seção 3.5). Por isso, nesta tese, a descontinuidade do campo em $\rho = 4$ kpc não foi retirada sob o argumento de que os valores dados pelas parametrizações nessa fronteira possuem mesma ordem de grandeza, de modo que isso não compromete a reconstrução das trajetórias de partículas pela técnica do *backtracking*.



Figura 38: Sobreposição dos modelos do campo magnético BSS da Via Láctea e dos cinco braços. O interbraço de Órion aparece na cor violeta e é a estrutura com escala de comprimento galáctica mais próxima do Sistema Solar. Os braços completos são Perseu (em verde), Sagitário (em laranja), Centauro (em azul) e Norma (em vermelho). Todas as estruturas estão graficadas em escala.

4.4.1 O campo no disco da galáxia

O modelo adotado nesta tese para o campo magnético no disco da Via Láctea é o de Stanev (1997, ref. [233]), baseado em uma revisão extensa de parâmetros derivados a partir de medidas de rotação de Faraday de pulsares por Beck *et al.* (1996, ref. [93]). O campo é configurado no modo S1, e portanto suas simetrias são classificadas como BSS-S (espiral bissimétrica com paridade par) de acordo com as evidências mais recentes (2001, ref. [229]). No referencial de Sgr A*, o módulo do campo é representado em coordenadas cilíndricas como

$$B(\rho,\varphi,z) = f(z) B(\rho,\varphi), \qquad (65)$$

 $\quad \text{onde} \quad$

$$f(z) = \begin{cases} \exp\left(-\frac{1}{2} \left|\frac{z}{z_0}\right|\right) & \text{se } |z| \leq z_0\\ \exp\left(-\frac{3}{8}\right) \exp\left(-\frac{1}{8} \left|\frac{z}{z_0}\right|\right) & \text{se } |z| > z_0 \end{cases}$$
(66)

representa o campo magnético do halo da galáxia. A parte radial é dada por

$$B(\rho,\varphi) = B_0(\rho)\cos\left[\varphi - \beta \ln\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)\right], \qquad (67)$$

 sendo

$$B_0\left(\rho\right) = B_0 \frac{R}{\rho}.\tag{68}$$

As constantes são experimentais e valem $z_0 = 0.5$ kpc (altura de escala do campo magnético), $B_0 = 4.4 \ \mu\text{G}$, R = 8.5 kpc (distância Sol - Centro Galáctico), $\rho_0 =$ 10.55 kpc (distância galactocêntrica da intensidade máxima do campo em $l = 0^\circ$) e $\beta = \cot(p)$, onde p é o ângulo de passo⁷⁹ e vale -10° .

Por fim, o campo é escrito como

$$\vec{B}(\rho,\varphi,z) = B(\rho,\varphi,z) \left[\hat{\rho}\sin p + \hat{\varphi}\cos p\right]$$
(69)

e definido na região 4 kpc
 $\leqslant \rho < 20$ kpc em relação ao eixo-z. Se $\rho \geqslant 20$ kpc, o campo é considerado nulo.

 $^{^{79}\}mathrm{Ou}$ ângulo de crescimento de uma espiral, em relação à tangente a um círculo naquele ponto.



Figura 39: Representação gráfica do modelo de campo magnético de Stanev para o disco da Via Láctea (z = 0). O anel preto sobre o eixo-x indica a posição do Sistema Solar.

4.4.2 O campo no bojo da galáxia

Para o centro da Via Láctea, foi adotado o modelo de Prouza e Šmída (2003, ref. [234]), que usa as estimativas do momento magnético da galáxia dadas por Han (2001, ref. [229]). A configuração do campo é corresponde ao modo A0, ou seja, sua classificação segundo as simetrias é dada por ASS-A (espiral axissimétrica com paridade ímpar). No referencial de Sgr A*, as componentes cartesianas do campo são representadas em coordenadas esféricas como

$$\vec{B}(r,\varphi,\theta) = \frac{\mu_G}{r^3} \left(2\hat{r}\cos\theta + \hat{\theta}\sin\theta \right),$$

onde $\mu_G = -184.2 \ \mu\text{G} \ \text{kpc}^3$ é o momento de dipolo magnético da galáxia. O campo definido acima vale para a região $\rho < 4 \ \text{kpc}$.

Alguns autores extrapolam do modelo de Stanev (sub-seção 4.4.1) para determinar o campo magnético no bojo da galáxia em regiões próximas a $\rho = 4$ kpc, mantendo a parametrização dada pela equação (69) mas considerando o valor da envoltória $B_0(\rho) = B_0(4 \text{ kpc})$ constante na região $\rho < 4$ kpc.



Figura 40: Modelo de Prouza e Śmída para o campo magnético na região central da Via Láctea. Note que a escala de intensidade é logarítmica.

4.4.3 O campo total da Via Láctea

A intenção desta parte é a familiarização visual com as parametrizações apresentadas nas sub-seções 4.4.1 e 4.4.2. No capítulo 6, serão mostrados casos onde as trajetórias de raios cósmicos são determinadas predominantemente pelo campo no disco da galáxia, assim como, em outras situações, partículas são defletidas quase totalmente pelo campo no bojo. O conhecimento da geometria do campo magnético regular da Via Láctea é essencial para se criar uma intuição qualitativa frente a dados relativos a direções celestes da chegada de raios cósmicos.



Figura 41: Vista lateral do campo magnético regular da Via Láctea nos intervalos $-9 \leq y_{\rm kpc} \leq 9$ e $-3 \leq z_{\rm kpc} \leq 3$.



Figura 42: Vista superior do campo magnético regular da Via Láctea nos intervalos $-9 \leq x_{\rm kpc} \leq 9$ e $-9 \leq y_{\rm kpc} \leq 9$.



Figura 43: Vista em perspectiva do campo magnético regular da Via Láctea nos intervalos $-9 \leq x_{\rm kpc} \leq 9, -9 \leq y_{\rm kpc} \leq 9$ e $-3 \leq z_{\rm kpc} \leq 3$.

5 A técnica de *backtracking*

5.1 Método

Seja uma partícula relativística com massa m, carga q e velocidade \vec{v} , localizada na posição \vec{r} , sujeita a um campo magnético $\vec{B}(\vec{r})$. Sua equação de movimento é determinada pela força de Lorentz

$$\frac{d}{dt}(\gamma m\vec{v}) = q \left[\vec{v} \times \vec{B} \left(\vec{r} \right) \right]$$
(70)

que, em geral, não possui solução analítica. Apesar de $\gamma = \gamma(t)$, note que $d\gamma/dt \propto \vec{v} \cdot (d\vec{v}/dt) = 0$, já que a força associada ao campo magnético não realiza trabalho. Numericamente, é possível escrever

$$\Delta \vec{v}_j \approx \frac{q}{\gamma m} \left[\vec{v}_{j-1} \times \vec{B} \left(\vec{r}_{j-1} \right) \right] \Delta t_{j-1}$$

desde que os intervalos de discretização temporal sejam suficientemente pequenos. A técnica do *backtracking* de antipartícula consiste em reconstruir trajetórias de partículas a partir de condições iniciais, observando que a equação de movimento é invariante sob a aplicação simultânea das transformações $q \rightarrow -q$ e $\vec{v} \rightarrow -\vec{v}$ em (70).

Considere um núcleo de número atômico Z com energia $\gtrsim 1$ EeV e seja $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ o vetor que representa o sentido da velocidade dessa partícula. Nas unidades usuais da escala da galáxia, como discutido na seção 3.1, a variação de $\vec{\beta}$ é dada por

$$\Delta \vec{\beta}_j \approx 0.284 \, \frac{Z}{E_{\text{EeV}}} \left[\vec{\beta}_{j-1} \times \vec{B}_{\mu \text{G}} \left(\frac{\vec{r}_{j-1}}{\text{kpc}} \right) \right] \left(\frac{\Delta t_{j-1}}{\text{ka}} \right),\tag{71}$$

que implica no incremento

$$\vec{\beta}_j = \vec{\beta}_{j-1} + \Delta \vec{\beta}_j.$$

Nesta parte, $\vec{\beta}_j$ deve ser normalizado a cada *j*-ésimo passo para que a partícula não ultrapasse a velocidade da luz. O incremento espacial tem a forma

$$\left(\frac{\Delta \vec{r}_j}{\text{kpc}}\right) = c_{\text{kpc/ka}} \,\vec{\beta}_j \left(\frac{\Delta t_{j-1}}{\text{ka}}\right),\tag{72}$$

com o valor da velocidade da luz dado por $c_{\rm kpc/ka} \approx 0.306$.

A determinação do tamanho dos passos temporais é delicada e varia muito de

autor para autor, geralmente sendo tomada como constante. Para minimizar o tempo de processamento sem comprometer a precisão na reconstrução da trajetória, é interessante trabalhar com passos variáveis. No trabalho apresentado nesta tese, defini passos temporais que variam de acordo com o gradiente da intensidade do campo magnético no sentido da propagação da partícula. Através da escolha de um ϵ (\ll 1),

$$\frac{\left|\vec{B}\left(\vec{r}+\Delta\vec{r}\right)-\vec{B}\left(\vec{r}\right)\right|}{\left|\vec{B}\left(\vec{r}\right)\right|} \le \epsilon$$
(73)

define Δt através da equação (72). Explicitamente,

$$\Delta t \le \frac{\epsilon}{c} \frac{\left|\vec{B}\left(\vec{r}\right)\right|}{\left|\begin{pmatrix} \nabla B_x \cdot \vec{\beta} \\ \nabla B_y \cdot \vec{\beta} \\ \nabla B_z \cdot \vec{\beta} \end{pmatrix}\right|}.$$
(74)

5.2 Regiões onde $B(\vec{r}) \approx 0$

No disco da galáxia, existem regiões onde $|\vec{B}(\vec{r})| \approx 0$ e o código de reconstrução entra em uma seqüência de incrementos que tendem a zero, fazendo a partícula parar (veja a equação (74)). Portanto, é essencial encontrar uma função $B_{mod}(\vec{r})$, somente para o cálculo de Δt , cujo valor seja, longe dos zeros, tão próximo de $|\vec{B}(\vec{r})|$ quanto desejado e, sobre os zeros, algum valor predeterminado, não nulo e localmente mínimo. Com a substituição de (67), a equação (65) toma a forma

$$B\left(\vec{r}\right) = B_{envol}\left(\vec{r}\right)\cos\left[g\left(\vec{r}\right)\right],$$

ou seja, o produto de uma função envoltória (não nula e positiva) com uma função periódica, responsável pelos zeros do campo magnético. Definindo $\delta \ (\ll 1)$ como uma fração do valor da envoltória sobre os zeros do campo real, considere a função

$$G\left(\delta,\vec{r}\right) = \frac{\left|\cos\left[g\left(\vec{r}\right)\right]\right|}{\delta}.$$

Assim, as propriedades necessárias para o cálculo de Δt dentro da Via Láctea são encontradas escrevendo-se
$$B_{mod}\left(\delta,\vec{r}\right) = \delta B_{envol}\left(\vec{r}\right) \left[2 F_{+}\left(\delta,\vec{r}\right) + G\left(\delta,\vec{r}\right) F_{-}\left(\delta,\vec{r}\right)\right],\tag{75}$$

onde a fórmula

$$F_{\pm}(\delta, \vec{r}) = \frac{1}{1 + \exp\left[\pm G\left(\delta, \vec{r}\right)\right]}$$

é baseada na distribuição de Fermi-Dirac. A dedução completa da função utilizada para definir a equação (75) é dada no Apêndice A.

Por definição, na região $\rho \ge 20$ kpc, e portanto fora da região definida para o disco da Via Láctea, vale que

- $B_{mod}(\delta, \vec{r})$ assume algum valor constante qualquer;
- Δt assume algum valor constante qualquer, já que $\vec{B}(\vec{r}) = 0$ implica em

$$\left| \left(\begin{array}{c} \nabla B_x \cdot \vec{\beta} \\ \nabla B_y \cdot \vec{\beta} \\ \nabla B_z \cdot \vec{\beta} \end{array} \right) \right| = 0$$

na equação (74). Isso garante que a partícula não pare ao sair da galáxia e sua trajetória continue, a partir desse instante, retilínea.

Aparentemente, a definição acima para Δt tornaria desnecessária a atribuição de um valor a $B_{mod}(\delta, \vec{r})$ fora da galáxia; a rigor, porém, o passo temporal é calculado através de uma estimativa da variação do campo na direção (instantânea) de propagação da partícula, dada pela equação (73). Isso significa que, próximo à fronteira, pode ocorrer a situação em que a posição \vec{r} está contida dentro da Via Láctea enquanto $\vec{r} + \Delta \vec{r}$ não está, violando a escolha do parâmetro de precisão do passo $\epsilon \ll 1$. Com a definição apresentada para Δt , variações bruscas do acréscimo temporal na fronteira são evitadas e a partícula cruza $\rho = 20$ kpc suavemente.

Esse efeito também pode ocorrer nas reconstruções durante o cruzamento em $\rho = 4$ kpc, que separa as regiões do campo magnético do disco e do bojo da galáxia. Novamente, devido ao fato das parametrizações descreverem cada uma dessas componentes com a mesma ordem de intensidade na região limite, a análise das trajetórias não é comprometida devido à escolha do tamanho do passo como descrita nesta seção.

5.3 O comportamento de $B_{mod}(\delta, \vec{r})$

No capítulo 6 serão mostrados os resultados obtidos a partir do código de *back*- e forwardtracking desenvolvido para esta tese. Devido à quantidade de dados, ficará claro que o tempo de processamento para cada direção de emissão ou detecção de partículas é uma questão importante: um valor constante e muito pequeno de $\Delta t_{\rm ka}$ garante a precisão espacial relativa à reconstrução das trajetórias dos raios cósmicos; com um valor muito grande, o tempo é reduzido a custo da precisão. A função $B_{mod}(\vec{r})$, apresentada na equação (75) para uso exclusivo no numerador da equação (74), ou seja,

$$\Delta t = \frac{\varepsilon}{c} \frac{B_{mod}\left(\delta, \vec{r}\right)}{\left| \begin{pmatrix} \nabla B_x \cdot \vec{\beta} \\ \nabla B_y \cdot \vec{\beta} \\ \nabla B_z \cdot \vec{\beta} \end{pmatrix} \right|}$$

dado um valor predeterminado de ε (\ll 1), foi concebida impondo-se valores nos extremos de uma distribuição do tipo Fermi-Dirac quando a variável em questão tende a $\pm\infty$.

Seja um observador localizado na posição inicial \vec{P}_0 , dentro da Via Láctea. Em t = 0, ele parte com a velocidade da luz na direção (normalizada) \hat{n}_{obs} e mede o campo magnético ponto a ponto ao longo do tempo na posição correspondente

$$\vec{P}(t) = \vec{P}_0 + \hat{n}_{obs} c t.$$

Os zeros de $\vec{B}(\vec{r})$, segundo a parametrização apresentada na sub-seção 4.4.1 para o campo no disco da galáxia, são evitados pela função $B_{mod}(\delta, \vec{r})$ onde ela toma algum valor δ ($\ll 1$) da envoltória

$$B_{envol}\left(\vec{r}\right) = B_{envol}\left(\rho, z\right) = f\left(z\right) B_0 \frac{R}{\rho}$$
(76)

do campo magnético, dada pelo produto das equações (66) e (68), na região . A figura 44 mostra a intensidade do campo magnético medido pelo observador que se move em uma região onde $|z| \leq 0.5$ kpc; duas regiões de zeros são detalhadas na figura 45. O valor $\delta = 0.1$ foi escolhido apenas para tornar possível a visualização do campo modificado sobre os mínimos de $\vec{B}(\vec{r})$ e não corresponde ao valor utilizado nas reconstruções de trajetórias de raios cósmicos na análise proposta nesta tese. A descontinuidade observada na figura equivale ao cruzamento da fronteira da galáxia,

região para a qual $B_{mod} (\delta, \rho \ge 20 \text{ kpc}) = 1.5 \ \mu\text{G}.$

Ao longo do eixo-z, a envoltória do campo magnético parametrizado, dada pela equação (76), apresenta uma descontinuidade na primeira derivada por causa da definição de f(z) como uma função que varia de maneiras diferentes em relação a um parâmetro de escala de altura (veja equação (66), na sub-seção 4.4.1). A figura 46 mostra o comportamento do campo medido por um observador que cruza esses planos, dados por $z = \pm 0.5$ kpc; como $B_{envol}(\vec{r})$ independe de f'(z), o campo modificado não é influenciado de maneira alguma. De fato, o poder da definição de $B_{mod}(\delta, \vec{r})$ está na garantia de que quaisquer trajetórias de partículas sejam reconstruídas suavemente em todas as regiões de transição do campo magnético da Via Láctea, inclusive na sua fronteira.



Figura 44: Campo magnético da Via Láctea, em preto, medido ponto a ponto por um observador na região $|z| \leq 0.5$ kpc. A envoltória do campo aparece em azul, enquanto o campo modificado é representado por uma linha tracejada vermelha.



Figura 45: Detalhes do comportamento de $B_{mod}(\delta, \vec{r})$ na figura 44, próximo de (a) t = 36.38 ka, onde $B_{envol} \approx 1.73 \ \mu$ G, e (b) t = 12.71 ka, para o qual $B_{envol} \approx 3.33 \ \mu$ G.



Figura 46: Análise semelhante à apresentada na figura 44, para o caso de um observador cuja trajetória cruza os planos $z = \pm 0.5$ kpc, onde f'(z) não é definida.

5.4 Magnitude dos incrementos espaciais

Os resultados da aplicação da técnica do *backtracking* a alguns eventos reais serão apresentados no capítulo 6. O primeiro deles compreende dois raios cósmicos cujos parâmetros reconstruídos com base nos dados do Observatório Auger definem duas posições celestes separadas angularmente por ~ 1°. A reconstrução espacial das trajetórias, junto a uma escolha específica de cargas elétricas dos núcleos, mostra que ambas as partículas primárias percorrem o plano da Via Láctea em torno da latitude galáctica $b = 0^{\circ}$, onde o campo magnético é mais intenso. Além disso, os dois primários também penetram profundamente a região do bojo da galáxia. Por esses motivos, os eventos em questão serão usados nesta seção como exemplo para uma estimativa da magnitude dos incrementos espaciais envolvidos na análise do *backtracking* segundo os métodos analíticos adotados e descritos nesta tese.



Figura 47: Vista em perspectiva das trajetórias reconstruídas a partir dos dados do Observatório Auger para dois eventos reais. Dadas as energias primárias e as direções celestes de chegada, a trajetória em azul é o resultado do *backtracking* para um núcleo de carbono, enquanto a trajetória em violeta representa um núcleo de neônio. Ambas partem da posição da Terra e são traçadas até a saída da Via Láctea, não significando que isso, de fato, tenha ocorrido.

A figura 47 apresenta as reconstruções espaciais das trajetórias do evento com energia 101.13 EeV, ao qual foi associado um núcleo de neônio, e do evento com 61.78 EeV, associado a um núcleo de carbono. Observe a ausência de quebras nos traços, principalmente quando as partículas cruzam regiões onde a parametrização do campo magnético é diferente. Note também como a técnica do *backtracking* é sensível às diferenças entre energias e composições químicas, apesar da proximidade angular dos eventos.

Para cada uma dessas reconstruções, os valores de $\Delta r_{\rm kpc}$ foram registrados e são apresentados graficamente na figura 48(a) para o intervalo total de variação dos incrementos espaciais. Como a carga elétrica do carbono (Z = 6) é menor do que a carga do neônio (Z = 10), a magnitude da interação com o campo magnético também é menor e o núcleo equivalente ao carbono acaba por cruzar o limite espacial da Via Láctea em menos iterações comparado ao neônio. O valor máximo dos picos, referentes às regiões da galáxia onde $B(\vec{r}) \approx 0$, crescem à medida em que a intensidade do campo decresce, ou seja, de acordo com o afastamento dos primários em relação ao centro da galáxia. A figura 48(b) mostra o intervalo aproximado de (0,0.1) kpc como característico da escala de comprimento dos valores de $\Delta r_{\rm kpc}$.



Figura 48: Valores de $\Delta r_{\rm kpc}$ a cada iteração para os núcleos de carbono e neônio relacionados a dois eventos reais detectados no Observatório Auger. Em (a), o intervalo $\sim (0, 0.7)$ kpc no eixo das ordenadas corresponde à variação total dos incrementos espaciais, enquanto (b) mostra a escala de comprimento característica dos incrementos como pertencente ao intervalo $\sim (0, 0.1)$ kpc.

Pela equação 72, é interessante observar que uma escala de comprimento $\lesssim 10^{-1}~\rm kpc$ equivale a tempos $\lesssim 0.327~\rm ka.$

5.5 Teste de correlação espacial

Na seção 5.1, foi mostrado como os incrementos espaciais $\Delta \vec{r}$ são ajustados dinamicamente no *backtracking* de acordo com a variação espacial do campo magnético na posição e no sentido de propagação da partícula. Como o código de reconstrução é baseado em passos temporais $\Delta t_j \approx \Delta r_j/c$, cada trajetória possui um perfil temporal específico que depende da direção de chegada, energia e carga elétrica do primário.

Raios cósmicos observados em posições celestes próximas e com E/Z equivalentes, dentro de uma janela de tempo coerente, podem ser utilizados na procura por fontes através da correlação espacial. Essa análise é equivalente à busca de algum objeto astrofísico ativo localizado na posição onde a distância relativa entre partículas é mínima (e inferior à escala de comprimento envolvida no problema). Note, porém, que a comparação entre as posições de núcleos primários ao longo de suas respectivas trajetórias só é consistente se os tempos das partículas forem sincronizados.

Para quaisquer duas partículas (1) e (2), as posições $\vec{r}^{(1)} = \vec{r}^{(1)}(t)$ e $\vec{r}^{(2)} = \vec{r}^{(2)}(t)$ definem a magnitude $|\vec{r}^{(1)} - \vec{r}^{(2)}|$ que se deseja determinar (ou encontrar o valor mínimo, por exemplo). Sendo $\Delta t_j^{(1)}$ e $\Delta t_j^{(2)}$ os intervalos temporais calculados pelo código e dado um tempo fixo t_0 , a sincronia é baseada na determinação dos índices $k \in l$ tais que

$$t_0 \approx \sum_{j=1}^k \Delta t_j^{(1)} \approx \sum_{j=1}^l \Delta t_j^{(2)}.$$

A partir disso, as posições das partículas são calculadas como

$$\vec{r}^{(1)}(t_0) = \sum_{j=1}^k \Delta \vec{r}_j^{(1)}$$

е

$$\bar{r}^{(2)}(t_0) = \sum_{j=1}^{l} \Delta \bar{r}_j^{(2)}.$$

5.6 A componente turbulenta do campo

Como mostrado acima, a escala de comprimento dos passos calculados pelo código ao longo da trajetória de uma partícula possui ordens $\leq 10^{-1}$ kpc, seja para o campo magnético na região do disco da galáxia ou no bojo. Note que este também é o intervalo de valores característicos dos comprimentos relacionados à turbulência do campo magnético da Via Láctea, evidenciado através de observações experimentais discutidas na seção 4.4. Portanto, nos casos em que a componente turbulenta é considerada na análise, basta que ela seja sorteada aleatoriamente a cada iteração. Pela simplicidade na representação das equações nesta seção, fica implícito que as posições e a intensidade dos campos magnéticos possuem dimensões de kpc e μ G, respectivamente, em acordo com o método desenvolvido na seção 5.1.

Nesta tese, a componente irregular do campo magnético galáctico foi inserida no código de propagação através de simulações de Monte Carlo. No referencial da galáxia, os valores de intensidade foram sorteados segundo uma distribuição uniforme no intervalo

$$B_{turb}\left(\vec{r}\right) = \left[0.5, 2\right] \times B_{reg}\left(\vec{r}\right)$$

descrito na seção 4.4, enquanto o sentido do campo foi simulado através de vetores unitários

$$\hat{b}_{u,v} = \begin{pmatrix} \sin \theta_v \, \cos \varphi_u \\ \sin \theta_v \, \sin \varphi_u \\ \cos \theta_v \end{pmatrix}$$

distribuídos uniformemente em ângulo sólido, ou seja, seguindo as distribuições angulares azimutal e zenital

$$\left(\begin{array}{c}\varphi_u\\\theta_v\end{array}\right) = \left(\begin{array}{c}2\,\pi\,u\\\arccos\left(1-2\,v\right)\end{array}\right),$$

onde $u \in v$ são variáveis aleatórias distribuídas uniformemente no intervalo [0, 1]. Isso significa que, dados os conjuntos $u_i = \{u_1, u_2, u_3, \ldots\} \in v_i = \{v_1, v_2, v_3, \ldots\}$, o *i*-ésimo vetor direcional do campo deve ter a forma $\hat{b}_i = \hat{b}(u_i, v_i)$. Assim, a componente turbulenta foi sorteada a cada iteração como

$$\vec{B}_{turb}\left(\vec{r}_{j-1}\right) = B_{turb}\left(\vec{r}_{j-1}\right) \, \hat{b}_{j-1}$$

e somada à componente regular para simular o campo magnético total da Via Láctea na posição \vec{r} . O vetor

$$\vec{B}_{tot}(\vec{r}_{j-1}) = \vec{B}_{reg}(\vec{r}_{j-1}) + \vec{B}_{turb}(\vec{r}_{j-1})$$

é a forma final do campo usada na equação (71) para a determinação de $\Delta \vec{\beta}_j$.

Apesar das flutuações do campo magnético seguirem uma relação $\delta B/\langle B \rangle \approx 1$ na galáxia, como descrito na seção 4.4, a dispersão espacial das partículas traçadas sob influência do campo total se dá de maneira aproximadamente isotrópica em torno do caminho que um núcleo traça segundo a força associada unicamente ao campo regular. Um esboço matemático desse efeito é dado no Apêndice B.

5.7 O forwardtracking

A emissão de núcleos com energias ultra-altas também pode ser simulada a partir da posição de algum objeto astrofísico específico, sendo analisada, em seguida, a maneira como essa radiação cósmica se propaga sob influência do campo magnético da Via Láctea e, por fim, a possibilidade de que as trajetórias construídas interceptem a localização espacial da Terra na galáxia. Esse método é conhecido como o *forwardtrack-ing* de partículas. Matematicamente, o código de construção das trajetórias usa uma metodologia idêntica à apresentada nas seções anteriores deste capítulo, com a observação de que, na equação de Lorentz (equação (70), na seção 5.1), não há a conjugação simultânea de carga e sentido do vetor velocidade da partícula, uma vez que o problema não envolve reconstruções.



Figura 49: Representação, sem escala de proporcionalidade, mostrando o volume de detecção de raios cósmicos associado à Terra na técnica do *forwardtracking*.

Para cada trajetória construída a partir da posição de um objeto astrofísico candidato a fonte, o parâmetro mais importante é a distância de aproximação máxima do núcleo primário à Terra. Especificamente para esta tese, a metodologia de análise desenvolvida para a técnica do forwardtracking baseou-se no estabelecimento de um volume esférico, centrado na posição do planeta, dentro do qual a radiação cósmica simulada é considerada passível de detecção. A geometria do problema é apresentada na figura 49. No ponto associado à distância de aproximação máxima, necessariamente registrado dentro do volume, o vetor unitário $-\vec{\beta}$, relacionado à direção de propagação $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ da partícula, representa a direção celeste da posição aparente da fonte, a uma determinada energia. Evidentemente, $\vec{\beta}$ é um vetor tangente à trajetória e, sobre o ponto que define a distância mínima do núcleo à Terra, o ângulo entre $\vec{\beta}$ e o vetor posição da partícula no referencial do planeta (linha verde tracejada na figura) é 90°.

Note que, na análise exposta acima, a posição do observador (ou do observatório) sobre o planeta não é considerada, devido à incompatibilidade entre as escalas de tempo do período de rotação da Terra e dos passos temporais definidos pelo código de propagação.

5.8 Sistemas de referência

Na análise espacial das trajetórias de raios cósmicos, posições de objetos astrofísicos e distribuição de matéria na galáxia, o sistema de referência mais importante é o que possui o centro da Via Láctea como origem. O eixo-x é definido pela semi-reta que parte desse ponto e passa pelo Sistema Solar, localizado a 8.5 kpc de Sagitário A^{*}. O Sol está localizado a 34.6 pc de altura em relação ao plano do disco da galáxia, desprezível na escala de kiloparsecs mas usada para definir o sentido do norte galáctico, ou seja, o eixo-z. Evidentemente, o eixo-y é definido a partir dos outros dois como $\hat{z} \times \hat{x} = \hat{y}$. Todos os sistemas secundários são definidos a partir do sistema da Via Láctea; a figura 50 mostra como eles se relacionam.



Figura 50: Definição do sistema de referência da Via Láctea (retas pretas tracejadas), tendo o Centro Galáctico como origem. O plano xy do referencial do Sol, em vermelho, está contido no plano do disco da galáxia. O sistema local de um objeto candidato a fonte, em roxo, aparece projetado sobre o plano do disco galáctico e não se localiza necessariamente em $z_{CG} = 0$. O sentido do eixo-z de todos os referenciais aponta para fora da página.

O segundo referencial a ser considerado é o do Sol, que na escala galáctica de comprimento terá a origem aproximada pela posição da Terra (1 UA $\approx 4.85 \times 10^{-9}$ kpc \ll 1 kpc). O eixo-x desse sistema aponta em direção ao centro galáctico e o eixo-z possui o mesmo sentido do eixo-z da galáxia. Dessa maneira, o sistema da Terra se relaciona ao sistema da Via Láctea por uma rotação de 180° em torno do eixo-z e um deslocamento de 8.5 kpc ao longo do eixo-x.

Objetos astrofísicos são catalogados a partir de observações feitas na Terra ou próximo dela; sejam essas posições denotadas por \vec{r}_T . Dadas as definições acima, uma posição qualquer medida no sistema de referência de Sagitário A^{*}, ou simplesmente Centro Galáctico (CG), será representada por \vec{r}_{CG} . Portanto, no sistema do CG, a Terra está localizada em $\vec{d}_T = (8.5, 0, 0)$. Se R_z é a matriz de rotação de 180° em torno do eixo-z, com a forma

$$R_z = \left(\begin{array}{rrr} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{array} \right) \,,$$

segue a relação

$$\vec{r}_T = R_z \left(\vec{r}_{CG} - \vec{d}_T \right).$$

Usando o fato de que $R_z^{-1} = R_z$,

$$\vec{r}_{CG} = \vec{d}_T + R_z \, \vec{r}_T$$

é a principal transformação utilizada na técnica do backtracking.

Para o caso em que a emissão de raios cósmicos é simulada a partir da posição predeterminada de um objeto astrofísico candidato a fonte, correspondendo à técnica do forwardtracking, os eixos do sistema de referência local do astro possuem o mesmo sentido dos eixos do referencial CG, sendo sua origem transladada por uma quantidade \vec{d}_F . Assim, uma posição \vec{r}_F no sistema local de coordenadas da fonte equivale à posição

$$\vec{r}_{CG} = \vec{d}_F + \vec{r}_F$$

nas coordenadas do sistema CG.

Em todos os referenciais secundários S, é interessante definir coordenadas angulares usuais de longitude l_S e latitude b_S , de modo que as direções são escritas na forma

$$\hat{n}_S = \frac{1}{r_S} \begin{pmatrix} x_S \\ y_S \\ z_S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos b_S \cos l_S \\ \cos b_S \sin l_S \\ \sin b_S \end{pmatrix}$$

ou, inversamente⁸⁰,

$$\begin{pmatrix} l_S \\ b_S \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \arctan(y_S/x_S) \\ \arcsin z_S \end{pmatrix}.$$
 (77)

No sistema de referência da Terra, os ângulos $(l_S, b_S) = (l_T, b_T)$ coincidem com as coordenadas galácticas, escritas simplesmente como (l, b). Como as longitudes são medidas a partir do eixo- x_T^+ em direção ao eixo- y_T^+ , os mapas galácticos são representados com os valores positivos de l à esquerda da origem na projeção azimutal de Aitoff, escolhida para os gráficos desta tese.

5.9 Validação do método dos passos adaptativos

Nesta seção são apresentados resultados de testes do método dos passos adaptativos (PA) quanto à sua precisão espacial e sua concordância com o método numérico de Runge-Kutta de quarta ordem (RK). Todas as partículas primárias foram consideradas prótons (Z = 1) e as trajetórias foram reconstruídas pela técnica do *backtracking* até que elas atingissem o limite da galáxia $\rho = 20$ kpc. As direções de chegada e energia dos 27 eventos apresentados na revista *Science* pela Colaboração Auger (ref. [50]) foram obtidas da publicação subseqüente na *Astroparticle Physics* (ref. [235]) para serem utilizadas como condições iniciais nos códigos de reconstrução das trajetórias. Os eventos serão citados segundo a ordem em que aparecem listados nessa última referência.

O modelo do campo magnético empregado, concebido por Harari, Mollerach e Roulet (1999, ref. [236]), é uma variação suavizada da forma paramétrica de Stanev com uma extrapolação dos braços espirais para dentro da região do bojo, utilizada na colaboração para o processo de *benchmark* (verificação). Na última sub-seção desta parte, a concordância entre PA e RK é demonstrada para 91 eventos considerados especificamente em uma análise que assume a correlação entre raios cósmicos com energia ultra-alta e AGNs. Todas as reconstruções de trajetórias que levam aos resultados

⁸⁰Na equação (77), em particular, é preciso atenção no cálculo do arco tangente considerando-se o quadrante, no plano-xy, que contém a projeção $\vec{\rho}_S = (x_S, y_S)$.

desta tese foram realizadas através do PA com $\epsilon = 0.01$, definido pela equação (73) na seção 5.1.

5.9.1 Precisão espacial em um campo magnético uniforme

Seja um campo magnético uniforme dado por $\vec{B} = (0, 0, -1.5) \ \mu$ G e uma magnitude de incremento temporal $\Delta t = 0.01$ ka, derivada do valor médio dos incrementos temporais calculados para a reconstrução das trajetórias dos 27 eventos. A direção da velocidade inicial de um único próton com energia 1 EeV, em coordenadas galácticas, foi estipulada como sendo $(l, b) = (-90^{\circ}, 0^{\circ})$ no sentido positivo do eixo- y_{CG} . A posição inicial da partícula sobre o eixo- x_{CG} representa a posição da Terra na Via Láctea, ou seja, $x_{CG} =$ 8.5 kpc.

Para a verificação da precisão do PA em relação a uma órbita perfeitamente circular, o código foi iterado 10^5 vezes correspondendo a 67 voltas completas da partícula. Se $r_{inicial}$ e r_{final} são os raios de Larmor inicial e final, respectivamente, o resultado numérico obtido foi

$$\frac{r_{final} - r_{inicial}}{r_{inicial}} \approx 1.31 \times 10^{-7}.$$

As medidas atuais de distâncias ~ kpc na Via Láctea possuem um desvio com ordem de, no mínimo, 10^{-1} kpc.

5.9.2 Precisão espacial em um modelo paramétrico de campo magnético galáctico

Para quantificar a precisão espacial do PA em um modelo de campo magnético galáctico parametrizado, as trajetórias dos 27 eventos foram inicialmente reconstruídas até o limite da galáxia. A partir dessa região, os sentidos das velocidades foram invertidos e as partículas foram propagadas novamente para o interior da Via Láctea. Então, para cada evento, a distância de máxima aproximação à Terra foi determinada. A distribuição dessas distâncias foi decomposta nas coordenadas cartesianas galácticas, resultando nas três distribuições que aparecem graficadas na figura 51.

Essas distâncias de máxima aproximação se distribuíram em torno da posição da Terra com o valor médio (0.018 ± 0.035) kpc, equivalendo a uma "ida" e uma "volta" das partículas. Portanto, uma trajetória típica até o limite da galáxia deve possuir um erro médio de (0.018 kpc)/2 = 0.009 kpc. Comparado à distância distância TerraSagitário A*, o valor $0.009/8.5 \approx 10^{-3}$ está dentro da precisão dos cálculos que envolvem distâncias e posições na Via Láctea.



Figura 51: Histogramas da distribuição das distâncias de máxima aproximação à Terra para cada eixo coordenado da galáxia, a partir das reconstruções envolvendo o *back-* e o *forwardtracking* de prótons com base nos 27 eventos.

5.9.3 O benchmark com os 27 eventos

As trajetórias dos 27 eventos foram reconstruídas através de ambos PA e RK e então, para cada método separadamente, as diferenças angulares entre as direções de entrada dos raios cósmicos na Via Láctea e as direções de detecção no Observatório Auger foram determinadas.

Na figura 52(a), essas diferenças foram calculadas através do PA para $\epsilon = 0.01$. Em (b), uma análise semelhante foi realizada através do RK com passos temporais $\Delta t = 0.001/c$, onde as unidades usuais de espaço e tempo são kpc e ka, respectivamente. Os histogramas diferem devido ao evento de número 13, cuja reconstrução pelo PA resultou numa diferença angular de 3.98° que, segundo o RK, foi de 4.01°. Dada a resolução angular atual do Observatório Auger, esses valores podem ser considerados equivalentes.



Figura 52: (a) Histograma dos desvios angulares causados pelo modelo de campo magnético galáctico suavizado segundo a reconstrução com o PA com $\epsilon = 0.01$. (b) Mesma análise utilizando o RK com $\Delta t = 0.001/c$. Os intervalos angulares são de 1°. Os riscos distribuídos ao longo das bases das barras indicam as posições dos valores dessas diferenças sobre o eixo das abcissas.

Considere agora as 27 direções de saída da Via Láctea determinadas através da

reconstrução das trajetórias dos eventos até o limite da galáxia. Para cada evento, a diferença angular das direções dadas por PA e RK foram determinadas. A figura 53 mostra a distribuição resultante, que possui um comportamento médio $(0.016 \pm 0.012)^\circ$.



Figura 53: Histograma comparativo entre direções reconstruídas por PA e RK sobre o limite da galáxia para os 27 eventos considerados.

A figura 54, publicada pela Colaboração Auger (2008, ref. [235]), mostra o resultado da distribuição angular entre as direções de entrada de prótons na Via Láctea e as direções de detecção no Observatório Auger quando o modelo do campo de Stanev é considerado.



Figura 54: Histrograma das diferenças angulares entre as direções de entrada de prótons na Via Láctea e as direções de detecção no Observatório Auger, associadas aos 27 eventos, para o qual o modelo do campo de Stanev foi utilizado pela colaboração.

Apesar dos modelos diferentes adotados para o campo magnético, os gráficos das figuras 52(a) e 54 diferem apenas por causa dos eventos de números 12 e 19. No último histograma, esses eventos estão contidos no intervalo entre 3° e 4°, enquanto no primeiro os valores das diferenças angulares segundo o PA são 2.96° e 2.95°, respectivamente. Pelos mesmos argumentos apresentados anteriormente, esses valores podem ser considerados como pertencentes ao limite de intervalo angular 3° e, portanto, ambos os histogramas são equivalentes.

5.9.4 Concordância entre os métodos para 91 eventos

Na seção 6.4, 91 eventos serão considerados num estudo sobre a composição química de raios cósmicos possivelmente associados a AGNs. A mesma análise do *benchmark* foi aplicada a esses raios cósmicos detectados no Observatório Auger e as distribuições das diferenças angulares entre a direção de detecção e a direção de saída da Via Láctea, determinadas separadamente para o PA e o RK, são apresentadas na figura 55. Assim como no caso dos 27 eventos, as diferenças entre os histogramas ocorrem devido a valores próximos dos limites dos intervalos angulares. Como o tamanho desses intervalos é da mesma ordem da resolução angular do observatório, os gráficos são considerados equivalentes.

Sobre o limite da galáxia, a direção de propagação de cada partícula foi determinada através de ambos o PA e RK. Novamente, uma comparação evento a evento entre essas direções reconstruídas resulta na distribuição representada pelo histograma da figura 56. Os métodos numéricos concordam, em média, com (0.025 ± 0.044) °, significando que não há divergência entre eles.



Figura 55: Análise semelhante à apresentada na figura 52. Histograma dos desvios angulares segundo a reconstrução pelo (a) PA com $\epsilon = 0.01$ e (b) RK com $\Delta t = 0.001/c$. Os riscos nas bases das barras de 1° indicam as posições dos valores numéricos obtidos sobre o eixo das abcissas.



Figura 56: Histograma semelhante ao da figura 53, mostrando a comparação entre direções reconstruídas por PA e RK sobre o limite da galáxia para os 91 eventos considerados.

6 Resultados

Neste capítulo são apresentadas várias aplicações das técnicas do *back-* e *forwardtracking*, fundamentadas nas parametrizações do campo magnético da Via Láctea apresentadas na seção 4.4. É assumido que os raios cósmicos interagem unicamente com esses campos, sendo as trajetórias definidas unicamente a partir deles, sem quaisquer outros efeitos de espalhamento, absorção ou perda de energia.

Parte do trabalho baseou-se em dados reais, ou seja, chuveiros atmosféricos extensos medidos e caracterizados pelo Observatório Pierre Auger. Valores das grandezas físicas determinados nas reconstruções, tais como a direção (celeste) de chegada e a energia de cada evento, foram usados como pontos de partida para a técnica do *backtracking* na busca por fontes de raios cósmicos ao longo de suas trajetórias dentro da galáxia. A técnica também foi aplicada em conjunto com dados recentes envolvendo a correlação da radiação com objetos astrofísicos associados a processos de energias altas, como os AGNs; para essa análise, a correlação ponto a ponto é uma hipótese sobre a qual é desenvolvido um possível espectro da composição química dos raios cósmicos com $E > 10^{18}$ eV. Ambas as frentes de pesquisa descritas acima não se contrapõem: a primeira pode ser usada para a comparação entre os tipos de estrelas contidos em outras galáxias e na Via Láctea, caso seja estabelecido que AGNs simplesmente tracem os locais onde ocorre a aceleração de partículas até as energias finais medidas.

Em outras seções, o *forwardtracking* é explorado como uma ferramenta para prever direções de chegada possíveis na Terra e estabelecer limites prováveis no espectro de composição química primária a determinadas energias, partindo da simulação de raios cósmicos emitidos nas posições de objetos astrofísicos conhecidos. As partículas são acompanhadas ao longo das trajetórias pelo campo magnético, seja a passagem pela Terra constatada ou não, até que elas saiam da Via Láctea. O objetivo dessa análise, sob a hipótese de que as parametrizações envolvidas refletem o campo real da galáxia com boa aproximação, é ajudar na interpretação dos dados acumulados com o tempo de operação do Observatório Auger. Na análise angular de pequena escala, o estudo da composição química também pode ser determinante na desambiguação de candidatos a fontes de naturezas diferentes.

Para os casos em que os valores das latitudes galácticas envolvidas maximizam a intensidade do campo magnético do disco $(b \approx 0^{\circ})$, a escolha dos números atômicos no intervalo Z = 1 - 16 fundamenta-se em duas observações experimentais distintas. Medidas da rotação de Faraday relativas ao campo de grande escala da galáxia resultam na parametrização apresentada na sub-seção 4.4.1, cuja intensidade máxima é 9.35 μ G. Deseja-se que trajetórias de partículas com energias até 100 EeV sejam reconstruídas com um raio de Larmor comparável ao comprimento característico de $\sim 1 \text{ kpc}$ desse campo. Assim, a equação (29) indica que a composição química deve ser restrita ao limite aproximado de $Z \leq 12$. Além disso, regiões galácticas relacionadas a estrelas com grande massa apresentam correlação espacial com direções de onde é detectada a abundância do elemento ²⁶Al (Z = 13), um subproduto da cadeia de nucleossíntese CNO, descrita na seção 4.2. A energia liberada das reações de fusão nuclear no centro de estrelas está relacionada diretamente às correntes convectivas, que causam a mistura e o transporte de elementos da região central para a superfície, assim como também sustenta a atividade atmosférica estelar, responsável pela injeção e, conseqüentemente, pelo enriquecimento químico do meio interestelar da nossa e de outras galáxias. Esse último mecanismo é comumente associado a estrelas com massas $> 25 M_{\odot}$, como Biermann e Sigl apontam (2001, ref. [206]). Já que a aceleração de partículas às energias mais altas depende de que elas sejam injetadas acima de um limiar energético, é razoável supor que a abundância elementar com $Z \lesssim 13$ seja observada no fluxo de raios cósmicos (como de fato acontece para a radiação cósmica de baixas energias). Sob essas condições, o intervalo escolhido para os números atômicos foi estendido até Z = 16. Nas análises em que as latitudes envolvidas aproximam-se dos pólos da Via Láctea, ou casos em que as energias das partículas sejam extremas (E > 100 EeV), o decaimento exponencial do campo permite que a escolha da composição química se estenda até elementos transférricos.

Tanto para o back- quanto para o forwardtracking, os parâmetros de precisão, discutidos no capítulo 5, foram escolhidos como $\varepsilon = \delta = 10^{-2}$. Assim, cada trajetória reconstruída a partir da Terra até que a partícula saia da Via Láctea requer aproximadamente um minuto de processamento do código pelo programa Mathematica 5. Assume-se sempre t = 0 como sendo o tempo em que as partículas primárias são injetadas na galáxia a partir da origem de algum referencial (como a Terra ou algum tipo de estrela). No caso de partículas presas no campo magnético do bojo, assumindo a parametrização de Prouza e Šmída, o código impõe uma condição de parada quando o tempo de permanência na galáxia atinge 300 ka, um limite que raramente foi atingido.

6.1 O evento 200433900047

A primeira análise desta tese, fazendo uso da técnica do *backtracking*, foi realizada a partir do banco de dados Herald, envolvendo valores resultantes das reconstruções geométrica e energética dos dados coletados apenas pelo arranjo de superfície. O céu apresentado na figura 57 representa eventos com padrão de qualidade **T5**, relativos ao período de operação do observatório entre 1º de janeiro de 2004 e 13 de março de 2006.

Uma região de estudo foi escolhida com base nas coordenadas galácticas $(l, b) = (-27.67^\circ, -17.05^\circ)$, referentes ao evento com energia 101.13 EeV e número de identificação⁸¹ 200433900047, devido a um segundo evento, com energia 61.78 EeV, separado em ~ 1° de distância angular em relação ao primeiro. Apesar da correlação em ângulo, quis-se testar se existe alguma correlação espacial entre os eventos, através da reconstrução de trajetórias, que aponte para regiões onde eles possam ter tido a mesma origem. Separadamente, também foi testada a possibilidade de cada um deles representar raios cósmicos que teriam passado pelo bojo e centro galácticos, mesmo que, observada na Terra, a separação angular entre a direção de chegada do evento de maior energia e a posição do centro da galáxia seja ~ 32.14°. A confirmação desse fato explicaria parcialmente porque o Observatório Auger não detectou indícios de um excesso localizado do fluxo na direção de Sagitário A* (2007, ref. [237]).

A figura 58 mostra a seleção de eventos dentro de uma janela de 12° em torno do evento 200433900047. Na tentativa de generalizar a idéia da procura pela correlação espacial entre vários eventos, uma busca foi realizada nessa região sob os critérios de decréscimo de energia na ordenação temporal, além da separação angular crescente em relação ao evento central. O resultado é apresentado na tabela 5 e representado graficamente na figura 59, onde é possível visualizar um alinhamento dos eventos. Também é observada uma relação direta entre separação angular e decréscimo da energia, sugerindo um efeito semelhante ao de um espectrômetro de massa (neste caso, um espectrômetro de energia).

 $^{^{81}}$ Número de identificação dos eventos, detectados pelo arranjo de superfície, catalogados no banco de dados Herald, como discutido na seção 2.5.



Figura 57: Eventos detectados pelo arranjo de superfície do Observatório Auger no período entre 1° de janeiro de 2004 e 13 de março de 2006.



Figura 58: Seleção de eventos em uma janela circular de 12° em torno do evento 200433900047.

Tabela 5: Relação dos cinco eventos de maior energia contidos na região celeste apresentada na figura 58. A terceira coluna refere-se à separação angular das direções de chegada, reconstruídas para eventos secundários de energia ultra-alta, em relação ao evento de 101.13 EeV.

Identificador	Energia (EeV)	Separação angular	Data e horário da chegada
200433900047	101.13	-	04/12/2004 (13h 41min 20s)
200605500089	61.78	1.01°	$24/02/2006~(15h~09{ m min}~01{ m s})$
200606400110	14.13	4.92°	05/03/2006 (16h 33min 16s)
200606900156	8.41	6.40°	10/03/2006 (14h 51min 58s)
200607100445	6.29	8.95°	$12/03/2006 \ (17h \ 48min \ 29s)$



isposição espacial dos cinco eventos relacionados na tabela

Figura 59: Disposição espacial dos cinco eventos relacionados na tabela 5. Observe o alinhamento dos pontos. Os círculos cinzas servem como referência e estão centrados no evento com energia reconstruída 101.13 EeV.

Antes do uso das parametrizações para o campo magnético da galáxia, uma análise preliminar foi feita sob a hipótese de um campo magnético homogêneo e constante. Esse tipo de abordagem, apesar de deficiente, ainda é encontrada com freqüência na literatura. Dadas as aproximações

$$\theta \approx 0.3^{\circ} \frac{L_{\rm kpc} Z B_{\mu \rm G}}{10^{-2} E_{\rm EeV}}$$

para o ângulo médio de deflexão magnética, assumindo Z = 1, e

$$(t_j - t_i)_{\rm ka} \approx 1.2 L_{\rm kpc}^3 B_{\mu \rm G}^2 \left(\frac{1}{E_j} - \frac{1}{E_i}\right)_{\rm EeV}$$

para a diferença entre os tempos de chegada de raios cósmicos protônicos na Terra (ref. [16]), a análise envolvendo os eventos apresentados na tabela 5 aponta para campos com intensidades no intervalo $B \sim (1 - 12.3) \mu$ G, compatíveis com as medidas no disco da Via Láctea desde que L = 0.4 kpc. À velocidade da luz, essa distância equivale aproximadamente a 1.3×10^3 anos, sendo muito pequena, na escala galáctica, para que algum processo astrofísico associado a energias altas tenha ocorrido sem que se tenha registro, ou então que não tenha trazido conseqüências radiativas para o planeta Terra (como, por exemplo, uma supernova ou uma explosão de superfície de um magnetar).

A primeira parametrização do campo magnético da galáxia para a aplicação da técnica do *backtracking* utiliza a extrapolação do modelo de Stanev para o bojo (veja a discussão feita na sub-seção 4.4.2). Tomando como ponto de partida as direções de chegada e as energias, a figura 60(a) apresenta as distâncias de aproximação máxima de um raio cósmico ao CG como resultado das reconstruções relativas ao evento com 101.13 EeV, baseadas na composição química de núcleos com números atômicos no intervalo Z = 1 - 16. A linha tracejada equivale à mesma análise no caso de uma partícula neutra, enquanto a linha cheia representa o raio de 4 kpc do bojo. Portanto, núcleos entre o hidrogênio e o magnésio mostram uma aproximação ao CG em relação a um nêutron ou fóton com a mesma energia e direção de chegada na Terra. Já elementos entre o boro e o sódio têm parte de suas trajetórias dentro do bojo da Via Láctea, enquanto o alumínio, silício, fósforo e enxofre afastam-se dessa região. Quando a mesma análise é feita para os três últimos eventos da tabela 5, a intensidade do campo magnético no disco segundo a parametrização de Stanev implica em raios de Larmor $\lesssim 1$ kpc (veja a equação 29 na seção 3.1). Com isso, as partículas tendem a seguir os braços magnéticos da Via Láctea e todos os núcleos se afastam da região do bojo. A figura 61 exemplifica esse efeito para o evento com 14.13 EeV. A partir deste ponto, portanto, os três eventos de menor energia serão desprezados na análise de correlação.



(b)

Figura 60: (a) Distância mínima das trajetórias dos núcleos com Z = 1 - 16 em relação ao CG, reconstruídas a partir da direção de chegada e energia do evento com 101.13 EeV. Se a partícula primária atribuída a esse evento é considerada neutra, então sua distância mínima ao CG é representada pela linha tracejada no gráfico. O raio do bojo da Via Láctea, 4 kpc, é representado pela linha cheia. O modelo de campo magnético no bojo da galáxia é uma extrapolação do campo de Stanev para o disco. (b) Mesma análise realizada em (a) para o evento com energia 61.78 EeV.



Figura 61: Distância mínima das trajetórias dos núcleos com Z = 1 - 16 em relação ao CG, reconstruídas a partir da direção de chegada e energia do evento com 14.13 EeV. As linhas tracejada e cheia são definidas da mesma maneira que na figura 60.

A segunda parametrização ainda utiliza o modelo de Stanev para o campo no disco da Via Láctea, mas o modelo de Prouza e Šmída é usado agora para descrever o campo magnético na região $\rho < 4$ kpc, que compreende o bojo. Seguindo o método analítico descrito no parágrafo anterior, os resultados são apresentados na figura 62(a) para o evento com energia 101.13 EeV, e na figura 62(b) para o evento com 61.78 EeV. Na primeira imagem, observe que o núcleo do elemento berílio sofre o efeito transitório pela região $\rho = 4$ kpc através do cálculo de Δt (compare com a figura 60(a)), como descrito na parte final da seção 5.2. O mesmo pode ser observado para o hélio no segundo gráfico (compare com a figura 60(b)). Note que esse efeito de transição não compromete os núcleos cuja distância de aproximação máxima ao CG é ≈ 4 kpc. No bojo da galáxia, a influência do uso do modelo de Prouza e Šmída no lugar da extrapolação do modelo de Stanev afeta consideravelmente núcleos que de fato penetram $\sim 10^{-1}$ kpc nessa região. A figura 63 ilustra a distribuição espacial das trajetórias reconstruídas de acordo com a composição química suposta para o evento com energia 61.78 EeV.



Figura 62: (a) Análise semelhante à apresentada na figura 60 para o evento com 101.13 EeV, sendo as linhas tracejada e cheia definidas da mesma maneira. Agora, o modelo de Prouza e Šmída é usado para descrever o campo magnético no bojo da galáxia, enquanto o modelo de Stanev descreve o campo no disco. (b) Mesma análise usada em (a) para o evento com energia 61.78 EeV.



Figura 63: Vista em perspectiva da reconstrução espacial das trajetórias de núcleos com números atômicos variados no intervalo Z = 1 - 16 para as direções de chegada do evento com energia 61.78 EeV. Observe a presença de ambos os efeitos de aproximação e de afastamento das partículas primárias em relação ao centro da galáxia. As trajetórias são mostradas na região $\rho \leq 10$ kpc.

Durante o processo de nucleossíntese em centros de estrelas com grande massa, explicado na seção 4.2, o enriquecimento de elementos pesados resulta em uma ordem de abundância cujos quatro núcleos mais favorecidos são ⁴He, ¹²C, ¹⁶O e ²²Ne. Suponha que a injeção desses elementos nas atmosferas estelares ocorra através de um mecanismo de transferência de energia cuja eficiência é proporcional à razão entre o número de massa A e a carga Q do íon, como mostrado na sub-seção 4.3.1. Seja também algum processo eletromagnético de aceleração até as energias mais altas em que a razão E/Zé aproximadamente constante, sendo E a energia final do núcleo e Z o seu número atômico. Por causa de pequenos excessos no valor de A/Q para os elementos químicos neônio e carbono, assuma os valores Z = 10 para o núcleo que representa o evento com 101.13 EeV e Z = 6 para o primário do evento com 61.78 EeV. Essas escolhas satisfazem a condição $E/Z \approx$ "constante" pois

$$\frac{E_{\rm Eev}}{Z} = 10 \approx \frac{101.13}{10} \approx \frac{61.78}{6},$$

além de que, segundo os resultados apresentados nos gráficos da figura 62, essas escolhas também minimizam a distância de aproximação das partículas em relação à região central da Via Láctea, direção na qual o isótopo ²⁶Al é observado em grande quantidade. Note também que, pelas figuras 60 e 62, os produtos mais abundantes do ciclo CNO concentram-se dentro do bojo da galáxia, independentemente do modelo de campo magnético adotado para essa região.

Como mencionado na seção 5.5, a correlação espacial entre partículas pode ser utilizada na busca por fontes de raios cósmicos desde que as posições dos núcleos primários sejam sincronizadas ao longo das trajetórias. Na figura 64(a) são comparados os tempos integrados para ambos os núcleos mencionados acima na reconstrução que utiliza a extensão do modelo de Stanev para o campo no bojo da Via Láctea. A diferença inicial entre os tempos de detecção na Terra (quase um ano e três meses; veja a tabela 5) é muito pequena em relação à escala de tempo galáctica, sendo portanto desprezada. Observe que o núcleo de neônio possui passos temporais que fazem o tempo integrado sobressair em relação ao tempo do carbono, um fato decorrente da geometria do campo magnético no bojo. Na extensão da parametrização de Stanev para essa região, os vetores do campo magnético permanecem paralelos ao plano do disco da galáxia. Devido ao confinamento das partículas no campo do disco, elas tendem a entrar na região do bojo com pequena elevação (do vetor velocidade) e, neste caso, dentro do limite |z| = 0.5 kpc. Junto à pouca penetração de ambos os núcleos no cilindro $\rho \leq 4$ kpc, a interação entre cargas e campos é fraca e elas são desviadas novamente para fora.

Quando o campo magnético na região do bojo da galáxia é descrito pelo modelo de Prouza e Šmída, apesar de não haver uma transição brusca da intensidade na fronteira $(\rho, z)_{\rm kpc} = (4, 0)$, o sentido do campo muda em 90° (acompanhe a análise com as figuras apresentadas na sub-seção 4.4.3). Isso equivale a um máximo da força de Lorentz para os núcleos em questão. Devido à carga, o raio de Larmor do neônio decresce mais rapidamente, implicando na diminuição dos valores dos passos temporais equivalentes e na inversão do comportamento do tempo integrado em relação à análise apresentada no parágrafo anterior, como mostra a figura 64(b).



Figura 64: Comparação entre os tempos integrados relativos às trajetórias reconstruídas para os eventos com 101.13 eV (neônio) e 61.78 eV (carbono). Em ambos os casos, o modelo de Stanev descreve o campo magnético no disco da galáxia. Para o bojo, (a) é resultado da utilização da extensão do modelo de Stanev, enquanto (b) representa a descrição do campo segundo o modelo de Prouza e Šmída. A linha vermelha representa uma reta com 45° de inclinação. Devido à proximidade angular entre as direções de detecção desses dois eventos, os passos temporais de ambas as partículas possuem valores próximos até algumas dezenas de ka após terem sido injetadas a partir da Terra (t = 0nos gráficos).

Assim, qualquer análise de correlação espacial entre núcleos que se propagam por qualquer configuração de campos magnéticos parametrizados deve levar em consideração a sincronia temporal entre as partículas primárias. Um código de correção espacial que sincroniza os tempos dos eventos mencionados acima foi escrito para as respectivas atribuições de composição química. O resultado é apresentado na figura 65.



Figura 65: Distância relativa entre os núcleos de neônio e carbono como resultado das duas configurações de campo magnético escolhidas para a região do bojo da Via Láctea, descritas no texto. As linhas pontilhadas marcam a entrada das partículas em $\rho \leqslant 4~{\rm kpc}$, que ocorre 22.77 ka após a injeção de ambas as partículas a partir da posição da Terra.

Nessa análise, com o uso da parametrização de Prouza e Śmída, note que há um mínimo, em $t \approx 68.39$ ka, na separação espacial entre os núcleos de neônio e carbono, equivalente a ≈ 0.17 kpc. Este ponto se encontra aproximadamente a 10.07 kpc da Terra e a 1.79 kpc do CG, nas coordenadas galácticas $(l, b) \approx (1.98^{\circ}, -4.91^{\circ})$, como é indicado pelo ponto verde na figura 66.



Figura 66: Vista em perspectiva das reconstruções espaciais das trajetórias referentes aos núcleos de carbono, para o evento com energia 61.7826 eV, e de neônio, com energia 101.133 eV. O ponto verde indica a posição de aproximação máxima das trajetórias, equivalente ao mínimo da curva vermelha em $t \approx 68.39$ ka no gráfico da figura 65.

Uma busca pela correlação espacial entre as trajetórias de partículas primárias, sendo estas simuladas como núcleos com composição química no intervalo Z = 1 - 16, e as estrelas Wolf-Rayet conhecidas na Via Láctea, catalogadas segundo o trabalho mais recente de van der Hucht (2001, ref. [189]), foi realizada para ambos os eventos com energias 101.13 EeV e 61.78 EeV. Nenhum resultado positivo foi obtido. Como pode ser visto nas figuras 67, 68 e 69, a catalogação desse tipo estelar ainda é incompleta e cobre, em maior parte, o domínio $+x_{CG}$ da Via Láctea devido à localização da Terra.



Figura 67: Mesma representação da Via Láctea apresentada na figura 66, do ponto de vista do norte galáctico $(-\hat{z}_{CG})$, mostrando a distribuição espacial de estrelas Wolf-Rayet segundo o catálogo de van der Hucht (veja referência no texto).



Figura 68: Ponto de vista $-\hat{x}_{CG}$ da Via Láctea, seguindo a configuração espacial das trajetórias dos eventos e da distribuição de estrelas Wolf-Rayet, como representada na figura 67.



Figura 69: Via Láctea do ponto de vista $+\hat{y}_{CG}$, com configuração espacial idêntica a apresentada na figura 67.

6.2 O magnetar SGR 1806-20

O soft gamma repeater SGR 1806 - 20, como descrito na sub-seção 4.3.2, é uma estrela de nêutrons altamente magnetizada cuja luz proveniente de uma explosão de superfície atingiu a Terra em 27 de dezembro de 2004, coincidindo com a época do início da operação do Observatório Auger. Membros da colaboração vêm procurando evidências da influência desse evento na geração de raios cósmicos de altíssima energia impondo cortes na medida do fluxo na direção do magnetar (2008, ref. [238] e 2010, ref. [239]). Nesta seção, o forwardtracking foi utilizado a partir da posição do SGR 1806 - 20 na Via Láctea na tentativa de prever posições celestes preferenciais para a observação de partículas primárias possivelmente associadas à estrela.

Para a análise, o referencial local do magnetar foi tomado como base no tratamento da emissão de partículas, como explicado na seção 5.8. As energias consideradas para os primários foram $E/Z = 10^{19}$ eV, 10^{20} eV e 10^{21} eV, onde Z é a carga elétrica do núcleo. As figuras 70, 71 e 72 representam, respectivamente, a simulação de partículas geradas com essas energias. Cada *pixel* dos gráficos está associado a uma longitude e latitude locais do magnetar, variadas de 1° na direção de cada uma dessas coordenadas angulares, a partir das quais os caminhos foram traçados através do campo magnético regular da galáxia. Para cada trajetória, uma distância de aproximação máxima à Terra, d_p , foi inferida a fim de se determinar a existência de direções preferenciais de emissão que resultem na possível observação de núcleos com energias altíssimas provenientes da posição do magnetar. Os resultados são mostrados na tabela 6. Para partículas com energias $E/Z = 10^{20}$ eV e $E/Z = 10^{21}$ eV, os traços da propagação nas direções preferenciais são mostradas na figura 73.


Figura 70: Emissão de partículas com $E/Z = 10^{19}$ eV, a partir da posição do SGR 1806 – 20, representada nas coordenadas locais do magnetar. As cores indicam a distância mínima da trajetória do núcleo à Terra.



Figura 71: Emissão de partículas com $E/Z = 10^{20}$ eV, como na figura 70, representada nas coordenadas locais do magnetar. Note a aproximação dos núcleos através do código de cores.



Figura 72: Emissão de partículas com $E/Z = 10^{21}$ eV, como na figura 70, representada nas coordenadas locais do magnetar. A aproximação dos núcleos se dá, agora, em três regiões distintas.



Figura 73: Vista em perspectiva das reconstruções espaciais das trajetórias de núcleos com $E/Z = 10^{20}$ eV, em vermelho, e $E/Z = 10^{21}$ eV, em laranja, segundo as direções preferenciais equivalentes apresentadas na tabela 6. As partículas foram propagadas apenas pelo campo magnético regular da galáxia.

Tabela 6: Coordenadas angulares locais do SGR 1806 - 20 para as quais foram verificadas distâncias de aproximação máxima dos raios cósmicos à Terra. As direções apresentadas correspondem às regiões avermelhadas dos gráficos das figuras 70, 71 e 72.

E/Z (eV)	l_{SGR}	b_{SGR}	$d_p \; (\mathrm{kpc})$
10^{19}	-1°	-2°	1.5317
10^{20}	-2°	-1°	0.0838
	7°	0°	0.06421
10^{21}	20°	-7°	0.1723
	20°	8°	0.4782

Uma vez que as direções preferenciais de emissão foram estabelecidas para cada energia, a componente irregular do campo magnético da Via Láctea foi inserida no código de propagação e simulado através do método de Monte Carlo, como explicado na seção 5.6. Para cada par (l_{SGR}, b_{SGR}) listado na tabela 6, a emissão de 500 núcleos foi simulada com o valor equivalente de energia por nucleon. A cada trajetória construída, foi registrada a distância de aproximação máxima da partícula à Terra. Apesar da medida atual da posição do Sistema Solar sobre o eixo-x da Via Láctea, 8.5 kpc, possuir um desvio padrão de 1.1 kpc, como citado na introdução do capítulo 4, foi estabelecido um volume esférico com raio muito mais restrito, de 0.1 kpc, centrado na Terra, dentro do qual foi assumido que a radiação cósmica simulada seria passível de detecção. Nos pontos associados às distâncias de aproximação máxima registrados dentro do volume, os vetores unitários $-\vec{\beta}$, relacionados à direção de propagação $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ de cada núcleo, representam direções celestes dispersas em torno da posição aparente do SGR 1806 – 20 a uma determinada energia, como explicado na seção 5.7. Os resultados desta análise são apresentados na figura 74.

Nenhum núcleo simulado com $E/Z = 10^{19}$ eV teve passagem pela posição da Terra. É possível notar, através da figura 73, que as trajetórias das partículas consideradas são determinadas expressivamente pelo campo magnético do bojo da Via Láctea, além de que, para este caso particular, a propagação não possui curvaturas em forma de espiral. Assim, os incrementos temporais, gerados a cada iteração pelo código de reconstrução, foram integrados durante os percursos dos primários pelo campo magnético regular e subtraídos do tempo de propagação da luz por um caminho retilíneo entre o SGR 1806 – 20 e a Terra. Na figura 74, esses intervalos de tempo, que aparecem associados às dispersões de eventos simulados, devem ser interpretados como ordens de tempo para que a observação de raios cósmicos (dessas direções) possa ser associada à observação dos *bursts* de raios- γ do magnetar.



Figura 74: Dispersão das direções de chegada na Terra, em coordenadas galácticas, de 500 raios cósmicos simulados a partir de cada direção preferencial na posição do SGR 1806 – 20. Os pontos em vermelho representam núcleos com energia $E/Z = 10^{20}$ eV, enquanto pontos em laranja representam núcleos com $E/Z = 10^{21}$ eV. As posições reais do magnetar e do Centro Galáctico são indicadas por pontos pretos. Os intervalos de tempo associados a cada conjunto de eventos simulados correspondem ao atraso do tempo de chegada das partículas, na Terra, em relação ao tempo de chegada da luz, supondo que fótons e núcleos tenham sido emitidos em um mesmo momento.

Ainda referente a essas janelas temporais, note que mesmo a previsão de ~ 38 anos, segundo a análise de *forwardtracking* apresentada acima, invalida qualquer relação entre os pulsos de raios gama detectados em 27 de dezembro de 2004 e radiação cósmica composta por partículas providas de carga elétrica, detectadas em qualquer direção até hoje pelo Observatório Auger. Como descrito na sub-seção 4.3.2, o tempo de vida típico dos magnetares é ~ 10^4 anos, durante os quais as explosões de superfície desse tipo de estrela liberam energia com uma certa regularidade, já que o processo de difusão magnética é descrito por uma função do tempo e os *bursts* são gerados através de relaxações sucessivas da crosta. Portanto, sob as hipóteses discutidas no início desta

seção, é interessante que se busque por pequenos excessos no fluxo de raios cósmicos de energia ultra-alta nas direções celestes apresentadas na figura 74.

6.3 O Aglomerado de Virgem

Apesar da atividade magnetohidrodinâmica associada ao Aglomerado de Virgem, exemplificada na seção 3.9 através das duas galáxias constituintes mais energéticas, M87 (que contém um AGN) e M90, nenhum excesso significativo no fluxo de raios cósmicos é observado na direção celeste, e nem próximo dela, associado ao agrupamento. A grande maioria dos pesquisadores assume que raios cósmicos com energias entre 10¹⁹ eV $e \ 10^{21} eV$ podem ser gerados no Aglomerado de Virgem, mas sofrem algum tipo de espalhamento durante a propagação que os desviam da direção da Terra. O primeiro trabalho publicado em uma revista influente, tratando o assunto, foi o de Wdowczyk e Wolfendale, em 1979 (ref. [240]). Os autores atribuem a deficiência no fluxo de partículas ultra-energéticas à difusão causada pelo campo magnético que permeia o interior do Aglomerado de Virgem. Até recentemente, simulações mostram que essa hipótese parece ser verdadeira. O trabalho de Dolag et al., publicado em 2009 (ref. [241]), mostra que o efeito de lente magnética, simulado com base em observações da rotação de Faraday, produz uma anisotropia considerável no fluxo de emissão de prótons a partir das galáxias do aglomerado no intervalo de energias (50 - 100) EeV. Essa dependência direcional apresenta diferenças, em relação ao valor médio do fluxo total, de fatores em torno de cinco ou mais.

Por outro lado, Karakuła e Tkaczyk (1985, ref. [242]) defendem a idéia de que o campo magnético da Via Láctea, descrito por uma distribuição de direções preferencialmente longitudinal em relação ao plano que define o disco da galáxia, age como um espelho refletindo partículas carregadas que se aproximam de latitudes galácticas próximas aos pólos, ou seja, com $\vec{v} \approx \pm v \hat{z}_{CG}$. Em uma posição qualquer \vec{r}_{CG} pertencente à região com essa configuração de campo, observe que $\hat{z}_{CG} \cdot \vec{B}(r_{CG}) \approx 0$ implica no valor máximo da magnitude de $\hat{z}_{CG} \times \vec{B}(r_{CG})$, proporcional à força de Lorentz. No trabalho citado, a transparência média da Via Láctea a raios cósmicos com energias $\gtrsim 10^{17}$ eV é simulada para vários grupos de galáxias, incluindo o Aglomerado de Virgem.

A análise dos dados que evidenciam uma correlação entre posições de AGNs catalogados e raios cósmicos com energias > 6×10^{19} eV, detectados pelo arranjo de superfície do Observatório Auger (ref. [50], artigo citado previamente na seção 3.9), foi criticada por Gorbunov *et al.* (2008, ref. [243]), entre outros argumentos, por não apresentar eventos correlacionados ao ângulo sólido correspondente à distância angular de 3.1° em torno da direção celeste do Aglomerado de Virgem. Do total de 27 eventos analisados pela Colaboração Auger, os autores calculam que ao menos 6 eventos deveriam ter sido detectados dentro dessa janela, complementando que a probabilidade do observatório não ter detectado nenhuma partícula na área de interesse é ~ 10^{-3} .

Para esta tese, a técnica do forwardtracking foi aplicada na simulação de partículas emitidas a partir da posição do Aglomerado de Virgem diretamente na direção da Terra. Foi assumido que o campo intergaláctico não influi de maneira significativa no desenvolvimento das trajetórias (uma justificativa matemática para esse efeito é dada no Apêndice B), sendo considerado apenas o campo magnético regular da Via Láctea. Seguindo as mesmas condições de outros autores, a posição espacial do agrupamento é baseada nos parâmetros que definem a posição da galáxia M87, localizada nas coordenadas galácticas $(l, b) = (-76.23^\circ, 74.49^\circ)$ (ref. [244]), à distância 16.75 Mpc do Sistema Solar (ref. [245]).

Assim como feito na seção 6.1, a composição química escolhida para os núcleos compreende o intervalo de números atômicos Z = 1 - 16. No sistema de referência do CG, seja $\vec{\beta}_{emi}$ a direção fixa de emissão das partículas, dada por

$$\vec{\beta}_{emi} = -\frac{\vec{r}_V - \vec{r}_T}{|\vec{r}_V - \vec{r}_T|},$$

onde \vec{r}_V é a posição do Aglomerado de Virgem. Note que $-\vec{\beta}_{emi}$ é um vetor unitário que representa a linha de visão de um observador na Terra em direção ao agrupamento de galáxias. Seja também $\vec{\beta}_{det}$ a direção associada ao ponto, sobre a trajetória, equivalente à distância de aproximação máxima de cada núcleo ao planeta. Para esta análise, em particular, o parâmetro

$$\alpha = \arccos\left(\vec{\beta}_{emi} \cdot \vec{\beta}_{det}\right)$$

foi definido como a separação angular entre as direções celestes de um raio cósmico detectado e a posição do aglomerado. A idéia é verificar se existe uma relação entre a composição química e a energia das partículas que minimiza α , definindo um espectro elementar na direção do Aglomerado de Virgem. Nenhum valor foi escolhido previamente para o volume de detecção, cuja geometria é descrita na seção 5.7. Esse parâmetro será usado, com base nos resultados, na aceitação ou rejeição dos eventos simulados. Os ângulos α são graficados, na figura 75, em relação à energia dos núcleos simulados de hidrogênio, carbono, sódio e enxofre. O comportamento geral dessas curvas foi verificado para todos os núcleos no intervalo Z = 1 - 16. Na escala de energia, após o valor mínimo de α , também foi verificada a existência de uma região onde $(d\alpha/d \log_{10} E) > 0$ até um valor máximo do ângulo, seguido por um decaimento dominado pela rigidez magnética das partículas. O efeito de retomada do ângulo com o aumento da energia ocorre devido ao fato do Aglomerado de Virgem estar localizado próximo ao norte galáctico. Na linha de visão $-\vec{\beta}_{emi}$, partículas simuladas penetram a região cilíndrica onde o campo magnético da Via Láctea é definido na coordenada $z_{CG} \approx 72.94$ kpc, que pode ser visto como uma altura em relação ao disco da galáxia. O raio dessa mesma região é 20 kpc. Portanto, os núcleos desenvolvem trajetórias que cruzam os braços magnéticos da galáxia sucessivamente ao longo da coordenada radial ρ (veja a equação (67) na sub-seção 4.4.1), tornando o ângulo de detecção sensível à energia das partículas sob influência predominantemente do campo magnético do halo da Via Láctea (dado pela equação (66), também na sub-seção 4.4.1).

Os valores mínimos e máximos da separação angular α , correspondentes às setas indicadoras nos gráficos da figura 75, são representados na figura 76(a). Para o intervalo de números atômicos considerado, as distribuições angulares equivalentes são (1.18 ± 0.41) ° e (3.85 ± 0.03) °. Na figura 76(b), as distâncias de aproximação máxima de cada partícula primária à Terra são graficadas. Observe que nenhum valor excede 0.4 kpc, validando, nesta análise, a detecção de todos os núcleos elementares a partir do hidrogênio até o enxofre. O argumento para isso é o mesmo apresentado no caso do magnetar (seção 6.2), em que a incerteza de 1.1 kpc na medida do valor 8.5 kpc para a posição do Sol em relação ao centro galáctico permite definir volumes de detecção com raios ≤ 1.1 kpc.

Na figura 75, os valores mínimos de α aparecem associados a valores de energia progressivamente maiores com o aumento de Z. Essa relação é ilustrada na figura 77 e define um espectro de composição química, em relação à energia, de partículas primárias emitidas a partir do Aglomerado de Virgem em direção à Terra.



Figura 75: Perfil do ângulo α em função da energia das partículas simuladas, exemplificado através dos núcleos de (a) hidrogênio (Z = 1), (b) carbono (Z = 6), (c) sódio (Z = 11) e (d) enxofre (Z = 16). Para cada caso, a seta em vermelho indica a posição do valor mínimo de α , enquanto a seta em azul indica o valor máximo do ângulo, na escala de energia, após o ponto onde o mínimo ocorre.



Figura 76: (a) Extremos da separação angular α segundo a composição elementar dos núcleos, representados nas cores equivalentes às cores das setas nos gráficos da figura 75. Os valores mínimos são representados em vermelho, enquanto os valores máximos, representados em azul, possuem uma dispersão (3.85 ± 0.03) °. (b) Distância de aproximação máxima dos núcleos considerados à Terra.



Figura 77: Associação da composição química limite de núcleos primários, simulados a partir da posição do Aglomerado de Virgem em direção à Terra, com a energia dos raios cósmicos, decorrente da minimização de α . Para um valor fixo de energia, como exemplificado pela linha pontilhada, números atômicos contidos na região verde do gráfico descrevem núcleos que, detectados a uma distância angular $\leq 3.85^{\circ}$ do aglomerado, podem ter tido origem nesse objeto astrofísico.

A interpretação desse resultado final será dada através de um exemplo. Suponha que os parâmetros reconstruídos para um determinado evento indiquem uma direção celeste em correlação angular com a posição do aglomerado, além de uma energia 50 EeV ($\log_{10} (E/\text{EeV}) = 1.7$). Segundo a figura 77, essa energia corresponde ao número atômico "limite" Z = 6, identificado no gráfico pelo carbono. Isso significa afirmar que a partícula associada ao evento é um núcleo com composição química entre o hidrogênio e o carbono, ou seja, no intervalo Z = 1 - 6, assumindo a hipótese de que o raio cósmico teve origem no Aglomerado de Virgem. Caso se saiba que Z > 6 e a incidência do primário tenha sido observada na direção desse mesmo objeto astrofísico, então a aplicação da técnica do *backtracking* certamente resultará na reconstrução de uma trajetória sem correlação espacial com o aglomerado.

Suponha agora que não se conheça a fonte das partículas. Observe a linha pontilhada no gráfico da figura 77. Um núcleo primário de lítio, com energia 50 EeV, pode ser associado ao Aglomerado de Virgem se a separação angular da sua direção de chegada em relação à linha de visão do objeto astrofísico seja $\leq 3.85^{\circ}$. Caso ele seja observado a mais de 3.85° do aglomerado, a qualquer energia, esta análise é inconclusiva a respeito da origem da partícula. Já um núcleo do elemento neônio, com os mesmos 50 EeV de energia, dificilmente é originário desse conjunto de galáxias, independentemente da sua separação angular em relação ao aglomerado: a trajetória da partícula se afasta progressivamente da direção da Terra e o sentido de propagação sofre uma deflexão de 90° no volume $|z| = z_0$, definido pela altura de escala do campo $z_0 = 0.5$ kpc (segundo o modelo de Stanev).

Outra maneira de entender a restrição da energia sobre a composição elementar da radiação supostamente originária de Virgem é observando as curvas de α , como aquelas exemplificadas na figura 75, para um valor fixo da energia. Na figura 78, as curvas que representam o hidrogênio, lítio e carbono fazem parte do exemplo em que a energia 50 EeV evidentemente minimiza o desvio angular de um núcleo de carbono emitido a partir do aglomerado, na direção da Terra, em relação à linha de visão. Considerando os outros núcleos escolhidos, os desvios são de 1.66° no caso do hidrogênio e 3.76° para o lítio. Em geral, se Z < 6 a essa energia dada, os desvios angulares máximos serão sempre $\leq (3.85 \pm 0.03)$ °, determinados a partir da direção de propagação sobre o ponto, de cada trajetória, correspondente à distância mínima da partícula à Terra. Uma vez que os limites de número atômico são respeitados para cada valor da energia, de acordo com o espectro mostrado na figura 77, a técnica do forwardtracking empregada nesta análise também garante que a região de detecção está restrita a um volume esférico com

raio aproximado de 0.4 kpc. Como discutido anteriormente, dado o erro na medida da posição do Sistema Solar em relação ao CG, é assumido aqui que essa restrição volumétrica garante que radiação cósmica com as características discutidas é passível de ser detectada.



Figura 78: Curvas do hidrogênio, lítio e carbono, semelhantes aos gráficos apresentados na figura 75, para o desvio angular α como função da energia do núcleo. Para o valor fixo de 1.7×10^{18} eV, esses elementos apresentam, respectivamente, desvios de 1.66° , 3.76° e 0.69°.

6.4 AGNs e a composição elementar de eventos com $E \ge 50$ EeV

Na seção 3.9, foi citado que a Colaboração Auger publicou, em 2007 (ref. [50]), um trabalho em que a análise dos dados relativos a determinados eventos registrados entre 1° de janeiro de 2004 e 31 de agosto de 2007 mostra uma correlação entre as posições celestes de AGNs e raios cósmicos com energias ultra-altas. Dado um conjunto de eventos provenientes de um fluxo isotrópico, o estudo se baseou na probabilidade de uma certa quantidade desses eventos apresentarem uma separação angular máxima a qualquer membro de uma coleção específica de objetos astrofísicos candidatos a fontes pontuais. Segundo os dados dos 14 eventos selecionados, o mínimo absoluto da probabilidade mencionada ocorre para os valores de energia ≥ 57 EeV e *redshift* $z \leq 0.018$ (nota⁸²), sendo 3.1° o valor máximo para a separação angular. Para a análise apresen-

 $^{^{82}}$ Equivalente aos AGNs contidos no volume esférico, centrado na Terra, com raio ~ 75 Mpc.

tada no traballho citado, foi pressuposto que primários com energia altíssima são pouco defletidos e suas direções celestes traçam aproximadamente as posições das fontes.

Nos anos que seguiram, a Colaboração Auger prosseguiu catalogando eventos com energias ≥ 50 EeV que satisfaziam os padrões de qualidade impostos especificamente para a análise da correlação com AGNs. Até o dia 5 de outubro de 2009, 91 eventos faziam parte da listagem. A análise que será apresentada a seguir parte da hipótese de que esse conjunto de eventos está relacionado a núcleos elementares que possuem alguma composição química pesada. Também é assumido que, no momento em que processos de aceleração haviam conferido energias máximas e finais às partículas, cada uma delas estava associada à direção celeste de um único AGN identificado no catálogo publicado por Véron-Cetty e Véron (2006, ref. [123]). Essas suposições criam um cenário onde as correlações angulares entre raios cósmicos e AGNs geram um vínculo entre a composição química e a energia dos primários, de maneira análoga à abordagem de Gaisser ao aplicar o modelo da superposição de Heitler para hádrons, como explicado na sub-seção 1.3.2.

Dado um determinado evento do conjunto dos 91 eventos em questão, as quantidades reconstruídas através dos programas utilizados no CDAS para analisar os sinais gerados no arranjo de superfície (veja a seção 2.3), como as que caracterizam a direção de chegada e energia das partículas primárias, foram inseridas no código de *backtracking* como condições iniciais. Trajetórias correspondentes a cada núcleo com números atômicos progressivamente maiores foram reconstruídas até que a fronteira da galáxia, equivalente ao cilindro $\rho = 20$ kpc, fosse atingida. O código registrou, então, as direções de propagação $\vec{\beta} = \vec{v}/c$ dos primários sobre essa região, cada qual associada a um valor diferente de Z. Supondo que o campo magnético extragaláctico possua uma distribuição isotrópica em ângulo sólido e que, em média, sua influência sobre as trajetórias nesse meio sejam desprezíveis, os vetores $\vec{\beta}$ definem direções no universo associadas à aceleração de raios cósmicos. De modo análogo, os vetores $-\vec{\beta}$ sobre $\rho = 20$ kpc podem ser vistos como as direções de chegada da radiação na Via Láctea.

O evento com número de identificação 200904702497 na base de dados do Observatório Auger, 74^o membro da lista discutida acima, possui uma energia reconstruída de 57.21 EeV e é utilizado como exemplo desta análise na figura 79. Para facilitar a visualização, apenas as posições de AGNs com $z \leq 0.005$ são representadas. Cada ponto em azul equivale à direção celeste de chegada, na Via Láctea, de núcleos primários que, segundo as composições químicas associadas e a parametrização adotada para o campo magnético da galáxia, resultariam na observação do evento indicado pelo ponto

laranja. Observe como a interação entre carga e campo pode influenciar consideralvelmente a correlação angular entre a direção de um raio cósmico e as posições de objetos astrofísicos no céu.



Figura 79: Projeção de Aitoff da região $l \leq 0^{\circ}$ das coordenadas galácticas dos AGNs com $z \leq 0.005$, segundo o catálogo de Véron-Cetty e Véron, representadas pelos pontos na cor lilás. O ponto laranja indica a direção de chegada do evento 200904702497 na Terra, como reconstruída a partir dos dados do Observatório Auger, enquanto cada ponto em azul indica a direção de chegada na Via Láctea, determinada através do *backtracking*, do núcleo primário associado como função da carga elementar Ze. O evento foi caracterizado pelo disparo de 12 estações do arranjo de superfície. A linha preta tracejada representa o plano supergaláctico.

A análise completa foi realizada utilizando-se dados de 91 eventos com energia $E \ge 50$ EeV, detectados entre 1º de janeiro de 2004 e 5 de outubro de 2009 no Observatório Auger, e dados dos 442 AGNs com *redshifts* $z \le 0.017$, catalogados por

Véron-Cetty e Véron, equivalente a distâncias ≤ 71 Mpc em relação à Terra. A composição química dos núcleos obedeceu a seqüência de números atômicos $Z = 1, 2, 3, \ldots$ até que a correlação angular entre a direção de chegada da partícula na Via Láctea e qualquer AGN fosse mínima no intervalo $[0^{\circ}, 3.5^{\circ}]$, escolhido pela semelhança com a prescrição. Como resultado, os ângulos se distribuíram entre 0.14° e 3.31° , com um comportamento médio $(0.98 \pm 0.69)^{\circ}$, determinando uma composição química de elementos distribuídos entre o hidrogênio (Z = 1) e o ferro (Z = 26). A relação entre o número atômico do núcleo primário, estabelecido pela correlação angular, e a energia reconstruída para cada evento é apresentada na figura 80. Observe a incidência de elementos com $Z \gtrsim 10$, além de um corte aparente de núcleos com Z < 10 a partir de $E \approx 80$ EeV. A freqüência com a qual os números atômicos aparecem nesta análise é representada no histograma da figura 81, para todas as energias ≥ 50 EeV, cujos dados implicam em uma composição média $Z = (13.21 \pm 7.68)$, ou seja, a maior parte dos elementos encontra-se entre o carbono (Z = 6) e o escândio (Z = 21). Núcleos mais pesados parecem sofrer uma supressão a partir do elemento cálcio (Z = 20).



Figura 80: Relação entre números atômicos de núcleos primários e energias de 91 eventos reais detectados no Observatório Auger, segundo a proximidade angular entre direções de chegada de raios cósmicos na Via Láctea, determinadas a partir da reconstrução de trajetórias pela técnica do *backtracking*, e posições celestes de AGNs catalogados. A linha tracejada representa o elemento ferro (Z = 26).



Figura 81: Histograma da composição química elementar apresentada no gráfico da figura 80. Os núcleos mais proeminentes são o alumínio (Z = 13) e o cálcio (Z = 20).

Na figura 82, essa mesma distribuição elementar é analisada estatisticamente com a escolha de intervalos de energia de 10 EeV, a fim de precisar que tipo de dependência entre composição química e energia advém da distribuição apresentada na figura 80. Os números atômicos Z e números de massa A são representados em escala logarítmica para que efeitos no espectro possam ser identificados junto ao gráfico da figura 18, na seção 2.5. Note, porém, que segundo a equação (16) na sub-seção 1.3.2, a análise de $\langle X_{max} \rangle$ envolve um termo em $\langle \log_2 A \rangle$, enquanto aqui são considerados $\log_{10} \langle Z \rangle$ e $\log_{10} \langle A \rangle$. Apesar disso, os gráficos (a) e (b) da figura 82 também indicam uma composição química elementar intermediária aos núcleos de hidrogênio e ferro para raios cósmicos com energias acima de 50 EeV, além de uma tendência aparente do número de massa em direção aos elementos transférricos a energias mais altas.



Figura 82: Espectro da composição elementar média, semelhante ao gráfico apresentado na figura 80, com a separação da energia em *bins* de 10 EeV. Em (a), a estatística é aplicada aos números atômicos Z dos núcleos primários, enquanto em (b) os números de massa A são considerados. A semelhança entre as formas das distribuições ocorre devido ao fato de $A \approx 2Z$. Os números em vermelho indicam a quantidade de núcleos contidos em cada intervalo de energia. As barras de erro equivalem ao desvio padrão da distribuição de Z ou A dentro dos *bins* e não estão relacionadas a erros experimentais. Os três valores de maior energia equivalem a eventos isolados dentro dos *bins* de energia correspondentes, não possuindo valores definidos de desvio padrão. A linha tracejada representa o elemento ferro (Z = 26).

Se essa distribuição de composições químicas obtida através da técnica do backtracking é analisada tratando-se a média $\langle \log_b A \rangle$ como função de $\log_b (E/\text{EeV})$, com a escolha arbitrária de uma base b (= 10, neste caso) e intervalos de energia 10 EeV, o resultado é uma dependência aproximadamente linear em duas faixas de energia distintas. Como pode ser visto nos gráficos (a) e (b) da figura 83, as regiões $50 \leq (E/\text{EeV}) \leq E_t$ e $(E/\text{EeV}) \gtrsim E_t$ são separadas por uma energia de transição $E_t \approx 118 \text{ EeV} =$ $1.18 \times 10^{20} \text{ eV}$, derivada dos ajustes lineares. O ponto localizado nas coordenadas (1.978, 1.579) não é considerado na análise apresentada em (a); observe, em (b), como a variação da composição química na transição é sensível à inclusão desse dado na faixa das energias mais baixas. Com base nesses resultados, portanto, o enxofre e o escândio delimitam um intervalo em que os núcleos elementares intermediários cloro, argônio, potássio e cálcio também podem estar relacionados à energia de transição.

No gráfico (c) da figura 83, é mostrado o efeito de se considerar um único dado da

faixa de energias menores, na região de transição, como pertencente ao grupo das energias mais altas. Neste caso particular, o ponto localizado nas coordenadas (2.061, 1.505) é desprezado. Já no gráfico (d), o ponto inicialmente excluído em 83(a) é incluído no grupo de energias altas. Para o tratamento dos dados em (c) e (d), a transição elementar varia em torno da energia $E_t \approx 87.1 \text{ EeV} = 8.71 \times 10^{19} \text{ eV}$, relativa aos núcleos de magnésio e alumínio, cujos números atômicos são consecutivos.

Tomando como base dados de aceleradores até energias ~ 10^{-6} EeV, a extrapolação de modelos de interação hadrônica e resultados recentes do Observatório Auger têm mostrado que a relação entre valores médios da profundidade atmosférica máxima e a energia, nos chuveiros atmosféricos extensos, ocorre de acordo com uma composição elementar aproximadamente intermediária aos valores Z = 1 (hidrogênio) e Z = 26(ferro). Atualmente, as causas das oscilações dos valores experimentais de $\langle X_{max} \rangle$ a partir de $E \approx 10^{19}$ eV, como pode ser visto na seção 2.5 pelo gráfico da figura 18(a), são desconhecidas. Com o acúmulo gradual de dados, tem sido sugerido que esse efeito não é estatístico e há, de fato, mudanças na tendência de $\langle X_{max} \rangle$ a energias mais altas.

Através da análise do *backtracking* de partículas aplicada às posições de AGNs, descrita nesta seção, suponha que o comportamento transitório de $\langle \log_{10} A \rangle$ próximo de $\lesssim 10^{20}$ eV exista. Segundo o histograma apresentado na figura 81, a composição química dos núcleos primários com energias ≥ 50 EeV sofre uma supressão acentuada a partir do elemento cálcio ($^{40}_{20}$ C, $\log_{10} 40 \approx 1.6$). Aplicando este resultado às relações apresentadas nos gráficos da figura 82, é esperado que a incidência de elementos com energia $E > E_t$ seja muito menor em relação aos núcleos da faixa de energias mais baixas. Apesar da quantidade de dados não ser estatisticamente significante para suportar essa hipótese, é importante notar que, na análise dos AGNs, a redução da freqüência de elementos com Z > 20 decorre unicamente do campo magnético da Via Láctea, mesmo que núcleos mais pesados do que o cálcio sejam abundantes no meio interestelar.



Figura 83: Variação aproximadamente constante do valor médio $\langle \log_{10} A \rangle$ em relação a $\log_{10} (E/\text{EeV})$, separada em duas faixas distintas de energia. Cada barra de erro corresponde ao desvio padrão da distribuição de $\log_{10} A$ dentro de intervalos de energia de 10 EeV. O valor de E_t é obtido a partir do ponto de intersecção dos ajustes lineares, sendo $K_2 (E \leq E_t)$ o coeficiente angular da reta ajustada na região energética de interesse. Em (a) e (c), as médias representadas por quadrados sem preenchimento não são consideradas nas análises.

7 Conclusões

Nesta tese, foram analisadas a magnitude e algumas conseqüências gerais da interação entre raios cósmicos de energia ultra-alta e o campo magnético da Via Láctea. Os modelos empregados aqui são descritos por parametrizações baseadas nas observações mais recentes relativas tanto ao plasma da galáxia, quanto às partículas que atingem a Terra. Os dados que caracterizam a radiação, em particular, representam medidas realizadas no Observatório Auger, inaugurado em 2004 no sul da Argentina. O pioneirismo do experimento está na capacidade de detecção híbrida: o desenvolvimento atmosférico do número de partículas e a distribuição da densidade de radiação secundária no solo podem ser monitorados, para um mesmo evento, resultando em uma resolução angular não precedida por outros experimentos.

Os resultados apresentados no capítulo 6 foram obtidos através da análise das trajetórias que partículas carregadas eletricamente descrevem durante a propagação pelo meio interestelar da galáxia. O traçamento dos caminhos foi realizado com a utilização das técnicas do *back*- e *forwardtracking*, para as quais houve a necessidade de se desenvolver ferramentas matemáticas a fim de adaptar o método à geometria do campo magnético galáctico, da maneira como é conhecido atualmente. Essas reconstruções espaciais baseiam-se quase totalmente em dados astrofísicos reais, como citado no parágrafo anterior. O grau de liberdade mais importante neste estudo é a composição química dos raios cósmicos, sob a hipótese de que as partículas detectadas sejam núcleos de átomos. Em cada caso analisado, um espectro elementar foi proposto com base em outras publicações, ou inferido como resultado desta pesquisa, supondo-se que objetos com atividade magnética intensa estejam associados à aceleração a energias mais altas. A escolha do intervalo de números atômicos Z = 1 - 16 fundamenta-se na nucleossíntese elementar em estrelas com grande massa através do ciclo CNO.

O campo magnético de grande escala do disco da Via Láctea foi descrito segundo o modelo de Stanev. Para a região do bojo galáctico, foi escolhido o modelo de Prouza e Šmída. Unicamente para o evento 200433900047, ao qual se refere a primeira análise apresentada nesta tese, também foram testados os efeitos de se adotar uma extensão da parametrização de Stanev para a região central da galáxia. A intensidade do campo no halo é intrínseco a ambos os modelos. O campo magnético total também possui uma componente turbulenta, cujo efeito foi considerado apenas na aplicação do forwardtracking a partir de um candidato galáctico a fonte, o magnetar SGR 1806-20.

O primeiro estudo de anisotropia realizado pela Colaboração Auger, em 2006, não constatou qualquer excesso no fluxo de raios cósmicos advindos do centro da Via Láctea com energias da ordem de 10^{18} eV = 1 EeV. Em contrapartida, o telescópio COMPTEL realizou observações que constataram a ocorrência da nucleossíntese ativa de elementos nessa direção, sendo que a composição química da radiação cósmica tende a refletir a abundância elementar presente em estrelas com grande massa. O uso da técnica do backtracking mostra que partículas com separação angular tão grande quanto $\sim 32.42^{\circ}$ em relação a Sagitário A^{*}, como é o caso do evento 200605500089, podem ter tido origem no centro galáctico. Para ambos os eventos considerados na primeira parte da análise apresentada neste trabalho, o campo magnético do disco é determinante na reconstrução das trajetórias dos núcleos primários. Já no caso do SGR 1806-20, o campo que permeia o bojo é a componente que mais influi sobre a propagação, uma vez que o magnetar é tratado como uma fonte. Partículas supostamente oriundas do Aglomerado de Virgem, localizado ao norte galáctico, são defletidas principalmente pelo plasma magnetizado do halo da Via Láctea. Quando a distribuição celeste dos núcleos ativos de galáxias é considerada, as componentes do campo total são igualmente importantes e atuam de maneira global na definição de um espaço métrico para partículas providas de carga elétrica originárias de fontes extragalácticas.

No tratamento dos dois eventos ultra-energéticos e na análise dos AGNs, foram utilizados dados reais do Observatório Auger, sendo a carga dos núcleos elementares o único grau de liberdade. Para os casos do *soft gamma repeater* galáctico e do Aglomerado de Virgem, partículas primárias foram simuladas variando-se também a energia. Sempre que o texto faz referência às técnicas do *back*- e do *forwardtracking*, deve ser entendido que as reconstruções das trajetórias foram realizadas segundo toda a metodologia que descreve este trabalho como uma tese. Nenhum outro efeito dispersivo ou difusivo relacionado a raios cósmicos foi considerado durante a propagação.

Os resultados que serão apresentados em seguida são resumidos da seguinte forma:

- 1. Todas as componentes do campo magnético de larga escala da Via Láctea desviam significantemente raios cósmicos com energia ultra-alta ($E \ge 10^{18}$ eV);
- 2. A componente turbulenta do campo provoca um efeito difusivo sobre o plano perpendicular ao vetor $\vec{\beta}$ da partícula, cuja dispersão ocorre de maneira isotrópica ao longo de uma trajetória "regular";
- 3. O evento 200433900047 (técnica do *backtracking* e componente do disco): su-

posições acerca da composição química de eventos reais levaram à indicação de regiões dentro da Via Láctea que podem abrigar candidatos a fonte;

- 4. O magnetar SGR 1806 20 (técnica do forwardtracking e componente do bojo junto à componente turbulenta): dado um candidato a fonte dentro da galáxia, foi possível prever excessos bem localizados do fluxo de raios cósmicos em certas direções do céu;
- 5. O Aglomerado de Virgem (técnica do *forwardtracking* e componente do halo): radiação cósmica com incidência normal ao plano galáctico deve apresentar cortes na composição química como função da energia;
- 6. AGNs e a composição elementar de eventos com $E \ge 50$ EeV (técnica do *back-tracking* e todas as componentes do campo): a partir de resultado recente da correlação entre raios cósmicos e certa classe de objetos astrofísicos, foi derivada uma relação entre composição química e energia das partículas primárias.

7.1 O evento 200433900047

Durante a primeira fase de operação do Observatório Auger, foi identificado um evento, nas coordenadas galácticas $(l, b) = (-27.6689^{\circ}, -17.0464^{\circ})$, cuja reconstrução energética resultou em 101.133 EeV. Essa observação foi registrada sob o número de identificação 200433900047. Um segundo evento, mais recente e com 61.7826 EeV de energia, foi observado a ~ 1° de distância angular em relação ao primeiro. Desde 1º de janeiro de 2004 até 13 de março de 2006, mais três eventos progressivamente menos energéticos haviam sido observados dentro de uma janela de 12° nessa região, alinhados em uma geodésica na esfera celeste.

Antipartículas com energia ≤ 15 EeV, traçadas a partir da posição do Sistema Solar em direção às coordenadas do evento 200433900047, possuem raios de Larmor menores do que a ordem do comprimento característico do campo de larga escala do disco da galáxia, desenvolvendo caminhos espiralados que seguem as linhas magnéticas para longe da região do bojo. Assim, apenas os eventos com energias 101.133 EeV e 61.7826 EeV foram considerados, numa tentativa de correlacioná-los espacial e temporalmente.

Apesar do evento de maior energia ter sido observado com uma separação angular $\sim 32.14^{\circ}$ em relação ao centro da Via Láctea, ambas as combinações de parametrizações

adotadas para o campo magnético total da galáxia demonstraram que, dada a escolha de núcleos atômicos no intervalo Z = 1 - 16 como partículas primárias, um número significativo de trajetórias reconstruídas penetram o volume do bojo. Esse efeito é mostrado na figura 84. É interessante notar que a radiação decorrente do decaimento de subprodutos da síntese elementar em estrelas com grande massa, compatível com os valores de Z escolhidos, é observada diretamente na direção do centro galáctico.

Assumindo modelos atuais para descrever o enriquecimento elementar do meio interestelar, a injeção e a aceleração de partículas carregadas em plasmas altamente magnetizados, além dos resultados de *backtracking* relacionados aos eventos considerados acima, a análise procedeu com a escolha do elemento químico neônio (Z = 10) como núcleo para o evento com 101.133 EeV e o elemento carbono (Z = 6) como primário do evento com 61.7826 EeV. O objetivo, a partir desse ponto, foi explorar detalhes intrínsecos à metodologia da reconstrução de trajetórias quando se deseja correlacionar partículas com partículas e/ou partículas com regiões de interesse na escala de distâncias dentro da Via Láctea.



Figura 84: Distância de aproximação máxima de núcleos ao centro da galáxia de acordo com a composição química sugerida para os eventos com energias 101.133 EeV e 61.7826 EeV. Segundo os modelos adotados para o campo magnético total da Via Láctea, é possível identificar quais elementos da radiação possuem trajetórias associadas à região do bojo.

Apesar dessa escolha específica de composição elementar refletir o fato de que

$$\frac{E_{\rm Eev}}{Z} = 10 \approx \frac{101.133}{10} \approx \frac{61.7826}{6},$$

a força de Lorentz resultante da ação do campo magnético total da galáxia sobre os núcleos ainda é bastante sensível às condições iniciais do problema, lembrando que esses eventos foram observados com uma separação angular ~ 1°. Se o modelo de Prouza e Šmída é utilizado para descrever o campo no bojo ($\rho \leq 4$ kpc), por exemplo, além do modelo de Stanev adotado para o disco, a distância entre as trajetórias dessas partículas oscila rapidamente quando $B(\vec{r}) \gtrsim 10 \ \mu$ G. Pela figura 85, é observado que isso ocorre para (a distância ao eixo-z da galáxia) $\rho \approx 4$ kpc. Regiões associadas a valores mínimos de distanciamento, e tão pequenos quanto ≈ 0.17 kpc em relação à escala de comprimento ~ (1-10) kpc da Via Láctea, como o que ocorre em $t \approx 68.39$ ka para este caso específico, podem ser reanalisadas através da técnica do forwardtracking a fim de restringir o número de coincidências.



Figura 85: Separação espacial entre os núcleos de neônio e carbono associados aos eventos com energias 101.133 EeV e 61.7826 EeV, respectivamente, em relação ao tempo. Neste caso, t = 0 representa o tempo inicial do traçamento das antipartículas a partir da posição da Terra. No gráfico, as cores são usadas para distinguir os modelos de campo magnético associados à região do bojo da Via Láctea. O retângulo delimitado pelas linhas pontilhadas marca a propagação das partículas pelo disco. Em $t \approx 68.39$ ka, os núcleos ocupam o mesmo ponto no espaço.

Em uma análise de correlação espacial entre partículas de alta energia e objetos galácticos, as trajetórias de ambos os eventos com 101.133 EeV e 61.7826 EeV foram

testadas em relação às posições de estrelas Wolf-Rayet catalogadas na Via Láctea. Não foram encontrados resultados positivos. Apesar desse tipo estelar estar mais associado à síntese e injeção elementar no meio interestelar do que à aceleração de raios cósmicos além ~ 10^{18} eV, esse exemplo ilustra o fato de que uma densidade considerável de candidatos a fonte e um número apreciável de trajetórias, todos contidos em uma mesma região, não podem sequer ser utilizados como estimadores na análise de correlação espacial.

7.2 O magnetar SGR 1806-20

Em 27 de dezembro de 2004, a radiação eletromagnética proveniente uma explosão de superfície do magnetar galáctico SGR 1806 — 20 atingiu a Terra. Devido à atividade e intensidade magnéticas intensas associadas às atmosferas desse tipo de estrela, além da quantidade de energia liberada na forma de raios- γ durante a reconexão rápida do campo, a possibilidade dos *soft gamma repeaters* estarem associados à aceleração de raios cósmicos a energias mais altas é uma hipótese considerada atualmente por vários autores.

Através da técnica do forwardtracking de partículas, a emissão de primários com as energias $E/Z = 10^{19}$ eV, 10^{20} eV e 10^{21} eV foi simulada a partir da localização espacial do SGR 1806-20 na Via Láctea, sendo Z a carga elétrica implícita de cada núcleo, para que fossem previstas posições celestes em que se possa procurar por excessos no fluxo de raios cósmicos possivelmente advindos dessa região. Devido ao fato do magnetar pertencer à Via Láctea, a primeira parte da análise consistiu em determinar quais direções iniciais, no referencial da estrela de nêutrons, gerariam partículas passíveis de serem detectadas na Terra. Isso foi feito registrando-se trajetórias construídas através do campo magnético regular da galáxia que intersectassem o volume com 0.1 kpc de raio em torno do planeta. Para partículas com $E/Z = 10^{19}$ eV, nenhuma direção preferencial foi encontrada; à energia $E/Z = 10^{20}$ eV, uma única direção foi determinada e, para $E/Z = 10^{21}$ eV, três direções foram estabelecidas.

A metodologia que compreendeu a segunda parte da análise consistiu na simulação de 500 partículas em cada uma das quatro direções preferenciais predeterminadas, junto aos valores correspondentes de E/Z, sendo agora os núcleos propagados através do campo magnético total da galáxia formado pela sobreposição de uma componente turbulenta às parametrizações do campo regular. Essas irregularidades também foram caracterizadas segundo dados experimentais recentes. Como pode ser visto na figura 86, a quantidade de eventos artificiais que formam as manchas associadas a cada direção de preferência independe da simetria direcional das emissões em relação ao plano galáctico $(b = 0^{\circ})$. Observe que uma pesquisa de correlação angular em que campos magnéticos galácticos são desprezados, é bastante provável que apenas o conjunto de 253 eventos, separado de ~ 2.5° da posição celeste do magnetar, fosse considerado em um estudo da região em torno do SGR 1806 - 20.



Figura 86: Região celeste, em coordenadas galácticas, indicando a dispersão das direções de raios cósmicos cuja emissão foi simulada a partir da posição do SGR 1806 – 20. Os números de partículas associados a cada mancha referem-se à quantidade de eventos artificiais dado que 500 núcleos foram gerados em cada uma das quatro direções iniciais de preferência. Considerando apenas o campo magnético regular da Via Láctea, os intervalos de tempo apresentados representam a diferença de caminho entre a propa-gação dos núcleos elementares e da radiação γ , assumindo que ambos foram produzidos simultaneamente no magnetar.

Ao longo do traçamento das trajetórias com aproximação máxima à Terra, na primeira parte da análise, os tempos de propagação das partículas foram integrados e cada qual subtraído do tempo de percurso da luz pelo caminho retilíneo entre o SGR 1806 – 20 e o nosso planeta. Essas diferenças temporais são apresentadas na figura 86 em associação com os agrupamentos de eventos e revelam que, sob as hipóteses assumidas para o campo magnético da galáxia, núcleos elementares originários do *burst* de 27 de dezembro de 2004 com energias na faixa ~ $(10^{20} - 10^{21})$ eV ainda não podem ser detectados. Apesar disso, a busca por excessos no fluxo de raios cósmicos nas quatro direções obtidas é estimulada, já que reconfigurações da crosta de magnetares ocorrem regularmente durante os ~ 10^4 anos característicos do tempo de vida desse tipo de estrela de nêutrons.

7.3 O Aglomerado de Virgem

Apesar dos raios cósmicos terem sido descobertos no início do século XX e, em meados do mesmo século, as primeiras idéias a respeito dos mecanismos de aceleração dessas partículas terem sido propostas, só foi a partir da década de 1980 quando surgiram as primeiras explicações para a deficiência aparente no fluxo da radiação na direção do Aglomerado de Virgem. Isso foi possível com a observação da própria Via Láctea, especificamente de medidas realizadas em torno de 1970 que precisaram a intensidade e a direção do campo magnético na direção do norte galáctico.

A aplicação da técnica do forwardtracking, segundo os métodos desenvolvidos para o uso das parametrizações adotadas, confirmou que o campo no halo da galáxia age como um espelho magnético, refletindo partículas carregadas que se aproximam do disco incidindo de latitudes galácticas próximas aos pólos ($|b| \leq 90^{\circ}$). Porém, para uma composição química primária fixa, sempre existirá alguma energia suficientemente alta tal qual a rigidez magnética da partícula permita que ela cruze o plano da Via Láctea. A simulação de núcleos emitidos a partir do Aglomerado de Virgem em direção à Terra demonstrou que, dados números atômicos no intervalo Z = 1 - 16, as energias necessárias para que a radiação seja detectada encontram-se exatamente na faixa de operação do Observatório Auger. Com essa constatação, o objetivo foi determinar os limites energéticos e elementares que resultariam na supressão de um excesso do fluxo nas coordenadas celestes do agrupamento de galáxias.

Para cada núcleo caracterizado por um número atômico Z fixo foi atribuída a energia inicial 1 EeV, progressivamente acrescida de 0.1 EeV de modo a gerar um conjunto de trajetórias a partir do qual o ponto relativo à aproximação máxima à Terra fosse determinado. Uma vez estabelecida a energia que minimiza essa distância através de um percurso específico, a direção de propagação da partícula sobre o ponto crítico mencionado, equivalente ao ponto de observação no referencial terrestre, foi comparada com a direção da linha de visão ao Aglomerado de Virgem para definir a separação angular α . Em outras palavras, α representa o ângulo entre as posições celestes do candidato à fonte e do evento simulado mais próximo a ele. Posteriormente, foi verificado que todos os pontos referentes às distâncias de aproximação máxima, cada qual associado a um valor de Z, estavam contidos em um volume de detecção aceitável.

Na figura 87, parte do resultado da análise é exemplificada através de dois valores distintos de energia. À menor, correspondendo aproximadamente a 3.2×10^{19} eV, o berílio (Z = 4) é o núcleo que mais se aproxima da Terra e, observado no céu, aparece separado de 1.11° do emissor. Nesse caso, os primários com número atômico no intervalo Z < 4 também são passíveis de detecção, devendo aparecer distribuídos em torno da posição do Aglomerado de Virgem dentro de um raio angular 3.85°. Para a energia mais alta, $\sim 5 \times 10^{19}$ eV, o núcleo elementar com maior aproximação à Terra é o carbono (Z = 6), localizado a 0.69° da fonte emissora. Já nesse caso, partículas que possuem número atômico no intervalo Z < 6 podem ser detectadas dentro da região com distância angular 3.85° ao redor das coordenadas do aglomerado. É importante notar que a distância de aproximação máxima de uma partícula primária à Terra não é uma função monotônica da rigidez magnética, pois $\vec{B} = \vec{B}$ (\vec{r}).



Figura 87: Separação angular entre as direções da radiação cósmica sobre o ponto de aproximação máxima à Terra e da posição celeste do Aglomerado de Virgem, de acordo com a composição química de núcleos emitidos a dois valores fixos de energia. Os quadrados com preenchimento representam os elementos que minimizam α , sendo o berílio para 32 EeV e o carbono para 50 EeV. Todos os núcleos abaixo da linha tracejada vermelha, definida por $\alpha = 3.85^{\circ}$, são passíveis de serem detectados. Esse efeito foi verificado para toda a composição elementar no intervalo Z = 1 - 16.

Foi verificado que todos os núcleos primários com número atômico no intervalo

Z = 1 - 16 possuem as propriedades expostas acima: dado um valor fixo de Z, a composição química de raios cósmicos equivalentes aos números $\langle Z \rangle$ sempre são restritos à região delimitada pelo raio angular $(3.85 \pm 0.03)^\circ$ em torno da posição celeste do Aglomerado de Virgem. No gráfico da figura 88, esse efeito é representado pela região realçada em verde. Radiação cósmica de outras origens sempre será observada nessa mesma área do céu, mas conhecendo-se a energia e a composição química da partícula primária detectada a $\leq 3.85^\circ$ da posição do aglomerado, há uma chance maior da emissão ter ocorrido em Virgem.



Figura 88: Relação entre composição química e energia de núcleos elementares, na forma de raios cósmicos, emitidos a partir do Aglomerado de Virgem na direção da Terra. O berílio e o carbono aparecem nas cores equivalentes às curvas, no gráfico da figura 87, em que esses elementos minimizam o parâmetro α . A região representada na cor verde refere-se aos núcleos que, a dada energia e observados a < 3.85° do conjunto de galáxias, possivelmente têm origem relacionada ao aglomerado.

7.4 AGNs e a composição elementar de eventos com $E \ge 50$ EeV

Em 2007, após quase três anos de operação, o Observatório Auger havia acumulado uma quantidade de dados suficiente para que pudesse ser testada a existência de alguma correlação entre os eventos registrados às energias mais altas (> 50 EeV) e objetos astrofísicos candidatos a fonte de raios cósmicos. Devido ao fato de um mecanismo

de aceleração satisfatório nunca ter sido proposto, essa radiação foi hipoteticamente associada aos núcleos ativos de galáxias, ou AGNs, cuja observação revela atividades intensas de processos magnetohidrodinâmicos e radiativos, possivelmente sem as perdas adiabáticas previstas para as supernovas. A análise estatística que foi realizada reforçou essa hipótese em relação à origem, sob o argumento de que núcleos primários com energia ultra-alta possuem cargas elétricas próximas à carga do hidrogênio e as direções de chegada da radiação na Terra traçam diretamente as fontes.

No mesmo ano, membros da colaboração tomaram como base dados de aceleradores até energias ~ 10^{-6} EeV para extrapolar modelos de interação hadrônica até a faixa $(10^{-1} - 10^2)$ EeV e calcular valores da profundidade atmosférica onde ocorre o número máximo de partículas secundárias de um chuveiro atmosférico extenso, X_{max} , com o uso de simulações de Monte Carlo. Esses resultados foram comparados às medidas de $\langle X_{max} \rangle$ realizadas no observatório, apontando para uma composição elementar aproximadamente intermediária aos valores Z = 1 (hidrogênio) e Z = 26 (ferro) segundo os códigos e modelos utilizados. Além disso, a variação dos valores experimentais $\langle X_{max} \rangle$ em relação aos intervalos de energia associados aos chuveiros apresenta descontinuidades cujas origens são desconhecidas. Nesta tese, a técnica do *backtracking* foi aplicada a eventos detectados no Observatório Auger com o objetivo de determinar qual distribuição de composição elementar resulta da melhor correlação angular possível entre raios cósmicos e AGNs.

De 1^o de janeiro de 2004 até o dia 5 de outubro de 2009, dados selecionados do registro do observatório segundo padrões de qualidade previamente estabelecidos, de modo a garantir uma caracterização precisa dos parâmetros geométricos e energético dos chuveiros, haviam sido reunidos em uma lista de 91 eventos acima de 50 EeV. Com base nesses parâmetros, cada evento teve sua posição celeste aparente redefinida através da reconstrução das trajetórias referentes à seqüência dos números atômicos $Z = 1, 2, 3, \ldots$, pelo campo magnético da Via Láctea, até que o limite da galáxia fosse atingido. A partir dessa fronteira, foi considerado que um núcleo não está sujeito a outros efeitos de espalhamento e sua direção de propagação traça diretamente a fonte. Portanto, a cada um dos eventos foi associado um conjunto de direções do qual assumiuse que algum elemento possivelmente está relacionado a um acelerador astrofísico.

A partir da mesma edição do catálogo utilizado pela Colaboração Auger, as posições angulares de AGNs próximos à Terra foram comparadas às direções resultantes da análise pelo método do *backtracking* e, de cada conjunto mencionado, o número atômico do núcleo referente à menor separação angular foi selecionado. Portanto, um Z passou a ser associado a cada evento, e assim a um valor de energia. Sob as hipóteses discutidas acima, esse vínculo é criado através de uma metodologia alternativa à abordagem de Gaisser, que aplicou o modelo da superposição de Heitler aos hádrons a fim de descrever o desenvolvimento longitudinal dos chuveiros atmosféricos extensos.

A distribuição dos 91 núcleos se deu por 27 elementos químicos, como mostrado na figura 89. Esta análise confirma a incidência de partículas com números atômicos próximos ao número do hidrogênio, mas demonstra que a freqüência mais expressiva de núcleos encontra-se no intervalo $Z \approx 10 - 20$, seguida por um corte acentuado sobre o ferro e o níquel. Junto à supressão dos elementos do ciclo CNO, esse perfil reproduz a abundância de elementos sintetizados em estrelas com grande massa no estágio imediatamente anterior à supernova.



Figura 89: Histograma de freqüência dos 91 núcleos, distribuídos por 27 elementos químicos, segundo a correlação angular entre AGNs catalogados e a reconstrução de trajetórias pela técnica do *backtracking*.

Experimentalmente, a dependência da composição química de raios cósmicos com a energia é tratada de maneira estatística através do modelo da superposição de Gaisser. Nele, dada uma base arbitrária b e os números de massa A, a média $\langle \log_b A \rangle$ é tomada em função de $\log_b (E/\text{EeV})$ dentro de certos bins de energia. Para os 91 núcleos elementares, cada qual associado à energia de um dos 91 eventos correspondentes, a escolha $\Delta E_{bin} =$ 10 EeV resultou em um espectro com $d \langle \log_b A \rangle / d \log_b E$ aproximadamente constante em duas regiões distintas de energia. O modo como os pontos são separados nos dois grupos é subjetivo; segundo os ajustes lineares realizados nesta análise, os elementos químicos que determinam o ponto de transição variam no intervalo de números atômicos $Z \approx 10 - 20$.

Para a separação específica apresentada na figura 90, o núcleo transitório corresponde ao alumínio, subproduto do ciclo CNO que marca um estágio de atividade atmosférica intensa em estrelas com grande massa. O enriquecimento do plano e centro da Via Láctea com o isótopo ²⁶Al é observado diretamente através de raios- γ decorrentes do seu decaimento. Pelo gráfico, também pode ser visto que essa transição ocorre à energia 9.15×10^{19} eV. Atualmente, a análise dos dados que vêm sendo coletados e acumulados na região das energias mais altas, pelo Observatório Auger, tem mostrado alguma evidência de mudança da composição química dos núcleos próximo a 10^{20} eV.



Figura 90: Estatística da dependência entre os números de massa e a energia dos eventos associados a AGNs pelo método do *backtracking*. Os pontos são representados na base logarítmica b = 10. As barras de erro equivalem ao desvio padrão da distribuição de $\log_{10} A$ dentro de cada intervalo com 10 EeV de energia.

7.5 Perspectivas futuras

Com os progressos na caracterização da composição elementar dos raios cósmicos de energia ultra-alta, assim como a redução das classes de objetos astrofísicos candidatos a fonte dessa radiação, as componentes do campo magnético total da Via Láctea podem, complementar e alternativamente à rotação e Faraday e outros métodos, ser estudadas através dos próprios raios cósmicos. As idéias apresentadas a seguir são baseadas na literatura de referência desta tese.

- 1. A turbulência do plasma que compõe a Via Láctea está diretamente relacionada à geração, amplificação e sustentação do campo magnético que permeia o meio interestelar da galáxia. Se o gás ionizado possui um número magnético de Reynolds $R_m \gg 1$, a dissipação das irregularidades se dá através de um mecanismo em que a energia é transferida entre escalas de comprimento, seguindo a hierarquia das maiores escalas para as menores. Esse efeito é chamado de cascata de Kolmogorov. Portanto, a distribuição das escalas do campo magnético galáctico, pouco conhecida, pode ser estudada de maneira global caso ela esteja embutida no espectro dos raios cósmicos. Essa análise seria particularmente importante se aplicada ao disco da galáxia, onde a turbulência tem um papel dominante para distâncias \leq kpc.
- 2. No bojo da Via Láctea, onde o raio de Larmor de núcleos elementares é ~ pc, é possível que parte da radiação cósmica que tenha transitado por essa região seja espalhada em ângulo de passo. Esse efeito ressonante ocorre devido ao acoplamento entre os comprimentos característicos do raio da órbita da partícula (no referencial do seu centro de giro) e da turbulência. Caso sejam encontradas variações no espectro dos raios cósmicos que reflitam o espalhamento, os detalhes das instabilidades do plasma em torno do centro da galáxia, pouco acessíveis, poderão ser estudados mais profundamente.

Apêndice A

Seja $x\in\mathbb{R}$ tal que $x\geqslant 0$ e considere a função real

$$g(a, x) = \frac{C_1(a, x)}{1 + \exp(x/a)} + \frac{C_2(a, x)}{1 + \exp(-x/a)},$$

na qual a é uma constante e $C_1(a, x)$ e $C_2(a, x)$ são funções a serem determinadas. Deseja-se que o limite assintótico $g(a, x) \sim x$ exista, ou seja,

$$\lim_{x/a \to \infty} \frac{g(a, x)}{x} = 1,$$

assim como $g\left(a,x\right)\rightarrow a$ cas
o $x/a\rightarrow 0.$ As relações

$$\lim_{x/a \to \infty} g(a, x) = \lim_{x/a \to \infty} C_2(a, x)$$
(78)

е

$$\lim_{x/a \to 0} g(a, x) = \frac{1}{2} \left[\lim_{x/a \to 0} C_1(a, x) + \lim_{x/a \to 0} C_2(a, x) \right]$$
(79)

são diretas. Pelo limite da equação (78), portanto, imponho a relação

 $C_2(a, x) = x.$

Fazendo a substituição de $C_2(a, x)$ na equação (79) e tomando o limite, imponho também que

$$\frac{1}{2}C_1\left(a,x\right) = a$$

de modo que a função g(a, x) fica escrita como

$$g(a,x) = a \left[\frac{2}{1 + \exp(x/a)} + \frac{x}{a} \frac{1}{1 + \exp(-x/a)} \right],$$
(80)

ou então na forma

$$g(a, z) = a \operatorname{sech} z \left[\exp(-z) + z \exp z \right]$$

com a mudança de variável z = x/2a.

Seja agora uma função h(x), para a qual x_j representa seu *j*-ésimo zero, ou seja,

 $h(x_j) = 0.$ Se

$$\frac{d}{dx}h\left(x\right)\Big|_{x=x_{j}}\neq0,\tag{81}$$

então a derivada de |h(x)| é descontínua em $x = x_j$. Como desejo utilizar a equação (80) na forma composta através da substituição $x \leftrightarrow |h(x)|$, é necessário que a função g(a, |h(x)|) mantenha suas propriedades sobre $x = x_j$. Como isso implica em que $g(a, |h(x_j)|) = a$, deseja-se também que

$$\left. \frac{d}{dx}g(a,|h(x)|) \right|_{x=x_j} = 0.$$
(82)

Escrevendo y(x) = |h(x)|/2a, obtenho a expressão

$$\frac{d}{dx}g(a, y(x)) = a \operatorname{sech}^{2} y(y + \exp y \sinh y) \frac{dy}{dx}.$$
(83)

Como $y(x_j) = 0$, a expansão da equação (83) em uma série de Taylor, em torno do ponto y = 0, tem como primeiros termos

$$\frac{d}{dx}g(a, y(x)) = 2 a y \frac{dy}{dx} \left(1 + \frac{y}{2} - \frac{2y^2}{3} - \frac{y^3}{3} + \frac{2y^4}{5} + \dots\right).$$

A substituição reversa de y(x) por |h(x)|/2a resulta em

$$\frac{d}{dx}g(a,|h(x)|) = \operatorname{sign}(h(x)) \frac{|h(x)|}{2a} \frac{d}{dx}h(x) \times \left[1 + \frac{|h(x)|}{4a} - \frac{|h(x)|^2}{6a^2} - \frac{|h(x)|^3}{24a^3} + \dots\right], \quad (84)$$

onde a função sinal de h(x) é dada por

$$\operatorname{sign}\left(h\left(x\right)\right) = \frac{h\left(x\right)}{\left|h\left(x\right)\right|} = \frac{d}{dx}\left|h\left(x\right)\right|$$

sendo que, por definição,

 $\operatorname{sign}\left(0\right) = 0,$

removendo a descontinuidade da derivada de |h(x)| caso a equação (81) seja verdadeira. Portanto, pela inspeção dos termos da série apresentada na relação (84), é fácil verificar
que a equação (82) é sempre satisfeita.

Segundo a definição da função dada pela equação (80), os valores mínimos de g(a, |h(x)|) são sempre a, comprometendo a relação $g(a, |h(x)|) \approx |h(x)|$ quando a é da mesma ordem de lim sup |h(x)|, como pode ser visto no gráfico (a) da figura 91. Isso pode ser corrigido com o uso de uma função moduladora m(x) de modo que

$$g(a,x) = a m(x) \left[\frac{2}{1 + \exp(x/a)} + \frac{x}{a} \frac{1}{1 + \exp(-x/a)} \right].$$
 (85)

Na seção 5.2, a função equivalente a h(x) pode ser escrita como o produto de uma função envoltória e uma função periódica, ou seja,

$$h(x) = h_e(x) h_p(x).$$

Nesse caso particular, considerando-se a equação (85), é interessante representar a modulação por $m(x) = h_e(x)$ de modo que a substituição $x \leftrightarrow |h(x)|$ é simplificada para $x \leftrightarrow |h_p(x)|$. A forma final de g(a, |h(x)|) é

$$g(a, |h(x)|) = a h_e(x) \left[\frac{2}{1 + \exp(|h_p(x)|/a)} + \frac{|h_p(x)|}{a} \frac{1}{1 + \exp(-|h_p(x)|/a)} \right], \quad (86)$$

cujas propriedades desejadas

$$g(a, |h(x)|) \to \begin{cases} a h_e(x) & \text{se } x = x_j \\ |h(x)| & \text{se } x \neq x_j \end{cases}$$

são satisfeitas sob a condição $a \ll \limsup |h(x)|$. O gráfico (b) da figura 91 ilustra o comportamento de g(a, |h(x)|) segundo a definição dada pela equação (86).



Figura 91: Exemplo da função $h(x) = \exp(-0.3x)\cos(2x)$, para a qual g(a, |h(x)|) é aplicada segundo a equação (80) no gráfico (a), e aplicada de acordo com a equação (86) no gráfico (b). Em ambos os casos, foi tomado o valor a = 0.25.

Apêndice B

Seja um campo magnético total composto por componentes regular e turbulenta, escrito na forma

$$\vec{B}_{tot}\left(\vec{r}\right) = \vec{B}_{reg}\left(\vec{r}\right) + \vec{B}_{turb}\left(\vec{r}\right)$$

Suponha também que a parte turbulenta seja representada por

$$\vec{B}_{turb}\left(\vec{r}\right) = B_{turb}\left(\vec{r}\right)\hat{b}_{u,v} = wB_{reg}\left(\vec{r}\right)\hat{b}_{u,v},$$

onde w é uma variável aleatória distribuída uniformemente no intervalo $[w_1, w_2]$, e $\hat{b}_{u,v} = \hat{b}(\varphi_u, \theta_v)$ é um vetor unitário com uma distribuição isotrópica no ângulo sólido 4π sr segundo as variáveis aleatórias independentes $u \in v$, distribuídas uniformemente no intervalo [0, 1], que definem as coordenadas esféricas azimutal φ_u e zenital θ_v em algum sistema de referência.

Considere agora a força de Lorentz relativa apenas à componente aleatória do campo, reescrita na forma

$$\frac{\vec{F}_{turb}\left(\vec{r}\right)}{cqB_{reg}\left(\vec{r}\right)} = w \,\left(\vec{\beta} \times \vec{b}_{u,v}\right) = \vec{f}_{u,v,w}$$

para $\vec{\beta} = \vec{v}/c$. Assumindo que as coordenadas de qualquer referencial inercial possam ser transformadas para um novo sistema em que $\vec{\beta} = (0, 0, 1)$, o produto vetorial

$$\vec{f}_{u,v,w} = w \sin \theta_v \left(\begin{array}{c} \cos \left(\varphi_u + \pi/2\right) \\ \sin \left(\varphi_u + \pi/2\right) \\ 0 \end{array} \right)$$

representa uma distribuição de pontos contidos no plano-xy dentro da região circular com raio $\rho = w_2$. Devido às propriedades de $\hat{b}_{u,v}$, $\theta_v = \arccos(1-2v)$ e, através da relação

$$\sin\left(\arccos x\right) = \sqrt{1 - x^2},$$

obtêm-se as partes radial e angular da força turbulenta

$$\vec{f}_{u,v,w} = \underbrace{2w\sqrt{v\left(1-v\right)}}_{radial} \underbrace{\begin{pmatrix}\cos\left(\varphi_u + \pi/2\right)\\\sin\left(\varphi_u + \pi/2\right)\\0\end{pmatrix}}_{angular}$$
(87)

para $\varphi_u = 2 \pi u$. Observe que a parte angular na equação (87) é representada por vetores com módulo unitário distribuídos uniformemente no intervalo azimutal $0 \leq \varphi < 2\pi$ e rotacionados de uma fase $\pi/2$. Assim, dadas seqüências suficientemente longas das variáveis aleatórias u_i , v_i e w_i , de acordo com seus domínios, a média

$$\left\langle \vec{f}_{u,v,w} \right\rangle \approx 0$$
 (88)

decorre naturalmente porque a parte radial da equação (87) é limitada ao intervalo [0, 1].

Na prática, a relação (88) não é observada e as flutuações em direções perpendiculares ao vetor velocidade \vec{v} sempre ocorrem, da mesma maneira como Reif observa para o problema análogo do movimento browniano (ref. [246]). Na verdade, o teorema de equipartição da energia exige que

$$\langle \vec{v} \cdot \vec{v} \rangle \neq 0.$$

No caso de campos magnéticos na forma $\vec{B} = \vec{B}(\vec{r})$, o sentido da velocidade $\vec{\beta}$ da partícula é alterado dinamicamente com a posição \vec{r} , de modo que $\vec{\beta} = \vec{\beta}(\vec{r})$ e as flutuações não ocorrem sempre no mesmo plano. Mesmo assim, se $\vec{B}(\vec{r} + \Delta \vec{r}) \approx \vec{B}(\vec{r})$ para os vetores $\Delta \vec{r}$ ao longo da trajetória toda, pode-se esperar que $\vec{\beta}$ varie suavemente com a posição e os valores das somas dos desvios perpendiculares ao sentido da propagação sejam pequenos em comparação com a distância total percorrida.

Referências

- T. Wulf, "Beobachtungen über die Strahlung hoher Durchdringungsfähigkeit auf dem Eiffelturm," *Physikalische Zeitschrift*, vol. 11, p. 811, 1910.
- [2] A. S. Eve, "Sur l'ionisation de l'atmosphère par les substances radioactives," Le Radium, vol. 8, p. 63, 1911.
- [3] V. F. Hess, "Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten," *Physikalische Zeitschrift*, vol. 13, p. 1084, 1912.
- [4] W. Bothe and W. H. G. Kolhörster, "Das Wesen der Höhenstrahlung," Zeitschrift für Physik, vol. 56, p. 751, 1929.
- [5] The Nobel Foundation, Nobel Lectures, Physics 1942-1962. Elsevier Publishing Company, 1964.
- [6] M. S. Longair, High Energy Astrophysics (Volume 1): Particles, photons and their detection. Cambridge University Press, 1992.
- B. Rossi, "Über die Eigenschaften der durchdringenden Korpuskularstrahlung im Meeresniveau," Zeitschrift für Physik, vol. 82, p. 151, 1933.
- [8] B. B. Rossi, "Misure della distribuzione angolare di intensità della radiazione penetrante all'Asmara," *Ricerca Scientifica*, vol. 1, p. 579, 1934.
- [9] P. Auger, R. Maze, and T. Grivet-Meyer, "Grandes gerbes cosmiques atmosphériques contenant des corpuscules ultra-pénétrantes," *Comptes Rendus*, vol. 206, p. 1721, 1938.
- [10] P. Auger and R. Maze, "Les grandes gerbes cosmiques de l'atmosphère," Comptes Rendus, vol. 207, p. 228, 1938.
- [11] P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon, "Extensive cosmicray showers," *Reviews of Modern Physics*, vol. 11, p. 288, 1939.
- [12] K. Schmeiser and W. Bothe, "Sekundäre Ultrastrahlen kleiner Winkeldivergenz," Die Naturwissenschaften, vol. 25, p. 669, 1937.
- [13] R. Maze, A. Fréon, J. Daudin, and P. Auger, "Extensive and penetrating atmospheric showers," *Reviews of Modern Physics*, vol. 21, p. 14, 1949.

- [14] G. Wataghin, M. D. de Souza Santos, and P. A. Pompéia, "Simultaneous penetrating particles in the cosmic radiation," *Physical Review Letters*, vol. 57, p. 61, 1940.
- [15] G. Wataghin, M. D. de Souza Santos, and P. A. Pompéia, "Simultaneous penetrating particles in the cosmic radiation. II.," *Physical Review Letters*, vol. 57, p. 339, 1940.
- [16] The Auger Collaboration, "The Pierre Auger Observatory Design Report," tech. rep., The Auger Collaboration, 1997.
- [17] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. 1975.
- [18] P. A. Cerenkov, "Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light," *Physical Review*, vol. 52, p. 378, 1937.
- [19] X. Bertou, D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet, "On weather effects, how to account for them and large scale anisotropy searches," Tech. Rep. 098, Giant Array Project Note, 2006.
- [20] C. Amsler et al., "Review of particle physics," Physics Letters B, vol. 667, p. 1, 2008.
- [21] K. Greisen, Progress in Cosmic Ray Physics. North-Holland, 1956.
- [22] K. Kamata and J. Nishimura, "The lateral and the angular structure functions of electron showers," Progress of Theoretical Physics Supplement, vol. 6, p. 93, 1958.
- [23] T. K. Gaisser and A. M. Hillas, "Reliability of the method of constant intensity cuts for reconstructing the average development of vertical showers," in *Proceed*ings of the 15th International Cosmic Ray Conference, vol. 8, p. 353, 1977.
- [24] H. M. J. Barbosa, F. Catalani, J. A. Chinellato, and C. Dobrigkeit, "Determination of the calorimetric energy in extensive air showers," *Astroparticle Physics*, vol. 22, p. 159, 2004.
- [25] T. K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge University Press, 1990.

- [26] J. W. Elbert and T. K. Gaisser, "Sensitivity of EAS particle fluxes to primary composition," in *Proceedings of the 16th International Cosmic Ray Conference*, vol. 8, p. 42, 1979.
- [27] M. Nagano, T. Hara, Y. Hatano, N. Hayashida, S. Kawaguchi, K. Kamata, T. Kifune, and Y. Mizumoto, "Energy spectrum of primary cosmic rays between 10^{14.5} and 10¹⁸ eV," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 10, p. 1295, 1984.
- [28] W. H. Heitler, The Quantum Theory of Radiation. Clarendon Press, 1936.
- [29] P. F. San Luis, "The distribution of shower maxima of UHECR air showers," in Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference, 2011.
- [30] M. Unger, R. Engel, F. Schüssler, and R. Ulrich, "Measurement of $\langle X_{max} \rangle$ as a function of energy," Tech. Rep. 005, Giant Array Project Note, 2007.
- [31] C. Giordano, MKIDs: a new kind of superconducting detectors for CMB experiments. PhD thesis, Sapienza - Università di Roma, 2009.
- [32] A. A. Penzias and R. W. Wilson, "A measurement of excess antenna temperature at 4080 Mc/s," *The Astrophysical Journal*, vol. 142, p. 419, 1965.
- [33] S. J. Orfanidis, "Electromagnetic waves and antennas." www.ece.rutgers.edu/ ~orfanidi/ewa.
- [34] R. W. Wilson, "The discovery of the cosmic microwave background radiation," 2009.
- [35] R. H. Dicke, P. J. E. Peebles, P. G. Roll, and D. T. Wilkinson, "Cosmic black-body radiation," Astrophysical Journal, vol. 142, p. 414, 1965.
- [36] P. G. Roll and D. T. Wilkinson, "Cosmic background radiation at 3.2 cm Support for cosmic black-body radiation," *Physical Review Letters*, vol. 16, p. 405, 1966.
- [37] J. C. Mather, D. J. Fixsen, R. A. Shafer, C. Mosier, and D. T. Wilkinson, "Calibrator design for the COBE Far-Infrared Absolute Spectrophotometer (FIRAS)," *The Astrophysical Journal*, vol. 512, p. 511, 1999.
- [38] J. Linsley, "Evidence for a primary cosmic-ray particle with energy 10²⁰ eV," *Physical Review Letters*, vol. 10, p. 146, 1963.

- [39] K. Greisen, "End to the cosmic-ray spectrum?," *Physical Review Letters*, vol. 16, p. 748, 1966.
- [40] S. I. Alekhin *et al.*, "Compilation of cross-sections IV: γ , ν , Λ , Σ , Ξ and K^0_L induced reactions," *CERN-HERA* 87-01, 1987.
- [41] G. T. Zatsepin and V. A. Kuz'min, "Upper limit of the spectrum of cosmic rays," Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, vol. 4, p. 78, 1966.
- [42] E. Komatsu et al., "Five-year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: cosmological interpretation," The Astrophysical Journal Supplement, vol. 180, p. 330, 2009.
- [43] F. A. Aharonian and J. W. Cronin, "Influence of the universal microwave background radiation on the extragalactic cosmic-ray spectrum," *Physical Review D*, vol. 50, p. 1892, 1994.
- [44] R. U. Abbasi et al., "First observation of the Greisen-Zatsepin-Kuzmin suppression," Physical Review Letters, vol. 100, p. 101101, 2008.
- [45] J. Abraham *et al.*, "Observation of the suppression of the flux of cosmic rays above 4×10^{19} eV," *Physical Review Letters*, vol. 101, p. 061101, 2008.
- [46] S. P. Swordy et al., "The composition of cosmic rays at the knee," Astroparticle Physics, vol. 18, p. 129, 2002.
- [47] R. U. Abbasi et al., "A study of the composition of ultra-high-energy cosmic rays using the High-Resolution Fly's Eye," The Astrophysical Journal, vol. 622, p. 910, 2005.
- [48] D. J. Bird *et al.*, "Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation," *Astrophysical Journal*, vol. 441, p. 144, 1995.
- [49] M. Risse et al., "Primary particle type of the most energetic Fly's Eye air shower," Astroparticle Physics, vol. 21, p. 479, 2004.
- [50] J. Abraham *et al.*, "Correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects," *Science*, vol. 318, p. 938, 2007.

- [51] H. Geenen, "Energy reconstruction and spectral unfolding of atmospheric leptons with the AMANDA detector," Master's thesis, Bergische Universität, 2002.
- [52] C. Bonifazi, "Angular resolution of the Pierre Auger Observatory," in *Proceedings* of the 29th International Cosmic Ray Conference, 2005.
- [53] M. A. Lawrence, R. J. O. Reid, and A. A. Watson, "The cosmic ray energy spectrum above 4 × 10¹⁷ eV as measured by the Haverah Park array," *Journal of Physics G: Nuclear Physics*, vol. 17, p. 733, 1991.
- [54] R. M. Baltrusaitis, R. Cady, G. L. Cassiday, R. Cooper, J. W. Elbert, P. R. Gerhardy, S. Ko, E. C. Loh, M. Salamon, D. Steck, and P. Sokolsky, "The Utah Fly's Eye detector," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. A240, p. 410, 1985.
- [55] M. M. Denia, Energy calibration of the Pierre Auger Observatory. Measurement of the spectrum of ultra-high energy cosmic rays. PhD thesis, Universidad de Alcalá, 2008.
- [56] U. W. Office, Grids and grid references. Department of the Army Technical Bulletin, 5-241-1 ed., 1967.
- [57] B. Revenu and P. Billoir, "Notions of geodesy and the UTM coordinate system. Proposition of a local cartesian coordinate system for the southern Auger site," Tech. Rep. 038, Giant Array Project Note, 2001.
- [58] T. Suomijärvi, "The surface detectors of the Pierre Auger Observatory," Nuclear Physics B, vol. 136, p. 393, 2004.
- [59] C. L. Pryke and J. Lloyd-Evans, "A high performance GPS based autonomous event time-tagging system with application in a next generation extensive air shower array," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 354, p. 560, 1995.
- [60] A. Etchegoyen et al., "Muon-track studies in a water Cherenkov detector," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 545, p. 602, 2005.
- [61] P. S. Allison *et al.*, "Surface detector calibration in the Engineering Array," Tech. Rep. 028, Giant Array Project Note, 2002.

- [62] D. Dornic et al., "Calibration analysis: CAPISA data," Tech. Rep. 101, Giant Array Project Note, 2005.
- [63] J. Abraham et al., "Properties and performance of the prototype instrument for the Pierre Auger Observatory," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, vol. 523, p. 50, 2004.
- [64] S. Dagoret-Campagne, "The central trigger user guide and reference manual," Tech. Rep. 020, Giant Array Project Note, 2004.
- [65] D. Allard et al., "The trigger system of the Pierre Auger surface detector: operation, efficiency and stability," in Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference, 2005.
- [66] P. Billoir, "Reconstruction of first year EA events from the surface detector," Tech. Rep. 044, Giant Array Project Note, 2002.
- [67] M. Horvat and D. Veberič, "On shower-front start-time variance," Tech. Rep. 057, Giant Array Project Note, 2007.
- [68] D. Newton, J. Knapp, and A. A. Watson, "The optimum distance at which to determine the size of a giant air shower," *Astroparticle Physics*, vol. 26, p. 414, 2007.
- [69] D. Barnhill et al., "Measurement of the lateral distribution function of UHECR air showers with the Auger Observatory," in Proceedings of the 29th International Cosmic Ray Conference, 2005.
- [70] J. Hersil et al., "Observations of extensive air showers near the maximum of their longitudinal development," *Physical Review Letters*, vol. 6, p. 22, 1961.
- [71] R. Pesce, "The Pierre Auger Observatory I: the cosmic ray energy spectrum and related measurements," in *Proceedings of the 32nd International Cosmic Ray Conference*, 2011.
- [72] B. Dawson et al., "Hybrid performance of the Pierre Auger Observatory," in Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference, 2007.
- [73] J. Abraham et al., "Measurement of the depth of maximum of extensive air showers above 10¹⁸ eV," Physical Review Letters, vol. 104, p. 091101, 2010.

- [74] E. J. Ahn, L. Bellido, S. BenZvi, R. Engel, F. Schüssler, R. Ulrich, and M. Unger, "Measurement of the depth of shower maximum of cosmic rays above 10¹⁸ eV," Tech. Rep. 078, Giant Array Project Note, 2009.
- [75] D. Allard, E. Parizot, and A. V. Olinto, "On the transition from galactic to extragalactic cosmic-rays: spectral and composition features from two opposite scenarios," *Astroparticle Physics*, vol. 27, p. 61, 2007.
- [76] G. Pietrzyński, I. B. Thompson, D. Graczyk, W. Gieren, A. Udalski, O. Szewczyk, D. Minniti, Z. Kołaczkowski, F. Bresolin, and R.-P. Kudritzki, "The Araucaria Project. Determination of the Large Magellanic Cloud distance from late-type eclipsing binary systems. I. OGLE-051019.64-685812.3," *The Astrophysical Journal*, vol. 697, p. 862, 2009.
- [77] D. Martínez-Delgado, D. J. Butler, H.-W. Rix, V. I. Franco, J. Peñarrubia, E. J. Alfaro, and D. I. Dinescu, "The closest view of a dwarf galaxy: new evidence on the nature of the Canis Major overdensity," *The Astrophysical Journal*, vol. 633, p. 205, 2005.
- [78] "A Practical Guide to the International System of Units," 03 2008.
- [79] F. Zwicky, "On the masses of nebulae and of clusters of nebulae," The Astrophysical Journal, vol. 86, p. 217, 1937.
- [80] S. Chandrasekhar and E. Fermi, "Problems of gravitational stability in the presence of a magnetic field," *The Astrophysical Journal*, vol. 118, p. 116, 1953.
- [81] S. Chandrasekhar and E. Fermi, "Magnetic fields in spiral arms," The Astrophysical Journal, vol. 118, p. 113, 1953.
- [82] R. Beck, "Galactic and extragalactic magnetic fields," Space Science Reviews, vol. 99, p. 243, 2001.
- [83] I. Langmuir, "Oscillations in ionized gases," Proceedings of the National Academy of Science, vol. 14, p. 627, 1928.
- [84] A. A. Vlasov, "On vibrational properties of the electron gas," Journal of Experimental and Theoretical Physics, vol. 8, p. 291, 1938.

- [85] D. B. Melrose, Instabilities in space and laboratory plasmas. Cambridge University Press, 1986.
- [86] R. Schlickeiser, *Cosmic ray astrophysics*. Springer-Verlag, 2003.
- [87] D. R. Hartree, "The propagation of electromagnetic waves in a refracting medium in a magnetic field," in *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, p. 143, 1931.
- [88] E. V. Appleton, "Wireless studies of the ionosphere," *Proceedings of the Institute of Electrical and Electronics Engineers*, vol. 71, p. 642, 1932.
- [89] J. H. Taylor and J. M. Cordes, "Pulsar distances and the galactic distribution of free electrons," *The Astrophysical Journal*, vol. 411, p. 674, 1993.
- [90] J. L. Han, "Magnetic fields in our galaxy: how much do we know? III. Progress in the last decade." arXiv:astro-ph/0603512v2, 2006.
- [91] J. H. Taylor and R. N. Manchester, "Galactic distribution and evolution of pulsars," *The Astrophysical Journal*, vol. 215, p. 885, 1977.
- [92] Y. M. Georgelin and Y. P. Georgelin, "The spiral structure of our galaxy determined from H II regions," Astronomy and Astrophysics, vol. 49, p. 57, 1976.
- [93] R. Beck, A. Brandenburg, D. Moss, A. Shukurov, and D. Sokoloff, "Galactic magnetism: recent developments and perspectives," *Annual Review of Astronomy* and Astrophysics, vol. 34, p. 155, 1996.
- [94] H. Alfvén, "Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves," Nature, vol. 150, p. 405, 1942.
- [95] J. G. Kirk, D. B. Melrose, and E. R. Priest, *Plasma astrophysics*. Springer-Verlag, 1994.
- [96] R. M. Kulsrud, *Plasma physics for astrophysics*. Princeton University Press, 2005.
- [97] T. G. Cowling, "The magnetic field of sunspots," Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 94, p. 39, 1933.
- [98] E. N. Parker, "Hydromagnetic dynamo models," The Astrophysical Journal, vol. 122, p. 293, 1955.

- [99] M. Steenbeck, F. Krause, and K. H. Rädler, "A calculation of the mean electromotive force in an electrically conducting fluid in turbulent motion under the influence of Coriolis forces," *Zeitschrift für Naturforschung*, vol. 21a, p. 369, 1966.
- [100] H. K. Moffatt, Magnetic field generation in electrically conducting fluids. Cambridge University Press, 1978.
- [101] P. A. Davidson, An introduction to magnetohydrodynamics. Cambridge University Press, 2001.
- [102] J. J. Love, "Reversals and excursions of the geodynamo," Astronomy and Geophysics, vol. 40, p. 14, 1999.
- [103] A. Gailitis et al., "Detection of a flow induced magnetic field eigenmode in the Riga dynamo facility," *Physical Review Letters*, vol. 84, p. 4365, 2000.
- [104] U. Müller and R. Stieglitz, "The Karlsrühe dynamo experiment," Nonlinear Processes in Geophysics, vol. 9, p. 2002, 2002.
- [105] E. Fermi, "On the origin of the cosmic radiation," *Physical Review*, vol. 75, p. 1169, 1949.
- [106] M. S. Longair, High Energy Astrophysics (Volume 2): Stars, the Galaxy and the interstellar medium. Cambridge University Press, 1994.
- [107] A. J. Deutsch, "The electromagnetic field of an idealized star in rigid rotation in vacuo," Annales d'Astrophysique, vol. 18, p. 1, 1955.
- [108] P. Goldreich and W. H. Julian, "Pulsar electrodynamics," The Astrophysical Journal, vol. 157, p. 869, 1969.
- [109] F. C. Michel, Theory of neutron star magnetospheres. University Of Chicago Press, 1991.
- [110] F. C. Michel, "Rotating magnetosphere: a simple relativistic model," The Astrophysical Journal, vol. 180, p. 207, 1973.
- [111] E. T. Scharlemann and R. V. Wagoner, "Aligned rotating magnetospheres. I. General analysis," *The Astrophysical Journal*, vol. 182, p. 951, 1973.

- [112] F. C. Michel, "Rotating magnetospheres: an exact 3-D solution," The Astrophysical Journal, vol. 180, p. L133, 1973.
- [113] I. Contopoulos, D. Kazanas, and C. Fendt, "The axisymmetric pulsar magnetosphere," *The Astrophysical Journal*, vol. 511, p. 351, 1999.
- [114] A. Spitkovsky, "Pulsar electrodynamics: a time-dependent view," in Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation, 2005.
- [115] S. S. Komissarov, "Simulations of the axisymmetric magnetospheres of neutron stars," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 367, p. 19, 2006.
- [116] J. C. McKinney, "Relativistic force-free electrodynamic simulations of neutron star magnetospheres," Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 368, p. L30, 2006.
- [117] A. Hewish, "Introductory review pulsars," in Pulsars: 13 years of research on neutron stars, 1981.
- [118] A. N. Timokhin, "On the force-free magnetosphere of an aligned rotator," Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 368, p. 1055, 2006.
- [119] P. Murdin, Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics. Nature Publishing, 2001.
- [120] Y. Uchida, Y. Sofue, and K. Shibata, "Origin of the galactic centre lobes," Nature, vol. 317, p. 699, 1985.
- [121] W. Kundt, ed., Jets from Stars and Galactic Nuclei, Lecture Notes in Physics, Springer-Verlag, 1996.
- [122] H. Lesch, "Electron heating in accretion disks of active galactic nuclei On the formation of ion-supported tori," Astronomy and Astrophysics, vol. 245, p. 48, 1991.
- [123] M.-P. Véron-Cetty and P. Véron, "A catalogue of quasars and active nuclei: 12th edition," Astronomy and Astrophysics, vol. 455, p. 773, 2006.
- [124] G. R. Farrar and A. Gruzinov, "Giant AGN flares and cosmic ray bursts," The Astrophysical Journal, vol. 693, p. 329, 2009.

- [125] S. M. Lea, R. Mushotzky, and S. S. Holt, "Einstein Observatory solid state spectrometer observations of M87 and the Virgo cluster," *The Astrophysical Journal*, vol. 262, p. 24, 1982.
- [126] F. N. Owen, P. E. Hardee, and T. J. Cornwell, "High-resolution, high dynamic range VLA images of the M87 jet at 2 centimeters," *The Astrophysical Journal*, vol. 340, p. 698, 1989.
- [127] A. Simionescu *et al.*, "Metal-rich multi-phase gas in M87. AGN-driven metal transport, magnetic-field supported multi-temperature gas, and constraints on non-thermal emission observed with XMM-Newton," Astronomy and Astrophysics, vol. 482, p. 97, 2008.
- [128] K. T. Chyży, "Large-scale magnetized outflows from the Virgo Cluster spiral NGC4569. A galactic wind in a ram pressure wind," Astronomy and Astrophysics, vol. 447, p. 465, 2006.
- [129] G. Ghisellini, G. Ghirlanda, F. Tavecchio, F. Fraternali, and G. Pareschi, "Ultrahigh energy cosmic rays, spiral galaxies and magnetars," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 390, p. L88, 2008.
- [130] G. Galilei, The Starry Messenger. 1610.
- [131] T. Wright, An original theory or new hypothesis of the universe. 1750.
- [132] F. W. Herschel, "On the construction of the heavens," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 75, p. 213, 1785.
- [133] H. Shapley, "Globular clusters and the structure of the galactic system," Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 30, p. 42, 1918.
- [134] F. J. Kerr and D. Lynden-Bell, "Review of galactic constants," Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 221, p. 1023, 1986.
- [135] J. Hartmann, "Investigations on the spectrum and orbit of delta Orionis," Astrophysical Journal, vol. 19, p. 268, 1904.
- [136] G. Reber, "Cosmic static," The Astrophysical Journal, vol. 91, p. 621, 1940.
- [137] H. C. van de Hulst, "Radiogolven uit de wereldruimte," *Tijdschrift voor Natu-urkunde*, vol. 11, p. 201, 1945.

- [138] H. I. Ewen and E. M. Purcell, "Observation of a line in the galactic radio spectrum: radiation from galactic hydrogen at 1, 420 Mc/sec," *Nature*, vol. 168, p. 356, 1951.
- [139] W. N. Christiansen and J. V. Hindman, "A preliminary survey of 1420 Mc/s line emission from galactic hydrogen," Australian Journal of Scientific Research A, vol. 5, p. 437, 1952.
- [140] M. Haywood, A. C. Robin, and M. Crézé, "The evolution of the Milky Way disc. I. Vertical structure and local constraints," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 320, p. 428, 1997.
- [141] A. Pannekoek, "Researches on the structure of the universe. 1. The local starsystem deduced from the Durchmusterung catalogues," *Publications of the Astro*nomical Institute of the University of Amsterdam, vol. 1, p. 1, 1924.
- [142] M. A. Frerking, W. D. Langer, and R. W. Wilson, "The relationship between carbon monoxide abundance and visual extinction in interstellar clouds," *The Astrophysical Journal*, vol. 262, p. 590, 1982.
- [143] T. M. Dame, H. Ungerechts, R. S. Cohen, E. J. de Geus, I. A. Grenier, J. May, D. C. Murphy, L.-A. Nyman, and P. Thaddeus, "A composite CO survey of the entire Milky Way," *The Astrophysical Journal*, vol. 322, p. 706, 1987.
- [144] A. Toomre, "On the distribution of matter within highly flattened galaxies," The Astrophysical Journal, vol. 138, p. 385, 1963.
- [145] C. C. Lin and F. H. Shu, "On the spiral structure of disk galaxies," The Astrophysical Journal, vol. 140, p. 646, 1964.
- [146] W. W. Roberts Jr. and M. A. Hausman, "Spiral structure and star formation. I. Formation mechanisms and mean free paths," *The Astrophysical Journal*, vol. 277, p. 744, 1984.
- [147] L. Pasquini et al., "Beryllium in turnoff stars of NGC 6397: early galaxy spallation, cosmochronology and cluster formation," Astronomy and Astrophysics, vol. 426, p. 651, 2004.
- [148] R. Schödel, T. Ott, R. Genzel, R. Hofmann, M. Lehnert, A. Eckart, N. Mouawad, T. Alexander, M. J. Reid, R. Lenzen, M. Hartung, F. Lacombe, D. Rouan,

E. Gendron, G. Rousset, A. M. Lagrange, W. Brandner, N. Ageorges, C. Lidman, A. F. M. Moorwood, J. Spyromilio, N. Hubin, and K. M. Menten, "A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way," *Nature*, vol. 419, p. 694, 2002.

- [149] A. M. Ghez, S. Salim, S. D. Hornstein, A. Tanner, J. R. Lu, M. Morris, E. E. Becklin, and G. Duchêne, "Stellar orbits around the galactic center black hole," *The Astrophysical Journal*, vol. 620, p. 744, 2005.
- [150] M. Morris and S. Nayakshin, "News from the year 2006 galactic centre workshop," Journal of Physics: Conference Series, vol. 54, p. 461, 2006.
- [151] O. E. Gerhard, "Structure and mass distribution of the Milky Way bulge and disk," in *Galaxy Disks and Disk Galaxies*, 2001.
- [152] C. C. Lin and F. H. Shu, "On the spiral structure of disk galaxies, II. Outline of a theory of density waves," *Proceedings of the National Academy of Sciences of* the United States of America, vol. 55, p. 229, 1966.
- [153] R. L. Branham Jr., "The sun's distance from the galactic plane," Astrophysics and Space Science, vol. 288, p. 417, 2003.
- [154] R. J. Wainscoat, M. Cohen, K. Volk, H. J. Walker, and D. E. Schwartz, "A model of the 8-25 micron point source infrared sky," *The Astrophysical Journal Supplement Series*, vol. 83, p. 111, 1992.
- [155] R. C. Kennicutt Jr., "The star formation law in galactic disks," The Astrophysical Journal, vol. 344, p. 685, 1989.
- [156] K. M. Sandstrom, J. E. G. Peek, G. C. Bower, A. D. Bolatto, and R. L. Plambeck, "A parallactic distance of 389+24-21 parsecs to the Orion Nebula Cluster from Very Long Baseline Array Observations," *The Astrophysical Journal*, vol. 667, p. 1161, 2007.
- [157] E. I. Gates, G. Gyuk, and M. S. Turner, "The local halo density," The Astrophysical Journal Letters, vol. 449, p. L123, 1995.
- [158] R. Zinn, "The globular cluster system of the galaxy. IV. The halo and disk subsystems," *The Astrophysical Journal*, vol. 293, p. 424, 1985.

- [159] A. Levine, S. Rappaport, R. Doxsey, and G. Jernigan, "On the ultrasoft X-ray background," *The Astrophysical Journal*, vol. 205, p. 226, 1976.
- [160] B. A. Keeney, C. W. Danforth, J. T. Stocke, S. V. Penton, J. M. Shull, and K. R. Sembach, "Does the Milky Way produce a nuclear galactic wind?," *The Astrophysical Journal*, vol. 646, p. 951, 2006.
- [161] A. J. Cannon and E. C. Pickering, "Classification of 1,477 stars by means of their photographic spectra," Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College, vol. 56, p. 65, 1912.
- [162] E. L. Schatzman and F. Praderie, *The stars*. Springer-Verlag, 1992.
- [163] Wikipedia, "Stellar classification," June 2008.
- [164] I. Iben and A. Renzini, "Asymptotic giant branch evolution and beyond," Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 21, p. 271, 1983.
- [165] G. Alter, J. Ruprecht, and V. Vanysek, "VizieR Catalogue Service," 1970.
- [166] F. R. Boffi and L. Stanghellini, "Filling factors and ionized masses in planetary nebulae," Astronomy and Astrophysics, vol. 284, p. 248, 1994.
- [167] I. Appenzeller and R. Mundt, "T Tauri stars," Astronomy and Astrophysics Review, vol. 1, p. 291, 1989.
- [168] A. R. Hyland, E. E. Becklin, J. A. Frogel, and G. Neugebauer, "Infrared observations of 1612 MHz IR/OH sources," Astronomy and Astrophysics, vol. 16, p. 204, 1972.
- [169] G. G. Raffelt, Stars as laboratories for fundamental physics. University Of Chicago Press, 1996.
- [170] S. Chandrasekhar, "The maximum mass of ideal white dwarfs," The Astrophysical Journal, vol. 74, p. 81, 1931.
- [171] G. Gamow, "Physical possibilities of stellar evolution," *Physical Review*, vol. 55, p. 718, 1939.
- [172] W. D. Arnett, J. N. Bahcall, R. P. Kirshner, and S. E. Woosley, "Supernova 1987A," Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 27, p. 629, 1989.

- [173] C. Jaschek and A. E. Gómez, "The frequency of spectroscopic binaries," Publications of the Astronomical Society of the Pacific, vol. 82, p. 809, 1970.
- [174] G. Wallerstein, I. I. Jr., P. Parker, A. M. Boesgaard, G. M. Hale, A. E. Champagne, C. A. Barnes, F. Käppeler, V. V. Smith, R. D. Hoffman, F. X. Timmes, C. Sneden, R. N. Boyd, B. S. Meyer, and D. L. Lambert, "Synthesis of the elements in stars: forty years of progress," *Reviews of Modern Physics*, vol. 69, p. 995, 1997.
- [175] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, "Synthesis of the elements in stars," *Reviews of Modern Physics*, vol. 29, p. 547, 1957.
- [176] E. Parizot, "Superbubbles and the galactic evolution of Li, Be and B," Astronomy and Astrophysics, vol. 362, p. 786, 2000.
- [177] N. Prantzos, C. Doom, M. Arnould, and C. de Loore, "Nucleosynthesis and evolution of massive stars with mass loss and overshooting," *The Astrophysical Journal*, vol. 304, p. 695, 1986.
- [178] H. Bethe, "Energy production in stars," *Physical Review*, vol. 55, p. 434, 1939.
- [179] M. Cassé and J. A. Paul, "Local gamma rays and cosmic-ray acceleration by supersonic stellar winds," *The Astrophysical Journal*, vol. 237, p. 236, 1980.
- [180] A. Maeder, "Evolution of chemical abundances in massive stars. I OB stars, Hubble-Sandage variables and Wolf-Rayet stars - Changes at stellar surfaces and galactic enrichment by stellar winds. II - Abundance anomalies in Wolf-Rayet stars in relation with cosmic rays and Ne-22 in meteorites," Astronomy and Astrophysics, vol. 120, p. 113, 1983.
- [181] M. Cassé and J. A. Paul, "On the stellar origin of the Ne-22 excess in cosmic rays," *The Astrophysical Journal*, vol. 258, p. 860, 1982.
- [182] J.-D. T. Smith and J. R. Houck, "The neon abundance of galactic Wolf-Rayet stars," *The Astrophysical Journal*, vol. 622, p. 1044, 2005.
- [183] A. Maeder and G. Meynet, "Tables of evolutionary star models from 0.85 to 120 solar masses with overshooting and mass loss," Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 76, p. 411, 1988.

- [184] R. Ramaty and R. E. Lingenfelter, "Al-26 A galactic source of gamma-ray line emission," The Astrophysical Journal, vol. 213, p. L5, 1977.
- [185] J. Magill, G. Pfennig, and J. Galy, "Karlsruher Nuklidkarte," 2006.
- [186] N. Prantzos and M. Cassé, "On the production of Al-26 by Wolf-Rayet stars
 Galactic yield and gamma-ray line emissivity," *The Astrophysical Journal*, vol. 307, p. 324, 1986.
- [187] N. Prantzos, "Galactic 1.8 MeV emission from Al-26," in The hot universe. Proceedings of IAU Symposium No. 188, 1998.
- [188] W. Schmutz and O. D. Marco, "Revised stellar parameters of Wolf-Rayet stars," in Wolf-Rayet phenomena in massive stars and starburst galaxies. Proceedings of the 193rd symposium of the International Astronomical Union, 1999.
- [189] K. A. van der Hucht, "The VIIth catalogue of galactic Wolf-Rayet stars," New Astronomy Reviews, vol. 45, p. 135, 2001.
- [190] K. van der Hucht and F. M. Olnon, "The neon abundance of the Wolf-Rayet star in Gamma-2 Velorum," Astronomy and Astrophysics, vol. 149, p. L17, 1985.
- [191] D. Bodansky, D. D. Clayton, and W. A. Fowler, "Nuclear quasi-equilibrium during silicon burning," Astrophysical Journal Supplement, vol. 16, p. 299, 1968.
- [192] P. O. Lagage and C. J. Cesarsky, "The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks," Astronomy and Astrophysics, vol. 125, p. 249, 1983.
- [193] V. S. Berezinskii, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, V. L. Ginzburg, and V. S. Ptuskin, Astrophysics of cosmic rays. North-Holland, 1990.
- [194] P. Freier, E. J. Lofgren, E. P. Ney, and F. Oppenheimer, "The heavy component of primary cosmic rays," *Physical Review*, vol. 74, p. 1818, 1948.
- [195] J. J. Engelmann, P. Ferrando, A. Soutoul, P. Goret, and E. Juliusson, "Charge composition and energy spectra of cosmic-ray nuclei for elements from Be to NI Results from HEAO-3-C2," Astronomy and Astrophysics, vol. 233, p. 96, 1990.

- [196] W. R. Binns, T. L. Garrard, P. S. Gibner, M. H. Israel, M. P. Kertzman, J. Klarmann, B. J. Newport, E. C. Stone, and C. J. Waddington, "Abundances of ultraheavy elements in the cosmic radiation - Results from HEAO 3," Astrophysical Journal, vol. 346, p. 997, 1989.
- [197] J.-P. Meyer, L. O. Drury, and D. C. Ellison, "Galactic cosmic rays from supernova remnants. I. A cosmic-ray composition controlled by volatility and mass-to-charge ratio," *The Astrophysical Journal*, vol. 487, p. 182, 1997.
- [198] D. C. Abbott and P. S. Conti, "Wolf-Rayet stars," Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 25, p. 113, 1987.
- [199] D. C. Ellison, L. O. Drury, and J.-P. Meyer, "Galactic cosmic rays from supernova remnants. II. Shock acceleration of gas and dust," *The Astrophysical Journal*, vol. 487, p. 197, 1997.
- [200] O. Krause, S. M. Birkmann, T. Usuda, T. Hattori, M. Goto, G. H. Rieke, and K. A. Misselt, "The Cassiopeia A supernova was of type IIb," *Science*, vol. 320, p. 1195, 2008.
- [201] V. S. Niemela, M. T. Ruiz, and M. M. Phillips, "The supernova 1983k in NGC 4699 - Clues to the nature of type II progenitors," *The Astrophysical Journal*, vol. 289, p. 52, 1985.
- [202] A. V. Filippenko and W. L. W. Sargent, "A peculiar supernova in the spiral galaxy NGC4618," *Nature*, vol. 316, p. 407, 1985.
- [203] R. Schaeffer, M. Casse, and S. Cahen, "Light curves of exploding Wolf-Rayet stars," *The Astrophysical Journal*, vol. 316, p. L31, 1987.
- [204] P. L. Biermann and J. P. Cassinelli, "Cosmic rays. II. Evidence for a magnetic rotator Wolf-Rayet star origin," Astronomy and Astrophysics, vol. 277, p. 691, 1993.
- [205] H. Seemann and P. L. Biermann, "Unstable waves in winds of magnetic massive stars," *Astronomy and Astrophysics*, vol. 327, p. 273, 1997.
- [206] M. Lemoine and G. Sigl, Physics and Astrophysics of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. Springer, 2001.

- [207] P. A. Crowther et al., "The R136 star cluster hosts several stars whose individual masses greatly exceed the accepted 150M_{solar} stellar mass limit," Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, vol. 408, p. 731, 2010.
- [208] H. Zinnecker and H. W. Yorke, "Toward understanding massive star formation," Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 45, p. 481, 2007.
- [209] R. C. Duncan, "'MAGNETARS', SOFT GAMMA REPEATERS & VERY STRONG MAGNETIC FIELDS," 2003.
- [210] E. P. Mazets, S. V. Golentskii, V. N. Ilinskii, R. L. Aptekar, and I. A. Guryan, "Observations of a flaring X-ray pulsar in Dorado," *Nature*, vol. 282, p. 587, 1979.
- [211] R. C. Duncan and C. Thompson, "Formation of very strongly magnetized neutron stars: implications for gamma-ray bursts," *The Astrophysical Journal*, vol. 392, p. L9, 1992.
- [212] T. L. Cline *et al.*, "Precise source location of the anomalous 1979 March 5 gammaray transient," *The Astrophysical Journal*, vol. 255, p. L45, 1982.
- [213] O. D. Toropina, M. M. Romanova, and R. V. E. Lovelace, "Spinning-down of moving magnetars in the propeller regime," *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 371, p. 569, 2006.
- [214] C. Thompson and R. C. Duncan, "Neutron star dynamos and the origins of pulsar magnetism," *The Astrophysical Journal*, vol. 408, p. 194, 1993.
- [215] C. Thompson and R. C. Duncan, "The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars - I. Radiative mechanism for outbursts," *Monthly No*tices of the Royal Astronomical Society, vol. 275, p. 255, 1995.
- [216] C. Thompson and R. C. Duncan, "The soft gamma repeaters as very strongly magnetized neutron stars. II. Quiescent neutrino, X-ray and Alfvén wave emission," *The Astrophysical Journal*, vol. 473, p. 322, 1996.
- [217] P. Chang, P. Arras, and L. Bildsten, "Hydrogen burning on magnetar surfaces," *The Astrophysical Journal*, vol. 616, p. L147, 2004.
- [218] J. Arons, "Magnetars in the metagalaxy: an origin for ultra-high-energy cosmic rays in the nearby universe," *The Astrophysical Journal*, vol. 589, p. 871, 2003.

- [219] K. Hurley *et al.*, "An exceptionally bright flare from SGR 1806-20 and the origins of short-duration γ -ray bursts," *Nature*, vol. 434, p. 1098, 2005.
- [220] S. Corbel and S. S. Eikenberry, "The connection between W31, SGR 1806-20, and LBV 1806-20: distance, extinction, and structure," Astronomy and Astrophysics, vol. 419, p. 191, 2004.
- [221] D. L. Kaplan, D. W. Fox, S. R. Kulkarni, E. V. Gotthelf, G. Vasisht, and D. A. Frail, "Precise Chandra localization of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20," *The Astrophysical Journal*, vol. 564, p. 935, 2002.
- [222] S. J. Schwartz *et al.*, "The gamma-ray giant flare from SGR 1806-20: evidence of crustal cracking via initial timescales," *The Astrophysical Journal*, vol. 627, p. L129, 2005.
- [223] Y. Fuchs, F. Mirabel, S. Chaty, A. Claret, C. J. Cesarsky, and D. A. Cesarsky, "ISO observations of the environment of the soft gamma-ray repeater SGR 1806-20," Astronomy and Astrophysics, vol. 350, p. 891, 1999.
- [224] D. Elstner, R. Meinel, and R. Beck, "Galactic dynamos and their radio signatures," Astronomy and Astrophysics, vol. 94, p. 587, 1992.
- [225] F. Yusef-Zadeh and M. Morris, "Structural details of the Sagittarius A complex
 Evidence for a large-scale poloidal magnetic field in the galactic center region," The Astrophysical Journal, vol. 320, p. 545, 1987.
- [226] F. Yusef-Zadeh, D. A. Roberts, W. M. Goss, D. A. Frail, and A. J. Green, "Detection of 1720 MHz hydroxyl masers at the galactic center: evidence for shockexcited gas and milligauss fields," *The Astrophysical Journal*, vol. 466, p. L25, 1996.
- [227] J. L. Han, R. N. Manchester, E. M. Berkhuijsen, and R. Beck, "Antisymmetric rotation measures in our galaxy: evidence for an A0 dynamo," Astronomy and Astrophysics, vol. 322, p. 98, 1997.
- [228] G. Novak, D. T. Chuss, T. Renbarger, G. S. Griffin, M. G. Newcomb, J. B. Peterson, R. F. Loewenstein, D. Pernic, and J. L. Dotson, "First results from the Submillimeter Polarimeter for Antarctic Remote Observations: evidence of largescale toroidal magnetic fields in the galactic center," *The Astrophysical Journal*, vol. 583, p. L83, 2003.

- [229] J. L. Han, "Magnetic fields in our Galaxy: How much do we know? (II) Halo fields and the global field structure." astro-ph/0110319v1, 2001.
- [230] Y. Sofue, M. Fujimoto, and R. Wielebinski, "Global structure of magnetic fields in spiral galaxies," Annual Review of Astronomy and Astrophysics, vol. 24, p. 459, 1986.
- [231] J. Alvarez-Muñiz, R. Engel, and T. Stanev, "Ultrahigh-energy cosmic-ray propagation in the galaxy: clustering versus isotropy," *The Astrophysical Journal*, vol. 572, p. 185, 2002.
- [232] M. Opher, E. C. Stone, and P. C. Liewer, "The effects of a local interstellar magnetic field on Voyager 1 and 2 observations," *The Astrophysical Journal*, vol. 640, p. L71, 2006.
- [233] T. Stanev, "Ultra-high-energy cosmic rays and the large-scale structure of the galactic magnetic field," *The Astrophysical Journal*, vol. 479, p. 290, 1997.
- [234] M. Prouza and R. Šmída, "The Galactic magnetic field and propagation of ultrahigh energy cosmic rays," Astronomy and Astrophysics, vol. 410, p. 1, 2003.
- [235] Abraham *et al.*, "Correlation of the highest-energy cosmic rays with the positions of nearby active galactic nuclei," *Astroparticle Physics*, vol. 29, p. 188, 2008.
- [236] D. Harari, S. Mollerach, and E. Roulet, "The toes of the ultra high energy cosmic ray spectrum," *Journal of High Energy Physics*, vol. 8, p. 22, 1999.
- [237] Abraham et al., "Anisotropy studies around the galactic centre at EeV energies with the Auger Observatory," Astroparticle Physics, vol. 27, p. 244, 2007.
- [238] R. M. de Almeida, E.Kemp, and R. A. Batista, "Search of UHECRs from SGR 1806-20 with Pierre Auger Observatory," Tech. Rep. 029, Giant Array Project Note, 2008.
- [239] R. M. de Almeida, E. Kemp, R. A. Batista, and B. Daniel, "Constraints on astrophysical variables of the SGR 1806-20," Tech. Rep. 036, Giant Array Project Note, 2010.
- [240] J. Wdowczyk and A. W. Wolfendale, "Diffusion of the highest energy cosmic rays from Virgo," *Nature*, vol. 281, p. 356, 1979.

- [241] K. Dolag, M. Kachelrieß, and D. V. Semikoz, "UHECR observations and lensing in the magnetic field of the Virgo cluster," *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, vol. 1, p. 33, 2009.
- [242] S. Karakuła and W. Tkaczyk, "Virgo cluster as a high energy cosmic rays source," in Proceedings of the 19th International Cosmic Ray Conference, 1985.
- [243] D. Gorbunov et al., "On the correlation of the highest-energy cosmic rays with nearby extragalactic objects reported by the Pierre Auger Collaboration," Letters to Journal of Experimental and Theoretical Physics, vol. 87, p. 461, 2008.
- [244] J. L. Tonry et al., "The SBF survey of galaxy distances. IV. SBF magnitudes, colors, and distances," The Astrophysical Journal, vol. 546, p. 681, 2001.
- [245] B. C. Whitmore *et al.*, "Hubble Space Telescope observations of globular clusters in M87 and an estimate of H₀," *The Astrophysical Journal Letters*, vol. 454, p. L73, 1995.
- [246] F. Reif, Fundamentals of Statistical and Thermal Physics. McGraw-Hill, 1965.