

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

Guilherme Santana de Almeida

**Procurando a Origem dos Neutrinos Provenientes do
Plano Galáctico**

São Carlos

2024

Guilherme Santana de Almeida

Procurando a Origem dos Neutrinos Provenientes do Plano Galáctico

Trabalho de conclusão de curso apresentado
ao Programa de Graduação em Física do
Instituto de Física de São Carlos, da
Universidade de São Paulo, para a obtenção
do título de Bacharel em Física.

Orientador: Prof. Dr. Aion da Escóssia Melo
Viana

Coorientador: Dr. Luis Salvador Miranda
Palacios

São Carlos
2024

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Resumo

Este trabalho buscou identificar fontes de neutrinos da Via Láctea e estimar a contribuição dos mecanismos de emissão hadrônica para seus espectros de raios γ . Para isso, foi implementado um método estatístico de análise de máxima *likelihood* não binada desenvolvida pela Colaboração do Observatório IceCube para buscar sinais de neutrinos a partir de fontes pontuais e medir seus espectros. Foram utilizados dados públicos de neutrinos detectados pelo IceCube na Terra ao longo de 10 anos. As fontes escolhidas para a análise fazem parte do catálogo HGPS, ou (sigla do inglês para H.E.S.S. Galactic Plane Survey). O espectro de raios γ das fontes com maior significância foi ajustado utilizando dados do catálogo HGPS e com o código *naima*, partindo de hipóteses de emissões 100% hadrônicas ou leptônicas. A partir desses ajustes, fomos capazes de calcular o limite superior do espectro de neutrinos utilizando as parametrizações de Kelner et al. (2006) e, a partir do espectro medido, estimar a contribuição hadrônica para cada fonte. Os resultados obtidos mostram a utilidade de métodos estatísticos para medir espectros de partículas superenergéticas detectadas na Terra, além de evidenciar a capacidade da astrofísica multimensageira para melhor compreender os mecanismos de emissão e aceleração de fontes astrofísicas.

Palavras-chave: Via Láctea. Neutrinos. Raios γ . *Likelihood*. IceCube. H.E.S.S..

1 Introdução

Na astrofísica de partículas, diversos mensageiros nos permitem investigar os processos físicos em objetos extremos espalhados pelo universo, como Remanescentes de Supernova (SNR), Nebulosas de Vento de Pulsar (PWN) e outras fontes astrofísicas. Entre esses mensageiros estão os raios cósmicos, partículas carregadas que atingem constantemente a Terra e têm suas origens em regiões de aceleração em torno de fontes galácticas e extragalácticas. Contudo, devido aos campos magnéticos do meio interestelar, essas partículas são desviadas e não apontam diretamente para suas origens. Assim, é possível estudar esses aceleradores de partículas observando mensageiros neutros, como neutrinos e fótons superenergéticos (raios γ), produzidos em interações de raios cósmicos de alta energia com a matéria presente nas regiões de aceleração. Dependendo da natureza dessas interações — hadrônicas ou leptônicas — são produzidos neutrinos e/ou raios γ , que, sendo partículas neutras, apontam diretamente para a fonte, permitindo-nos estudar os mecanismos físicos de aceleração e a população de partículas primárias.

Os raios γ , embora neutros, interagem constantemente com campos de matéria e outros fótons, sofrendo atenuações e absorções até chegar à Terra. Em contrapartida,

os neutrinos, partículas neutras, massivas e fracamente interagentes(1), desempenham um papel fundamental no paradigma multimensageiro, funcionando como “faróis” que indicam sua origem devido à baixa interação ao longo do trajeto até a Terra, permitindo o estudo direto das regiões de aceleração de partículas. Observatórios como IceCube e H.E.S.S. estudam essas partículas através da detecção da radiação Cherenkov emitida por elas ao interagirem na atmosfera. Uma questão crucial nesses estudos é identificar as origens exatas dos neutrinos, com foco no Plano Galáctico, região com forte emissão de raios γ de alta energia, acima de 1 TeV.

Em junho de 2023, a Colaboração IceCube detectou, pela primeira vez, um sinal difuso de neutrinos do plano galáctico, com significância de 4.5σ (2). Esse fluxo observado foi consistente com as interações esperadas de raios cósmicos na Via Láctea, já sugeridas por observações de raios γ (3). No entanto, sendo um fluxo difuso, as fontes individuais desses neutrinos permanecem desconhecidas, o que reforça a necessidade de buscar sinais pontuais no plano galáctico.

Este trabalho visa medir o espectro de neutrinos de fontes selecionadas no plano galáctico, utilizando um método estatístico baseado no detector IceCube. Com esse espectro, estimamos quantitativamente a contribuição hadrônica dessas fontes usando o espectro de raios γ medido pelo Observatório H.E.S.S.. No Capítulo 2, será discutido o método de detecção de raios γ e neutrinos em energias extremas, com uma descrição detalhada dos instrumentos. O Capítulo 3 abordará os mecanismos de emissão não térmica — leptônico e hadrônico — e a correlação entre neutrinos e raios γ neste último. O Capítulo 4 explora o método estatístico empregado, explicando o cálculo do sinal de neutrinos para uma fonte pontual e modelando cuidadosamente o *background* relevante à análise.

2 Observando Neutrinos e Raios γ Super Energéticos

2.1 Imageamento por Radiação Cherenkov

A radiação Cherenkov é gerada quando partículas carregadas viajam através de um meio dielétrico a uma velocidade superior à da luz nesse meio, liberando fôtons em um cone de luz durante sua propagação. Esse fenômeno ocorre quando partículas super energéticas, como raios γ , raios cósmicos ou neutrinos, interagem com outras partículas na atmosfera e geram partículas secundárias, em processos equivalentes aos que serão discutidos no Capítulo 3. Embora a radiação Cherenkov seja bastante fraca, ela pode ser detectada, mesmo em meio à luz do céu noturno. No entanto, essa detecção só é possível em condições de pouca poluição luminosa e atmosfera favorável.

Os sensores utilizados são compostos por diversos fotomultiplicadores (PMTs), organizados de forma sistemática para capturar as informações necessárias para a reconstrução do evento primário responsável pela produção do chuveiro de partículas secundárias e do cone de luz Cherenkov, assim como estimativas da sua energia, direção e do tipo de partícula. Observatórios que utilizam essa técnica de detecção incluem o H.E.S.S. e o CTAO, compostos por telescópios de diferentes tamanhos e funções. Os detectores de neutrinos utilizam outros meios, como a água ou o gelo, para detectar radiação Cherenkov de partículas secundárias. O IceCube é atualmente o maior e mais importante observatório de neutrinos, com outros, como o KM3NeT e o P-ONE, em fase de construção.

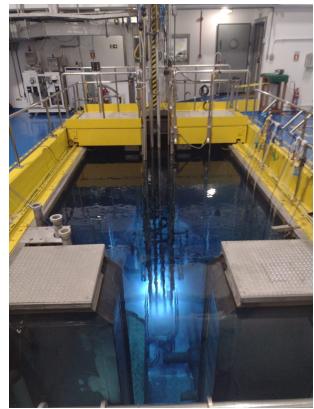


Figura 1 – Radiação Cherenkov vista no reator nuclear do IPEN/USP.
Fonte: Autor.

2.2 IceCube

O Observatório de Neutrinos IceCube, localizado na Estação Amundsen-Scott, no Polo Sul, na Antártida, é uma instalação de pesquisa em grande escala projetada para detectar neutrinos de alta energia. Concluído em 2010, mas já em funcionamento desde 2008, é o maior detector de neutrinos na Terra e o único do seu tipo, observando neutrinos na faixa de energia de cerca de 10 GeV a vários PeV. Ele consiste em um quilômetro cúbico de gelo claro, equipado com mais de 5.160 módulos ópticos digitais (DOMs), distribuídos ao longo de 86 cordas verticais. O IceCube detecta neutrinos de forma indireta, através da radiação Cherenkov emitida por partículas carregadas, geralmente outros léptons, gerados por colisões inelásticas entre neutrinos e núcleos presentes no gelo. No caso de neutrinos muônicos, temos a detecção da luz Cherenkov produzida pelo múon gerado na interação do neutrino com o gelo.

Em 2013, o IceCube foi capaz de identificar pela primeira vez neutrinos de origem astrofísica, com energias da ordem de PeV(4). Em 2017 e 2022, encontrou evidências de emissão de neutrinos vindos de duas fontes extragalácticas, respectivamente, TXS 0506+056(5) e NGC 1068(6). Desde sua inauguração, o IceCube se tornou uma ferramenta importante na astrofísica multimensageira. Após 10 anos de funcionamento, foi divulgado um conjunto de dados contendo todos os eventos de múons detectados nesse período. Esse dataset(7) inclui informações reconstruídas de cada evento, como direção, energia e suas incertezas. Além disso, contém as funções de resposta do instrumento referentes a cada temporada de observação, como área efetiva e as matrizes de dispersão energética, discutidas mais a fundo na Seção 4.3.

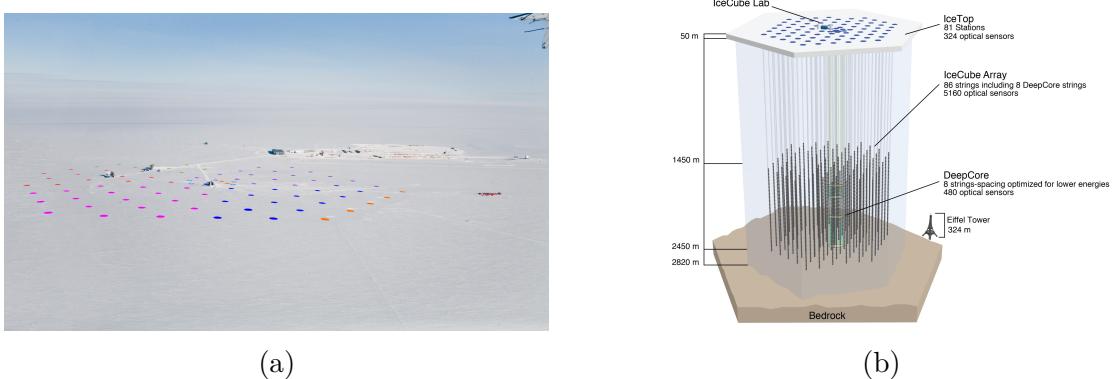


Figura 2 – (a) Vista aérea da Estação do Polo Sul e do Laboratório IceCube, com os buracos perfurados sobrepostos na superfície. Fonte: Colaboração IceCube. (b) Esquema do Observatório IceCube, com sua matriz principal e laboratório, comparado com a Torre Eiffel para escala. Fonte: Colaboração IceCube.

2.3 H.E.S.S

Localizado na Namíbia, a uma altitude de 1.800 metros, o observatório H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) foi projetado para estudar fontes de raios γ de altíssima energia, no intervalo entre dezenas de GeV e dezenas de TeV. Ele detecta o mesmo tipo de luz que o IceCube, a luz Cherenkov, produzida por chuveiros de partículas na atmosfera gerados por uma partícula primária, geralmente raios γ ou raios cósmicos. O observatório consiste em quatro telescópios com espelhos de 12 m de diâmetro e um telescópio com 28 m de diâmetro.

Em 2018, foi divulgado o H.E.S.S. Galactic Plane Survey (HGPS), um trabalho que abrangeu 10 anos de observações de raios γ superenergéticos provenientes da Via Láctea. O catálogo(8) resultante contém 78 fontes superenergéticas, sendo 16 delas fontes que ainda não haviam sido detectadas. Trinta e uma dessas fontes foram identificadas como Nebulosas de Vento de Pulsar (PWN), Remanescentes de Supernova (SNR), SNR compostas ou Binárias de Raios γ . Das 47 ainda não identificadas, 36 possuem algum tipo de relação com objetos já catalogados por outros observatórios. O catálogo também contém informações morfológicas sobre a distribuição espacial das fontes, além de seus espectros ajustados, e a distância estimada de alguns desses objetos.



Figura 3 – Vista do Observatório H.E.S.S. (High Energy Stereoscopic System) no deserto da Namíbia. Na imagem, destacam-se os cinco telescópios Cherenkov, sendo quatro com espelhos de 12 metros de diâmetro e um maior, no centro, com um espelho de 28 metros. Fonte: H.E.S.S..

3 Conexão Multimensagemeira

Os raios cósmicos que atingem a Terra têm suas origens em aceleradores galácticos e extragaláticos, mas são desviados por campos magnéticos no espaço interestelar. No entanto, partículas neutras como fótons e neutrinos, produzidas nas interações desses raios com a matéria ao redor das fontes, apontam diretamente para seus locais de origem. Estudando essas partículas, podemos investigar os mecanismos de aceleração e a população de partículas primárias dessas regiões extremas. Neste Capítulo, vamos entender melhor esses dois tipos de mecanismos.

3.1 Interações Leptônicas

Os mecanismos de emissão leptônica têm como partículas primárias elétrons ou pósitrons. Estes, por sua vez, podem emitir radiação síncrotron em campos magnéticos, gerando uma emissão de ondas de rádio. No entanto, essa emissão não é suficientemente energética para gerar o espectro observado, por exemplo, pelo H.E.S.S.. Esse espectro pode ser produzido quando essas partículas transferem energia para campos de fótons de baixa energia por meio do processo de espalhamento *Inverse Compton* (IC). Esses fótons podem ser provenientes da radiação cósmica de fundo (CMB), da emissão no infravermelho de poeira interestelar (FIR e NIR) ou ainda de fótons produzidos pela própria radiação síncrotron emitida por esses mesmos elétrons/pósitrons, conhecido como *Synchrotron Self Compton* (SSC). Não há emissão de neutrinos nesse mecanismo.

3.2 Interações Hadrônicas

Quando partículas primárias são hadrões, como prótons, tanto fótons quanto neutrinos podem ser produzidos. Os modelos usuais consideram prótons de alta energia interagindo com campos de matéria. Nessas interações, são produzidos π^+ , π^- , π^0 (assim como outros produtos de interação, como K^+ , K^- e K^0). Chamamos esse modelo de *Pion Decay* (PD). Os canais de decaimento desses mésons estão ilustrados nas equações abaixo.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (1)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \rightarrow e^+ + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \quad (2)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu + \bar{\nu}_e \quad (3)$$

3.3 Distinção de Mecanismos de Emissão e o Código *naima*

Atualmente, é um desafio identificar quais mecanismos de emissão são responsáveis pelas emissões de raios γ de uma determinada fonte. Os mais importantes observatórios de raios γ , como o Fermi-LAT e o próprio H.E.S.S., não possuem dados suficientes em conjunto para fazer essa distinção. Isso ocorre porque ambos os processos de emissão são muito similares, e suas discrepâncias estão fora da sensibilidade desses instrumentos. Futuros observatórios, como o CTAO, estão sendo construídos para, entre outras coisas, resolver este problema. A capacidade de identificar esses mecanismos está diretamente ligada à nossa compreensão da física presente nesses objetos astrofísicos superenergéticos. Dito isso, o código *naima* é uma ferramenta muito útil para estudar essa questão.

O *naima* é um código aberto escrito em Python que utiliza métodos de *Markov Chain Monte Carlo* (MCMC) para ajustar espectros de raios γ em um amplo intervalo de energia, utilizando modelos radiativos não termais. Esse código pode nos indicar qual a população de prótons/elétrons responsável pelo sinal de raios γ de uma determinada fonte, além de permitir calcular qual seu fluxo observado na Terra, caso conheçamos a distância da fonte. O *naima* conta com os quatro modelos radiativos discutidos no início deste Capítulo: síncrotron, IC, SSC e PD (*Pion Decay*). Entretanto, o *naima* só considera a emissão de raios γ . Para prever o fluxo de neutrinos emitido por uma determinada população de prótons, é necessário criar uma nova classe dentro do código, utilizando as parametrizações de Kelner et al. (2006)(9).

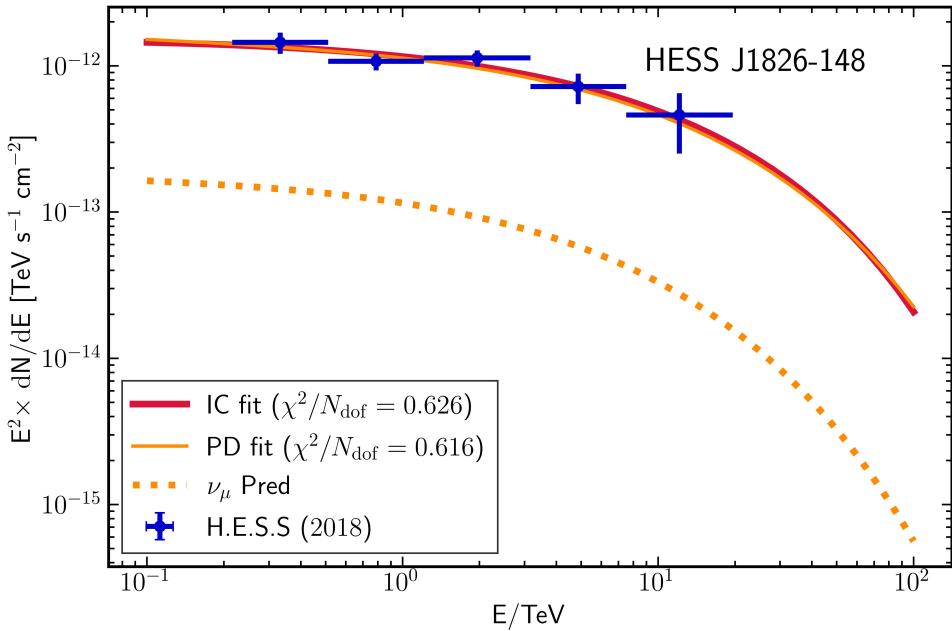


Figura 4 – Fluxo na Terra, multiplicado pela energia ao quadrado, em função da energia, em escala de TeV, para a fonte HESS J1826-148. Os pontos em azul são os de fluxo medido pelo observatório H.E.S.S. As linhas verde e vermelha são os ajustes feitos com o código *naima* utilizando, respectivamente, modelos de radiação por *Pion Decay* e *Inverse Compton*. A linha tracejada é o fluxo esperado de neutrinos na Terra. O χ^2 reduzido nos diz o quanto bons foram os ajustes, e podemos ver que ambos explicam igualmente bem o fluxo medido pelo H.E.S.S. para essa fonte, ilustrando o problema discutido neste Capítulo. Fonte: Autor.

O fluxo de neutrinos previsto com o *naima*, como na Figura 4, pode ser entendido como o limite superior do fluxo de neutrinos produzidos na fonte que chegam até a Terra. Caso esse fluxo seja detectável em observatórios terrestres com significância suficiente, como o IceCube, podemos inferir diretamente a proporção de mecanismos de contribuição hadrônica presentes na fonte, comparando ambos os fluxos. Primeiro, precisamos identificar quais fontes do plano galáctico presentes no catálogo HGPS que possuem algum tipo de sinal de neutrino, além de raios γ , e então medir seu espectro. Fontes cuja sua emissão de raios γ tem uma provável origem hadrônica são, por exemplo, Super Novas e suas remanescentes. Para isso, usamos o método discutido no próximo Capítulo.

4 Método Estatístico

Para detectar um sinal proveniente de uma fonte pontual com fluxo contínuo de neutrinos, é necessário desenvolver uma estatística que permita a análise dos dados, incorporando tanto a física das fontes quanto as características específicas do detector. Neste Capítulo, descreveremos o método adotado pela Colaboração IceCube(10) como padrão

para a detecção dessas fontes. O método é baseado em uma análise de função *Likelihood* dentro do contexto de um teste de hipóteses, comumente utilizado na astrofísica.

4.1 Uma Análise Não *Binada* de Máxima *Likelihood*

Na astrofísica, é comum utilizar uma função *Likelihood*, parametrizada por parâmetros físicos, para fazer medições das fontes desejadas. Nos estudos de raios γ , como os realizados pelo H.E.S.S. para identificar fontes na Via Láctea, ou ainda os estudos de aniquilação de matéria escura, a função *Likelihood* é geralmente construída de forma binada. Isso significa que os dados são agrupados em intervalos ou "*bins*" de energia, posição ou tempo. No caso de neutrinos, adotamos uma abordagem não *binada*, onde cada evento é tratado individualmente.

Um método não *binado* é preferido, pois a *binagem* dos dados resulta em perdas de informação e, consequentemente, diminui a sensibilidade da análise. Embora ajustes em dados *binados* sejam geralmente mais rápidos, na astrofísica de neutrinos, onde a estatística é frequentemente baixa, a eficiência da análise não difere muito, mas o ganho em resultados, devido ao aumento da sensibilidade, é considerável. Logo, essa abordagem permite uma análise mais detalhada e precisa dos eventos, maximizando a capacidade de detectar sinais de neutrinos.

A função *Likelihood* não *binada* \mathcal{L} é definida como(10):

$$\mathcal{L}(\vec{x}_s|n_s, \gamma) = \prod_N \left(\frac{n_s}{N} \mathcal{S}_i + \left(1 - \frac{n_s}{N}\right) \mathcal{B}_i \right) \quad (4)$$

Parametrizada pelo número de eventos n_s , provenientes da fonte \vec{x}_s , que seguem uma distribuição lei de potência de índice espectral γ dadas as funções sinal \mathcal{S}_i e background \mathcal{B}_i . Essas funções são modeladas através das distribuições espaciais e energéticas dos dados disponíveis para cada i -ésimo evento, assim como as funções de resposta do instrumento, nesse caso, o IceCube. Podemos achar os valores de melhor ajuste (\hat{n}_s , $\hat{\gamma}$) comparando uma hipótese de excesso de sinal com a hipótese nula, onde há somente *background*. Isso é chamado de teste de razão *log-likelihood*, e é dado por

$$TS = -2 \log \left[\frac{\mathcal{L}(n_s = 0)}{\mathcal{L}(\hat{n}_s, \hat{\gamma})} \right] \quad (5)$$

O TS quantifica a significância de um excesso de sinal em relação à hipótese nula. Ou seja, valores maiores de TS indicam que há uma evidência de um sinal verdadeiro presente nos dados, portanto, buscamos maximizá-lo.

4.2 Modelando o Sinal

O sinal pode ser interpretado como a quantidade esperada de neutrinos provenientes de uma fonte \vec{x}_s que devem ser detectados pelo IceCube. Para estimar esse sinal, construímos nossa função de *Likelihood* (Equação 4) que leva em consideração as contribuições individuais que cada evento oferece ao sinal total. A função \mathcal{S}_i , que descreve a contribuição do i -ésimo evento, é definida da seguinte forma:

$$\mathcal{S}_i(\vec{x}_i, E_i | \vec{x}_s, E_\nu) = \int R(\vec{x}_i, E_i | \vec{x}_s, E_\nu) \times \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}(E_\nu) dE_\nu \quad (6)$$

Ao integrar na energia verdadeira do neutrino E_ν o produto entre a função de resposta do detector $R(\vec{x}_i, E_i | \vec{x}_s, E_\nu)$ e a distribuição espectral dos neutrinos gerados pela fonte $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$, quantificamos a probabilidade de um neutrino com direção verdadeira \vec{x}_s e energia E_ν ser reconstruído pelo detector como um mísseis com direção \vec{x}_i e energia E_i .

O modelo espectral $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}(E_\nu)$ é uma função que depende da energia e descreve o fluxo de neutrinos. Ele geralmente depende do tipo de fonte e do regime de energia que estão sendo estudados. Em grande parte, os espectros de neutrinos se assemelham aos de raios γ . Estes, por sua vez, seguem uma lei de potência simples e, às vezes, algumas de suas variações, como: leis de potência compostas, com corte exponencial, *log-parábola*, etc. Nesta análise, escolhemos usar uma lei de potência simples, expressa como:

$$\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}(E) = \phi_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-\gamma} \quad (7)$$

Aqui, ϕ_0 representa a normalização, E_0 é a energia de referência, e γ é o índice espectral que controla a inclinação da distribuição de energia. Existem muitas fontes cuja emissão não térmica pode ser modelada por esse tipo de espetro. Por outro lado, ele é razoavelmente apropriado quando nosso intervalo energético de interesse não abrange muitas ordens de magnitude, como será o caso nesse trabalho.

O número de eventos \hat{n}_s , o índice espectral γ e a normalização ϕ_0 estão relacionados pela Equação 8. Em que t_{obs} é o tempo de observação no qual o IceCube coletou os dados, e A_{eff} é a área efetiva do detector, a ser discutida próxima Seção. Esta integral está na sua forma mais geral, porém, ela deve ser feita sobre todo o intervalo enérgético de sensibilidade do IceCube, que varia com a área efetiva.

$$\hat{n}_s = t_{obs} \int_0^\infty \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}(E_\nu) \times A_{eff}(\delta_s, E_\nu) dE_\nu \quad (8)$$

4.3 Funções de Resposta do Instrumento

A resposta do detector é geralmente separada em três componentes independentes: a área efetiva (A_{eff}), a função de espalhamento angular (PSF), e a dispersão energética (E_{disp}).

$$R(\vec{x}_i, E_i | \vec{x}_s, E_\nu) = PSF(\vec{x}_i, \sigma_i | \vec{x}_s) \times E_{disp}(\delta_i, E_i | \delta_s, E_\nu) \times A_{eff}(\delta_s, E_\nu) \quad (9)$$

Essas Funções de Resposta do Instrumento (sigla em inglês, IRFs) são modeladas através de simulações de Monte Carlo. Elas incorporam as incertezas experimentais, a sensibilidade do detector e refletem a arquitetura dos experimentos. No *dataset* que estamos usando, existem dados coletados em 2008, nessa época o IceCube ainda não está completo. Ou seja, as IRFs tiveram que ser recalculadas à medida que ele era construído. Isso permaneceu verdadeiro até 2012, quando a instalação da última linha de fotomultiplicadores, de número 86, foi instalada. Assim, o IceCube possui um conjunto de IRFs referente a diferentes períodos de construção, sendo cinco no total. Para a nossa análise, isso significa que, para um evento detectado em uma determinada época, é necessário utilizar as IRFs referentes ao período correto. Todas as IRFs de todos os períodos estão disponíveis no *dataset*(7). Para sua leitura e uso, foi necessário desenvolver um código em *python*.

4.3.1 Função de Espalhamento Angular (PSF)

A Função de Espalhamento Angular (do inglês, PSF) descreve como o detector "enxerga" uma fonte pontual. Em detectores de partículas, como o IceCube, a PSF determina o grau de espalhamento de um evento causado pela instrumentação e quantifica o desvio angular entre a verdadeira direção de uma partícula e a direção reconstruída pelo detector. Uma PSF mais estreita implica em uma melhor capacidade de localizar precisamente a origem de um evento, enquanto uma PSF mais larga indica maior incerteza.

A PSF do IceCube pode ser modelada como uma gaussiana bidimensional(10):

$$PSF(\vec{x}_i, \sigma_i | \vec{x}_s) = \frac{1}{2\pi\sigma_i^2} e^{-\frac{|\vec{x}_i - \vec{x}_s|^2}{2\sigma_i^2}}, \quad (10)$$

com desvio padrão dado pela incerteza angular da reconstrução espacial do evento, σ_i .

Aqui, estamos considerando apenas a dependência direcional, o que é uma escolha razoável para eventos com energias altas, $E_i > 10$ TeV. No entanto, para energias mais baixas, um método mais rigoroso também consideraria a dependência energética da PSF(2). Devido à baixa estatística e às incertezas na construção das próprias IRFs, não

conhecemos a distribuição exata em termos de direção e energia na qual a PSF se aplica. Por isso, há uma falta de rigor nesse aspecto.

Por último, percebendo que eventos com distâncias angulares muito grandes tendem a ter uma PSF muito baixa, podemos escolher uma região de interesse, centrada na fonte desejada, e realizar a análise somente com os eventos ali contidos. A região que utilizamos é um quadrado com 6° de lado. Essa região foi escolhida de tal forma que a contribuição de eventos fora dessa região para o TS fosse desprezível. Assim, ganhamos eficiência para realizar o ajuste, sem perda de sensibilidade.

4.3.2 Área Efetiva

A área efetiva combina a eficiência de detecção de um instrumento com sua área observável. Ela depende tanto da energia da partícula incidente quanto de sua direção. Para energias baixas, a área efetiva não depende fortemente da direção dos eventos. Em geral, observa-se que a área efetiva do detector aumenta com a energia, resultado do aumento da seção de choque das interações de neutrinos em energias mais altas. No entanto, para energias tão altas quanto 10 PeV, essas seções de choque tornam-se tão grandes que a Terra se torna opaca aos neutrinos, o que causa uma queda na área efetiva. Esses comportamentos estão ilustrados na Figura 5.

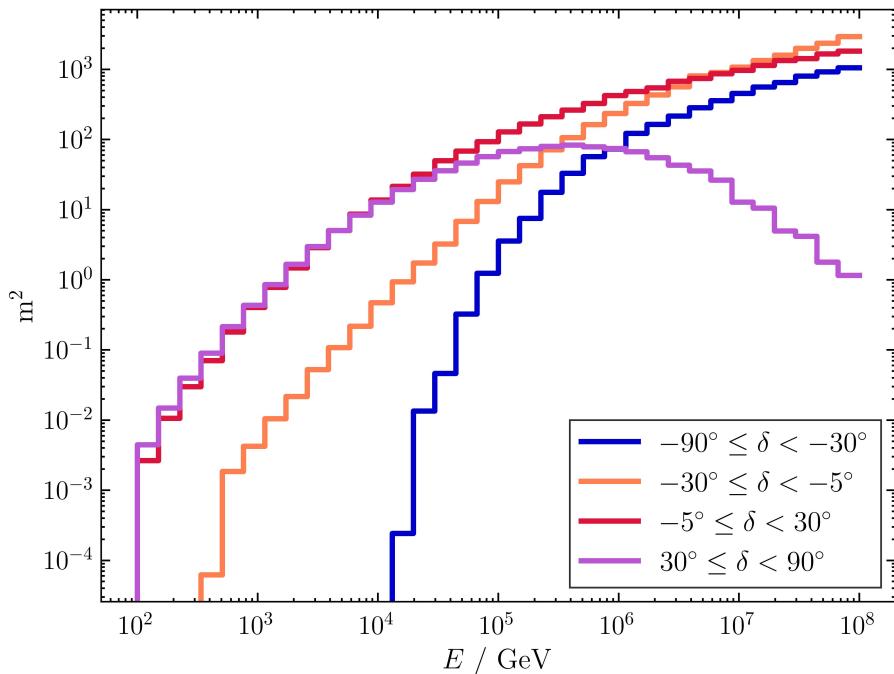


Figura 5 – Área efetiva para neutrinos detectados no IceCube para diferentes intervalos de ângulo de declinação. Para $\delta > 0$, temos eventos vindos debaixo do horizonte, também chamados de *up-going* neutrinos, por virem da direção do centro da terra. Vemos que na faixa entre $30^\circ < \delta < 90^\circ$ a área efetiva começa a diminuir após 1 PeV, demonstrando a opacidade da terra nesse regime de energia. Fonte: Autor.

4.3.3 Dispersão Energética

A reconstrução energética no detector é bastante imprecisa. Devido ao princípio de detecção dos neutrinos mísicos (descrito na Seção 2.2), só podemos estimar a energia do mísion, a qual é inferida a partir da carga elétrica coletada pelo detector. No entanto, essa energia frequentemente difere da energia real do neutrino. Por exemplo, em altas energias, os mísions podem atravessar grandes distâncias, tão grandes quanto o próprio detector, o que leva a uma subestimação da energia verdadeira do neutrino. Além disso, a reconstrução também depende da direção do evento e da eficiência dos fotomultiplicadores (PMTs).

Todos esses fatores causam uma "migração" ou dispersão da energia verdadeira do neutrino para a energia reconstruída. Isso pode ser representado por matrizes multidimensionais. Essas matrizes de dispersão energética são modeladas por simulações, nas quais a energia verdadeira dos neutrinos é conhecida, permitindo estimar a resposta do detector. Dessa forma, pode-se calcular a probabilidade $E_{disp}(\delta_i, E_i | \delta_s, E_\nu)$ de que um evento com energia verdadeira E_ν e declinação δ_s seja reconstruído com uma energia E_i e declinação δ_i .

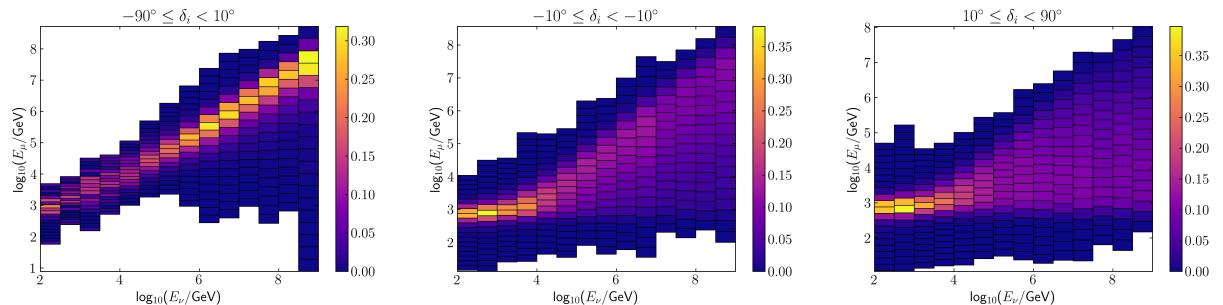


Figura 6 – Matrizes de dispersão energética para 3 intervalos de declinação de neutrinos. Os eixos vertical e horizontal representam, respectivamente, a energia reconstruída E_μ do mísion e a energia verdadeira E_ν no neutrino, em escala logarítmica. As células coloridas são *bins* de probabilidade. Cada *bin* corresponde a probabilidade de um neutrino com energia E_ν produzir um mísion com energia E_μ . A soma de cada coluna é igual a 1 (100% de probabilidade).
Fonte: Autor.

4.4 *Background*

O principal *background* na busca de neutrinos extraterrestres consiste em mísions e neutrinos atmosféricos. Quando raios cósmicos primários interagem com a atmosfera, um chuveiro de partículas se inicia. Se o primário for um hádron, como um próton, mésons e mísions são produzidos enquanto o chuveiro atravessa a atmosfera. E secundários como píons e káons carregados decaem em neutrinos (discutido no 3). Estes são chamados de neutrinos atmosféricos convencionais $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{conv}$.

Por outro lado, quando o primário é um hadrôn mais pesado, contendo quarks *charm* ou *beauty*, processos mais energéticos geram secundários que decaem quase imediatamente ($\tau \sim 10^{-12}$ s). Os neutrinos resultantes são chamados de neutrinos atmosféricos *prompt* $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{prompt}$ (imediatamente, em português).

Também são considerados como *background* os neutrinos de fontes astrofísicas extragalácticas, como AGNs, blazares, entre outros. Esse fluxo foi medido em 2019(11), utilizando a mesma base de dados que usamos neste trabalho. Assumindo um espectro de lei de potência simples para os neutrinos astrofísicos, ele é dado pela Equação 11, sendo válido no intervalo entre 40TeV e 3.5PeV.

$$\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{astro} = 1.44 \left(\frac{E}{100\text{TeV}} \right) \cdot 10^{-18} \text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \quad (11)$$

O modelo espectral usado no cálculo do *background* é dado pela soma de todos esses fluxos. A Figura 7 ilustra cada um deles. Os fluxos convencionais e *prompt* foram extraídos de Honda *et al* (2015)(12) e Enberg *et al* (2008)(13), respectivamente.

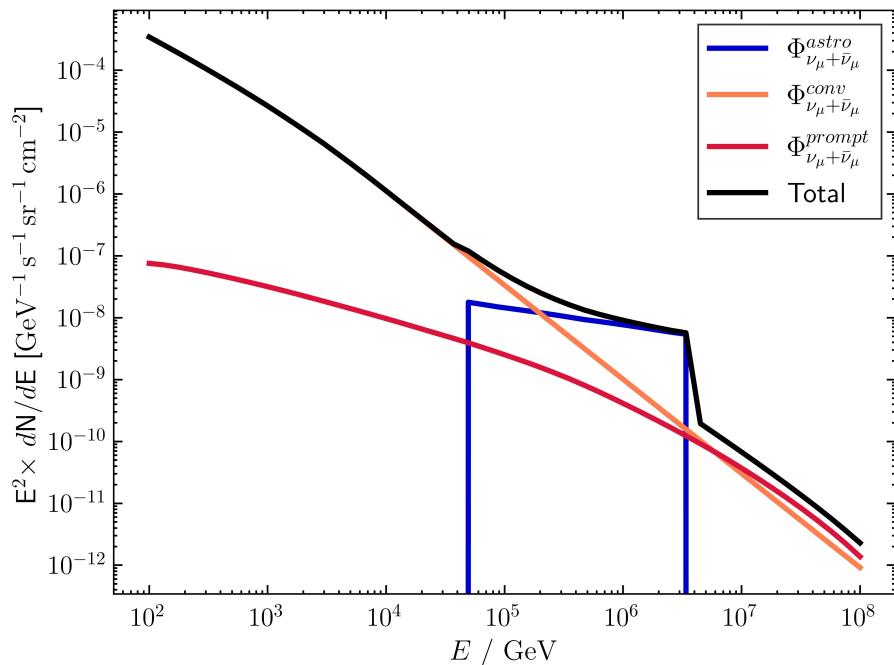


Figura 7 – Fluxo de neutrinos multiplicado pela energia ao quadrado para melhor visualização. São eles, em azul, o fluxo astrofísico medido em 2019 por Stettner *et al* (2019)(11) no intervalo entre 40TeV e 3.5PeV, em laranja o fluxo atmosférico convencional, e em vermelho o atmosférico *prompt*. A partir de 400PeV podemos notar que o fluxo *prompt* começa dominar o convencional a parte atmosférica do *background*. A linha preta é a soma de todos os espectros: $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{backgd}$. Fonte: Autor.

Quanto à resposta do instrumento, para o cálculo do *background*, fazemos uma pequena alteração. A PSF, anteriormente dada pela Equação 10, é substituída por $1/\Omega_{reg}$.

Enquanto o sinal de fontes pontuais vem de regiões específicas do céu, o *background* é aproximadamente isotrópico. Isso ocorre devido à localização do IceCube no polo sul. Assim, enquanto a Terra gira, os eventos detectados em uma mesma declinação são uniformemente distribuídos em ascensão reta. Ω_{reg} é o ângulo sólido da região de interesse centrada em δ_s , a declinação da fonte. Finalmente, a contribuição do i -ésimo evento para o *background* é:

$$\mathcal{B}_i = \frac{1}{\Omega_{reg}} \cdot \int E_{disp}(\delta_i, E_i | \delta_s, E_\nu) \cdot A_{eff}(\delta_s, E_\nu) \cdot \Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{backgd} dE_\nu \quad (12)$$

5 Resultados

Realizando a análise de sinal para as 78 fontes galácticas catalogadas pelo Observatório H.E.S.S., chegamos aos resultados mostrados na Tabela 1. Das 78 fontes, apenas 5 tiveram algum tipo de sinal. Dessas cinco, 4 delas são fontes nas quais o H.E.S.S. não conseguiu identificar, classificadas como *Unid.*, ou seja, a natureza delas é desconhecida. Isso torna mais interessante a possibilidade de descrição de seu espectro através de diferentes modelos radiativos. A única fonte já identificada é HESS J1849-000, se tratando de uma fonte do tipo Nebulosa de Vento de Pulsar (PWN).

Esses sinais são bastante tímidos, com baixo valor de significância. E ambos os erros superiores e inferiores são proeminentes. Destaca-se o resultado para HESS J1848-018, principalmente pelo valor de seu índice espectral γ , que além de possuir um alto erro inferior, também é menor que 2. Isso caracteriza um comportamento crescente nos gráficos de fluxo multiplicado pela energia ao quadrado $E^2 \times \Phi$. Em geral, fontes nesse regime de energia possuem índice superior a 2, então este resultado pode representar uma anomalia na análise. Uma investigação mais profunda é necessária.

Acerca da normalização, calculada com a Equação 8 a uma energia de referência $E_0 = 1$ TeV, temos algumas ordens de magnitude abaixo daquela de fontes extragalácticas proeminentes, com NGC 1068 que possui normalização $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{1 \text{ TeV}} = 5.0 \times 10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, e com $\hat{n}_s = 79_{-20}^{+22}$ e $\hat{\gamma} = 3.2_{-0.2}^{+0.2}(6)$.

Fonte	Tipo	Sinal \hat{n}_s	Índice espectral $\hat{\gamma}$	Fluxo de neutrinos $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{10 \text{ TeV}} (\text{TeV}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-2})$	<i>TS</i>
HESS J1848-018	Unid.	8^{+8}_{-5}	$1.8^{+1.1}_{-5.1}$	$(3.8 \pm 3.5) \times 10^{-15}$	3.28
HESS J1849-000	PWN	16^{+12}_{-10}	$3.1^{+1.9}_{-1.2}$	$(4.8 \pm 3.4) \times 10^{-15}$	2.70
HESS J1857+026	Unid.	23^{+13}_{-11}	$4.0^{+1.0}_{-1.0}$	$(6.5 \pm 3.4) \times 10^{-16}$	4.99
HESS J1858+020	Unid.	16^{+14}_{-13}	$3.6^{+1.4}_{-1.3}$	$(1.3 \pm 1.1) \times 10^{-15}$	1.62
HESS J1912+101	Unid.	22^{+14}_{-12}	$4.6^{+0.4}_{-1.5}$	$(8.9 \pm 5.2) \times 10^{-17}$	3.81

Tabela 1 – Resultados da análise para as 78 fontes de raios γ catalogadas pelo Observatório H.E.S.S.. Obtivemos sinal de apenas cinco fontes. Aquelas com "Unid." são fontes cuja a natureza é desconhecida, em contrapartida com a fonte HESS J1849-000 que foi identificada como uma Nebulosa de Vento de Pulsar. Na colunas seguintes temos os valores de melhor ajuste (\hat{n}_s , $\hat{\gamma}$). Seguidos da normalizações dos fluxos de cada fonte $\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}^{10 \text{ TeV}}$, com energia de referência $E_0 = 10 \text{ TeV}$. E por fim o *TS*, representando a significância dos resultados.

Realizando o ajuste dos dados do H.E.S.S. de raios γ utilizando o código *naima*, dado um modelo de emissão 100% hadrônico, e calculando o limite superior de neutrinos muônicos vindos da fonte, podemos compará-lo com o fluxo medido pela análise. Esta comparação pode ser visualizada na Figura 8 para a fonte HESS J1857+026. A princípio, seria possível calcular os pontos de fluxo e apresentá-los, assim como o H.E.S.S.. Porém, devido à baixa significância, o método usado para isso não pôde ser implementado.

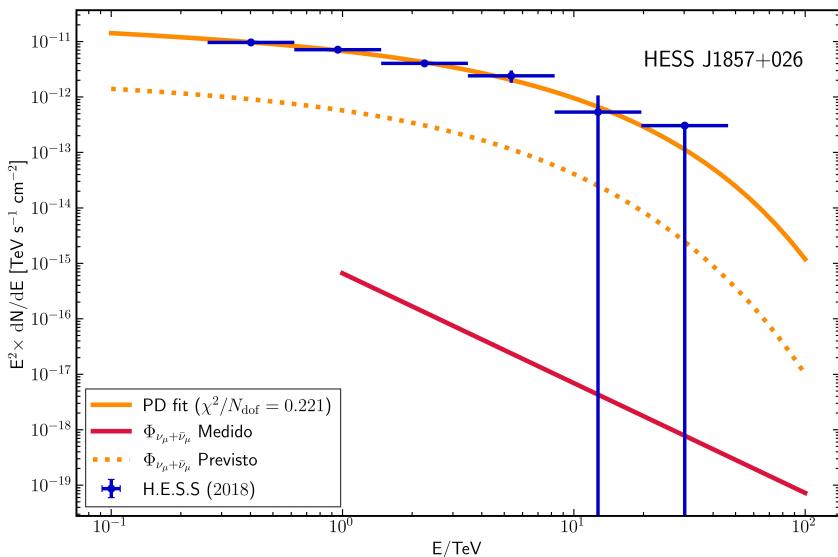


Figura 8 – Fluxo de neutrinos multiplicado pela energia ao quadrado para melhor visualização. A linha vermelha representa o fluxo de neutrinos dado pela Equação 7 e os dados da Tabela 1 para a fonte HESS J1857+026. O fluxo medido é consideravelmente menor que o limite superior previsto usando o código *naima* (linha laranja tracejada). Com uma maior significância, poderíamos medir esse fluxo para diferentes *bins* energéticos e obter dados parecidos com os pontos em azul medidos pelo H.E.S.S., com um método semelhante. Como não foi o caso, escolhemos pela visualização em lei de potência. Fonte: Autor.

Analizando as ordens de magnitude, percebemos uma grande diferença entre os fluxos previsto e medido. Devido a incertezas e a baixa significância, a hipótese mais coerente é de que esse fluxo representa uma subestimação do fluxo de neutrinos que pode ser medido dessa fonte, em detrimento da hipótese de uma baixa emissão hadrônica. Esse, infelizmente, é o comportamento para as outras fontes da Tabela 1, com excessão de HESS J1848-018, cujo o comportamento é ainda mais anômalo. E com isso, podemos concluir que, apesar de conseguir identificar fontes prováveis de neutrinos, não temos dados o suficiente para caracterizar um fluxo de neutrinos para as fontes catalogadas no plano galáctico e, consequentemente, quantificar os mecanismos de produção de raios γ .

Para relacionar melhor esses resultados com os dados do catálogo HGPS, podemos realizar uma varredura ao redor da fonte para melhor identificar a região de emissão. Esse processo consiste em dividir a área de interesse em várias células e repetir a análise, considerando cada célula individualmente como uma possível fonte.

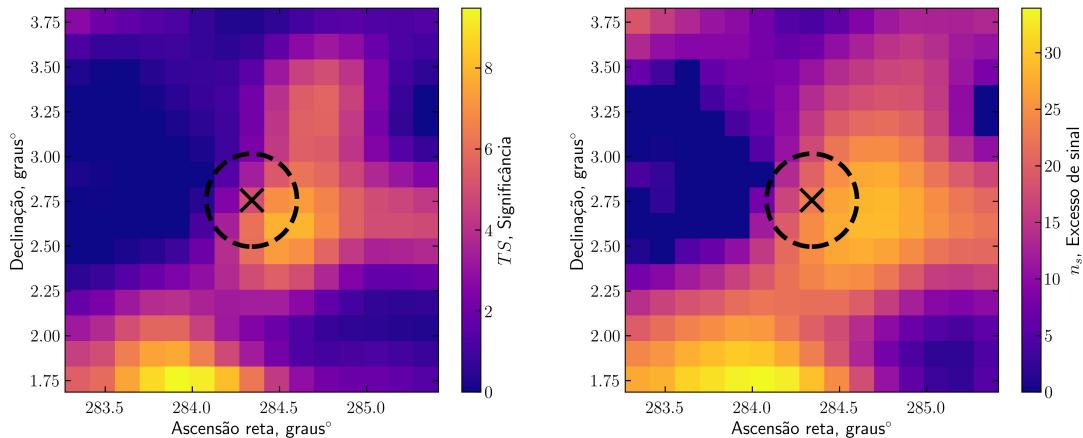


Figura 9 – Mapa de varredura para a fonte HESS J1857+026. Na esquerda temos o mapa de TS , e na direita o mapa de sinal. O círculo preto tracejado é o tamanho de extensão da fonte, medido pelo H.E.S.S., e o "X" marcado é a posição dela. Podemos ver que existe uma região proeminente de emissão nas intermediações da fonte. Fonte: Autor.

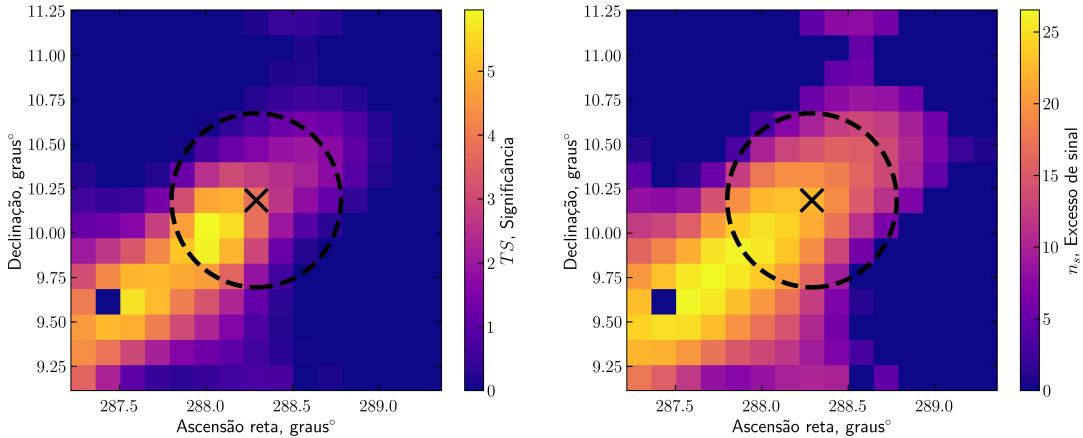


Figura 10 – Mapa de varredura para a fonte HESS J1912+101. Com as mesmas características da Figura 9. Neste caso, a região da fonte engloba um pequeno *hotstop* de emissão, no canto inferior esquerdo. Esta região também pode representar uma fonte extensa, ou até múltiplas fontes, algo que pode ser implementado no nosso método em uma futura análise. A célula escura no canto inferior esquerdo provavelmente vem de uma falha no ajuste. Fonte: Autor.

As varreduras de HESS J1857+026 e HESS J1912+101 estão ilustradas nas Figuras 9 e 10, respectivamente. Nessas imagens, observa-se que existe uma pequena região de significância contida na região da fonte medida pelo H.E.S.S., ou pelo menos bem próximas. Esse método de varredura é útil também para identificar regiões no céu com maior significância, conhecidas como *hotspots*, e, consequentemente, identificar fontes associadas a elas.

6 Conclusão

Neste trabalho, empregamos um método de análise estatística para identificar fontes pontuais de neutrinos, aproveitando conhecimentos sobre o Observatório IceCube e os processos físicos envolvidos na emissão dessas partículas. Como todo método estatístico, nosso modelo está sujeito a limitações relacionadas aos dados disponíveis. Na astrofísica de neutrinos, essa estatística é particularmente baixa, o que impacta a significância dos resultados obtidos. Por outro lado, essa limitação também dificulta qualquer tentativa de explicar detalhadamente a origem do espectro de raios γ detectado por outros observatórios, como o H.E.S.S., utilizando da correlação existente entre esses mensageiros.

Ainda assim, demonstramos a eficácia de um método de análise de máxima *likelihood* não *binada* para detectar sinais de neutrinos no plano galáctico, com a modelagem adequada do *background*. Conseguimos identificar cinco prováveis fontes de neutrinos, das quais quatro são fontes cuja natureza permanece desconhecida. Esse fato torna a estimativa de suas contribuições hadrônicas ainda mais valiosa. Contudo, a alta incer-

teza no fluxo medido limita a precisão dessa estimativa. Uma outra limitação pode ser causada pela simplicidade do nosso modelo, por não considerar uma provável emissão combinada de mecanismos hadrônicos e leptônicos nos dados do H.E.S.S., o que prejudicaria a comparação entre os fluxos previstos e medidos. Os fluxos medidos dessas fontes estão em conformidade com os valores obtidos para fontes extragalácticas proeminentes, como NGC 1068. Além disso, foram realizadas varreduras nas regiões ao redor de duas dessas fontes, HESS J1912+101 e HESS J1857+026, evidenciando a correlação entre seu tamanho, medido pelo H.E.S.S., e sua região de significância.

Por fim, concluímos que este trabalho apresenta um grande potencial. Apesar de os resultados serem limitados pela escassez de dados, mostramos que ele pode servir de base para futuros projetos. A metodologia apresentada aqui, como prova de conceito, possui grande valor. É razoável esperar que resultados mais robustos e precisos sejam apenas uma questão de tempo, à medida que novos detectores de neutrinos, como o KM3Net ou o P-ONE, e de raios γ , como o CTAO, abrem novas portas para a astrofísica de partículas. Trabalhos como este poderão, assim, contribuir para melhor entender esses mensageiros do cosmos.

Referências

- 1 BECKER, J. K. High-energy neutrinos in the context of multimessenger astrophysics. v. 458, n. 4, p. 173–246. ISSN 03701573. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S037015730800029X>>.
- 2 IceCube Collaboration*† *et al.* Observation of high-energy neutrinos from the galactic plane. v. 380, n. 6652, p. 1338–1343. ISSN 0036-8075, 1095-9203. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/10.1126/science.adc9818>>.
- 3 AARTSEN, M. G. *et al.* Constraints on galactic neutrino emission with seven years of IceCube data. v. 849, n. 1, p. 67. ISSN 0004-637X, 1538-4357. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.3847/1538-4357/aa8dfb>>.
- 4 IceCube Collaboration*. Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector. v. 342, n. 6161, p. 1242856. ISSN 0036-8075, 1095-9203. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/10.1126/science.1242856>>.
- 5 IceCube Collaboration *et al.* Neutrino emission from the direction of the blazar TXS 0506+056 prior to the IceCube-170922a alert. v. 361, n. 6398, p. 147–151. ISSN 0036-8075, 1095-9203. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/10.1126/science.aat2890>>.
- 6 IceCube Collaboration*† *et al.* Evidence for neutrino emission from the nearby active galaxy NGC 1068. v. 378, n. 6619, p. 538–543. ISSN 0036-8075, 1095-9203. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/10.1126/science.abg3395>>.
- 7 IceCube Collaboration. **IceCube Data for Neutrino Point-Source Searches Years 2008-2018.** IceCube Neutrino Observatory. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/2101.09836>>.

- 8 H.E.S.S. Collaboration *et al.* The h.e.s.s. galactic plane survey. v. 612, p. A1. ISSN 0004-6361, 1432-0746. Disponível em: <<https://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201732098>>.
- 9 KELNER, S. R.; AHARONIAN, F. A.; BUGAYOV, V. V. Energy spectra of gamma rays, electrons, and neutrinos produced at proton-proton interactions in the very high energy regime. v. 74, n. 3, p. 034018. ISSN 1550-7998, 1550-2368. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.74.034018>>.
- 10 BRAUN, J. *et al.* Methods for point source analysis in high energy neutrino telescopes. v. 29, n. 4, p. 299–305. ISSN 09276505. Disponível em: <<https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0927650508000303>>.
- 11 STETTNER, J. **Measurement of the Diffuse Astrophysical Muon-Neutrino Spectrum with Ten Years of IceCube Data**. arXiv. Version Number: 1. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1908.09551>>.
- 12 HONDA, M. *et al.* Atmospheric neutrino flux calculation using the NRLMSISE-00 atmospheric model. v. 92, n. 2, p. 023004. ISSN 1550-7998, 1550-2368. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.92.023004>>.
- 13 ENBERG, R.; RENO, M. H.; SARCEVIC, I. Prompt neutrino fluxes from atmospheric charm. v. 78, n. 4, p. 043005. ISSN 1550-7998, 1550-2368. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.78.043005>>.