



PONTIFICIA **UNIVERSIDAD CATÓLICA** DEL PERÚ

Esta obra ha sido publicada bajo la licencia Creative Commons
Reconocimiento-No comercial-Compartir bajo la misma licencia 2.5 Perú.

Para ver una copia de dicha licencia, visite
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-sa/2.5/pe/>



Pontificia Universidad Católica del Perú

Escuela de Graduados



ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS DEL FLUJO DE
NEUTRINOS DE NÚCLEOS ACTIVOS DE
GALAXIAS EN EL CONTEXTO DEL
EXPERIMENTO ICECUBE

Tesis para Optar el Grado Académico de Magíster en Física

Presentada por

José Luis Bazo Alba

Lima-Perú

2006

ANÁLISIS DE LOS PARÁMETROS DEL FLUJO DE NEUTRINOS DE
NÚCLEOS ACTIVOS DE GALAXIAS EN EL CONTEXTO DEL
EXPERIMENTO ICECUBE

José Luis Bazo Alba

Maestría en Física

Pontificia Universidad Católica del Perú 2006

RESUMEN

En esta tesis se estudian dos escenarios de producción de neutrinos ultraenergéticos en Núcleos Activos de Galaxias (NAGs) y se calculan sus flujos. Se asume el mecanismo de aceleración de Fermi de 1^{er} orden para protones (del orden de 10^{21} eV), con un espectro característico de $dN/dE \propto E^{-2}$. Un escenario trata a todos los NAGs por igual, correspondiendo al Modelo Unificado, el otro hace una distinción entre quasars y blazars y a su vez entre tipos de fotones blanco (de radiación interna o externa) para los protones. Se ha obtenido el flujo total de neutrinos en base a muestras de NAGs con datos de catálogos astronómicos, extrapolando finalmente dicho flujo total mediante tres límites (Waxman-Bahcall, Colab. IceCube y Rayos- γ).

Se han analizado tres parámetros de los cuales dependen los modelos planteados: el factor Doppler, la geometría de la región de emisión y el tiempo de variabilidad. Como método para determinar los modelos reales que los describen, se han cuantificado las diferencias entre ellos, a partir del cálculo del número de eventos de neutrinos muónicos que podrán ser detectados en el telescopio de neutrinos IceCube (1 Km^3), tras 10 años de observaciones.

Se concluye que el Modelo Quasar-Blazar (MQB) representa el escenario más favorable para la discriminación entre los modelos de los parámetros estudiados, dando separaciones en números de σ 's casi 3 veces mayores que las obtenidas para el Modelo Unificado de Producción (MUP).

Si el tiempo de variabilidad es mayor a 4 días para el MUP y a 10 horas para quasars, se podrán distinguir los modelos de parámetros. De lo contrario, no se podrá obtener información relevante. Además, es más probable determinar la geometría de la región de emisión que el modelo de estimación de δ .

Para el MUP y el límite de rayos- γ se puede determinar la geometría, encontrándose una separación mayor a 3σ . Para los quasars, tanto para el límite de la Colab. IceCube como para el de rayos- γ , se obtienen diferencias apreciables (2.69 - 9.05σ) entre la geometría esférica y cilíndrica. Finalmente, para los blazars se obtienen diferencias apreciables sólo para el límite de rayos- γ , distinguiéndose δ_{EQ-Var} , con 3.31σ y δ_{IC-Var} con 3.71σ .

Agradecimientos

Quisiera agradecer en primer lugar a mi asesor Dr. Alberto Gago, quien me permitió integrar en mi investigación los dos temas de la física que más me apasionan: la física de partículas y la astrofísica. Gracias Alberto por todas las horas de discusiones, por animarme siempre a desarrollar un trabajo más completo, por todas las oportunidades a lo largo de estos tres años de trabajo y por la confianza y apoyo sin los cuales esta tesis no hubiera llegado a ser realidad. También desearía darles unas gracias muy especiales a mis papás, quienes han sido testigos de todas las peripecias, atascos y logros de esta investigación, porque siempre estuvieron allí para alentarme y comprenderme.

Una mención aparte merece el revisor de la revista *Astroparticle Physics*, quien con sus críticas constructivas ayudó a mejorar y ampliar este trabajo. Además, quisiera agradecer al Dr. Francis Halzen y al Dr. Floyd Stecker por sus sugerencias respecto al uso de sus modelos que también contribuyeron a la revisión de este trabajo. Finalmente, quiero reconocer en las figuras de Dan Hooper y Julia Becker a modelos que guiaron este trabajo desde sus silenciosos papers y tesis, sin los cuales nunca habría llegado a comprender los modelos que expondré a continuación.

Índice general

1. Introducción	1
2. Astronomía de Neutrinos	7
2.1. Nueva astronomía: Neutrinos mensajeros del universo	7
2.2. Clases de neutrinos en el universo	9
2.2.1. Neutrinos reliquia	9
2.2.2. Neutrinos solares	11
2.2.3. Neutrinos de supernovas y remanentes de supernovas . .	12
2.2.4. Neutrinos atmosféricos	14
2.2.5. Neutrinos cósmicos de alta energía	16
2.2.6. Neutrinos de fuentes exóticas	18
3. Astrofísica de Partículas	21
3.1. Rayos cósmicos	21
3.1.1. Métodos de detección y detectores	23
3.1.2. Límite GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin)	25
3.1.3. Espectro de energía	27
3.1.4. Composición	29
3.2. Mecanismos de aceleración	31
3.2.1. Aceleración directa	31
3.2.2. Aceleración estadística	31
3.2.3. Aceleración de Fermi de segundo orden	31
3.2.4. Aceleración de Fermi de primer orden	32
3.2.5. Lugares de aceleración	38
4. Relatividad & Cosmología	40
4.1. Movimiento superlumínico y velocidades aparentes	40
4.2. Parámetros de emisión relativista	43
4.3. Transformaciones relativistas	45
4.4. Parámetros cosmológicos	45
4.4.1. Corrimiento al rojo	46
4.4.2. Resultados de WMAP	47
4.4.3. Distancias cosmológicas	49
4.4.4. Nomenclatura astronómica	49

5. Núcleos Activos de Galaxias (NAGs)	51
5.1. Breve historia de observaciones de NAGs	52
5.2. Características	53
5.3. Clasificación	56
5.4. Modelo Unificado	57
5.5. Espectro de Radiación	58
5.5.1. Componente térmico	58
5.5.2. Componente no térmico	58
5.6. Análisis de una fuente individual: 3C 273	60
6. Telescopios de Neutrinos de Altas Energías	62
6.1. Técnicas de detección Cherenkov	63
6.2. Interacciones débiles y secciones de choque neutrino-nucleón	65
6.3. Proyectos actuales	68
6.3.1. Baikal: NT200+	68
6.3.2. NESTOR	69
6.3.3. ANTARES	70
6.3.4. AMANDA	71
6.4. Experimento IceCube	71
6.4.1. Datos técnicos y diseño	72
6.4.2. Objetivos científicos	74
6.4.3. Sensibilidad: Área y Volumen efectivos	75
6.4.4. Identificación de sabor	77
7. Producción de Neutrinos Astrofísicos	79
7.1. Modelo Unificado de Producción (MUP)	82
7.1.1. Cálculo del flujo de neutrinos de un NAG	83
7.1.2. Extrapolación del flujo total de neutrinos	87
7.1.3. Límites actuales impuestos por AMANDA	88
7.2. Modelo Quasar-Blazar (MQB)	89
7.2.1. Cálculo del flujo de neutrinos de quasars	89
7.2.2. Cálculo del flujo de neutrinos de blazars	90
8. Parámetros estudiados del flujo de neutrinos	95
8.1. Geometría de la región de emisión	95
8.1.1. Geometría Esférica	96
8.1.2. Geometría Cilíndrica	96
8.2. Factor Doppler	97
8.2.1. Doppler de Equipartición (δ_{EQ})	97
8.2.2. Doppler Compton Inverso (δ_{IC})	98
8.2.3. Doppler de Variabilidad (δ_{Var})	98
8.2.4. Doppler Mínimo (δ_{min})	99
8.2.5. Distribución de factores Doppler	99
8.3. Tiempo de variabilidad $\Delta(t)$	100

9. Muestra de Núcleos Activos de Galaxias	101
9.1. Selección de catálogos para el MUP	102
9.2. Descripción de la muestra del MUP	102
9.3. Características de la muestra del MUP	103
9.4. Selección de catálogos para el MQB	109
9.5. Descripción de la muestra del MQB	110
9.6. Características de la muestra del MQB	112
10. Detección de Neutrinos Astrofísicos	118
10.1. Cálculo del número de eventos inducidos en IceCube	119
10.1.1. Probabilidad de supervivencia	120
10.1.2. Probabilidad de producir un muón	121
10.1.3. Probabilidad de detección	125
10.1.4. Oscilación de neutrinos	125
11. Resultados	128
11.1. Resultados del modelo unificado de producción	128
11.2. Resultados del modelo quasar-blazar	137
12. Conclusiones	144
Bibliografía	150
Apéndices	158
.1. Ángulos de visión y distribuciones del factor Doppler	158
.2. Muestra de NAGs: parámetros de los modelos	160
.3. Densidad parametrizada de la Tierra (PREM)	170

Índice de figuras

3.1.	Espectro de rayos cósmicos de alta energía	28
3.2.	Diagrama de Hillas	37
4.1.	Movimiento superlumínico en el jet de M87	41
5.1.	Esquema y partes de un NAG	54
5.2.	Espectro de radiación del quasar 3C273	59
6.1.	Secciones de choque de CC y CN para νN	67
6.2.	Concepto y diseño de IceCube	73
6.3.	Área efectiva para muones en IceCube	76
6.4.	Huellas de los tres sabores de neutrinos	77
7.1.	Cadena de producción de ν por fotoproducción de piones	81
9.1.	Distribución de la muestra de NAGs	104
9.2.	Distribución de la luminosidad UV observada	105
9.3.	Luminosidad intrínseca versus luminosidad observada	106
9.4.	Distribución de la velocidad transversal aparente	107
9.5.	Distribución del ángulo de visión promedio	108
9.6.	Distribución del factor Doppler según modelos	109
9.7.	Comparación de modelos de factor Doppler	110
9.8.	Distribución de la muestra de quasars	113
9.9.	Histograma de las masas de los agujeros negros de quasars	114
9.10.	Distribución de la muestra de blazars	115
9.11.	Histograma del flujo de fotones de los blazars	116
9.12.	Histograma de la luminosidad de los blazars	116
9.13.	Distribución del índice espectral de fotones	117
10.1.	Columna de densidad según ángulo zenital.	121
10.2.	Probabilidad de supervivencia del ν	122
10.3.	Probabilidad de producir un muón según ángulo zenital	123
10.4.	Probabilidad de producir un muón según energía	124
10.5.	Probabilidad de detectar un ν_μ en IceCube según ángulo zenital	126
10.6.	Probabilidad de detectar un ν_μ en IceCube según energía	127
11.1.	Total de eventos esperados de NAGs inducidos por ν_μ (WB)	130

11.2. Total de eventos esperados de NAGs inducidos por ν_μ (IceCube) 131
11.3. Total de eventos esperados de NAGs inducidos por ν_μ (rayos- γ) 132
11.4. Eventos totales de ν_μ de NAGs según espectro 136
11.5. Total de eventos esperados de quasars inducidos por ν_μ (IceCube) 138
1. Densidad de la Tierra 170



Índice de cuadros

11.1.	Separación en N_σ entre el número de eventos (esfera, cilindro) .	133
11.2.	Separación en N_σ entre el número de eventos (esfera)	134
11.3.	Separación en N_σ entre el número de eventos (cilindro)	135
11.4.	Separación en N_σ entre el número de eventos de quasars (esfera, cilindro)	139
11.5.	Separación en N_σ entre el número de eventos de quasars (cilindro)	139
11.6.	Número total de eventos en IceCube de ν_μ de blazars	142
11.7.	Separación en N_σ entre el número de eventos de blazars según δ	143
1.	BL Lacs	160
2.	Quasars	161
3.	Radio Galaxias & Seyfert	166
4.	Quasars & masas de agujeros negros	168
5.	EGRET (GeV) Blazars	169

Capítulo 1

Introducción

En la actualidad, para realizar nuevos avances en ciencia, tanto en la parte teórica como en la experimental, es preciso que intervengan diferentes especialidades. Esta no es una excepción en el caso de la física, donde la astrofísica, cosmología y física de partículas resultan estrechamente ligadas. El estudio de los rayos cósmicos da origen a la astrofísica de partículas, dentro de la cual la astronomía de neutrinos está cobrando un interés cada vez mayor. Al mismo tiempo, una de las fuentes más poderosas de rayos cósmicos y por tanto de neutrinos extragalácticos ultraenergéticos son los Núcleos Activos de Galaxias, muy estudiados como objetos astronómicos en los últimos 40 años, pero cuyo funcionamiento y parámetros no están aún muy bien entendidos. Los neutrinos podrán en este caso ayudar a sondear estas fuentes, ya que debido a su interacción débil con la materia mantienen su flujo sin alteración hasta llegar a la Tierra, y así se podrán comprender mejor los Núcleos Activos de Galaxias. Esta comprensión a su vez redundará en un mejor entendimiento de la formación y estructura del universo

Es por esto que la presente tesis tiene como objetivo principal cuantificar

las diferencias entre los diversos modelos de producción de neutrinos en NAGs, debidas a los parámetros que describen este flujo y determinar si el telescopio de neutrinos IceCube va a tener la sensibilidad necesaria para extraer información relevante sobre dichos parámetros, información que está contenida en el número total de eventos detectados inducidos por neutrinos muónicos. De esta forma se establecerán los casos (conjunto de parámetros) para los cuales estas diferencias sean estadísticamente relevantes y permitan distinguir y discriminar entre los modelos de los parámetros.

Dado que actualmente nuestro conocimiento sobre varios parámetros involucrados en el cálculo del flujo de neutrinos extragalácticos no es preciso, se analizarán con mayor detalle los siguientes parámetros, viendo su rango de variación y sus implicancias directas en el flujo de neutrinos detectados.

Factor Doppler Se abordarán los tres métodos que existen para estimar el factor de Doppler de las regiones de emisión de neutrinos: Equipartición, Compton Inverso y Variabilidad. De la misma forma se considerarán flujos que contemplen o no la distribución en el factor de Doppler. Una precisa determinación de este factor ayudará a establecer la verdadera luminosidad intrínseca de fotones.

Geometría de la región de emisión Se estudiarán dos geometrías representativas, como son la esférica y la cilíndrica, con modelos más detallados que los usados normalmente en los cálculos de la literatura. Dicha geometría determinará la densidad de partículas blanco (fotones) que interactuarán con los protones altamente acelerados.

Tiempo de variabilidad Se investigará la escala de tiempo de variabilidad, altamente relacionada con la estimación de la geometría, en el rango de

minutos hasta varios días.

Esta tesis se divide en tres grandes partes: una teórica, otra metodológica y la tercera de análisis de la información disponible y resultados, para así llegar a las conclusiones.

La parte primera, que es una revisión del marco teórico previo de los modelos que se analizarán en la siguiente parte, cubre los capítulos 2, 3, 4, 5 y 6.

En el Cap. 2 se ahonda en las motivaciones de esta tesis y de la astronomía de neutrinos en general, dando una breve descripción de todos los tipos de neutrinos extraterrestres que se pueden estudiar, de manera que se tenga un panorama amplio del tema.

En el Cap. 3 se revisan diversos temas de la astrofísica de partículas, con especial interés en el límite planteado por Greisen, Zatsepin y Kuzmin, la forma del espectro de rayos cósmicos y la aceleración de Fermi de primer orden. Este último punto será continuamente invocado al plantear los modelos de la parte metodológica y justificar el espectro de protones y neutrinos.

En el Cap. 4 se introduce la cuestión del movimiento propio superlumínico, que será la motivación de uno de los parámetros a estudiar, el factor Doppler. A continuación se reúnen definiciones de parámetros y transformaciones prácticas, tanto relativistas como cosmológicas, que serán utilizadas a lo largo del trabajo.

En el Cap. 5 se describen y caracterizan las fuentes de neutrinos en estudio, es decir, los Núcleos Activos de Galaxias (NAGs), cuya teoría no está todavía bien establecida. Se plantea el Modelo Unificado y se explican las partes principales del espectro de radiación, con grandes implicancias para los modelos a ser planteados.

Finalizando el marco teórico se presentan en el Cap. 6 los proyectos más importantes de telescopios de neutrinos y su método de detección común, el efecto Cherenkov. Se da especial énfasis al experimento IceCube, pues es el utilizado en esta tesis, dándose sus datos técnicos y sensibilidad. Además se resume la teoría básica sobre la sección de choque neutrino-nucleón, la cual determina en última instancia las probabilidades de detección de estos experimentos.

La parte segunda, parte metodológica, es propiamente el planteamiento de las hipótesis y el desarrollo de esta tesis. Abarca los capítulos 7, 8, 9 y 10.

En el Cap. 7 se plantean dos modelos independientes para la producción de neutrinos en NAGs. El primero asume que todos los NAGs corresponden al mismo fenómeno astrofísico (Modelo Unificado de Producción), mientras que el segundo diferencia el tipo de producción de neutrinos según la clase de NAG (Modelo Quasar-Blazar). Con estos modelos se calcula en primer lugar el flujo de neutrinos de una fuente individual y luego se extrapola el flujo total del conjunto de fuentes a partir de ciertos límites.

En el Cap. 8 se describe el conjunto de parámetros involucrados en el cálculo del flujo de neutrinos que son materia de esta tesis. Se analiza la geometría de la región de emisión de neutrinos, los diferentes métodos de estimación del factor Doppler de las fuentes y el tiempo de variabilidad de las mismas.

En el Cap. 9 se dan los criterios utilizados para seleccionar las muestras de NAGs, cuyos parámetros se extraen de diversos catálogos astronómicos. Para cada modelo de producción de neutrinos existe una muestra que es descrita y caracterizada mediante diversas distribuciones y comparaciones.

Para concluir esta parte se plantea analíticamente en el Cap. 10 la forma

detallada de calcular el número total de eventos de neutrinos muónicos que se podrán detectar en IceCube, cálculo que será aplicado a los modelos de producción asumidos anteriormente.

La última parte de esta tesis corresponde al análisis de los resultados, donde se compara el número de eventos de neutrinos que predicen los dos modelos de producción según el conjunto de parámetros que se escoja. Se determinan los casos para los cuales estas diferencias son apreciables y estadísticamente relevantes, de forma que permitan distinguir y discriminar entre modelos.



PARTE TEÓRICA



Capítulo 2

Astronomía de Neutrinos

La Astronomía de neutrinos es difícil por la misma razón que es interesante.

John N. Bahcall.

2.1. Nueva astronomía: Neutrinos mensajeros del universo

La astronomía comenzó como la simple observación de los fotones en el rango óptico, los mensajeros tradicionales del cosmos, que nos proporcionaban información sobre la estructura y evolución del universo. Sin embargo, en la última mitad del siglo XX, con los avances tecnológicos, la detección se ha ampliado a todo el espectro electromagnético (desde ondas de radio, pasando por infrarrojo, visible, UV, rayos X y hasta los energéticos rayos gamma), teniendo como consecuencia el descubrimiento de muchos nuevos aspectos del cosmos. Al mismo tiempo, la reciente observación de los rayos cósmicos, compuestos en su mayor parte por protones y partículas alfa, develaba otros misterios e introducía nuevas preguntas en la astrofísica, como por ejemplo: ¿cuáles eran

las fuentes de estas partículas tan energéticas?

No obstante todos estos avances, dichos métodos de observación presentan ciertas limitaciones. Por un lado, tanto fotones como protones son absorbidos a diferentes energías en su viaje hacia la Tierra a través del universo (ver Cap. 3.1.2); por otro, los protones, como toda partícula cargada, son desviados de su dirección original por los campos magnéticos de nuestra galaxia, no apuntando así a su lugar de origen. Todo lo cual constituye una pérdida de información sobre la dirección, el flujo y energía de estas partículas.

Ante estas limitaciones y por otras motivaciones de la física de partículas, surge la necesidad de recurrir a una partícula que no sea apreciablemente afectada al salir de su fuente por otras partículas (gas y polvo interestelares) ni por campos magnéticos en su viaje hacia la Tierra. Los candidatos más naturales son los neutrinos, que sólo interactúan mediante la fuerza débil, no tienen carga eléctrica y viajan casi a la velocidad de la luz. Al contrario de fotones y protones pueden escapar de regiones altamente densas (e.g. interiores de estrellas, supernovas, núcleos activos de galaxias), permitiendo el análisis del universo profundo de una manera precisa. Además, los neutrinos reliquia ofrecen un medio para la observación directa del universo temprano, anterior a la era del desacoplamiento de fotones y materia. Por lo tanto se puede decir que el universo resulta opaco para fotones y protones y transparente para neutrinos.

Sin embargo, al igual que atraviesan el universo sin ser prácticamente afectados, también sucede lo mismo al momento de detectarlos, siendo difícil su observación y necesitándose de “telescopios de neutrinos” de gran volumen (1Km^3) para detectar a los más energéticos. Estos proyectos ya están en mar-

cha y se analizarán en el Capítulo 6.4.

Esta nueva astronomía, la astronomía de neutrinos [1, 2, 3, 4], que ha comenzado con la observación de neutrinos solares, de supernova y atmosféricos, abrirá sin duda ventanas alternativas para comprender el universo y tal vez descubra procesos inesperados (e.g. fuentes de altas energías invisibles en otros canales), cuando los nuevos detectores de neutrinos astrofísicos de más altas energías, cuya sensibilidad estará al nivel de los flujos astrofísicos relevantes, estén listos y operando. Pero no sólo los campos de la astrofísica y cosmología recibirán nuevos resultados, también la física de partículas: por ejemplo, los objetos variables a distancias cosmológicas permitirán probar las propiedades de propagación de neutrinos de una manera diferente a la de los experimentos terrestres, buscar la jerarquía de masas de los neutrinos, verificar efectos de renormalización para diferentes modelos, efectos de gravedad cuántica, etc.

2.2. Clases de neutrinos en el universo

Para dar una idea general y estructurada de todas las clases de neutrinos astrofísicos se presenta la siguiente clasificación en orden creciente de energía y según su fuente. Primero se describe el proceso de producción de neutrinos, luego se enumeran las posibilidades de detección en experimentos actuales y se termina con los temas de interés para la física, astrofísica y cosmología que se pueden investigar en los diferentes casos.

2.2.1. Neutrinos reliquia (0,04-0,6 eV)

Junto con la radiación cósmica de fondo (CMB), la teoría estándar del Big Bang predice la existencia de un fondo cósmico de neutrinos ($C\nu B$) [5], siendo

las partículas elementales con mayor abundancia en el universo, sólo superadas en número por los fotones reliquia. Los neutrinos reliquia se originaron del desacoplamiento de las interacciones débiles, cuando el universo tenía cerca de un segundo de vida y el plasma primordial tenía una temperatura cercana a 1 MeV. Como la radiación cósmica de fondo, los neutrinos poseen ahora poca energía cinética debido a la expansión del universo. Se espera que existan por lo menos 114 neutrinos por centímetro cúbico, promediados en todo el espacio, con energías entre 0,04-0,6 eV.

La observación directa de estos neutrinos presenta varios problemas. El principal estriba en que para el caso de los neutrinos de bajas energías su probabilidad de interacción dentro del detector decrece con el cuadrado de la energía del neutrino. Hasta ahora no se han detectado estos neutrinos y no se plantea como una alternativa la construcción de un telescopio de neutrinos de bajas energías, por lo menos en el futuro cercano.

Una alternativa posible de detectar a estos neutrinos reliquia requiere que se dé el siguiente proceso: la aniquilación de un neutrino cósmico extremadamente energético con un antineutrino reliquia que trae como resultado la formación de un bosón Z, el llamado Z-burst. Con este proceso existen dos variantes de detección, bien sea por espectroscopia de absorción (observando los declives en el espectro de neutrinos de altas energías), o mediante las características de emisión de dichos Z-bursts, como protones o fotones con energías mayores en un orden de magnitud sobre el límite predicho por GZK (Greisen- Zatsepin-Kuzmin, ver Cap.3.1.2).

Esta clase de neutrinos podría explicar una parte importante de la materia oscura. En la actualidad, el límite inferior de la masa total de este tipo de

neutrinos es casi equivalente a la masa total de todas las estrellas visibles del universo. Otro ámbito de interés, dado que provienen de la edad temprana del universo, sería la bariogénesis (formación de la materia nuclear), sobre la cual podrían contener claves.

2.2.2. Neutrinos solares ($< 400 \text{ keV}$ - 14 MeV)

Los neutrinos solares [1, 6, 7] son producidos dentro del Sol por interacciones débiles que ocurren durante la fusión nuclear (e.g. $p + p \rightarrow H + e^+ + \nu_e$), la principal fuente de energía solar. El flujo que llega a la Tierra de este tipo de neutrinos, $10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, constituye el mayor flujo de neutrinos que podemos observar. Sus energías van desde menos de 0.4 MeV ($6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) hasta 14 MeV ($6 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

Este tipo de neutrinos astrofísicos fue el primero en ser investigado y detectado. Desde 1968 hasta 1987 el único experimento operativo sobre neutrinos solares, llamado Homestake, fue llevado a cabo por R. Davis Jr. usando ^{37}Cl como medio del detector que se instaló en el fondo de una mina de oro en Dakota del Sur. Las observaciones dieron como resultado una contradicción con los cálculos teóricos predichos sobre la producción de neutrinos en el Sol, conflicto al que se le llamó el problema de los neutrinos solares. Este problema estimuló el desarrollo de dos generaciones de más poderosos detectores, entre ellos: Kamiokande (detectores de ν_e en agua como medio Cherenkov, en Japón), SAGE y GALLEX (detectores radio químicos en Rusia e Italia, observan la absorción de neutrinos por ^{71}Ga), Borexino, SNO (usa agua pesada $^2\text{H}_2\text{O}$).

El déficit de la mitad de neutrinos electrónicos del Sol, llevó a sugerir que los neutrinos tenían masas pequeñas y que, por lo tanto, podían oscilar entre

sus diferentes sabores, lo que finalmente se ha llegado a corroborar el 2002 por los experimentos K2K y KamLAND, generando haces de neutrinos a partir de aceleradores y reactores. Al mismo tiempo se confirmó que el modelo teórico del Sol funcionaba correctamente. De igual manera, la observación de estos neutrinos ha ayudado en la determinación de algunos parámetros relacionados con la oscilación de neutrinos como son: $\Delta m^2(m_2^2 - m_1^2)$, $\sin^2(2\theta)$ (diferencia de masas cuadradas y ángulo de mezcla).

2.2.3. Neutrinos de supernovas (1-100 MeV) y remanentes de supernovas (10-100 TeV)

Este tipo de neutrinos [8, 9, 10] se produce cuando una estrella con masa mayor a 6-10 masas solares llega a ser supernova (tipo II) tras el colapso gravitatorio de su núcleo de hierro al haber completado su ciclo de quema nuclear. Estas supernovas llegan a ser eventualmente estrellas de neutrones, pulsares o agujeros negros. La energía observada en fotones de este evento es solo 1 % de la calculada y el 99 % restante, según la teoría, debería ser emitida en forma de neutrinos de todos los sabores. Los cerca de 10^{58} neutrinos escapan durante y justo antes del colapso gravitacional llevándose aproximadamente 3×10^{53} ergs liberados en unos cuantos segundos. La energía individual de estos neutrinos está cerca de 10 MeV.

Los neutrinos de la supernova SN1987A son los primeros y únicos detectados hasta ahora. Este evento sucedió el 23 de febrero de 1987 y fue observado por dos detectores en minas profundas de Estados Unidos (IMB) y Japón (Kamiokande), que detectaron un total de 19 interacciones de neutrinos en el lapso de 13 segundos, con energías entre 12-16 MeV. Dos horas y media después as-

trónomos en el hemisferio Sur vieron la primera supernova visible a simple vista desde los tiempo de Kepler, 250 años atrás, y sucedió en la Gran Nube de Magallanes, a una distancia de unos 50 kPc. De estos pocos eventos se ha podido extraer mucha física.

Los detectores con capacidad para observar neutrinos de supernovas de nuestra galaxia son: Super-Kamiokande, en Japón, SNO, en Canadá, LVD y Baksan. Sin embargo, dado que la tasa de supernovas en nuestra galaxia es posiblemente de sólo una por cada 30 o 100 años, los experimentalistas podrían tener que esperar un largo tiempo hasta la siguiente observación y no hay forma de predecir cuándo ocurrirá.

Por otro lado, las supernovas del tipo Ia conducen a los remanentes de supernovas, donde se piensa que los rayos cósmicos pueden ser acelerados. Aquí también se producirían neutrinos, pero con energías mayores a 1 TeV.

Tanto las supernovas, como los remanentes de supernovas todavía poseen una descripción física incompleta. Por tanto, es de interés estudiar estos neutrinos, que podrían revelar supernovas cuyos fotones hayan sido absorbidos por la galaxia misma, para comprender mejor el funcionamiento de estas fuentes. Asimismo, dentro de la física de neutrinos que se puede investigar con neutrinos de supernova se incluye el encontrar las masas relativas de los tres tipos de neutrinos (los neutrinos más pesados viajan más lentamente y se detecta el orden de llegada en la Tierra) y ayudar a la determinación de los parámetros de oscilación.

2.2.4. Neutrinos atmosféricos (0.05 GeV- 10 PeV)

Los neutrinos atmosféricos [11, 12] (ν_e, ν_μ) resultan del decaimiento de los productos secundarios de las lluvias de partículas, que se producen después de las colisiones de rayos cósmicos primarios de alta energía (protones en su mayoría) contra núcleos de átomos que forman la atmósfera terrestre. El canal exacto de creación de estos neutrinos cambia según la energía crítica de la partícula progenitora, que se define como la energía para la cual las longitudes de decaimiento e interacción son iguales. Por encima de dicha energía es muy probable que la partícula progenitora interactúe o sea frenada antes de decaer en un neutrino. De acuerdo a este criterio, se suele dividir a los neutrinos atmosféricos en dos clases: convencionales y “prompt”.

Convencionales. (0.05 GeV - 10 TeV)

Los neutrinos atmosféricos convencionales provienen del decaimiento de muones (μ), piones (π) y kaones (K). El decaimiento del muón contribuye principalmente al flujo de neutrinos atmosféricos hasta unos cuantos GeV, mientras que el decaimiento de piones cargados y kaones es todavía importante hasta 10-100 TeV. Tienen un espectro de energía que se puede modelar como una ley de potencias inversa de la forma $\sim E^{-3,7}$.

Prompt (100 TeV-10 PeV)

Los neutrinos “prompt” se encuentran sobre el rango de energía de los convencionales y son producidos tras el decaimiento semileptónico de hadrones que contienen partículas charm, (principalmente mesones-D e Hyperiones Λ_c^+). La contribución mayor proviene de los modos de decaimiento ($D \rightarrow K + \mu + \nu$;

$\Lambda_c^+ \Lambda_0 + \mu + \nu$). Los neutrinos generados de esta manera exhiben un espectro de energía más plano, $\sim E^{-2.7}$. A pesar de su baja tasa de producción y junto con los muones, así también generados, constituyen un “ruido” considerable para la operación de detectores de neutrinos de alta energía, al tratar de extraer el flujo de neutrinos cósmicos primarios provenientes de otras fuentes energéticas.

La incertidumbre en el flujo absoluto de rayos cósmicos primarios, junto con la incertidumbre en la producción de piones y kaones en la colisión entre núcleos ligeros, como también la falta de información precisa en la producción de quarks charm de altas energías en colisiones con núcleos de hadrones, se traduce en incertidumbres significantes en la normalización y forma del espectro de neutrinos atmosféricos.

En cuanto a su detección práctica, los experimentos Kamiokande e IMB han observado neutrinos de $10^8 - 10^{11}$ eV producidos por rayos cósmicos en la atmósfera. También experimentos como Frejus, Soudan y NUSEX han hecho mediciones en este campo.

Similarmente al problema de los neutrinos solares, la observación de neutrinos atmosféricos presentaba un déficit de ν_μ . Los resultados de Kamiokande sobre neutrinos atmosféricos mostraban una dependencia en la razón de sabores de acuerdo al ángulo cenital de los neutrinos incidentes. Esta dependencia angular también se podía explicar, al igual que el caso solar, suponiendo que los neutrinos son masivos y por lo tanto oscilan. De ahí que los “downward- ν_μ ” (los que vienen de la atmósfera sin cruzar la Tierra) tienen longitudes de camino demasiado cortas para oscilar y que los “upward- ν_μ ” (que han viajado desde el otro lado de la Tierra) han disminuido en número por las oscilaciones.

Al igual que con los neutrinos solares, los experimentos con neutrinos at-

atmosféricos tienen la sensibilidad necesaria para establecer ciertos límites en algunos de los valores de los parámetros de oscilaciones de neutrinos: Δm^2 , $\sin^2(2\theta)$. Por otro lado, pueden investigar las características del espectro de rayos cósmicos. Finalmente, una buena comprensión del flujo de neutrinos atmosféricos servirá para calibrar los detectores de altas energías, de manera que el fondo de estos neutrinos no contamine la señal.

2.2.5. Neutrinos cósmicos de alta energía (1 TeV-1 EeV)

Dado que esta clase de neutrinos es el tema de la presente tesis, aquí se dará simplemente una breve introducción que se irá desarrollando a lo largo de los siguientes capítulos.

A diferencia de los neutrinos solares y en última instancia de los atmosféricos, los neutrinos cósmicos de alta energía [13, 14, 15] y sus posibles remotas fuentes astrofísicas no están bien entendidos; por ende la estimación de sus flujos es necesariamente especulativa y el campo está abierto a nuevos modelos, que se pondrán a prueba en los futuros experimentos. La base experimental para suponer la existencia de dichos neutrinos se fundamenta en la observación de rayos cósmicos demasiado energéticos para estar confinados dentro de nuestra galaxia y que deben ser producidos en procesos extragalácticos altamente energéticos. Los neutrinos de altas energías serían producidos en estos objetos, los más luminosos y energéticos del universo.

Los candidatos para fuentes de neutrinos de no tan altas energías incluyen a los exóticos pero relativamente cercanos objetos como las estrellas de neutrones (cuando la materia cae en una estrella de neutrones de su compañera en un sistema estelar doble), agujeros negros de la galaxia y microcuasars.

Entre los más energéticos están los Núcleos Activos de Galaxias (NAGs), los objetos más potentes descubiertos, que se sabe producen partículas con energías hasta 10^6 veces mayores que el acelerador de partículas más poderoso construido por el hombre, estos son los llamados aceleradores cósmicos. También existen los objetos enigmáticos como los “Gamma Ray Bursters”, que serían las explosiones más energéticas observadas a distancias cosmológicas (para artículos sobre neutrinos en GRB ver [16, 17, 18, 19]). Producen rayos gamma de grandes energías y podrían ser fuentes abundantes de neutrinos o tal vez no, dependiendo del mecanismo de radiación, que permanece como un misterio hasta ahora.

Con energías mayores a 1 TeV, los neutrinos cósmicos pueden ser producidos en estas fuentes principalmente en colisiones de alta energía entre protones y fotones que originan partículas secundarias (piones y muones).

Pero, ¿existen suficientes neutrinos para detectar a estas energías? Dos aspectos de la física de neutrinos a estas energías hacen más factible la astronomía de neutrinos de altas energías que la de bajas energías.

En primer lugar, la probabilidad de interacción crece con la energía (ver Cap. 6.2). De hecho, para energías mayores a 1 PeV, la Tierra es prácticamente opaca a los neutrinos y se deben observar aquellos que no cruzan la Tierra. A energías menores, la astronomía de neutrinos es totalmente inversa a la tradicional, pues hay que “mirar” hacia abajo, usando a la Tierra como filtro de otro fondo de partículas que no sean neutrinos.

En segundo lugar, otra ventaja es que los resultados de la interacción de estos neutrinos con el blanco del detector se vuelven más detectables a medida que la liberación de energía es mayor. En este caso, se detectan muones

producidos por la interacción de los neutrinos. Estos muones, al contrario de electrones y taus, atraviesan una gran distancia de tierra sin ser detenidos o absorbidos, en casi la misma dirección de incidencia del neutrino. Por tanto, un detector puede registrar los resultados de la interacción de los neutrinos en un volumen mucho mayor que el geométrico propio.

Para la observación de neutrinos de altas energías es necesaria una superficie mayor a $0,1 \text{ Km}^2$ y detectores de gran espesor, requerimiento alcanzado por grandes cuerpos de agua, tales como lagos, océanos y hielo polar. Los primeros instrumentos diseñados específicamente para este propósito se construyeron en el Lago Baikal en Siberia, el frustrado DUMAND en el océano profundo de Hawai, AMANDA en el hielo del Polo sur y están en construcción IceCube, en el Polo Sur, NESTOR en el mar Mediterráneo cerca de Pylos, Grecia y ANTARES, cerca de Toulon, en Francia. Estos detectores serán analizados en el Capítulo 6.3.

Buscando estos neutrinos podremos sondear los procesos que tienen lugar en el interior de estos sistemas astrofísicos.

2.2.6. Neutrinos de fuentes exóticas

En esta clasificación se reúnen a diversas fuentes de neutrinos en base a otros modelos especulativos del tipo “top-down”, es decir, que no provienen de partículas que han seguido un proceso de aceleración desde bajas energías, sino que, en cambio, estos neutrinos deben su origen al decaimiento o aniquilación de alguna partícula X supermasiva de masa mayor a 10^{20} eV , de manera que los productos de su decaimiento tengan muy altas energías. Ésta también sería una posible explicación de la existencia de los rayos cósmicos con energías que

exceden, 5×10^{19} eV, el límite GZK. Las fuentes de estos neutrinos se pueden subdividir en dos: provenientes de defectos topológicos y de materia oscura.

Defectos topológicos

Estos neutrinos [20] son generados por el decaimiento o aniquilación de bosones gauge supermasivos, con masas del orden de 10^{25} eV, bosones de Higgs y/o fermiones superpesados producidos tras la destrucción de defectos topológicos cósmicos (TD), tales como cuerdas cósmicas, monopolos magnéticos o cuerdas cósmicas superconductoras, que podrían haber sido formados en el universo temprano durante la transición de fase del rompimiento de simetría GUT (Teorías de Gran Unificación) al final de la época inflacionaria. El decaimiento de estos bosones puede generar cascadas de nucleones de alta energía, rayos gamma y neutrinos.

De aniquilación de materia oscura

Otras partículas que podrían aniquilarse para dar paso a neutrinos ultra energéticos serían ciertas partículas masivas reliquia metaestables [21] con tiempo de vida comparable o mayor a la edad del universo, que podrían haber sido producidas a través de fluctuaciones del vacío durante la etapa inflacionaria del universo. En teorías supersimétricas (SUSY), la partícula más ligera y estable y por tanto atractiva como candidato WIMP (partícula de materia oscura débilmente interactuante), es el neutralino más ligero, con masa en el rango GeV-TeV, que es la superposición de los compañeros supersimétricos del fotón, el bosón Z y el bosón neutral de Higgs.

Los WIMPs, en este caso neutralinos, perderían su energía en el halo de nuestra galaxia cuando pasan a través del Sol y se dispersan en núcleos. Cuan-

do sus velocidades llegan por debajo de la de escape del Sol, pueden quedar atrapados por la acción de la gravedad. Los neutralinos reliquia estarían acumulados en el Sol y sus aniquilaciones producirían neutrinos de alta energía.

Se puede realizar una búsqueda indirecta de materia oscura formada por neutralinos supersimétricos vía la detección de neutrinos muónicos de este origen en detectores como IceCube y ANTARES. La detección de neutralinos sería posible si tuviesen masa sobre 200 GeV. Con esto se pueden evaluar diferentes modelos como: el mínimo supersimétrico, la supergravedad mínima y la supergravedad. Por otro lado, como se ha sugerido, estas partículas podrían formar parte de la materia oscura del universo y así se estaría resolviendo parcialmente una de las interrogantes de la cosmología moderna.

Aquí termina la clasificación de los neutrinos astrofísicos, que, como se ve, abarca más de 20 órdenes de magnitud en el espectro de energía y cubre fuentes astrofísicas y cosmológicas muy variadas con gran potencial para futuros descubrimientos. El interés de este trabajo se centra en los neutrinos astrofísicos de las más altas energías provenientes de Núcleos Activos de Galaxias, pues, dentro de los neutrinos todavía no detectados y los modelos planteados, tienen una mayor probabilidad de resultar ser una de las verdaderas fuentes de neutrinos y rayos cósmicos, dadas las evidencias astronómicas indirectas.

Capítulo 3

Astrofísica de Partículas

3.1. Rayos cósmicos

El estudio de los rayos cósmicos (RC) [22] lo inició Viktor Hess en 1912 cuando realizó experimentos en globos aerostáticos en la atmósfera y descubrió que la radiación ionizante se incrementaba con la altura del globo. Kohlhörster, en 1914, y Millikan, en 1926, alcanzaron una altura de 15 Km y confirmaron así el origen extraterrestre de esta radiación, a la cual Millikan denominó rayos cósmicos. Gracias a los siguientes experimentos de RC se descubrieron varias partículas, entre ellas, el positrón, el muón, los piones, los kaones y la resonancia delta.

Luego comenzó la era de los aceleradores terrestres, que partiendo de energías de cientos de keV han llegado a alcanzar energías del orden de los TeV. Sin embargo, llegar a energías mucho mayores resulta prácticamente imposible y es por esto que el interés ha vuelto a los rayos cósmicos, aceleradores cósmicos, en este caso a los rayos cósmicos ultra-energéticos (RCUE), que tienen la posibilidad de poner a prueba nueva física a muy altas energías. Las energías

observadas, más de 100 millones de veces mayores que la de los aceleradores terrestres (más de 10^{20} eV), son de partículas que aparentemente no provienen de nuestra galaxia y cuyo origen permanece aún desconocido. Después de casi un siglo de estudio, no sabemos exactamente cuál es el origen de los rayos cósmicos, ni el espectro de energía, ni el mecanismo de aceleración, en particular sobre 1 PeV. No obstante, muchos modelos teóricos han sido propuestos.

Los modelos para la producción y aceleración de rayos cósmicos están divididos en 2 clases: modelos “bottom-up”, donde los protones o núcleos son acelerados a muy altas energías en fuentes cosmológicas (ejemplos de fuentes extragalácticas que aceleran RC hasta energía de 10^{19} eV son los Núcleos Activos de Galaxias y Gamma-Ray Bursters (GRBs)) y los modelos “top-down”, que implican decaimientos de partículas reliquias supermasivas, que resuelven el problema energético trivialmente, pues no es necesario ningún mecanismo de aceleración.

El estudio de la propagación de RC en el universo, que involucra ecuaciones de transporte, interacciones con fotones, campos magnéticos, pérdidas de energía y demás consideraciones, no será abordado en este trabajo, pues el tratamiento de neutrinos es bastante diferente.

A su vez los RC se dividen en dos clases:

- RC primarios: partículas producidas en fuentes distantes que llegan a la Tierra directamente del espacio.
- RC secundarios: producidos en la interacción de partículas de RC primarios con núcleos en la atmósfera terrestre.

3.1.1. Métodos de detección y detectores

Los RC primarios están blindados por la atmósfera terrestre y por tanto su observación sólo es posible desde el espacio. Estos detectores a su vez se ven limitados por su tamaño y por el hecho que el espectro de RC cae rápidamente como función de la energía y las observaciones se quedan sin estadística a partir de unos cuantos cientos de TeV. Para la parte neutral (i.e. rayos- γ), cuyo flujo es incluso menor por varios órdenes de magnitud, los límites estadísticos ocurren a energías menores, por ejemplo a 100 GeV en los instrumentos a bordo del CGRO (Compton Gamma Ray Observatory), como el EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope). Los detectores espaciales de RC han usado técnicas de emulsión nuclear, calorímetros y técnicas espectroscópicas, para medir su composición química.

Desde los años 60 varios experimentos terrestres (arreglos extensivos de lluvias aéreas (AELA), Extensive Air Showers(EAS) en inglés) han observado extensas lluvias de partículas (RC secundarios), ocasionadas por RCUE primarios interactuando en la alta atmósfera. Por encima de 100 TeV las lluvias de partículas de RC secundarios son suficientemente extensas para ser detectables desde la tierra. Las técnicas tradicionales registran las partículas hadrónicas cargadas, así como los electrones y muones en tierra por los AELA con detectores Cherenkov de agua y centelladores. Podemos mencionar entre estos arreglos experimentales terrestres de RCUE a Yakutsk en Rusia, AGASA (Akeno Giant Air Shower Array) cerca a Tokio, Japón, que cubre un área de 100 Km², Fly's Eye y HiRes en Estados Unidos.

La detección de fotones secundarios es una técnica complementaria. Lo que se detecta es la fluorescencia del nitrógeno en la atmósfera excitado por

las partículas cargadas de la lluvia (los detectores de fluorescencia requieren de noches despejadas y sin luna) y la radiación Cherenkov de las partículas cargadas en la atmósfera. La primera fuente es casi isotrópica, mientras que la segunda está fuertemente concentrada en la superficie de un cono alrededor de la dirección de propagación de la partícula cargada. La energía primaria de la partícula puede ser estimada del total de la fluorescencia.

En contraste con la luz de fluorescencia, la emisión en luz Cherenkov es mayor para los rayos- γ primarios que para los RC primarios cargados. Así esta técnica es una de las mejores herramientas para discriminar rayos- γ de fuentes puntuales frente al fuerte fondo de RC cargados. Esta técnica ha sido usada en los telescopios HEGRA (High Energy Gamma Ray Astronomy) y Whipple, con límites de energía de 500 GeV y 200 GeV, respectivamente. En el hemisferio sur, en Australia, la ha usado CANGAROO (Collaboration of Australia and Nippon for a GAMMA Ray Observatory in the Outback) con un límite de energía de 200 GeV.

A continuación se presenta un listado de los experimentos más recientes:

- HiRes (High Resolution Fly's Eye) en Utah, EE.UU., con límite alrededor de 10^{17} eV,
- Pierre Auger Observatory, en Malargüe, Argentina, en plena construcción, es una combinación de detectores de partículas de luz Cherenkov y detectores de fluorescencia,
- OWL (Orbiting Wide-angle Light-collector), proyecto de la NASA, pretende detectar las lluvias extensas de partículas desde el espacio observando la fluorescencia.

En la astrofísica de rayos- γ están:

En el espacio

- GLAST (Gamma ray Large Area Space Telescope) de la NASA.

En la Tierra

- VERITAS (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System),
- HESS (High Energy Stereoscopic System),
- MAGIC (Mayor Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov Telescope).

3.1.2. Límite GZK (Greisen-Zatsepin-Kuzmin)

Incluso si fuera posible acelerar partículas a energías del orden de 100 EeV o mayores en alguna fuente astrofísica, surgen dos problemas para su posterior detección en la Tierra.

En primer lugar, es extremadamente difícil lograr que estas partículas salgan sin perder mucha energía o convertirse en otras de las regiones interiores altamente densas de estas fuentes y de sus alrededores.

En segundo lugar, se espera teóricamente que el espectro CR caiga después de 10^{20} eV, porque la energía de la partícula ultra energética que ha conseguido salir de su fuente se degrada a través de interacciones con el fondo cósmico de microondas en su viaje hacia la Tierra, fenómeno conocido como el límite de Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK) [23, 24, 25].

Según el límite GZK, los nucleones con energía por encima de 50-70 EeV pierden drásticamente su energía durante su propagación intergaláctica mediante la fotoproducción de piones, que es la producción de piones tras formarse

una resonancia Δ (1230) cuando los nucleones colisionan con fotones del fondo cósmico de microondas (en inglés CMBR: Cosmic Microwave Background Radiation), cuyo límite energético está dado por

$$4E_p E_{\gamma_{CMBR}} > (m_{\Delta}^2 - m_p^2), \quad (3.1)$$

donde E_p es la energía del protón, E_{γ} es la energía del fotones del fondo cósmico, m_{Δ} y m_p la masa de la resonancia y del protón respectivamente.

El camino libre medio para esta interacción es de unos cuantos Mpc. De ahí que si estas fuentes, que cumplen los requerimientos de energía, quedan a distancias cosmológicas de más de 100 Mpc de la Tierra, no llegaremos a recibir sus partículas primarias altamente aceleradas. Este proceso limita la distancia posible de cualquier fuente de nucleones ultra-energéticos a menos de 100Mpc. Sin embargo, no se han ubicado fuentes potentes en la dirección de llegada de eventos individuales dentro de 100 Mpc.

Si el límite GZK se aplica a una sola fuente depende de su distancia, pero si va a ser aplicado a todo el universo, se define para el flujo difuso de las fuentes uniformemente distribuidas en el universo. En este caso se puede a su vez dar dos definiciones del límite GZK: la energía de corte es donde comienza el incremento pronunciado en la pérdida de energía $E_{GZK} 3 \times 10^{19}$ eV, con camino libre correspondiente a $R_{GZK} \approx (E^{-1} \frac{dE}{dt})^{-1} \approx 1,3 \times 10^3$ Mpc. Sin embargo, esta definición a pesar de que no depende del exponente del espectro da una energía demasiado baja. Una definición más práctica es $E_{\frac{1}{2}}$, donde el flujo usando el límite GZK se vuelve la mitad de lo extrapolado con la ley de potencias. Para un amplio rango de exponentes efectivos entre 2.1 y 2.7 el corte en la energía es igual $E_{\frac{1}{2}} \sim 5,3 \times 10^{19}$ eV, con $R_{\frac{1}{2}} \sim 800$ Mpc.

Si las partículas fueran núcleos pesados serían foto-desintegradas en el fon-

do cósmico de microondas o infrarrojo dentro de distancias similares a los protones. Por otro lado los neutrones a energías de EeV tienen longitudes de decaimiento del orden de 10 Kpc. También los rayos gamma son reprocesados en las fuentes y absorbidos por el fondo extragaláctico (fotones infrarrojos, de microondas y de radio) a través de la producción de pares a unos cuantos TeV, no sobreviviendo el viaje hasta la Tierra.

La energía primaria más alta medida hasta ahora es $E \sim 10^{20,5}$ eV correspondiente a una energía centro de masa de $\sqrt{s} = \sqrt{2m_p E} \sim 750$ TeV, donde m_p es la masa del protón. Eventos con energías por encima de 10^{20} eV han sido observados por los experimentos Volcano Ranch, Haverah Park, Yakutsk, SUGAR, Fly's Eye y AGASA. Estas medidas hechas están aparentemente en conflicto con el límite GKZ, aunque algunos afirman que si se toman en consideración los errores estadísticos y las incertidumbres sistemáticas en las medidas de energía, se encuentra que ambos conjuntos de datos son todavía mutuamente compatibles en un nivel de 2σ .

En vista de la baja estadística al final del espectro y la gran variedad de incertidumbres y errores sistemáticos en estos experimentos, lo más racional es esperar por más datos. Posiblemente el experimento Pierre Auger llegue a definir esta cuestión.

3.1.3. Espectro de energía

Al flujo de partículas con una cierta energía dentro de un pequeño intervalo de energía dE se le llama espectro, normalmente dado en unidades de $\text{GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ (número de partículas por intervalo de energía, por área, por segundo, por unidad de ángulo sólido). El espectro de energía de los RC

se puede modelar con tres leyes de potencias ($\sim E^{-p}$) con cortes a ~ 5 PeV y a ~ 3 EeV, y exponentes $p = 2.7, 3.1, 2.7$, para cada parte respectivamente (ver Fig. 3.1). Presenta dos regiones características denominadas comúnmente como la rodilla (the “knee”, $10^{15} - 10^{19}$ eV) y el tobillo (the “ankle”, $10^{19} - 10^{21}$ eV).

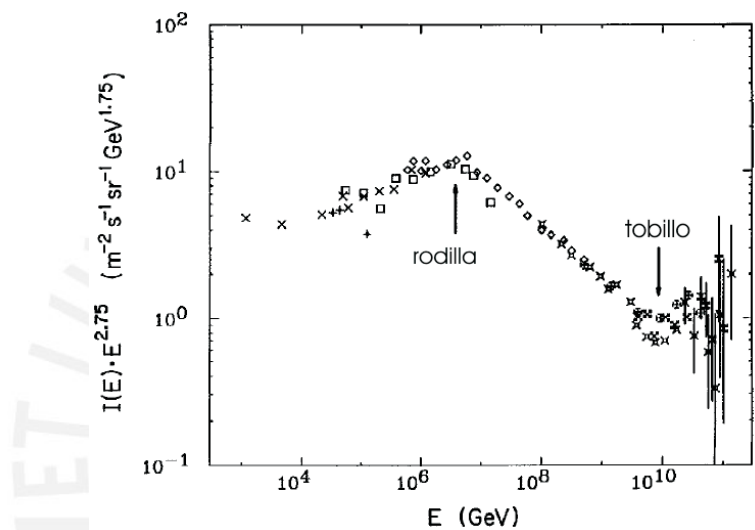


Figura 3.1: Espectro observado de rayos cósmicos de alta energía después de haber sido multiplicado por $E^{2.75}$. Se marcan las dos estructuras resaltantes: la “rodilla” y el “tobillo” y se muestran las barras de error [26].

Se cree que hasta la “rodilla”, característica descubierta por Fly’s Eye, los RC tienen un origen predominantemente galáctico, cuyas energías pueden ser alcanzadas por supernovas explotando en el medio interestelar que aceleran a las partículas mediante el mecanismo de Fermi de primer orden (ver Cap. 3.2.4). El “tobillo” se debería a las fuentes extragalácticas (e.g. Núcleos Activos de Galaxias y GRB). Esta suposición se basa principalmente en que, a estas energías, el radio de Larmor de los protones es comparable al tamaño de la galaxia y el motor acelerador debería ser otro. El exponente en ambas leyes

de potencias, todavía no está muy bien establecido. En el primer caso debido a que ocurre en la región de transición entre el rango de energías donde existen mediciones directas y el de observaciones indirectas de arreglos terrestres, cuya resolución es menor. En el segundo caso esto se debe a la poca estadística (1 partícula/km²/año). Se espera teóricamente que, si el mecanismo de aceleración es el de Fermi de 1^{er} orden, el espectro sea $\frac{dN}{dE} = E^{-2}$.

3.1.4. Composición

El espectro de RC a energías mayores de 1 GeV consiste aproximadamente en:

- 90 % protones,
- 10 % partículas alfa,
- 1 % núcleos pesados,
- 1 % leptones.

La información acerca de la composición química, obtenida por los experimentos terrestres, viene dada por el contenido muónico en el caso de los arreglos terrestres y por la máxima profundidad de la lluvia para las observaciones ópticas. Para una energía primaria dada, un núcleo atómico más pesado produce lluvias de partículas con un contenido muónico mayor y en partes más altas de la atmósfera, que una lluvia producida por protones. Esto se puede interpretar como que el núcleo atómico es una colección de nucleones cuyas probabilidades de interacción se suman, dando como resultado un desarrollo más rápido en promedio de la lluvia de partículas. El mayor contenido muónico en la lluvia producida por núcleos pesados se debe al hecho que, como la lluvia

se desarrolla en partes más altas de la atmósfera, donde ésta es menos densa, es más fácil que los piones cargados decaigan en muones antes de interactuar con el medio.

La mayor parte de las observaciones experimentales está de acuerdo en una composición dominada por protones y en que por debajo de la rodilla [27] la composición química se vuelve más pesada con energías mayores. Sin embargo, existen diferencias al momento de indicar si la composición es más pesada o ligera conforme aumenta la energía. El experimento DICE (Dual Imaging Cherenkov Experiment) parece indicar que existe una composición más ligera sobre la rodilla, pero también se ha reportado una composición más pesada sobre la rodilla por los experimentos KASCADE y HEGRA. Según la colaboración de Fly's Eye la composición pesada por debajo del tobillo se vuelve ligera por encima de éste y estaría correlacionada con el cambio en la ley de potencias del espectro en esta zona. Los datos son consistentes con una superposición de una ley de potencias pronunciada compuesta de núcleos pesados y un espectro más plano de protones (que se suponen de origen extragaláctico) que prima a energías por encima del tobillo. Estas aseveraciones todavía no han sido corroboradas por AGASA. Como se ve, la composición precisa de los RC permanece en debate.

Los nuevos datos parecen indicar que los eventos por encima de 10^{20} eV son consistentes con una distribución isotrópica a grandes escalas, teniendo en cuenta que los eventos de esta región son ínfimos. Sin embargo, los experimentos Fly's Eye y AGASA reportaron una pequeña, pero estadísticamente significativa anisotropía del orden de 4% hacia el plano galáctico a energías alrededor de 10^{18} eV.

3.2. Mecanismos de aceleración

Los mecanismos de aceleración de RC se pueden clasificar en dos tipos: la aceleración directa de partículas cargadas por un campo magnético y la aceleración estadística (aceleración de Fermi) en un plasma magnetizado.

3.2.1. Aceleración directa

La aceleración directa se da por un campo eléctrico que se podría deber a una estrella de neutrones magnética rotante (pulsar) o un disco de acreción rotante rodeado de campos magnéticos. Sin embargo, este método no está muy favorecido hoy en día, pues es difícil obtener la ley de potencias característica del espectro de RC en una forma natural.

3.2.2. Aceleración estadística

La idea básica del mecanismo de aceleración estadística la planteó Fermi en 1949 [28]. A pesar de que el campo eléctrico promedio pueda anularse, todavía puede existir una transferencia neta de energía cinética macroscópica del plasma magnetizado en movimiento hacia las partículas cargadas en el medio. Esto puede darse debido a continuas dispersiones sin colisión (encuentro) de las partículas, ya sea con inhomogeneidades del campo magnético turbulento que se mueven aleatoriamente, o con choques en el medio.

3.2.3. Aceleración de Fermi de segundo orden

El artículo original de Fermi consideraba el primer caso, es decir, la dispersión con nubes magnetizadas que se movían aleatoriamente en el medio

interestelar. En este caso, a pesar de que en cada encuentro individual la partícula podía ganar o perder energía, había en promedio una ganancia neta de energía después de muchos encuentros. Este mecanismo es llamado aceleración de Fermi de segundo orden, pues la ganancia parcial promedio de energía es proporcional a $(u/c)^2$, donde u es la velocidad relativa de la nube respecto del marco en el cual el conjunto de RC es isotrópico y c la velocidad de la luz. Debido a la dependencia con el cuadrado de la velocidad de la nube y sabiendo que $u/c < 1$, la aceleración de Fermi de segundo orden no es un mecanismo muy eficiente de aceleración.

De hecho, para nubes interestelares típicas en la galaxia, el tiempo de aceleración resulta ser mucho mayor que el tiempo típico de escape de los RC en la galaxia. Además, a pesar que el espectro resultante es una ley de potencias, el exponente depende de la velocidad de la nube y por tanto el espectro superpuesto debido a muchas diferentes fuentes con un amplio rango de velocidades no tendría en general la forma de una ley de potencias.

3.2.4. Aceleración de Fermi de primer orden

Una versión más eficiente del mecanismo de Fermi considera encuentros de partículas con frentes de choque planos. En este caso, la ganancia parcial promedio de energía de una partícula por encuentro (definido como el ciclo de una partícula que cruza y luego vuelve a cruzar el frente de choque luego de que es retornada por el campo magnético) es de primer orden en la velocidad relativa entre el frente de choque y el marco isotrópico de RC.

La teoría estándar de aceleración de RC se basa en la aceleración de Fermi de primer orden y es llamada Mecanismo de Aceleración por Choques Difusos

(MACD, en inglés: “Diffusive Shock Acceleration Mechanism” (DSAM)) [29, 30]

Una característica importante del MACD es que las partículas salen del lugar de aceleración con el espectro típico de ley de potencias con exponente que no depende de la velocidad del choque.

En la versión más simple del MACD se adoptan las siguientes suposiciones:

- Se toma la aproximación de la “partícula de prueba”, en la cual la estructura de choque es dada a priori y no es afectada por las partículas que son aceleradas.
- El frente de choque plano se mueve no relativistamente.
- El campo magnético es paralelo a la normal del choque.
- Las inhomogeneidades del campo magnético dispersan las partículas eficientemente de manera que resulta una distribución casi isotrópica.

Con estos supuestos se llega a una espectro de energía universal tipo ley de potencias para las partículas aceleradas de $\frac{dN}{dE} \propto E^{-p}$, donde el exponente está dado por $p = \frac{r+2}{r-1}$, donde $r = \frac{u_1}{u_2}$ es la proporción de compresión de choque, u_1 y u_2 son las velocidades en la dirección del flujo y en contra de éste, en el marco de referencia del choque, respectivamente. Para situaciones astrofísicas se obtiene $r < 4$ y por tanto $p > 2$.

Se ha propuesto [31] que para fuertes choques la inclusión de efectos de “contrarreacción” resultan en un espectro más duro con $p = 1,5$ comparado con el canónico $p \geq 2$. De otro lado, para choques ultrarelativistas en el límite $\Gamma \rightarrow \infty$ (siendo Γ el factor de Lorentz del choque), el espectro se vuelve más débil ($p \sim 2,2$) [32].

Energía máxima obtenible

La energía de corte, E_c , para el espectro de los RC acelerados está generalmente dada por $ZeBR$, el producto de la carga de las partículas Ze , el campo magnético B , y el tamaño del objeto o del choque R , multiplicado por un factor de orden uno. Sin embargo, para las energías más altas el camino libre medio de las partículas se vuelve comparable con el tamaño del choque R , lo que debe tomarse en cuenta al calcular E_c .

La aceleración de una partícula de energía E en un choque astrofísico está gobernada por la ecuación [20]

$$\frac{dE}{dt} = \frac{E}{T_{ac}}, \quad (3.2)$$

donde T_{ac} es el tiempo de aceleración que depende de la energía. Para el MACD, p está relacionado con T_{ac} y T_{esc} (el tiempo medio de escape) por:

$$p = 1 + \frac{T_{ac}}{T_{esc}}. \quad (3.3)$$

Para la aceleración de Fermi de primer orden con choques no relativistas, T_{ac} está dado por

$$T_{ac} = \frac{3}{u_1 - u_2} \left(\frac{D_1}{u_1} + \frac{D_2}{u_2} \right), \quad (3.4)$$

donde D_1 y D_2 son los coeficientes de difusión respectivos. La difusión está dominada por el ángulo de dispersión causado por las inhomogeneidades del campo magnético. Por tanto, el camino libre medio λ está circunscrito al giroradio $r_g = \frac{E}{ZeB}$ multiplicado por algún factor g , y por tanto D_1 y D_2 (para partículas ultra-relativistas) pueden ser estimados como

$$D_1, D_2 \sim \frac{\lambda}{3} \geq \frac{gE}{3ZeB}. \quad (3.5)$$

Para choques no relativistas, g usualmente se iguala a 1. Sin embargo debemos considerar choques relativistas pues son los que dan como resultado los

más poderosos aceleradores. Simulaciones usando el método de MonteCarlo dan valores para g tan grandes como 40 [33], conllevando a una disminución efectiva de la aceleración. Sin embargo, esto es compensado por un factor adicional que alcanza un valor de 10 si está sumamente inclinado y 13.5 en casos paralelos de los choques relativistas en el límite $u_1 \rightarrow 1$.

Juntando todo y minimizando T_{ac} (ec. (3.4)) como función de u_1 y u_2 en el intervalo $[0,1]$ se llega a

$$T_{ac} \geq \frac{g}{2,25} \frac{E}{ZeB}. \quad (3.6)$$

Por otro lado, siempre y cuando la aproximación de difusión sea válida, ($\lambda < R$) correspondiente a $E < E_{dif} = \frac{ZeBR}{g}$, el tiempo de escape está dado por $T_{esc} = \frac{R^2}{\lambda}$, mientras que para $E = E_{dif}$ las partículas están, en una buena aproximación, saliendo libremente de la región de choque y $T_{esc} = R$. De las ecs. 3.3 y 3.6 se llega a

$$p(E > E_{dif}) \sim 1 + \frac{E}{2,25}. \quad (3.7)$$

Definiendo la energía de corte, E_c , como la energía donde el exponente del espectro es 3 (recordando que lo observado en la Tierra es 2.7 en las regiones de más altas energías) llegamos a

$$E_c = E_{p=3} \sim 10^{17} \text{eV} Z \left(\frac{R}{kpc} \right) \left(\frac{B}{\mu G} \right), \quad (3.8)$$

donde se ha asumido que el campo magnético es paralelo a la normal de choque. Si éste no es el caso habrá un campo eléctrico $E = u_1 \times B$ en el marco de referencia del choque. Junto con los efectos de difusión esto causa una aceleración de las partículas cargadas a lo largo del frente de choque a una energía máxima E_{max} que para un campo magnético B resulta substancialmente inclinada

hacia la normal del choque y está dada por

$$E_{max} = Zeu_1BR \sim 10^{18} \left(\frac{R}{kpc} \right) \left(\frac{B}{\mu G} \right). \quad (3.9)$$

Esto es un orden de magnitud mayor que lo anterior si u_1 se acerca a la velocidad de la luz. Sin embargo, se espera que el campo eléctrico sea menor en general debido a los efectos del plasma.

Energía máxima independiente del modelo

Sin importar cuál sea el mecanismo de aceleración, hay un argumento dimensional simple, dado por Hillas [34], que permite restringir los objetos astrofísicos que podrían ser capaces de acelerar a las partículas hasta una energía dada. En un mecanismo estadístico de aceleración, debe haber un campo magnético B que mantenga confinadas a las partículas al lugar de aceleración. Por tanto el tamaño de la región de aceleración debe ser mayor al diámetro de la órbita de las partículas $\sim 2r_g$ (el radio de Larmor de las partículas no puede exceder R). Incluyendo el efecto de la velocidad característica βc de los centros magnéticos dispersados se llega a

$$\left(\frac{R}{kpc} \right) \left(\frac{B}{\mu G} \right) > 2 \left(\frac{E_{max}}{10^{18}} \right) \frac{1}{Z\beta}. \quad (3.10)$$

Esta condición también se aplica a los mecanismos de aceleración directa. Los resultados se pueden presentar en la forma del famoso diagrama de Hillas (Fig. 3.2) que muestra que para alcanzar una energía dada se deben tener lugares de aceleración que tengan ya sea un gran campo magnético o una gran región de aceleración.

Por lo tanto sólo algunas fuentes astrofísicas cumplen los requisitos necesarios (tal vez no suficientes) para llegar a energías de 10^{20} eV, entre ellas: los Núcleos Activos de Galaxias (NAGs), Radio Galaxias y Pulsares.

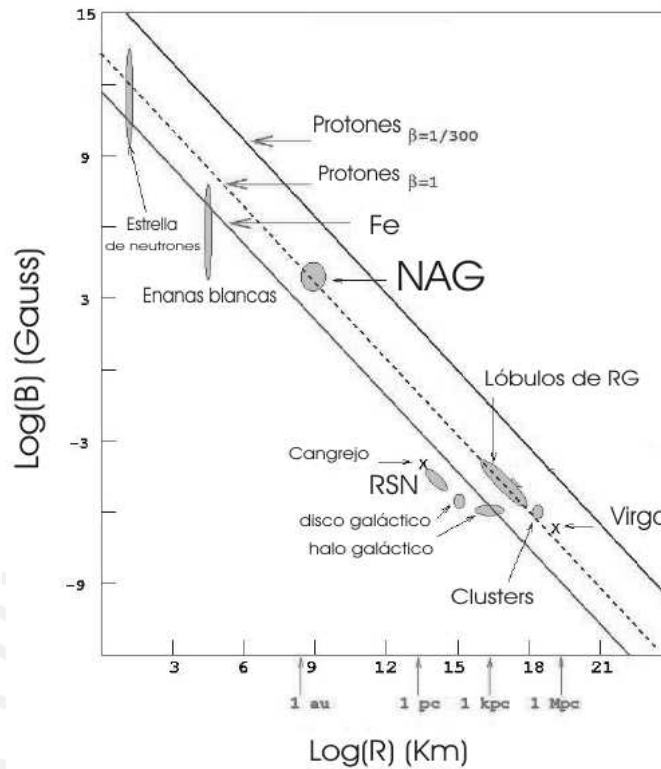


Figura 3.2: Diagrama de Hillas. Campo magnético vs. tamaño de la fuente, los objetos por encima de las líneas logran acelerar protones (con $\beta = 1/300$ y $\beta = 1$) y átomos de hierro (con $\beta = 1$) por encima del límite GZK [35]

Usando algunos datos numéricos observacionales de R y B se puede evaluar la energía de corte de protones para diferentes fuentes. Por ejemplo, para un choque de la galaxia NGC4038 con $B = 40\mu\text{ G}$ y $R = 2\text{ kpc}$, da $E_c = 8 \times 10^{18}$ eV, para CygA: $B = 400\mu\text{ G}$, $R = 3\text{ kpc}$ para sus regiones calientes y $B = 4\mu\text{ G}$, $R = 300\text{ kpc}$, para sus lóbulos de radio dando una energía de corte $E_c \leq 5 \times 10^{20}$ eV. En general, se piensa que los protones en las fuentes de más altas energías (quasars, radio galaxias, etc.) alcanzables mediante el MACD pueden llegar a energías de 10^{21} eV.

3.2.5. Lugares de aceleración

Desde un punto de vista teórico, los Remanentes de Supernovas (RSN) son los candidatos del origen de RC galácticos no sólo por su potencia, sino también por el máximo de energía que pueden alcanzar, que se estima está entre 10^{12} eV y 10^{17} eV.

Biermann [36] ha propuesto un escenario donde la aceleración de RC se debe exclusivamente a la aceleración de Fermi de primer orden. En este escenario, las fuentes son: supernovas explotando en el medio interestelar, para energías hasta 10^{15} eV, supernovas explotando en el viento estelar predecesor, hasta 10^{17} eV y las regiones calientes de poderosas radio galaxias para las más altas energías.

Otro modelo postula que todos los RC son de origen galáctico [37]. En este escenario los lugares de aceleración serían las regiones calientes de los chorros altamente relativistas de la acreción del colapso de objetos estelares compactos, los llamados microblazars, dentro de nuestra propia galaxia y su halo.

Como muestra de la abundancia de modelos propuestos como posibles Zevatrones (que aceleran hasta 10^{21} eV=1 ZeV) se listan las siguientes fuentes:

- Explosiones de Supernovas.
- Choques de vientos galácticos de gran escala.
- Pulsares (estrellas de neutrones).
- Núcleos Activos de Galaxias (NAGs).
- BL Lacertae (BL Lac) - sub clase de NAG.

- Agujeros negros supermasivos rotantes asociados con remanentes de cuasars actualmente inactivos.
- Movimientos a gran escala y ondas de choque relacionadas que resultan de la formación de estructuras en el universo, tales como acreción en un cúmulo de galaxias.
- Regiones calientes y chorros relativistas de poderosas radio galaxias.
- Los campos de polarización electrostática que surgen en plasmoides producidos por impactos de planetoides en la atmósfera de estrellas de neutrones.
- Magnetars: pulsares con campos magnéticos dipolares cercanos a $\sim 10^{15}$ G.
- Galaxias starburst.
- Vientos hidrodinámicos-magnéticos formados en fuertes estrellas de neutrones.
- Bolas de fuego de los Gamma Ray Burst (GRB).
- Strangelets: conjuntos estables de material de quarks acelerados en ambientes astrofísicos.

Capítulo 4

Relatividad & Cosmología

Dado que las fuentes de neutrinos ultraenergéticos son extragalácticas y quedan a distancias de cientos de Mpc y emiten partículas a velocidades cercanas a la de la luz, resulta necesario tomar en consideración diversos aspectos cosmológicos y de relatividad especial relacionados con tales distancias y velocidades, que se tratarán a continuación.

4.1. Movimiento superlumínico y velocidades aparentes

Se ha observado movimiento superlumínico en NAGs [38] (ver Fig. 4.1), especialmente en la subclase de los blazars usualmente con factores de Lorentz entre $\Gamma \sim 10 - 20$, lo que se ha asociado con emisiones de altas energías y también en quasars distantes [39]. Este tipo de comportamiento ha sido observado dentro de nuestra galaxia en los llamados microquasars [40] con $\Gamma \sim 2,5$.

Las únicas observaciones de las cuales se infiere dicho movimiento relativis-

Movimiento propio superlumínico en el jet de M87

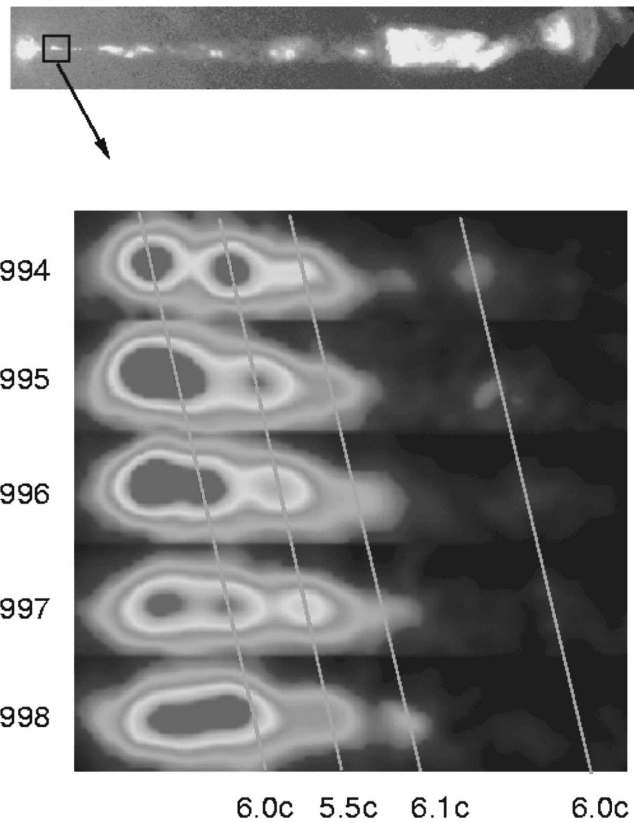


Figura 4.1: Secuencia de imágenes del HST (Hubble Space Telescope) que muestran movimiento aparente con velocidades hasta 6 veces la de la luz en el jet de la galaxia M87. Las imágenes fueron tomadas entre 1994 y 1998. Crédito de la foto: J. Biretta, STSI.

ta provienen de longitudes de onda de radio emitidas por los componentes en movimiento [41], cuando el movimiento cerca de la línea de visión produce una compresión del marco temporal resultando en un aparente movimiento superlumínico [42] (velocidades mayores que c). Dichos movimientos y velocidades se pueden medir usando imágenes de radio interferométricas de gran precisión, con un detalle del orden de arcos de milisegundos por año, por ejemplo observaciones de NRAO (National Radio Astronomy Observatory) con VLBA (Very Long Baseline Array) a 15 GHz (2 cm). De estas observaciones se pueden distinguir uno o más componentes para cada fuente y seguir su evolución por épocas.

Una explicación para este comportamiento dice que las nubes de plasma son expelidas en direcciones opuestas de la fuente central a velocidades reales cercanas a c , y los efectos relativistas asociados con el efecto Doppler dan origen al movimiento aparentemente superlumínico [43]. El fenómeno de los blazars se debe al empuje anisotrópico de la radiación a lo largo de la dirección de movimiento, lo que da origen al aparente incremento de la luminosidad para todas las longitudes de onda si el observador se ubica cerca de la dirección de movimiento.

Por otro lado, se ha observado que la dinámica de estos jets de radio no es simple, en realidad, los jets pueden mostrar distribuciones complejas de brillo con regiones de mayor intensidad que pueden desaparecer con el tiempo, algunas regiones parecen moverse, mientras que otras permanecen estáticas o se dividen en dos o más regiones, por todo lo cual resulta difícil establecer la relación del flujo relativista con estas características.

Los modelos de haces relativistas [42] asumen que todas las fuentes son

relativistas con velocidad intrínseca cercana a la velocidad de la luz descrita por el factor de Lorentz Γ . En un modelo balístico simple, en el cual todos los jets tienen igual Γ , el efecto Doppler incrementa la probabilidad de observar fuentes cercanas a la línea de visión, si no hubiese efecto Doppler, se espera que estén en el plano celeste con velocidad aparente cercana a c .

Se encuentra que existe una correlación entre la velocidad aparente y la luminosidad de radio aparente, como se esperaría si la luminosidad de radio fuera incrementada por el efecto Doppler. Además se halla que ciertas distribuciones de las velocidades dentro de un mismo jet (jet interior rápido rodeado de una capa lenta) pueden ser reproducidas por una distribución tipo ley de potencias de los factores intrínsecos de Lorentz, luego las velocidades aparentes serán una función compleja de la orientación con respecto a la línea de visión.

4.2. Parámetros de emisión relativista

Revisemos rápidamente los varios parámetros relacionados con las emisiones relativistas asociadas al movimiento superlumínico y sus relaciones entre sí.

El factor cinemático de Doppler para una fuente en movimiento se define como [44]

$$\delta \equiv [\Gamma(1 - \beta \cos \theta)]^{-1}, \quad (4.1)$$

donde β es la velocidad en unidades de la velocidad de la luz, $\Gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ es el factor de Lorentz correspondiente y θ es el ángulo entre el vector de la velocidad y la línea de visión. Se ve que el factor Doppler tiene una fuerte dependencia en el ángulo de visión, que se incrementa conforme Γ es mayor. Para $0^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$, δ varía entre $\delta_{min} = \delta(90^\circ) = \Gamma^{-1}$ y $\delta_{max} = \delta(0^\circ) =$

$(1 + \beta)\Gamma \sim 2\Gamma$ para $\Gamma \gg 1$.

Dado un valor de δ se puede encontrar un límite para Γ según la condición que $\delta \leq \delta_{max}$

$$\Gamma \geq \frac{1}{2} \left(\delta + \frac{1}{\delta} \right). \quad (4.2)$$

También se puede mostrar que para cualquier valor de Γ se debe cumplir

$$\text{sen } \theta \leq \frac{1}{\delta}. \quad (4.3)$$

Otro de los parámetros importantes es la velocidad transversal observada de la fuente que emite partículas $v_a = \beta_a c$, que está relacionada con la velocidad verdadera $v = \beta c$ y el ángulo con la línea de visión θ mediante

$$\beta_a = \frac{\beta \text{sen } \theta}{1 - \beta \cos \theta}, \quad (4.4)$$

que en términos de Γ y δ queda como

$$\beta_a = \sqrt{2\delta\Gamma - \delta^2 - 1}. \quad (4.5)$$

Luego se sigue que si $\beta > 1/\sqrt{2} \simeq 0,7$ se tendrá movimiento superlumínico observado para ciertas orientaciones de la fuente respecto al observador. Incluso si θ es grande todavía se pueden dar velocidades superlumínicas.

El valor máximo de la velocidad aparente $\beta_{a,max} = \sqrt{\Gamma^2 - 1}$ sucede cuando $\cos \theta = \beta$ o $\text{sen } \theta = \Gamma^{-1}$; para este ángulo $\delta = \Gamma$. Esto implica un valor mínimo para el factor de Lorentz de $\Gamma_{min} = \sqrt{\beta_a^2 + 1}$.

Si se mide la velocidad aparente superlumínica y se estima independientemente el factor Doppler, se pueden calcular tanto Γ como θ , pues estos cuatro parámetros están relacionados por dos ecuaciones

$$\Gamma = \frac{\beta_a^2 + \delta^2 + 1}{2\delta}, \quad \tan \theta = \frac{2\beta_a}{\beta_a^2 + \delta^2 - 1}. \quad (4.6)$$

4.3. Transformaciones relativistas

Para realizar la transformación de la energía y el tiempo entre el marco de referencia en reposo y el del observador se incluirá además de la transformación relativista común, la expansión cosmológica, luego toman la siguiente forma

$$E' = \frac{(1+z)}{\delta} E_{obs} , \quad (4.7)$$

$$\Delta t' = \frac{\delta}{(1+z)} \Delta t_{obs} , \quad (4.8)$$

donde δ es el factor Doppler relativista, y z el corrimiento al rojo de la fuente. Cabe advertir que no existe ninguna incongruencia en el hecho que el corrimiento al rojo signifique un objeto que se aleja y que la mayor parte de los valores de los factores Doppler sean de fuentes que se acercan, pues z es debido a efectos cosmológicos y δ al movimiento real de las regiones de emisión dentro de los jets.

A pesar que existen transformaciones de la luminosidad [44] que consideran el espectro observado integrado y distribuciones de ángulo sólido para objetos isotrópicos que se mueven y para jets cónicos continuos, se usará una transformación de la luminosidad de fotones del jet más general, de manera que sea independiente del modelo,

$$L'_j = \left(\frac{1+z}{\delta} \right)^2 L_{jobs} . \quad (4.9)$$

4.4. Parámetros cosmológicos

Para entender las fuentes que expulsan materia de manera violenta con velocidades superlumínicas es necesario medir las velocidades reales cercanas a c de sus componentes. Sin embargo, existe cierta dificultad en realizar estas

mediciones ya que las distancias a uno de estos tipos de fuentes, los Núcleos Activos de Galaxias, todavía permanecen algo inciertas, ya que dependen de los parámetros cosmológicos y de la cosmología en sí, temas que se analizarán a continuación.

4.4.1. Corrimiento al rojo: z

Uno de los parámetros más usados en astronomía es el corrimiento al rojo [45], z , que indica de forma indirecta la distancia a la que se encuentra un objeto celeste. Propiamente es el incremento observado en la longitud de onda de la radiación electromagnética recibida comparada con la emitida por la fuente, debido al hecho que la fuente se está alejando del observador. Se define usualmente como

$$z = \frac{\lambda_{observada} - \lambda_{emitida}}{\lambda_{emitida}}, \quad (4.10)$$

o alternativamente como

$$1 + z = \frac{\lambda_{observada}}{\lambda_{emitida}}. \quad (4.11)$$

Se pueden distinguir dos tipos de corrimientos al rojo: uno relacionado al efecto Doppler relativista y otro a la expansión cosmológica. El z -Doppler se define como

$$1 + z_{Doppler} = \frac{\lambda_{observada}}{\lambda_{emitida}} = (1 - \beta \cos \theta)\Gamma. \quad (4.12)$$

El efecto análogo es causado por la expansión del espacio (que es distinto a un movimiento físico del objeto) predicha por los modelos cosmológicos actuales como una manifestación del factor de escala cósmico a dependiente del tiempo. En este caso, el corrimiento al rojo cosmológico viene dado por

$$1 + z_{cosmo} = \frac{a_{ahora}}{a_{antes}}. \quad (4.13)$$

El corrimiento al rojo observado en astronomía se puede medir gracias a que se conoce con precisión el espectro de emisión y absorción de los átomos, lo que ayuda a calibrar los experimentos espectroscópicos que miden el corrimiento de objetos astronómicos.

4.4.2. Resultados de WMAP

Los datos más recientes y precisos sobre múltiples parámetros cosmológicos han sido medidos por WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), cuyos resultados preliminares fueron presentados en el 2003 [46] y vienen a mejorar los del antiguo COBE (Cosmic Background Explorer). Los resultados indican que nuestro universo sería compatible con un modelo de universo plano con constante cosmológica diferente de cero que se está acelerando.

Los datos importantes a rescatar son:

h constante de Hubble: $0,71 \pm 0,04$

t_0 edad del universo: $13,7 \pm 0,2$ Gyr

Ω_b densidad bariónica: $0,044 \pm 0,004$

Ω_m densidad de materia del universo: $0,27 \pm 0,04$

Ω_Λ densidad de energía oscura $0,73 \pm 0,04$

Ω_{tot} densidad total de materia-energía: $1,02 \pm 0,02$

T_{cmb} temperatura del fondo cósmico de microondas: $2,725 \pm 0,002$ K

Las definiciones de algunos de estos y otros parámetros cosmológicos se presentan a continuación.

La constante de Hubble, H , que es la medida de la expansión por intervalo de tiempo de universo, se define como

$$H(t) = \frac{\dot{a}(t)}{a(t)}, \quad H_0 = 100h \cdot \frac{Km}{s} Mps^{-1}, \quad (4.14)$$

donde $a(t)$ es el factor de escala, H_0 es la constante de Hubble observada actualmente y h es el parámetro adimensional de Hubble. Usando la constante de Newton, G , la densidad de materia de universo, ρ_M , la constante cosmológica, Λ y el parámetro de curvatura, k , se puede escribir la constante de Hubble como:

$$H(t)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho_m + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{R^2}. \quad (4.15)$$

El parámetro de densidad de materia normalizada y el de energía oscura (o constante cosmológica) vienen dados por

$$\Omega_m(t) = \frac{8\pi G}{3H(t)^2}\rho(t), \quad \Omega_\Lambda(t) = \frac{c^2}{3H(t)^2}\Lambda. \quad (4.16)$$

El parámetro de curvatura del universo se define como

$$\Omega_k = -\frac{c^2 k}{\dot{a}(t)^2}. \quad (4.17)$$

Mediante estos parámetros se pueden reescribir las ecuaciones de Einstein

$$\Omega_\Lambda(t) - \frac{1}{2}\Omega_m(t) = -q(t), \quad \Omega_m(t) + \Omega_\Lambda(t) + \Omega_k = 1. \quad (4.18)$$

El parámetro de desaceleración $q(t)$ es el cambio en la tasa de expansión del universo y es negativo pues el universo se está acelerando. Este parámetro se define como

$$q(t) = \frac{\ddot{a}(t)a(t)}{\dot{a}(t)^2}, \quad q_0 = \frac{1}{2}\Omega_m - \Omega_\Lambda. \quad (4.19)$$

4.4.3. Distancias cosmológicas

Existe más de una manera de definir una distancia a un objeto astrofísico, ya que las medidas directas no son posibles. Una de estas definiciones es la de “distancia de movimiento propio”, que se define y calcula usando [47]

$$d_m = \frac{\mu}{\dot{\theta}} = \frac{c}{H_0} \int_0^z \sqrt{(1+z)^2(1 + \Omega_m z) - z(2+z)\Omega_\Lambda} dz, \quad (4.20)$$

donde u es la velocidad transversal propia del objeto y $\dot{\theta}$ el movimiento angular aparente. Se integra hasta el valor de z del objeto en cuestión.

Para los propósitos de la presente tesis también es conveniente definir la “distancia luminosa”, d_L , en términos de d_m y z como

$$d_L = \left(\frac{\mathcal{L}}{4\pi \mathcal{F}} \right)^{\frac{1}{2}} = d_m(1+z), \quad (4.21)$$

donde \mathcal{L} es la luminosidad del marco de referencia en reposo y \mathcal{F} el flujo aparente.

4.4.4. Nomenclatura astronómica

Para localizar un objeto estelar en el cielo existen diversos sistemas de coordenadas de los cuales el más difundido y por el que se optará es el sistema de coordenadas ecuatorial con sus coordenadas de ángulo de declinación y ascensión recta (o ángulo horario).

La declinación (dec) o ángulo de declinación es comparable con la latitud proyectada en la esfera celeste y se mide en grados hacia el norte o sur del ecuador celestial (proyección del ecuador terrestre en la esfera celeste). Los puntos al norte del ecuador tienen un ángulo positivo, mientras que los del sur, negativo.

La ascensión recta (RA) se compara con la longitud medida desde un punto inicial conocido como el primer punto de Aries (punto en el cual el ecuador celestial interseca a la eclíptica, es decir, la posición del Sol en el tiempo del equinoccio de primavera del hemisferio norte). En este punto la ascensión recta se define con un valor de cero. Esta coordenada se mide en horas (1 hora es igual a 15 grados de arco), minutos y segundos, avanzando hacia el este.

Debido a que estos parámetros cambian constantemente por efecto de la precesión, se debe especificar una época de referencia en particular para definir el punto cero de la ascensión recta. Sobresalen dos épocas de referencia: la antigua B1950 (B por Bessel, siguiendo un año tropical) y la moderna J2000 (J porque sigue el año juliano y como punto el año 2000).

Al momento de dar o leer un nombre de un objeto astrofísico, que usualmente indica su posición, se siguen las siguientes convenciones propuestas por la IAU (International Astronomical Union) [48].

- Dar dos identificaciones, pudiendo ser una de ella la posición.
- Si el número se basa en coordenadas ecuatoriales escribir **B** (para 1950) o **J** (para 2000) antes de las coordenadas.
- De los varios formatos usados para las coordenadas en este trabajo se sigue el formato de Parkes: $HHMM \pm DDd$ coordenadas truncadas del equinoccio de 1950, con ascensión recta en horas HH y minutos MM y ángulo de declinación en grados DD y un decimal d . No es necesario anteponer B, pero si fuera con referencia a J2000 sí es obligatorio anteponer J.

Capítulo 5

Núcleos Activos de Galaxias (NAGs)

Una de las posibles fuentes de neutrinos ultraenergéticos y tema de esta tesis son los Núcleos Activos de Galaxias (NAGs). Su estudio y modelación teórica todavía están bajo discusión, pues se tratan de objetos astrofísicos muy complejos, muy distantes y de más bien reciente observación. Los temas más resaltantes de la teoría de los NAGs se centran en agujeros negros, gravedad extrema, partículas ultrarelativistas, fuertes campos magnéticos, hidrodinámica y transferencia radiativa. Sin embargo, todavía permanecen muchos temas sin respuestas contundentes, como, por ejemplo, la formación del agujero negro, la geometría de las regiones centrales, los mecanismos de emisión, la producción de jets, etc. Es por todo ello que la observación de los neutrinos provenientes de estas fuentes dará información adicional acerca de los NAGs que no se ha obtenido hasta el momento y podrá servir para corroborar o descartar ciertas hipótesis sobre su funcionamiento. Además, los NAGs pueden ayudar a responder cuestiones sobre la evolución galáctica dada su extrema lejanía y por

lo tanto antigüedad. En este capítulo se pretende revisar la teoría de los NAGs sobre la cual existe consenso en la comunidad científica.

5.1. Breve historia de observaciones de NAGs

Desde comienzos del siglo XX los astrónomos habían observado que algunas galaxias tenían líneas de emisión nuclear. En 1943 Carl Seyfert inició un estudio sistemático de dichas galaxias. Seyfert obtuvo espectrogramas de 6 galaxias con casi núcleos estelares que mostraban fuertes líneas de emisión superimpuestas en un espectro solar normal. Estas galaxias con líneas de emisión nuclear altamente excitadas se llaman ahora galaxias Seyfert. Sin embargo, no fue hasta el avance de la radio astronomía en los 50's con el descubrimiento de los quasars que la observación de NAGs cobró relevancia. En la actualidad se los investiga en todas las frecuencias del espectro desde radio hasta rayos gamma [49].

En 1960 Sandage fotografió a 3C 48 que mostraba lo que parecía ser un objeto estelar con nebulosidad débil. El espectro de este objeto indicaba líneas anchas de emisión para longitudes de ondas no comunes, mientras que la fotometría mostraba la variabilidad del objeto y un exceso de emisión ultravioleta comparado con el de las estrellas normales. A este tipo de objetos se les llegó a conocer como QSRS (quasi-stellar radio sources), fuentes de radio cuasi-estelares o quasars, que han permanecido como los objetos más luminosos y distantes del universo.

Otra fecha resaltante fue 1963 cuando Schmidt observó el espectro del quasar 3C 273. Este y el anterior, 3C 48, tenían grandes valores de z y apreciables luminosidades de radio, pero lo más sorprendente fue la luminosidad óptica,

10^{30} veces más brillante que las gigantes elípticas más luminosas. El valor de z de 3C 273 implicaba una velocidad de $47\,400\text{ Km s}^{-1}$ y una distancia de 500 Mpc, con una región nuclear de menos de 1 kpc de diámetro y un jet de cerca de 50 kpc, implicando una escala de tiempo mayor que 10^5 años y energía total radiada de por lo menos 10^{59} ergs.

Para intentar explicar estas características Matthews & Sandage [50] y Smith & Hoeffleit [51], invocando restricciones temporales del viaje de la luz sustentadas en observaciones de la variabilidad óptica, propusieron un modelo en el cual una fuente central de continuo óptico estaba rodeada de una región de líneas de emisión y exteriormente por una región mayor de emisión de radio. Sugirieron que debería existir una masa central del orden de 10^9 masas solares que suministrara la energía necesaria observada. Esta masa a su vez confinaría el gas emisor de líneas espectrales, que de otra manera se dispersaría rápidamente. Dicha masa correspondería a un radio de Schwarzschild ($R_S = 2GM/c^2$) de $\sim 10^{-4}$ pc.

Esta idea de la producción de energía por acreción en un agujero negro fue favorecida posteriormente por el descubrimiento de agujeros negros supermasivos en el centro de varias galaxias.

5.2. Características

Los Núcleos Activos de Galaxias [45] (ver esquema en Fig. 5.1) son unos de los objetos conocidos más brillantes del universo, con una luminosidad observada entre $10^{42} - 10^{49}$ erg/s y que se encuentran a grandes distancias, hasta $z \sim 6,4$. Estas galaxias tienen un motor central compuesto de un agujero negro supermasivo (de 10^6 a 10^{10} masas solares) con un disco de acreción rotando

alrededor de él. Al caer esta materia en el agujero negro, con una tasa de unas cuantas masas solares al año, el momentum angular hace que se aplane formando el disco de acreción. El calentamiento por fricción causa que la materia se convierta en plasma y emita fuertemente en longitudes de onda óptica, ultravioleta y de rayos-X. Dicho mecanismo de acreción es altamente eficiente y puede convertir materia en energía con una eficiencia de casi 50%. Al generarse la acreción se produce, al parecer, un campo magnético que puede acelerar partículas a altas energías fuera de la galaxia, como es el caso de los protones que luego tras interactuar darán origen a los neutrinos.

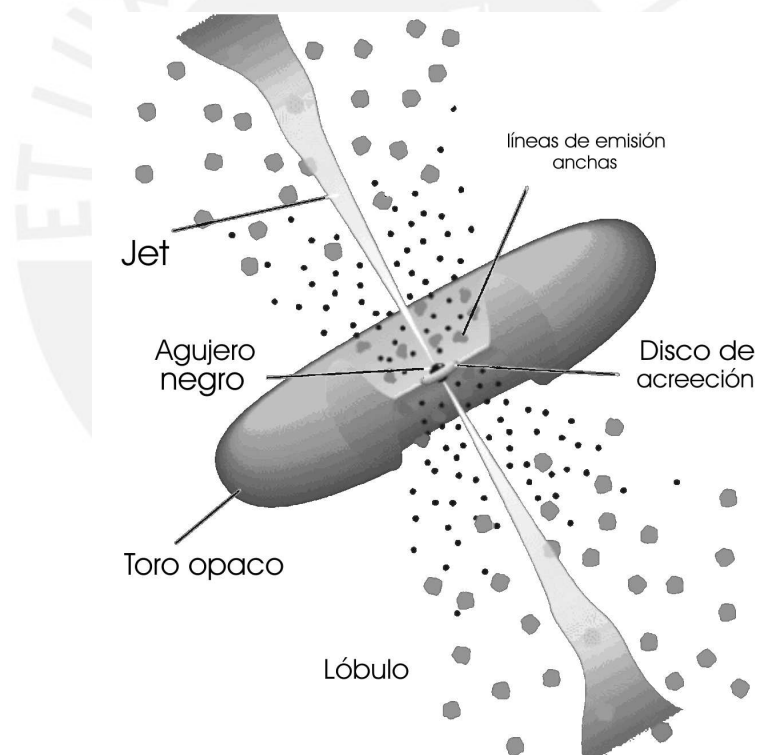


Figura 5.1: Esquema y partes de un NAG

Otra característica importante de los NAGs es que presentan 2 jets ultrarelativistas moviéndose en direcciones opuestas saliendo perpendicularmente del disco de acreción; sin embargo, en los modelos más genéricos esta propiedad

no es necesaria. Se supone que en dichos jets las partículas son aceleradas, en procesos estocásticos de Fermi de primer orden (ver Cap. 3.2.4), llegando hasta energías de 10^{21} eV, lo que se asumirá como hipótesis de este trabajo. También poseen alrededor del disco de acreción nubes de gas que producen líneas de emisión anchas. Existe al exterior rodeando al disco de acreción un toro ópticamente opaco y finalmente al terminar los jets hay lóbulos de radio.

Como ejemplo del tamaño de las estructuras tomemos un quasar: agujero negro (\sim AU), disco de acreción (1 mpc), región de líneas de emisión anchas (1 pc), toro (100 pc), lóbulos de radio (1 Mpc).

Si se observan los NAGs en su parte de radio se pueden distinguir dos morfologías que son:

- Fuentes compactas: Poseen un espectro de radio plano, su región interior es difícilmente resoluble y por lo tanto el espectro de frecuencias observado es un valor promedio de los diferentes espectros de las regiones del núcleo.
- Fuentes extendidas: Poseen un espectro de radio pronunciado, su emisión de radio cerca del núcleo es resoluble espacialmente, es decir, se pueden encontrar diferentes leyes de potencias del espectro para diferentes regiones del núcleo. Algunos son difusos y otros bien estructurados con dos o más centros luminosos en sus jets, estas nubes brillantes de radio son llamadas “knots”.

5.3. Clasificación

Existe una gran cantidad de clases y subclases de NAGs de acuerdo a su índice espectral, componente de radiofrecuencia, líneas de emisión de gas y morfología. Entre ellas tenemos [52], respetando sus siglas en inglés:

RG .- Radio Galaxias. Son galaxias gigantes elípticas con gran emisión de radio y un espectro pronunciado $\alpha \approx 0,8$ (espectro $\sim \nu^{-\alpha}$ a 0.178 GHz). Presentan lóbulos de radio extendidos.

FR I .- Radio Galaxias Fanaroff-Riley tipo I. Estos objetos tienen usualmente dos jets continuos prominentes que terminan en estructuras lobulares de gran escala cuyos bordes aparecen oscurecidos. Son menos luminosos que los del tipo II ($P(178\text{MHz}) < 2 \times 10^{26} \text{ WHz}^{-1}$).

FR II .- Radio Galaxias Fanaroff-Riley tipo II. Estas galaxias tienen estructuras lobulares de gran escala cuyos bordes son brillantes (hotspots). Tienen luminosidades mayores a $P(178\text{MHz}) = 2 \times 10^{26} \text{ WHz}^{-1}$ y sólo presentan líneas de emisión delgadas.

QSO .- “Quasi stellar radio source” o “quasi-stellar object” o simplemente quasar. Son objetos de diámetro pequeño y poderosos, que se consideran son núcleos activos compactos de galaxias. Las subclases son:

HPQ .- “Highly polarized quasar”. Quasars altamente polarizados, con polarización óptica $p > 3\%$.

LPQ .- “Low-polarized quasar”. Quasars ligeramente polarizados, con polarización óptica $p < 3\%$.

OVV .- “Optically violently variable quasars”. Quasars de variación óptica violenta, en general pertenecen a los HPQ.

FSRQ .- “Flat-spectrum radio-loud quasars”. Quasars de espectro plano, es decir, con índice espectral $\alpha < 0,5$ y gran componente de radio.

SSRQ .- “Steep spectrum radio quasars”. Quasars de espectro pronunciado de radio, con índice espectral $\alpha > 0,5$.

BLO .- BL Lacertae object. Su arquetipo es la galaxia BL Lacertae. Muestran fuerte polarización, variabilidad rápida, espectro continuo plano y originalmente tenían gran componente de radio.

Blazars .- “Blazing quasars”. Originalmente agrupaban a los OVVs (HPQs) y BLOs en una clase de objetos con llamaradas dramáticas en diversos dominios de frecuencias. Actualmente indican a los NAGs de gran energía (rayos- γ) cuyos jets colimados apuntan directamente hacia la Tierra.

5.4. Modelo Unificado

El Modelo Unificado de los NAGs [44] afirma en resumidas cuentas que todas estas clases de galaxias (Radio Galaxias, Seyferts, Quasars y Blazars) son Núcleos Activos de Galaxias, que sólo difieren en su orientación vista desde la Tierra, en su tasa de acreción y en la masa de su agujero negro central. Sin embargo, este modelo simple no logra explicar todos los detalles de los NAGs y no existe un consenso generalizado respecto a él.

5.5. Espectro de Radiación

Existen diversos procesos de radiación dentro de un NAG, los cuales dan origen a dos componentes marcados bien explicados de su espectro (uno térmico y otro no térmico [45]) y un tercero aún en discusión (ver ejemplo de 3C273 en la Fig. 5.2).

5.5.1. Componente térmico

El espectro térmico es debido a la radiación de cuerpo negro de una galaxia o estrella normal. Esta característica se observa como un pico ancho alrededor del ultravioleta ($7 \times 10^{14}\text{Hz} < \nu < 3 \times 10^{15}\text{Hz}$), por lo que se lo suele designar como “blue bump” y también “UV bump”. Se supone que este proceso radiativo, también llamado “radiación de Eddington” se realiza en el disco de acreción.

5.5.2. Componente no térmico

La otra característica resaltante de los NAGs es el flujo monocromático observado de la energía, el componente no térmico, que se puede ajustar con una ley de potencias, $F_\nu(\nu) \propto \nu^{-\alpha}$. Esta última propiedad es común a un proceso de radiación sincrotrón, cuya energía es liberada por electrones, y resulta de la integración de todos los espectros individuales de los electrones. Además se presenta un frecuencia crítica de corte ($\nu_c = 5 \times 10^{12}\text{Hz}$) pues el plasma se vuelve opaco para su misma radiación sincrotrón. Así para $\nu < \nu_c$, $\alpha < 2$ y para $\nu > \nu_c$, $\alpha \approx 2,5$. No obstante el predominio de este tipo de radiación, es posible que conviva con otras radiaciones debidas a bremsstrahlung, dispersión inversa de Compton (ver Cap. 8.2.2) y cascadas electromagnéticas inducidas por interacciones de gran energía entre protones (pp) o γp (ver Cap. 7).

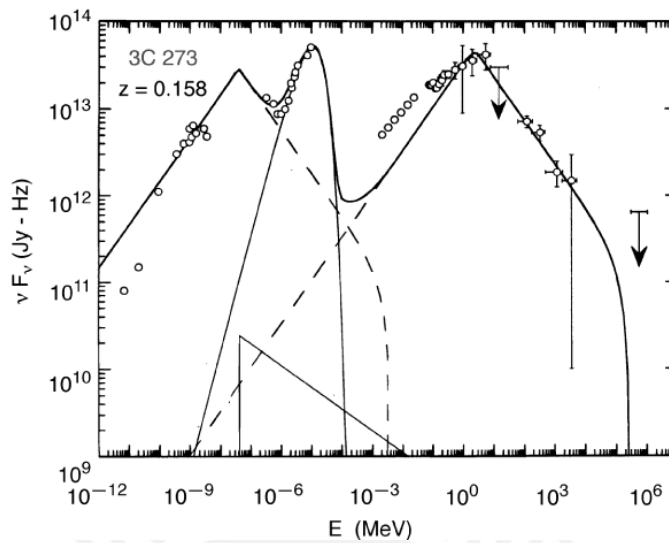


Figura 5.2: Espectro de radiación del quasar 3C273. Se pueden diferenciar los tres picos característicos: el menos energético corresponde al componente no térmico, el siguiente al componente térmico (UV-bump) y el final a rayos- γ (explicado por modelos leptónicos y hadrónicos).

Existe además otro pico importante observado sobre todo en los blazars para el rango de energías entre MeV-TeV. Dos modelos tratan de explicarlo: el modelo leptónico postula que se debe a la dispersión inversa de Compton de fotones sincrotrón u otros fotones del ambiente por electrones acelerados, mientras que el modelo hadrónico dice que se produce por colisiones de los protones con la radiación o gas de las nubes circundantes que generan a su vez piones neutrales que decaen produciendo rayos- γ ultraenergéticos [53].

Las observaciones de neutrinos ayudarán en este caso a determinar si el tipo de radiación observada se debe a procesos leptónicos o a procesos hadrónicos. Una ausencia fuerte de flujo de neutrinos descartaría en principio el modelo de los procesos hadrónicos.

5.6. Análisis de una fuente individual: 3C 273

Con el ánimo de profundizar el estudio de los NAGs, resultará conveniente analizar con detalle un caso particular de NAG. Para este análisis se ha escogido el conocido cuasar 3C 273, uno de los primeros en ser investigados como se mencionó anteriormente.

El cuasar 3C 273 [54, 55, 56] (3C = tercer catálogo de Cambridge) queda a $z = 0.158$ y fue descubierto junto con su famoso jet de gran escala. Se estima que su agujero negro tiene $6,59 \times 10^9$ masas solares. Se muestra a radio frecuencias como una fuente no térmica de radiación dominada por su núcleo con un jet que se extiende unas cuantas decenas de kpc, que está compuesto de varias partes brillantes (“knots”) unidos por emisión difusa intensa. Uno de los “knots”, el nombrado *A* más cercano al núcleo, lleva el 40 % del total de luminosidad de rayos-X y tiene un índice espectral de $\alpha_X \sim 0,6$. El extremo del jet de gran escala, designado como el componente H, se presume que corresponde a una región “hot-spot”.

El jet tiene emisiones de radio hasta ópticas debidas a procesos sincrotrón, con índice espectral $\alpha_{radio-IR} \sim 1$ y polarización entre 10-20 %, y también emisiones de rayos-X, cuyo origen no es claro. Las observaciones del ROSAT determinaron una luminosidad total de rayos-X de $\sim 3,4 \times 10^{43} \text{ erg s}^{-1}$. Los comportamientos de estas emisiones se diferencian en que mientras el brillo de la parte de radio se incrementa a lo largo del flujo del jet, la parte óptica permanece muy constante y la de rayos-X decrece. Al parecer carece de un segundo jet (opuesto), pues la asimetría de brillo jet-contrajet es de 10000 : 1.

Se planteó que la densidad del ambiente térmico que rodea su jet de gran escala, n_{amb} , debe estar entre los límites $\sim 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$, densidad media

del universo, y $\sim 5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$, límite superior inferido de las emisiones de rayos-X del gas térmico. Lo que determina una velocidad $0,02 < \beta_{hotspot} < 0,3$.

Las observaciones de VLBI registran un jet de radio de escala pequeña (del orden de pc) formado por varios componentes (“blobs”) que surgen cada pocos años del núcleo de radio irresoluble de espectro plano. Los componentes más internos se caracterizan por velocidades aparentes superlumínicas, lo que implica un ángulo de visión pequeño del jet de $\theta \sim 10^\circ$ y factor de Lorentz $\Gamma_{jet} \geq 5$. Por otro lado, la inclinación de este jet interno no se espera que sea menor a 10° pues no pertenece a la clase de blazars, debido a la presencia de un componente térmico en su espectro (“UV-bump”). El ángulo de orientación del jet de gran escala difiere del interior en $\sim 20^\circ$, lo que coincide con una aparente curva del jet.

El campo magnético asociado inferido por equipartición es de $\sim 10^{-5} - 10^{-4} \text{ G}$ y paralelo al eje del jet hasta $20.5''$ del núcleo donde se convierte en transversal. Este cambio se relaciona con un “hot-spot shock”.

Estas son algunas de las características peculiares de este cuasar estudiado a lo largo de más de 40 años y como se ve, todavía no se han logrado explicar todas sus propiedades y varias de las afirmaciones son condicionales, de lo que se desprende que cualquier generalización del modelo de NAG unificado, una de las cuales se utiliza en esta tesis, es simplemente una aproximación razonable para poder cuantificar el supuesto flujo de neutrinos.

Capítulo 6

Telescopios de Neutrinos de Altas Energías

Como se vio en capítulos anteriores, para poder detectar neutrinos ultraenergéticos provenientes de fuentes extragalácticas, como bien podrían ser los Núcleos Activos de Galaxias, es necesario tener un detector de gran volumen, pues los neutrinos pueden atravesar una gran densidad sin ser observados. La solución al problema del gran volumen era aprovechar lugares naturales como grandes masas de agua de lagos y mares o enormes bloques de hielo en la Antártida. Además los detectores deberían estar a gran profundidad para estar protegidos de la contaminación por rayos cósmicos, en especial de los muones que pueden penetrar profundamente en la tierra.

El proyecto primigenio de esta nueva generación de detectores de neutrinos, los telescopios de neutrinos, fue DUMAND (Deep Undersea Muon and Neutrino Detection) [57] que fue cancelado en 1995 debido a su progreso lento y dificultades en el presupuesto. Sin embargo, sus ideas fueron retomadas posteriormente por proyectos similares: un proyecto de larga data en el Lago Baikal

y otros en el mar Mediterráneo. Estos detectores usan un método similar de detección con tubos fotomultiplicadores (TFM) protegidos en vidrios esféricos que soportan presión y están anclados con cables en el fondo de las aguas, difiriendo básicamente en su geometría.

Estas aguas profundas son sumamente claras a pesar que presentan bioluminiscencia [3] con longitudes de atenuación ópticas entre 40-50 m, posibilitando así que con un número aceptable y realista de TFM espaciados en cadenas y distribuídos con una cierta geometría se pueda cubrir un gran volumen de detección. Claro está que colocar estos instrumentos a profundidad no es una empresa fácil, pero es técnicamente realizable.

Pero no sólo las aguas profundas presentan características favorables para la detección de neutrinos, también el hielo del Polo Sur por debajo de 1.4 Km resulta bastante claro con 100 m de longitud de atenuación y está libre de burbujas, aunque presenta una longitud de dispersión óptica efectiva de 25 m. Esta es la otra clase de telescopios de neutrinos a la que pertenecen los proyectos AMANDA y IceCube.

6.1. Técnicas de detección Cherenkov

Todos los telescopios de neutrinos mencionados anteriormente tienen en común la técnica de detección. La idea general de aplicar la detección de luz Cherenkov usando una gran fuente de agua profunda para la observación “astronómica” de neutrinos fue propuesta por M. A. Markov en 1960 [58, 59], como alternativa a los experimentos bajo tierra que no tenían la sensibilidad suficiente para detectar estos neutrinos de altas energías ($E_\nu > 10$ GeV), ya que el área efectiva para un detector de neutrinos cósmicos debe ser por lo

menos del orden de 0.1 a 1 Km².

El método indirecto de observación consiste en detectar el cono de luz Cherenkov que se genera en el agua por los leptones cargados que son producidos en las interacciones de los neutrinos con los nucleones del agua. De esta manera el agua o hielo sirven para tres propósitos:

- Como barrera que protege del fondo de muones atmosféricos de rayos cósmicos.
- Como blanco para que ocurran las interacciones de los neutrinos con los nucleones del agua.
- Como medio de detección de los fotones Cherenkov que son emitidos y pueden propagarse por la claridad del medio.

Posteriormente los fotones Cherenkov son detectados por un arreglo tridimensional de tubos fotomultiplicadores (TFM) sumergidos en el agua o hielo a una profundidad del orden de kilómetros. La forma típica de este tipo de detector consiste en líneas verticales de TFM espaciados entre 10 a 100 m formando cadenas. La dirección de llegada del neutrino se puede reconstruir usando como datos el tiempo y la posición de los TFM que fueron activados y la energía se estima de la amplitud.

Estos detectores están optimizados para detectar neutrinos de muón a través de reacciones de corriente cargada, ya que los muones pueden atravesar grandes distancias incrementando así el volumen efectivo del detector. Por ejemplo, un μ de 1 TeV tiene un alcance promedio de 2.5 km w.e. Además los rastros de los muones permiten reconstruir con mayor precisión la dirección de

llegada de los neutrinos posibilitando saber la localización de sus fuentes de origen.

Para evitar la contaminación por muones de rayos cósmicos el detector se apunta al otro extremo de la Tierra de manera que la Tierra en sí sirva como filtro de muones. Por ejemplo, en la superficie (sin filtro) la relación entre el número de muones provenientes de rayos cósmicos que interactúan en la atmósfera y los de origen por interacciones de neutrinos es de 10^5 a 1. Por otro lado, para energía entre cientos de MeV y cientos de TeV existe una gran contribución de neutrinos atmosféricos en la contaminación, para energías mayores a 100 TeV la contaminación es despreciable. El componente muónico domina el flujo atmosférico siendo las proporciones $2 : 1 :: \nu_\mu : \nu_e$ para energías del orden de GeV y $30 : 1 :: \nu_\mu : \nu_e$ a 100 TeV.

A los otros dos sabores de neutrinos ν_e y ν_τ se les asocia otro tipo de evento, las llamadas cascadas electromagnéticas y hadrónicas que tienen menor resolución angular pero mayor precisión en la energía. Adicionalmente, hay que tomar en consideración que existe la resonancia de Glashow del bosón W alrededor de 6.33 PeV para antineutrinos de electrón.

6.2. Interacciones débiles y secciones de choque neutrino-nucleón

Las interacciones débiles neutrino-nucleón de corriente cargada (CC), mediadas por los bosones W^+ y W^- , y corriente neutra (CN), mediadas por el bosón Z^0 ,

$$(\nu_l; \bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{W^+, W^-} (l^-; l^+) + X \quad \dots CC,$$

$$(\nu_l; \bar{\nu}_l) + N \xrightarrow{Z^0} (\nu_l; \bar{\nu}_l) + X \quad \dots CN,$$

son las principales fuentes de la señal y la atenuación del haz de neutrinos que atraviesa la Tierra en ruta hacia el detector. Por esta razón es clave analizar la sección de choque propia de estas reacciones para poder predecir posteriormente las capacidades y probabilidades de detección de un telescopio de neutrinos.

Para calcular la sección de choque inclusiva de la reacción de CC en un régimen profundamente inelástico de energías entre $10^9 - 10^{21}$ eV [60] del tipo

$$\nu_\mu N \longrightarrow \mu^- + X, \quad (6.1)$$

donde $N \equiv (n + p)/2$ es un blanco de nucleón isoescalar, se utiliza la siguiente sección de choque diferencial en términos de las variables de escalamiento de Bjorken

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_W^2}{Q^2 + M_W^2} \right)^2 [xq(x, Q^2) + x\bar{q}(x, Q^2)(1 - y)^2], \quad (6.2)$$

donde $x = Q^2/2M\nu$, $y = \nu/E_\nu$, $-Q^2$ es el momento invariante transferido entre el ν_μ incidente y el μ saliente, $\nu = E_\nu - E_\mu$ es la pérdida de energía en el marco de referencia del laboratorio, M es la masa del nucleón, M_W es la masa del bosón intermediario y $G_F = 1,16632 \times 10^{-5}$ GeV⁻² es la constante de Fermi. Las funciones de distribución de los quarks se definen como

$$q(x, Q^2) = \frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2), \quad (6.3)$$

$$\bar{q}(x, Q^2) = \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} + c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2), \quad (6.4)$$

donde los subíndices v y s representan las contribuciones de los quarks de valencia y del mar respectivamente; u, d, c, s, t, b son las distribuciones de

los sabores de quarks en un protón. Se usan las funciones de distribución de partones dentro del nucleón para una dispersión profundamente inelástica (CTEQ4-DIS, [61]) y los resultados numéricos se presentan en la Fig. 6.1.

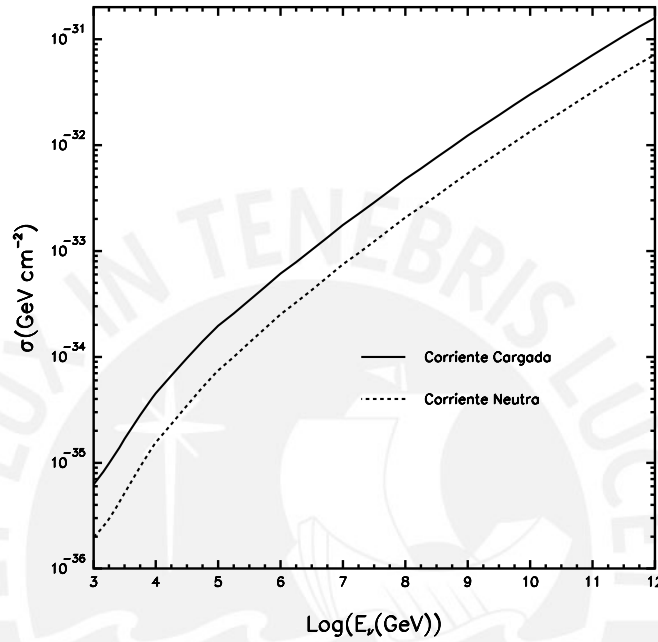


Figura 6.1: Secciones de choque de CC y CN para νN

Para el caso de las interacciones de corriente neutra la sección de choque diferencial toma una forma similar

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = \frac{2G_F^2 M E_\nu}{2\pi} \left(\frac{M_Z^2}{Q^2 + M_Z^2} \right)^2 [xq^0(x, Q^2) + x\bar{q}^0(x, Q^2)(1-y)^2], \quad (6.5)$$

siendo las funciones de distribución descritas por

$$\begin{aligned} q^0(x, Q^2) = & \left[\frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^1) \\ & + \left[\frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^2) + [s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)](L_d^2 + R_d^1) \\ & + [c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)](L_u^2 + R_u^2), \end{aligned} \quad (6.6)$$

$$\begin{aligned}
 \bar{q}^0(x, Q^2) = & \left[\frac{u_v(x, Q^2) + d_v(x, Q^2)}{2} + \frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (R_u^2 + R_d^1) \\
 & + \left[\frac{u_s(x, Q^2) + d_s(x, Q^2)}{2} \right] (L_u^2 + L_d^2) + [s_s(x, Q^2) + b_s(x, Q^2)](L_d^2 + R_d^1) \\
 & + [c_s(x, Q^2) + t_s(x, Q^2)](L_u^2 + R_u^2),
 \end{aligned} \tag{6.7}$$

donde los acoplamientos de quiralidad son

$$L_u = 1 - \frac{4}{3}x_W, \quad L_d = -1 + \frac{2}{3}x_W, \quad R_u = -\frac{4}{3}x_W, \quad R_d = \frac{2}{3}x_W, \tag{6.8}$$

donde $x_W = \sin^2(\theta_W)$ es el parámetro de mezcla débil, con $x_W = 0,226$, según las medidas.

6.3. Proyectos actuales

Existen cuatro experimentos principales de neutrinos operando y en construcción que podrán detectar eventos de neutrinos de energías del orden de TeV y mayores. Estos experimentos, que se describen brevemente a continuación, son Baikal, NESTOR, ANTARES y AMANDA-IceCube. Las instituciones europeas mediterráneas que llevan a cabo los proyectos de telescopios de neutrinos bajo agua ANTARES, NESTOR y NEMO han formado una red “KM3NeT” que dará lugar al telescopio de 1 Km³ del hemisferio norte que complementará al telescopio IceCube en el hemisferio sur.

6.3.1. Baikal: NT200+

El Telescopio de Neutrinos Baikal[62, 63] está ubicado en el Lago Baikal en Siberia, Rusia, el más largo y profundo del mundo, a una profundidad de 1.1 Km. Fue el primer experimento en usar agua natural (de un lago) como

medio de interacción y propagación de la luz Cherenkov para detectar ν_{μ} . La primera versión del experimento nombrada NT200 comenzó a funcionar en 1998 y consistía en 192 módulos ópticos (MO), que contienen TFM QUASAR de 37cm. Una estructura en forma de sombrilla soporta 8 cadenas, cada una de las cuales cuenta con 24 pares de MOs.

El agua profunda del lago está caracterizada por una longitud de absorción $L_{abs}(\lambda = 480 \text{ nm})=20\text{-}24 \text{ m}$, longitud de dispersión de $L_{dis} = 30 - 70 \text{ m}$ y por una función de dispersión fuertemente anisotrópica. Uno de los problemas del medio del lago es la bioluminiscencia.

Esta primera versión ha sido recientemente renovada, NT200+, en abril de 2005. Se le han adicionado 3 cadenas exteriores a 100 m de radio logrando así un volumen total 5 Mtons y se ha modernizado el sistema de adquisición de datos

6.3.2. NESTOR

El experimento NESTOR (Neutrino Extended Submarine Telescope with Oceanographic Research) [64, 65, 66] se sitúa cerca de la isla de Pylos en Grecia, usando como medio las aguas del mar Mediterráneo. La ventaja de la localización es que existe una caída brusca hasta 4500 m.d.n.m. donde se presenta una planicie en la que se pueden colocar cadenas a una profundidad de 4000 m. teniendo un ruido de fondo atmosférico entre 50 a 100 veces menor. La longitud de transmisión en esta agua para la parte azul del espectro es de 55 m., siendo las corrientes mínimas.

La Torre NESTOR contiene 144 TFM colocados más cercanos de manera que consiguen una valla de energía menor. El elemento básico de esta torre

consiste en un hexágono con forma de estrella fabricado de titanio, que tiene en cada una de sus esquinas un par de TFMs (uno que mira arriba y el otro abajo). Esta última característica hace que se diferencie de los otros experimentos, pues al colocar la mitad de los TFMs mirando hacia arriba y la otra mitad hacia abajo, se consigue una visión de toda la esfera celeste. El área sensible a muones de energías de 10 TeV será de 20000 m².

NESTOR se encuentra en construcción, habiendo sido instalado el primer piso de la torre en marzo de 2003.

6.3.3. ANTARES

El experimento ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch) [67, 68, 69] al igual que NESTOR pretende usar las aguas del mar Mediterráneo para realizar la detección de neutrinos. El telescopio de neutrinos se ubicará a 40 Km de la costa de *La Seyne sur Mer* cerca de Toulon, Francia, a una profundidad de 2350 m y tiene la intención de llegar a tener 1 Km³. La desventaja de su ubicación es que crece material biológico, que es traído por las corrientes de la contaminación de las grandes ciudades circundantes, rápidamente en la superficie de los TFMs y produce bioluminiscencia, todo lo cual es dependiente del tiempo.

La primera etapa del detector consistirá en 12 cadenas, cada una con 75 módulos ópticos (TFM Hamamatsu) agrupados en triadas orientados a 45° del nadir, que observará neutrinos atmosféricos y extraterrestres con energías por encima de 10 GeV. El área del detector será 0.1 Km²

La colaboración se formó en 1996 y el experimento está en fase de construcción, la cual se espera que finalice en el 2007.

6.3.4. AMANDA

El experimento precursor de IceCube es AMANDA (Antarctic Muon and Neutrino Detector Array) [70, 71, 72] que también se localiza en el Polo Sur geográfico a una profundidad de 2000-1500 m usando hielo como medio Cherenkov. El detector inicial AMANDA-B10 consistía en un arreglo de 302 TFMs distribuidos en 13 cadenas con un área efectiva de 104 m². La segunda etapa AMANDA-II tiene 19 cadenas ubicadas en círculos concéntricos con un total de 677 TFMs. AMANDA-II funciona desde el 2000, habiendo incrementado significativamente su resolución para detectar fuentes puntuales. El detector materia de este trabajo, IceCube, que es el sucesor de AMANDA se describirá con mayor detalle en la siguiente sección.

6.4. Experimento IceCube

El telescopio de neutrinos IceCube [73, 74, 75, 76, 77], está en construcción en el Polo Sur bajo hielo junto a la estación norteamericana Amundsen-Scott y tendrá un volumen de 1 Km³ y área efectiva de 1 Km², siendo el principio de detección el efecto Cherenkov. Su objetivo principal es detectar y estudiar neutrinos cósmicos de altas energías y sus fuentes.

Este proyecto internacional está patrocinado principalmente por la National Science Foundation de Estados Unidos y dirigido por la Universidad de Wisconsin, con un costo aproximado de \$272 millones y una participación de más de 20 instituciones. Cuando sea completado el 2010, será el instrumento científico más grande del mundo.

La factibilidad del experimento ha sido comprobada por AMANDA, que ha demostrado que las propiedades ópticas de la capa de hielo antártico (hielo

extraordinariamente claro y puro que permite que la luz Cherenkov viaje más de 100m) hacen de este lugar un medio ideal para la detección de neutrinos. La necesidad de este nuevo telescopio de dimensiones mayores se debe al deseo de alcanzar la sensibilidad requerida para la detección de muchos flujos de neutrinos predichos.

Un rasgo distintivo de IceCube debido a su localización geográfica es que podrá observar los neutrinos de energías menores a 1 PeV que llegan a la Tierra del hemisferio norte, pues en este caso la Tierra sirve de filtro del fondo de muones cósmicos. Para energías mayores será capaz de observar ambos hemisferios.

6.4.1. Datos técnicos y diseño

IceCube está diseñado para detectar neutrinos de todos los sabores (ν_e , ν_μ , ν_τ) en un amplio rango de energías: ν_μ (10^{11} eV a 10^{21} eV), cascadas de ν_e , ν_τ (10^{13} eV a 10^{21} eV) y tiene una resolución angular promedio de 0.7° , gracias a la triangulación que realiza, que le permitirá identificar fuentes puntuales y rechazar el ruido de fondo, contando con una resolución temporal menor a 5 ns.

IceCube está siendo desplegado a una profundidad de 2400 m.d.n.m. hasta 1400 m.d.n.m. bajo una gran capa de hielo que sirve de filtro de muones de rayos cósmicos (ver Fig. 6.2) y consistirá en un arreglo de 4800 TFMs distribuidos en un arreglo de 80 cadenas cada una con 60 módulos óptico digitales (MOD) que albergan un TFM, en un área de 1 Km^2 ocupando un volumen total de 1 Km^3 . Adicionalmente cuenta con un detector superficial de lluvia de partículas, IceTop, que sirve para calibrar y descartar el ruido de fondo para

lluvias con energías entre 10^{15} eV y 10^{18} eV.

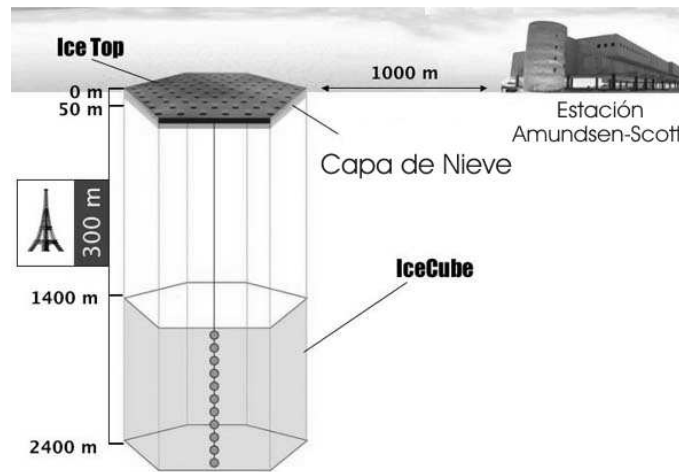


Figura 6.2: Concepto y diseño de IceCube [74]

Los tres elementos fundamentales en su arquitectura son:

- Módulos ópticos digitales (MOD), que capturan las señales inducidas por los procesos físicos y preservan la calidad de la información mediante la conversión inmediata a un formato digital utilizando el ATWD (Analog Transient Waveform Digitizer).
- Red, que conecta el arreglo de MODs altamente dispersos al sistema de adquisición de datos de la superficie y los provee de poder.
- Sistema de Adquisición de Datos (DAQ) de la superficie, que mantiene un reloj maestro y administra la mensajería, el flujo de datos, el filtro, el monitoreo, la calibración y el control de funciones.

La construcción de IceCube demorará 6 años. Para la instalación de las cadenas con los MOs se usa agua caliente para perforar el hielo con un taladro que cae por acción de la gravedad. Luego, se bajan las cadenas y el agua se

vuelve a congelar naturalmente después de un día, quedando fija la estructura. Tras el fin de la primera temporada de despliegue en Febrero de 2005, una cadena de 60 módulos ópticos ha sido instalada. El detector irá funcionando durante su construcción aumentando su capacidad con la instalación de cada cadena.

6.4.2. Objetivos científicos

El proyecto plantea buscar flujos de neutrinos astrofísicos provenientes de diversas fuentes como

1. Fuentes difusas de ν_μ y ν_e : Los modelos predicen el flujo de la suma de todas las galaxias activas en el universo relacionado con los rayos cósmicos (e.g. límite de Waxman-Bahcall, modelo de Mannheim, Protheroe & Rachen, modelo de Stecker & Salamon). Después de 3 años de operación podrá establecer un flujo límite que está 2 órdenes de magnitud por debajo del determinado por AMANDA.
2. Fuentes puntuales de ν_μ : El exceso de eventos de una dirección particular del cielo, debido a NAGs.
3. Gamma Ray Bursts: Su corta duración permite una observación prácticamente sin contaminación de fondo.
4. Materia Oscura: WIMPs (partículas masivas que interactúan débilmente) que estarían en el halo de nuestra galaxia y se aniquilarían en el Sol y la Tierra. (e.g. Neutralino del modelo mínimo supersimétrico)
5. Supernovas: A pesar que sus energías están por debajo de la sensibilidad de IceCube (MeV), pueden aún generar una señal.

6. Cascadas de altas energías: Dan gran resolución de energía y valiosa información de la física involucrada, pudiendo distinguir tipos de eventos.
7. Rayos cósmicos y lluvias de partículas: IceTop cubrirá un rango de energía de 10^{15} eV hasta más de 10^{18} eV del espectro de rayos cósmicos y podrá medir su composición primaria.

6.4.3. Sensibilidad: Área y Volumen efectivos

Una forma de caracterizar la sensibilidad del detector es mediante su área y/o volumen efectivos, que son funciones de la energía, que posteriormente se utilizarán en el cálculo del número detectado de eventos de neutrinos.

El área efectiva del detector (ver Fig. 6.3, datos tomados de [76]) para el caso de eventos de muones se define como [77]

$$A_{ef}(E_{\mu}, \Theta_{\mu}) = \frac{N_{detectados}(E_{\mu}, \Theta_{\mu})}{N_{generados}(E_{\mu}, \Theta_{\mu})} \times A_{gen}, \quad (6.9)$$

donde $N_{generados}$ es el número de muones en la muestra de prueba que tiene energía E_{μ} en cualquier punto dentro de un volumen fiducial y ángulo cenital Θ_{μ} . Se toma el punto de acercamiento más próximo al centro del detector, que podría estar fuera del volumen geométrico del detector para la dependencia en la energía. $N_{detectados}$ es el número de tales eventos que son disparados o pasan el nivel de veto que se considere. El área efectiva disparada alcanza 1 Km^2 a energías de cientos de GeV.

El “nivel de disparo 1” se da cuando un mínimo de 5 MOs envían una señal dentro de una sección de una cadena y el “nivel de disparo 2” exige además las restricciones debidas al fondo de muones de rayos cósmicos. Casi el 50 % de los eventos disparados pasa el nivel 2 de selección, que es el comúnmente usado.

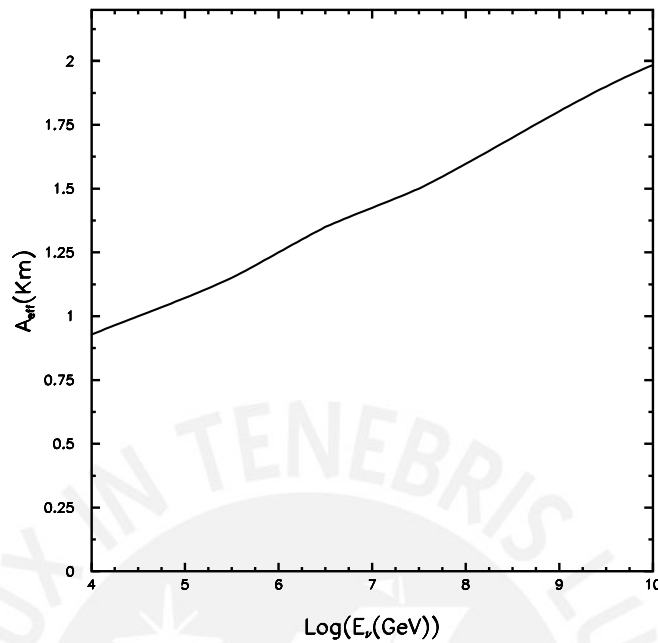


Figura 6.3: Área efectiva para muones en IceCube

El detector IceCube funcionará con un $A_{ef} \sim 1\text{Km}^2$ para muones “upward moving” en el rango de TeV. Por encima de 100 TeV los criterios de selección permiten observar neutrinos “downgoing”, provenientes del hemisferio sur. En el rango de PeV se tiene $A_{ef} \sim 0,6\text{Km}^2$ cerca del Polo Sur, incrementándose hacia regiones al norte hasta llegar a $A_{ef} \sim 1,4\text{Km}^2$. Esto quiere decir que IceCube podrá observar toda la esfera celeste en el rango de PeV a EeV.

El volumen efectivo del detector para el caso de las cascadas producidas en interacciones de ν_e y ν_τ se define como el volumen equivalente en el cual el detector alcanza el 100 % de eficiencia y es calculado a partir de una simulación de cascadas generadas en un volumen mucho mayor y varía entre 1 Km^3 a 1 TeV hasta 4 Km^3 a 100 PeV, siendo la expresión formal [73]

$$V_{ef}(E_{cas}) = \frac{N_{trig}(E_{cas})}{N_{gen}(E_{cas})} \times V_{gen}. \quad (6.10)$$

También se usan los criterios de selección por rechazo de fondo: el “criterio I” se refiere al corte que elimina el fondo de eventos de rayos cósmicos vetados por el arreglo superficial IceTop y el “criterio II” requiere además que el centro de gravedad de los disparos esté contenido dentro del volumen instrumental del detector.

6.4.4. Identificación de sabor

Cada sabor de neutrino deja una huella especial que permite diferenciarlos (ver Fig. 6.4). Los ν_μ tienen como marca el rastro lineal que imprime el muón energético generado, que para altas energías sigue la misma dirección que la del neutrino. Los ν_e dejan una cascada electromagnética que es como un punto brillante de luz Cherenkov de forma esférica simétrica donde deposita toda su energía, pudiendo ser ésta medida de forma precisa. Los ν_τ energéticos tienen una marca peculiar que los distingue, ésta es de forma de “doble disparo”: primeramente aparece una cascada debida a la interacción del neutrino que produce un leptón τ que deja un rastro hasta que decae y se genera otra cascada.

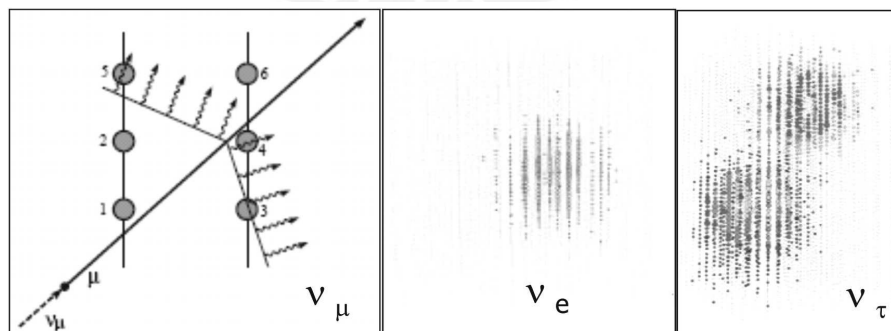


Figura 6.4: Huellas de los tres sabores de neutrinos: ν_μ (línea recta), ν_e (cascada esférica) y ν_τ (“doble disparo” = dos cascadas esféricas)

PARTE METODOLÓGICA



Capítulo 7

Producción de Neutrinos

Astrofísicos

En la Parte Teórica se han caracterizado los NAGs, se ha explicado el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden, se ha hecho énfasis en los aspectos de relatividad y cosmología y se han dado las características de los detectores, todo lo cual se asumirá como conocido y sustentado para esta segunda parte.

En esta segunda parte de la tesis, la Parte Metodológica, se exponen los modelos (hipótesis de trabajo) de la producción de neutrinos y de los parámetros estudiados, así como los pasos seguidos para el cálculo del número de eventos inducidos por neutrinos en IceCube. Parte de este trabajo ya ha sido expuesto en [78]. Entre los artículos que han seguido un espíritu similar cabe mencionar a [53, 79, 80, 81, 82, 83, 84].

Dado que no existe un acuerdo en un modelo único para explicar la posible producción de neutrinos ultraenergéticos en los NAGs, sin contar con los que descartan los procesos hadrónicos y por tanto la producción de neutrinos,

este estudio se dividirá en dos partes para abarcar dos de los modelos más difundidos y comparar finalmente sus resultados.

Los elementos básicos para obtener neutrinos ultraenergéticos son

- Aceleración de nucleones (protones y/o neutrones) hasta energías cerca de 10^{21} eV, para lo cual se requieren grandes campos magnéticos y extensas regiones de aceleración (ver Cap. 3.2.4) y/o agujeros negros supermasivos. Esta aceleración es comúnmente atribuida al mecanismo MACD (ver Cap. 3.2.4).
- Densidad de fotones (en varios modelos) ya sea presente en la parte interna de la fuente o como campo de radiación externo.

Las interacciones de partículas que se pueden dar en los NAGs que conducen a la obtención de neutrinos son

$$pp \longrightarrow p\Delta^+ \longrightarrow p(n\pi^+)$$

$$np \longrightarrow p\Delta^0 \longrightarrow p(p\pi^-)$$

$$p\gamma \longrightarrow \Delta^+ \longrightarrow n\pi^+$$

$$n\gamma \longrightarrow \Delta^0 \longrightarrow p\pi^-$$

, que prosiguen con los siguiente decaimientos hasta los neutrinos de diferentes sabores

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

$$\pi^- \longrightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu \longrightarrow (e^-\bar{\nu}_e\nu_\mu)\bar{\nu}_\mu$$

$$n \longrightarrow pe^-\bar{\nu}_e$$

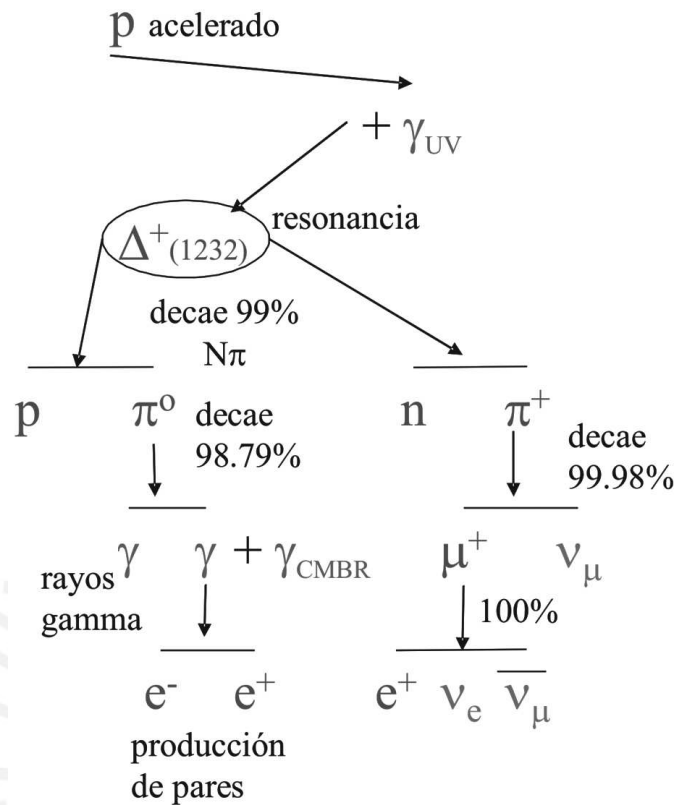


Figura 7.1: Cadena de producción de ν por fotoproducción de piones

De estos procesos el de fotoproducción de piones (ver esquema en Fig. 7.1) mediante $(p\gamma)$ es el mayormente atribuido desde [25] y el otro recientemente estudiado es debido a choques protón protón (pp) a los que se les ha acuñado el término “blob-blob”, pues resultan de un “blob” saliente del jet que se encuentra con otro que ha sido desviado por los campos magnéticos. De acuerdo a [82] sólo el 10 % de los neutrinos serían producidos mediante pp y el resto, 90 %, mediante $p\gamma$.

Por otro lado, para la producción fotopiónica existen dos tipos de fuentes de fotones blanco: una es la fuente interna de fotones, de origen principalmente sincrotrónico, y la otra fuente es el campo de radiación externo, que incluye los fotones expelidos y dispersados por el disco de acreción.

Los modelos de producción de neutrinos que se asumirán como hipótesis de trabajo se denominarán:

1. Modelo Unificado de Producción (MUP)
2. Modelo Quasar-Blazar (MQB)

7.1. Modelo Unificado de Producción (MUP)

Consideraremos en este modelo que se cumple totalmente el Modelo Unificado de los NAGs de manera que se tratarán por igual a blazars, quasars y radio galaxias. Esta hipótesis [85] parte de que dentro de la regiones interiores de los jets de NAGs los protones son acelerados por ondas de choque que asemejan láminas (blobs) hasta energías en el rango de Pev-EeV, de acuerdo a la aceleración estocástica de Fermi de primer orden. Estos protones deben interactuar con los fotones del ambiente (radiación externa) emitidos por el disco de acreción de la radiación térmica de cuerpo negro (UV bump), con frecuencias entre $7 \times 10^{14}\text{Hz}$ y $3 \times 10^{15}\text{Hz}$, produciéndose como consecuencia de esta interacción la resonancia del protón $\Delta^+(1232)$, la cual es seguida por el decaimiento $n\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu \rightarrow \bar{\nu}_\mu e^+\nu_e$ (fotoproducción de piones). Como se ve, esta cascada de decaimientos produce un flujo de neutrinos de proporciones $\nu_\mu = 2, \nu_e = 1, \nu_\tau = 0$. La densidad de fotones blanco se podrá obtener luego de las observaciones directas de la luminosidad de los NAGs. Un tratamiento similar ha sido elaborado en [83] y aplicado a blazars, donde se usa como blanco el campo de radiación externo UV del jet para la producción fotomesónica de neutrinos.

7.1.1. Cálculo del flujo de neutrinos de un NAG

Para calcular el flujo observado de neutrinos provenientes de un NAG dentro del MUP, comenzaremos con la siguiente útil relación general

$$\int_{E_{\nu}^{min}}^{E_{\nu}^{max}} E_{\nu} \frac{d\Phi_{\nu}}{dE_{\nu}} dE_{\nu} = \frac{L_{\nu}}{4\pi d_L^2}, \quad (7.1)$$

donde los límites de integración dependen del rango de energías escogidas para ser observadas (en este caso entre PeV-EeV), L_{ν} es la luminosidad observada de neutrinos y d_L es la distancia luminosa al NAG, definida en la ec. (4.21)

$$d_L = d_m(1 + z), \quad (7.2)$$

donde z es el corrimiento al rojo o redshift del NAG y d_m es la distancia de movimiento propio (ver ec. (4.20)).

Asumiremos que el espectro de energía, definido en el Capítulo 3.1.3, $\frac{d\Phi_{\nu}}{dE_{\nu}}$, será proporcional a

$$\frac{d\Phi_{\nu}}{dE_{\nu}} \propto E_{\nu}^{-p} \exp\left(-\frac{E_{\nu}}{E_{cut}^{NAG}}\right). \quad (7.3)$$

La dependencia típica que aparece tiene la forma de una ley de potencias y esto se debe a que el flujo de neutrinos extragalácticos se asume de la misma forma que el espectro de protones, el cual, según el mecanismo de Fermi, tiene la estructura de una ley de potencias (ver Cap. 3.2.4). El exponente p de la ley de potencias se asumirá, como parte de la hipótesis, que es $p = 2$, el genérico E_{ν}^{-2} . Sin embargo, también se lo puede considerar en el rango 1,3 – 2,7. El espectro de neutrinos planteado incluye además un corte en la energía [86] que depende de la energía máxima que pueda alcanzar cada NAG E_{cut}^{NAG} . Se asumirá un corte general conservativo de 10^{10} GeV.

Por lo tanto, la fórmula exacta para el espectro de neutrinos es

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE} = \frac{L_\nu}{4\pi d_L^2} \left(\int_{E_\nu^{min}}^{E_\nu^{max}} E_\nu E_\nu^{-p} \exp\left(\frac{-E_\nu}{E_{cut}^{NAG}}\right) dE_\nu \right)^{-1} E_\nu^{-p} \exp\left(\frac{-E_\nu}{E_{cut}^{NAG}}\right). \quad (7.4)$$

Centraremos ahora nuestra atención en las cantidades observables que componen la luminosidad de neutrinos. Luego, para poner esta luminosidad en términos de cantidades observables, se partirá de la definición de luminosidad

$$L_\nu = \frac{N_\nu \langle E_\nu \rangle}{\Delta t_{obs}}, \quad (7.5)$$

donde N_ν es el número de neutrinos producidos, $\langle E_\nu \rangle$ la energía promedio del neutrino y Δt_{obs} el tiempo observado de variabilidad de la región de emisión. Se expresará N_ν siguiendo la secuencia de producción de neutrinos que fue explicada al empezar este capítulo, obteniendo

$$N_\nu = (br_{\Delta \rightarrow n\pi^+})(br_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu})N_\Delta, \quad (7.6)$$

donde “ br ” representa la fracción del total de tipos de decaimientos que se producen por el canal deseado, siendo aproximadamente $N_\nu \approx N_{\pi^+} \approx \frac{1}{2}N_\Delta$.

Resulta útil expresar la energía del neutrino en función de la energía de la partícula madre mediante

$$\langle E_\nu \rangle = \langle x_{p \rightarrow \pi^+} \rangle \langle x_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu} \rangle \langle E_p \rangle, \quad (7.7)$$

donde $\langle x \rangle$ es la fracción promedio de energía transferida de la partícula madre al producto, que numéricamente equivale a $E_\nu \approx \frac{1}{4}E_\mu \approx \frac{1}{4}(\frac{1}{5}E_p)$.

Por otro lado, para encontrar el número de Δ 's producidos se usa

$$N_\Delta = \Phi_p N_\gamma \sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta} \Delta t_{obs}, \quad (7.8)$$

con Φ_p el flujo inicial de protones altamente acelerados, N_γ el número de fotones del ambiente proveniente del UV bump y $\sigma_{p\pi \rightarrow \Delta} = 10^{-32} \text{ m}^2$ la sección de choque

para la fotoproducción. Φ_p y N_γ están dados por

$$\Phi_p = \frac{L_p R}{\langle E_p \rangle V} \quad , \quad N_\gamma = \frac{L_\gamma \Delta t_{obs}}{\langle E_\gamma \rangle} \quad , \quad (7.9)$$

donde L_p y L_γ son las luminosidades de protones y fotones, respectivamente, $\langle E_\gamma \rangle$ es la energía promedio de los fotones (en adelante se asumirá un valor de 10 eV), R es el tamaño observado de la región de emisión, que en el caso de regiones esféricas y cilíndricas corresponde al radio y V es el volumen observado de la región de emisión. Es necesario mencionar que el tamaño de la región de emisión y consecuentemente su volumen, dependen de cuatro parámetros: el factor Doppler (δ), el tiempo de variabilidad (Δt_{obs}), el corrimiento al rojo (z) y el ángulo entre el vector de velocidad de la región de emisión y la línea de visión de la Tierra (θ). La descripción detallada de R y el volumen se encuentra en la Sec. 8.1.

Reemplazando las ecs. (7.6 - 7.9) en la ec. (7.5), se obtiene

$$L_\nu = \frac{(br_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu})(br_{\Delta \rightarrow n\pi^+}) \langle x_{p \rightarrow \pi^+} \rangle \langle x_{\pi \rightarrow \nu_\mu} \rangle L_p L_\gamma \Delta t_{obs} R \sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta}}{\langle E_\gamma \rangle V} \quad . \quad (7.10)$$

Para escribir la ec. (7.10) en una notación más compacta, se usa la “profundidad óptica”, τ , definida como

$$\tau = \frac{R}{\lambda_{p\gamma \rightarrow \Delta}} = R n_\gamma \sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta} = R \frac{L_\gamma \Delta t_{obs}}{V \langle E_\gamma \rangle} \sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta} \quad , \quad (7.11)$$

donde $\lambda_{p\gamma \rightarrow \Delta}$ es la longitud de interacción del protón, R , el tamaño observado, que se debe entender como el camino lineal recorrido por el protón en la dirección de movimiento que atraviesa la región de fotones y se escribe K como

$$K = (br_{\pi^+ \rightarrow \nu_\mu})(br_{\Delta \rightarrow n\pi^+}) \langle x_{p \rightarrow \pi^+} \rangle \langle x_{\pi \rightarrow \nu_\mu} \rangle \approx 0,024 \quad , \quad (7.12)$$

donde se han usado los siguiente valores numéricos $br_{\Delta \rightarrow \pi} = 0,5$, $br_{\pi \rightarrow \nu} = 0,9998$, $\langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle = 0,2$ y $\langle x_{\pi \rightarrow \nu} \rangle = \frac{1}{4}$.

Dado que τ es una invariante de Lorentz, se puede pasar del marco de referencia del observador al marco de referencia de la región de emisión, para así poder usar una geometría simple (ver Sec. 8.1) que describa la región de emisión, quedando τ como sigue

$$\tau = \tau' = \frac{R'(\delta, \Delta t_{obs}, z, \theta) L'_\gamma \Delta t'}{V'(\delta, \Delta t_{obs}, z, \theta) \langle E'_\gamma \rangle} \sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta} = \frac{R'(\delta, \Delta t_{obs}, z, \theta) L_\gamma \Delta t_{obs}}{V'(\delta, \Delta t_{obs}, z, \theta) \langle E_\gamma \rangle} \sigma_{p\gamma \rightarrow \Delta} . \quad (7.13)$$

donde las cantidades primadas hacen referencia a un valor medido en el jet y recordando que $\frac{L_\gamma \Delta t_{obs}}{\langle E_\gamma \rangle}$ es por sí mismo una invariante de Lorentz. Luego, la ec. (7.10) adquiere la siguiente forma

$$L_\nu = K \tau L_p . \quad (7.14)$$

Sin embargo, no toda la luminosidad de protones, L_p , será observada, por el mismo hecho que parte de ella habrá anteriormente interactuado con los fotones del ambiente para producir las resonancias Δ 's, que son el requisito para la producción de neutrinos. Como consecuencia, la luminosidad intrínseca será e^τ veces la luminosidad observada, es decir, $L_p = e^\tau L_{p_{obs}}$. En este análisis se asumirá $L_{p_{obs}}$, parámetro poco conocido, como 10 % de la luminosidad total de fotones [85]. Adicionalmente, se debe tomar en cuenta la posible absorción de π^+ en la fuente en el caso que el medio sea ópticamente denso y por lo tanto no dará tiempo suficiente para que los π^+ decaigan en neutrinos. En este caso, se usará la substitución sugerida en la referencia [85], haciendo el cambio de τ por $(1 - e^{-\tau})$. Así, el factor $(1 - e^{-\tau})e^{(1-e^{-\tau})}$ tomará en consideración la absorción de los protones y piones en la fuente. Finalmente el flujo diferencial de ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ emitido por una fuente de NAG individual puede ser encontrado,

aplicando lo hallado en la ec. (7.4), con

$$\begin{aligned}
 \frac{d\Phi_{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}}{dE_\nu} &= \frac{2^{0,1KL\gamma_{obs}} \frac{[(1-e^{-\tau})e^{(1-e^{-\tau})}]}{4\pi d_L^2}}{\int_{E_\nu^{min}}^{E_\nu^{max}} E_\nu E_\nu^{-p} \exp\left(-\frac{E_\nu}{E_{cut}^{NAG}} dE_\nu\right)} E_\nu^{-p} \exp\left(-\frac{E_\nu}{E_{cut}^{NAG}}\right) \quad (7.15) \\
 &= F(\delta, V, \Delta t_{obs}, z, L_{\gamma_{obs}}, \theta, E_\nu^{max}, E_\nu^{min}) E_\nu^{-p} \exp\left(-\frac{E_\nu}{E_{cut}^{NAG}}\right),
 \end{aligned}$$

donde el factor 2 considera tanto la contribución de ν_μ como de $\bar{\nu}_\mu$ pues el antineutrino producido tras el decaimiento de μ^+ tiene en promedio la misma fracción de energía transferida de los π^+ , $\langle x_{\pi \rightarrow \nu_\mu} \rangle \approx \langle x_{\pi \rightarrow \bar{\nu}_\mu} \rangle$, ya que cada leptón comparte aproximadamente la misma energía. La función F incluye los parámetros objeto de esta tesis, es decir δ , V y Δt_{obs} . Es conveniente mencionar que el cálculo de θ es afectado indirectamente por el modelo de estimación de δ que se escoja.

7.1.2. Extrapolación del flujo total de neutrinos

El flujo isotrópico total de neutrinos de NAGs sumado sobre todas las fuentes se define como

$$\begin{aligned}
 \left\langle \frac{d\phi_{\nu_\mu}}{dE_{\nu_\mu}} \right\rangle_{tot} &= C_n \sum_{j=1}^{39} \int_{\delta_{min,j}}^{\delta_{max,j}} d\delta \text{pdf}(\delta)_{j,mod} \\
 &\times F_j\left(\delta, V, \Delta t, z_j, L_{\gamma_{obs,j}}, \langle \theta \rangle_{(j)mod}, 10^{18} \text{ eV}, 10^{15} \text{ eV}\right) E_\nu^{-p} \exp\left(\frac{-E_\nu}{E_{cut}^{NAG}}\right) \\
 &= C_n \langle \phi \rangle_{tot} E_\nu^{-p} \exp\left(-\frac{E_\nu}{E_{cut}^{NAG}}\right), \quad (7.16)
 \end{aligned}$$

donde $\langle \phi \rangle_{tot}$ representa la suma de los términos F_j (ver ec. (7.15)), después de haber sido promediados en δ , usando la función de densidad de probabilidad (pdf) definida para cada fuente j del total de 39 NAGs de la muestra (ver Cap. 9). La función de densidad de probabilidad varía para cada modelo de

estimación (mod) y está dada por

$$pdf(\delta)_{j,mod} = \frac{\delta^{-\gamma}}{\int_{\delta_{minj}}^{\delta_{maxj}} \delta^{-\gamma} d\delta}, \quad (7.17)$$

donde γ corresponde a cada modelo de estimación del factor Doppler (ver Cap. 8.2) ($\gamma_{EQ} = 0,49$, $\gamma_{IC} = 0,58$, $\gamma_{Var} = 0,55$, $\gamma_{min} = 0,76$). Los límites de integración, δ_{maxj} y δ_{minj} , son escogidos para cada fuente de NAG individual, tomando el máximo (δ_{maxj}) y el mínimo (δ_{minj}) del conjunto correspondiente de valores de δ . Cuando sólo se encontró un valor para un NAG se asumió un rango promedio. Merece remarcarse que dichos límites dependen también del modelo para estimar δ . La constante de normalización C_n en la ec. (7.16) permite extrapolar el flujo máximo total posible de ν_μ en base a una pequeña muestra. Esta constante está dada por

$$C_n = \frac{\phi_{bound}}{\langle \phi \rangle_{tot}^{max}}, \quad (7.18)$$

donde ϕ_{bound} representa a los tres diferentes límites escogidos en esta tesis: el límite de Waxman-Bahcall $3 \times 10^{-8} \text{ GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [87], el límite usado por la colaboración de IceCube $1 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [76] y el límite de rayos- γ $6 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ [88].

7.1.3. Límites actuales impuestos por AMANDA

Debemos notar que los límites usados están todavía por debajo de los límites establecidos por los recientes experimentos y por encima de la sensibilidad de IceCube [76]. El límite para las energías entre 1 PeV y 3 EeV tomado de los últimos resultados de AMANDA [70] hallados con un 90 % de nivel de confianza dan $E^2\Phi_\nu(E) < 0,99 \times 10^{-6} \text{ GeV}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ y los datos de AMANDA-II-2000 todavía están siendo procesados. $\langle \phi \rangle_{tot}^{max}$ a 1 GeV, es el máximo valor entre

el conjunto de valores $\langle \phi \rangle_{tot}$ obtenidos para todas las variaciones realizadas en este trabajo (diferentes tipos de estimación de δ , clases de la geometría de la región de emisión y tiempo de variabilidad de la emisión). Cabe mencionar que es posible sobrepasar el límite WB. Este sería el caso si las fuentes fueran ópticamente opacas, absorbiendo los protones y permitiendo de esta manera escapar solamente a los neutrinos. Es más, esta situación también se cumpliría si los neutrinos fueran creados en las regiones interiores del disco de acreción (o cerca del agujero negro), que podría ser el mecanismo dominante para producir neutrinos en los NAGs [82].

7.2. Modelo Quasar-Blazar (MQB)

En este modelo se hará un tratamiento por separado, uno para quasars y otro para blazars, tomando en cuenta las diferencias en las luminosidades observadas, siendo la principal que en los blazars no se ha observado un componente térmico en el espectro (es probable que el “UV-bump” esté ausente).

7.2.1. Cálculo del flujo de neutrinos de quasars

Para el tratamiento del flujo de neutrinos de alta energía producidos en los quasars esta sección se basará en el artículo [82]. A semejanza del MUP, se calculará el flujo individual de un quasar y luego se extrapolará con una muestra el total. Los supuestos son idénticos al MUP salvo que en vez que los protones altamente acelerados interaccionen con el ambiente de fotones de la radiación externa, se considerarán fotones blanco de las regiones interiores centrales del quasar, donde sólo serán importantes las contribuciones de los campos UV (“UV-bump”) y de rayos-X. Nuevamente el mecanismo dominante

será $p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n\pi^+$.

Por tanto bastará con modificar en las ecs. (7.15) y (7.13) la luminosidad de fotones blanco, L_γ , y la energía promedio de estos, $\langle E_\gamma \rangle$, por las respectivas luminosidades y energías de fotones interiores UV y de rayos-X, con energías de 10 eV y 1×10^3 eV respectivamente. Luego se sumarán estas dos contribuciones para obtener el flujo total de neutrinos de un quasar. Estas luminosidades serán obtenidas mediante un método alternativo al del MUP. Este método se basa en la masa del agujero negro central.

Mientras que exista suficiente abastecimiento de gas para el agujero negro central, la luminosidad producida debe acercarse al límite de Eddington, que es la luminosidad máxima de estado estable que puede ser producida antes que la radiación de presión interrumpa el flujo de acreción, y viene dada por

$$L_{edd} = 4\pi GMm_p c / \sigma_T, \quad (7.19)$$

donde $G = 6,672 \times 10^{-11} \text{ N m}^2 \text{ kg}^{-2}$ es la constante de gravitación universal de Newton, M es la masa del agujero negro, m_p la masa del protón, c la velocidad de la luz y $\sigma_T = 6,6524 \times 10^{-29} \text{ m}^2$ la sección de choque de Thomson.

Luego si se asume que todos los quasars tienen una alta eficiencia se pueden estimar las luminosidades UV y de rayos-X mediante la luminosidad de Eddington usando las siguientes relaciones [82]

$$L_{UV} \approx 0,05L_{edd}, \quad L_X \approx 0,05L_{edd}. \quad (7.20)$$

7.2.2. Cálculo del flujo de neutrinos de blazars

Siguiendo el trabajo realizado por Halzen & Hooper [53] se inferirá el flujo de neutrinos provenientes de un blazar individual a partir de las observaciones

de rayos- γ . Se asumirá que la emisión observada en el espectro de los blazars del orden de TeV se debe a los fotones producidos tras el decaimiento de piones generados en las colisiones de protones acelerados en los jets (e.g. $p\gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p(\pi^0) \rightarrow \gamma\gamma$, para este caso casi el 50 % de las resonancias Δ^+ decaen en piones neutrales, el otro 50 % restante decae en piones positivos que como se vio terminan luego de una secuencia en neutrinos). De aquí que los flujos de rayos- γ y de neutrinos puedan ser relacionados por consideraciones de energía mediante

$$\int_{E_\gamma^{min}}^{E_\gamma^{max}} E_\gamma \frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma} dE_\gamma = K \int_{E_\nu^{min}}^{E_\nu^{max}} E_\nu \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} dE_\nu, \quad (7.21)$$

donde K es un factor que depende de si los piones fueron generados mediante colisiones pp ($K=1$) o $p\gamma$ ($K=4$).

Nuevamente, como en el modelo MUP, se asumirá que el espectro de protones fue generado mediante la aceleración de Fermi de primer orden en los jets resultando ($\frac{d\Phi_p}{dE_p} \propto E_p^{-2}$), de manera que tanto los neutrinos como los fotones guarden semejanza con dicho espectro. No obstante, los fotones, a diferencia de los neutrinos, una vez generados tienen mayores posibilidades de interactuar con el medio de manera que son absorbidos. Así el valor del flujo de neutrinos que se deducirá representará simplemente un límite inferior. Una de las interacciones más comunes de estos fotones es con el fondo infrarrojo ($E_{IR} \sim 0,01$) de fotones durante su propagación ($\gamma + \gamma_{IR} \rightarrow e^+e^-$), cuyo límite es $E_\gamma > 10 - 50$ TeV.

El análisis se volverá a subdividir para tratar por separado las colisiones $p\gamma$ y las pp .

Colisiones Protón-Fotón

Este caso ya fue analizado para el modelo MUP. Para los propósitos del cálculo bastará citar las energías máximas y mínimas que pueden alcanzar los fotones y neutrinos en función de la energía del protón padre

$$E_{\gamma}^{max,min} = \frac{E_p^{max,min} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle}{2}, \quad E_{\nu}^{max,min} = \frac{E_p^{max,min} \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle}{4}. \quad (7.22)$$

Una variante será que para generar fotones de energías de TeV se necesitará que las nubes de radiación que rodean el blazar contengan fotones de energías de MeV y los protones tengan energía mínima dada por

$$E_p^{min} = \left(\frac{\delta}{1+z} \right)^2 \frac{m_{\Delta}^2 + m_p^2}{4E_{\gamma}} \geq \left(\frac{\delta}{1+z} \right)^2 \left(\frac{1MeV}{E_{\gamma}} \right) \times 160 \text{ GeV}, \quad (7.23)$$

donde se han usado las transformaciones cosmológico-relativistas de las energías (ver ec. (4.7)).

Colisiones Protón-Protón

Para este caso las energías que pueden alcanzar fotones y neutrinos son

$$E_{\gamma}^{max,min} = \frac{E_p^{max,min}}{6}, \quad E_{\nu}^{max,min} = \frac{E_p^{max,min}}{12}. \quad (7.24)$$

Los factores 6 y 12 vienen del hecho que en promedio los tres piones que se producen decaen en cuatro o dos partículas si son piones cargados o neutrales, respectivamente. Además se exige que la energía mínima de los protones acelerados, necesaria para la producción de piones, sea

$$E_p^{min} = \left(\frac{\delta}{1+z} \right) \frac{(2m_p + m_{\pi})^2 - 2m_p^2}{2m_p} \geq \left(\frac{\delta}{1+z} \right) \times 1,23 \text{ GeV}. \quad (7.25)$$

Continuemos con la estimación del flujo de neutrinos y para esto supongamos que el espectro observado de fotones TeV de blazars y neutrinos cumplen

las siguientes leyes, teniendo en cuenta que el espectro de fotones, como hemos visto, no se parecerá totalmente al del mecanismo de Fermi para los protones luego de las interacciones a lo largo de la propagación,

$$\frac{d\Phi_\gamma}{dE_\gamma} = A_\gamma E_\gamma^{-\alpha}, \quad \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = A_\nu E_\nu^{-2}. \quad (7.26)$$

De las ecs. 7.26 y la relación 7.21 se puede despejar A_ν

$$A_\nu = \frac{\int_{E_\gamma^{min}}^{E_\gamma^{max}} A_\gamma E_\gamma^{1-\alpha} dE_\gamma}{K \int_{E_\nu^{min}}^{E_\nu^{max}} E^{-1} dE_\nu}, \quad (7.27)$$

donde se han de reemplazar los respectivos valores de $E_{\nu,max,min}$, $E_{\gamma,max,min}$ y K de acuerdo a si es por colisión pp o $p\gamma$. No hay que perder de vista que el factor Doppler δ , aunque no aparece explícito en esta ecuación, está incluido al momento de realizar las transformaciones relativistas de las energías de los protones y fotones en las ecs. 7.23 y 7.25.

Finalmente el espectro de neutrinos para un blazar será

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} \approx A_\nu E_\nu^{-2} = F(A_\gamma, \alpha, \delta, z) E_\nu^{-2}. \quad (7.28)$$

La función $F(A_\gamma, \alpha, \delta, z)$ encierra una combinación de los parámetros individuales de cada NAG que deben ser obtenidos de observaciones astronómicas. La dependencia del factor Doppler se puede hallar directamente y para el caso de colisiones pp se tiene $F \propto \delta^{2-\alpha}$ y para $p\gamma$, $F \propto \delta^{4-2\alpha}$. Se usará también la distribución en δ descrita en la ec. (7.17) para promediar la función F . Por otro lado, en este modelo no interviene la geometría de la región de emisión ni el tiempo de variabilidad, pues la extrapolación se hace a partir del resultado de la fotoproducción de piones y no de los constituyentes de la interacción.

Los valores de A_γ y el índice espectral α se obtendrán de las observaciones del EGRET para cada blazar, como se describe en el Cap. 9.5. Es preciso

mencionar que el presente análisis está pensado para equiparar el flujo de los fotones de rayos- γ del orden de TeV con el de neutrinos; sin embargo, las observaciones del EGRET sólo llegan al rango de GeV, lo que no representa un problema mayor, pues según [84] el flujo observado de fotones GeV también permite estimar el flujo de neutrinos. Esta última afirmación se fundamenta en que las energías de los fotones se pueden degradar en su viaje a la Tierra hasta el rango 10 GeV - TeV. Para realizar la conversión y seguir utilizando el planteamiento de [53] se normalizarán los flujos del EGRET al flujo de rayos- γ de la Nebulosa del Cangrejo a 1 TeV ($dN_\gamma/dE_\gamma \approx 3,2 \times 10^{-11} \text{ TeV cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), que es del orden de una de las llamaradas de 1ES 1959+650 [53].

Finalmente se distribuirá la contribución debida a las dos diferentes interacciones de la siguiente manera[82]: las colisiones pp darán cuenta del 10 % de los neutrinos y el resto (90 %) serán provenientes de colisiones $p\gamma$.

Con este procedimiento se ha obtenido el flujo de neutrinos de un blazar individual, pero se presenta nuevamente el problema que para el rango de energías en el que se habrán de observar los eventos de neutrinos en IceCube (ver Cap.10), el número de eventos de una sola fuente es ínfimo y estadísticamente intrascendente. Por esto se recurre al cálculo del flujo total de neutrinos de todos los blazars. Para ello se procederá de manera similar a la sección 7.1.2, suponiendo que el flujo total de rayos- γ se debe a los blazars y luego se extrapolará de una pequeña muestra de blazars el flujo total de neutrinos de estas fuentes usando la expresión ec. (7.18). Nuevamente se utilizarán los tres límites mencionados en dicha sección: el límite de Waxman-Bahcall [87], el límite usado por la colaboración de IceCube [76] y el límite de rayos- γ [88].

Capítulo 8

Párametros estudiados del flujo de neutrinos

En este Capítulo se describen las diferentes hipótesis para cada uno de los parámetros del flujo de neutrinos, tema de esta tesis, que se introdujeron para los cálculos en el Capítulo 7.

8.1. Geometría de la región de emisión

En el estudio de la geometría de la región de emisión de neutrinos de un NAG se pueden considerar varias posibilidades para su forma en el marco de referencia propio. En esta tesis se investigarán dos: un volumen esférico y uno cilíndrico. Estos modelos están basados en el tiempo de variabilidad observado Δt_{obs} [89]. Sin embargo, se debe tener presente que Δt_{obs} puede, a lo sumo, estimar una de las dimensiones de esta región, quedando de esta manera las dos restantes por inferir mediante algún supuesto. En este sentido, las fórmulas que se presentan a continuación no son propiamente transformaciones relativistas,

mas estimaciones, que no deben de confundirse.

Es conveniente, para entender las siguientes fórmulas, definir la cantidad $D = \frac{\delta}{1+z}$ que incluye tanto el factor Doppler (δ) como los efectos cosmológicos dados por el corrimiento al rojo (z).

8.1.1. Geometría Esférica

En este caso, como se supone un volumen esférico basta estimar el radio R' de la región de emisión en su propio marco de referencia. Existe una fórmula normalmente usada y simplificada que toma en cuenta el radio y encuentra este valor usando

$$R' = Dc\Delta t_{obs} . \quad (8.1)$$

Sin embargo, usaremos una fórmula refinada para R' , que considera el ángulo con la línea de visión, θ , y la velocidad de choque, β_{shock} (valor usado $\beta_{shock}=0.5$). Esta expresión está dada por [89]

$$R' = \frac{Dc\Delta t_{obs}}{\frac{1}{\sqrt{2}} \text{Abs} \left[\frac{1}{\beta_{shock}} - \Gamma D(\cos(\theta) - \beta) \right] + \frac{D \text{sen}(\theta)}{\Gamma}} . \quad (8.2)$$

8.1.2. Geometría Cilíndrica

En el caso de la geometría cilíndrica se necesitan dos cantidades, el radio R' y la longitud l . Este modelo supone que la región de emisión es rápidamente energizada por un plano de choque que viaja a lo largo de la dirección del chorro, de manera que los fotones sean emitidos inmediatamente después del pase del plano de choque por la región en forma de disco. Para este caso, al ser dos las incógnitas y sólo tener un parámetro, se asumirá por conveniencia que $l = aR'$, con a variable (se usará el valor $a = 2$). Con estas consideraciones, el

radio del cilindro queda como

$$R' = \frac{Dc\Delta t_{obs}}{\frac{a\Gamma}{2} \text{Abs} \left[\frac{1}{\beta_{shock}} - \Gamma D(\cos(\theta) - \beta) \right] + D \text{sen}(\theta)} . \quad (8.3)$$

8.2. Factor Doppler

Como se mostró en el capítulo 7, el factor Doppler, δ , es una pieza importante en el cálculo del flujo de neutrinos de un NAG. En la actualidad existen varios modelos para estimar δ , los cuales, en varios casos, dan valores diferentes de δ para el mismo objeto. Dicha discrepancia implica por tanto también diferencias en el flujo de neutrinos, lo que nos interesa cuantificar. En este trabajo, se considerarán los siguientes modelos de estimación del factor Doppler:

8.2.1. Doppler de Equipartición (δ_{EQ})

El factor Doppler de Equipartición δ_{EQ} [90, 91] se calcula asumiendo la equipartición de la energía entre las partículas que radían y el campo magnético y se obtiene de la relación entre la “temperatura de brillo” observada y la temperatura de brillo intrínseca máxima. Se supone que la temperatura de brillo intrínseca máxima es la temperatura de equipartición. La expresión explícita es [90]

$$\delta_{EQ} \equiv \frac{T_{b,VLBI}}{T_{eq}} = \left([10^3 F(\alpha)]^{34} [4h/y(z)]^2 (1+z)^{15+2\alpha} S_{op}^{16} \theta_d^{-34} \nu_{op}^{2\alpha-35} \right)^{1/(13+2\alpha)}, \quad (8.4)$$

donde $F(\alpha = 0,75) = 3,4$, h es la constante adimensional de Hubble, la función $y(z) = H_0 a_0 r(z)/c$ es adimensional y depende de Ω_m , Ω_Λ y z , S_{op} es la densidad de flujo pico observada, ν_{op} es la frecuencia observada del pico, θ_d es el diámetro angular de la fuente (en mas) y α es el índice espectral ($S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$).

8.2.2. Doppler Compton Inverso (δ_{IC})

El factor Doppler Compton Inverso δ_{IC} [90, 91] se determina mediante la comparación entre el flujo de rayos-X observado y el predicho, asumiendo que dicho flujo fue causado por dispersión inversa de Compton de fotones sincrotrón en las partículas radiantes. Luego, si se supone una esfera uniforme de partículas que emiten estos fotones y se mueven en un campo magnético homogéneo, el factor Doppler Compton Inverso se puede calcular mediante [90]

$$\delta_{IC} = f(\alpha) S_m \left[\frac{\ln(\nu_b/\nu_{op})}{S_x \theta_d^{6+4\alpha} \nu_x^\alpha \nu_{op}^{5+3\alpha}} \right]^{1/4+2\alpha} (1+z), \quad (8.5)$$

donde $f(\alpha) = 0,08\alpha + 0,14$, S_m es la densidad de flujo de radio (en Jansky: Jy), z es el corrimiento al rojo, S_x es la densidad de flujo observado de rayos-X (en Jy) a la frecuencia ν_x (keV), θ_d es el diámetro angular de la fuente (en mas), ν_b es la frecuencia de corte sincrotrón (10^5 GHz), α es el índice espectral, ν_{op} es la frecuencia observada en el pico de radio (en GHz).

8.2.3. Doppler de Variabilidad (δ_{Var})

El factor Doppler de Variabilidad δ_{Var} [92] se obtiene de manera similar a δ_{EQ} , salvo que toma la raíz cúbica de la fracción de las temperaturas de brillo. Adicionalmente, reemplaza la temperatura de brillo observada por la temperatura de brillo de variabilidad, la cual es estimada a partir de un flujo total de densidad de “llamaradas” (flares) asociadas con componentes emergentes de los núcleos de NAGs tomados de datos de VLBI que cubren 20 años de variaciones. Así el factor Doppler de variabilidad se puede calcular usando

$$\delta_{Var} = \left(\frac{T_{b,var}}{T_{b,int}} \right)^{1/3}, \quad (8.6)$$

donde la temperatura de brillo intrínseca ($T_{b,int}$) se convierte en la de equipartición ($T_{b,int} \simeq T_{eq}$) cuando ocurren las “llamaradas” (la fase máxima del desarrollo del choque).

8.2.4. Doppler Mínimo (δ_{min})

El factor Doppler Mínimo (δ_{min}) [93] se calcula con sólo la información sobre el movimiento propio y es el valor teórico menor permitido.

$$\delta_{min} = \Gamma_{min} = \sqrt{1 + \beta_{app}^2}, \quad (8.7)$$

donde Γ es el factor de Lorentz y β_{app} la velocidad transversal aparente en unidades de c . Esta estimación es independiente de todo modelo y se tomará como referencia para el análisis.

8.2.5. Distribución de factores Doppler

Debido a que existen diferentes observaciones de movimientos propios para las regiones de aceleración de un jet particular de un NAG, debería encontrarse un amplio rango de valores para el factor de Doppler correspondiente [94]. Luego, se sigue que se deberá tomar en consideración una distribución en δ si se quiere modelar de manera más precisa el flujo de neutrinos. De acuerdo a la referencia [94] esta distribución es consistente con una distribución tipo ley de potencias de pendiente elevada de los factores Doppler intrínsecos. En los cálculos de esta tesis, se ajustan con una ley de potencias ($\delta^{-\gamma}$) los datos obtenidos para cada uno de los modelos de estimación de δ como se describe en el apéndice .1. En el Capítulo 7 se explica cómo se promedia el flujo de neutrinos usando la distribución ajustada.

8.3. Tiempo de variabilidad $\Delta(t)$

Las fluctuaciones observadas en todo el espectro de los NAGs correspondientes a ciertas escalas de tiempo de variabilidad para las regiones de aceleración son características típicas de los NAGs [95]. Esta variabilidad sugiere que dichas regiones de emisión deberían ser extremadamente compactas, conllevando la hipótesis que los NAGs funcionan gracias a agujeros negros masivos.

La escala de tiempo varía de acuerdo a la clase de NAG y a la longitud de onda del espectro electromagnético que se esté estudiando. La fluctuación más corta observada en un NAG se le atribuye a Mrk421 con una duración de 15 minutos. Sin embargo, se han observado variaciones en la escala de meses hasta años [95]. Para el caso de los blazars es común una variabilidad rápida de las “llamaradas”. Tiempos cortos de variabilidad de un día o más son característicos de los blazars de energías de TeV (e.g. Mrk421, Mrk501, PKS2155-304). Se han encontrado subestructuras con incluso menores tiempos de variabilidad del orden de $10^3 - 10^5$ segundos [96]. Por otro lado, muchas fuentes del catálogo EGRET tienen escalas de tiempo de varios días [85] y las llamaradas en el rango óptico son bastante lentas.

Tomando en cuenta las consideraciones precedentes se escogió para analizar el parámetro de tiempo de variabilidad en el rango entre 15 minutos a 10 días, pues se carecía de información particular para cada una de las fuentes individuales.

Capítulo 9

Muestra de Núcleos Activos de Galaxias

Para poder hacer efectivo el cálculo del flujo total de neutrinos descrito para los dos modelos planteados en el Cap. 7 resulta necesario utilizar los datos de observaciones astronómicas que brindan los parámetros indispensables para ambos cálculos. A pesar que existen en el último catálogo de Verón-Cetty (2003)[97] más de 876 Blazars, 11777 Seyfert-1 y 48921 Quasi Stellar Objects, sólo pocos de ellos cuentan con los parámetros de interés, sin contar, por supuesto, a los que todavía faltan por catalogar.

Después de una exhaustiva búsqueda de catálogos de NAGs, se ha construido una pequeña muestra de NAGs para cada uno de los modelos, pues requieren diferentes parámetros. El criterio de selección ha sido que para cada NAG figuren todos los parámetros necesarios para describir el flujo de neutrinos, como son, por ejemplo, el movimiento propio de los componentes de los jets, la luminosidad o flujo de fotones, los diferentes factores Doppler, etc. Nuevamente se divide este capítulo en dos: una sección que abarca la muestra

del MUP y la segunda que corresponde al MQB.

9.1. Selección de catálogos para el MUP

Tras combinar e intersectar la referencia [94], el último y más grande catálogo sobre observaciones de movimiento propio, con la referencia [98], que incluye luminosidades y finalmente con la referencia [91, 92], que contiene estimados del factor Doppler, se han seleccionado un total de 39 NAGs que contenían todos los datos sobre todos los parámetros del MUP. Adicionalmente, para poder hallar una distribución de los movimientos propios en los jets se añadió de otros catálogos [90, 93, 99, 100, 101, 102] mayor información sobre observaciones de movimiento propio.

Se debe tomar en cuenta que a pesar de que las observaciones no proceden de la misma época, lo que podría introducir errores, se confía en que la aproximación es razonable dentro de los límites de este trabajo.

9.2. Descripción de la muestra del MUP

La muestra total de 39 NAGs está dividida en tres subclases como sigue: 10 BL Lacs (blazars) (ver Tabla 1), 27 Quasars con núcleo dominante (ver Tabla 2) y 2 Radio Galaxias (ver Tabla 3). Las tablas [1,2,3] muestran los datos observacionales que describen las propiedades de cada fuente (i.e. parámetros del MUP de NAGs). La información se presenta de la siguiente manera:

- Columna(1) Nombre que designa al NAG [B1950].
- Columna(2) Nombre alternativo de la fuente.

- Columna(3) Corrimiento al rojo.
- Columna(4) Luminosidad monocromática a 15 GHz, de [98] y [103].
- Columna(5) Código que identifica la región de emisión.
- Columna(6) Velocidad radial angular: movimiento propio.
- Columna(7) Factor Doppler de Equipartición, de [91].
- Columna(8) Factor Doppler Compton Inverso, de [91].
- Columna(9) Factor Doppler de Variabilidad, de [92].
- Columna(10) Referencia del movimiento propio.

Es necesario mencionar que en el cálculo del flujo de neutrinos, ec. (7.15), se necesita la luminosidad de fotones, $L_{\gamma_{obs}}$, en el rango UV (ver Cap. 7.1.1); sin embargo los datos de la muestra están en el rango de radio. Por esta razón se extrapola la luminosidad UV a partir de la parte de radio de la muestra. Esta estimación ha sido hecha de la siguiente manera: se han promediado las fracciones de luminosidad para las diferentes partes del espectro electromagnético del conjunto de NAGs presentados en [104], obteniéndose que la parte de radio representa 0.52% y la región de rango óptico-UV 26%. Finalmente, se obtiene la relación $L_{UV} \approx 50L_{rad}$ que se usa para la extrapolación.

9.3. Características de la muestra del MUP

Para comprender mejor las características de esta muestra de NAGs se presentan a continuación varios histogramas y gráficos de comparación para sus propiedades más relevantes.

Se muestra en la Fig. 9.1 la distribución angular, expresada en términos de los ángulos de ascensión y declinación, para los 39 objetos de la muestra. La mayoría de las fuentes están localizadas en el hemisferio norte debido a la abundancia de observaciones en esa región. Sin embargo, este hecho no habrá de afectar los propósitos de este trabajo dado que dentro de las hipótesis se está considerando que el flujo de neutrinos es isotrópico.

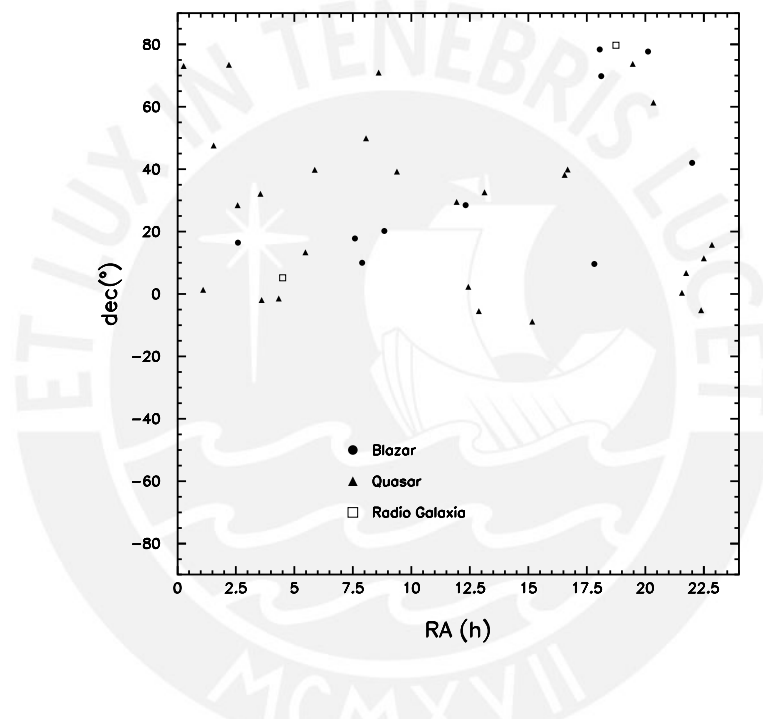


Figura 9.1: Distribución de la muestra de NAGs dada en función de las coordenadas ecuatoriales de ascensión recta y ángulo de declinación.

En la Fig. 9.2 vemos la distribución de las luminosidades extrapoladas en el rango UV (en el marco de referencia del observador) de la muestra. Se puede apreciar que los cuasars tienen las mayores luminosidades, con un valor promedio de $7,23 \times 10^{46}$ erg/sec, mientras que los blazars y radio-galaxias tienen $4,82 \times 10^{45}$ erg/sec y $4,50 \times 10^{45}$ erg/sec, respectivamente. Estas observaciones son consistentes con lo que se espera, ya que se piensa que los Quasars son los

objetos más luminosos en el Universo.

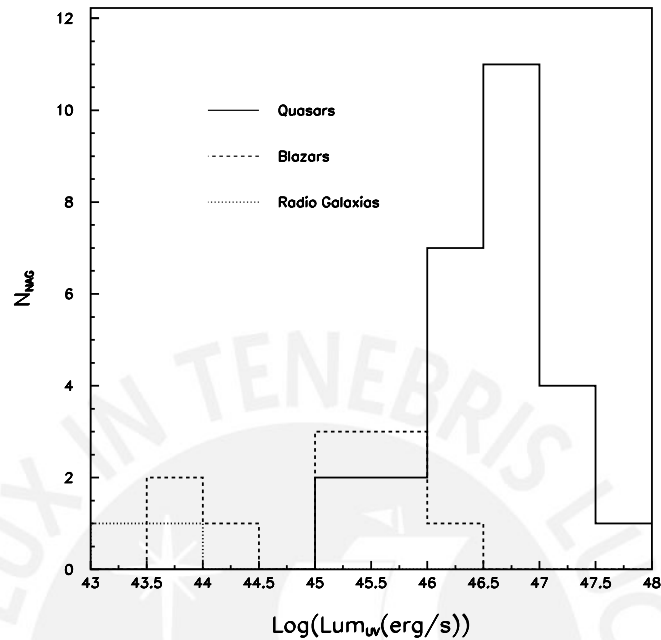


Figura 9.2: Distribución de la luminosidad UV observada en la muestra.

La Fig. 9.3 representa una comparación entre la luminosidad UV extrapolada y la luminosidad intrínseca, obtenida usando la ec. (4.9), para cada modelo de estimación del factor Doppler. De aquella ecuación se espera en el caso que δ sea mayor que uno, que la luminosidad observada sea mayor que la intrínseca. Este hecho se refleja en la muestra, donde las luminosidades observadas para cada NAG son mayores que sus correspondientes valores intrínsecos, que están representados por los puntos por debajo de la línea. Esto indica que la mayor parte de los jets de los NAGs en esta muestra se están moviendo hacia la Tierra, sufriendo por tanto un incremento por el efecto Doppler. Solamente pocos NAGs, para los casos de los modelos de estimación del factor Doppler de Equipartición y Compton Inverso, tienen el comportamiento opuesto. Esto se debe a que en aquellos casos los estimados del factor Doppler son menores

que uno. Por otro lado, para el modelo de Variabilidad todos los estimados del factor Doppler son mayores que uno, siendo así que sus luminosidades se incrementarán por el efecto Doppler.

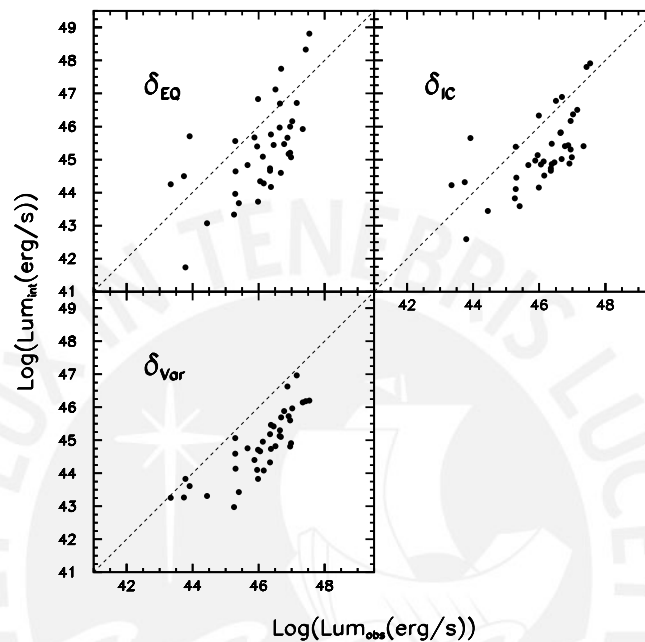


Figura 9.3: Luminosidad intrínseca versus luminosidad observada de acuerdo al modelo de estimación del factor Doppler.

La distribución de la velocidad transversal aparente para cada región de aceleración de los jets de la muestra se presenta en la Fig. 9.4. De esta gráfica se nota que los quasars tienen valores mayores de las velocidades aparentes que los blazars y radio galaxias, lo que coincide con la Fig. 9.2, debido a que existe una relación entre el factor Doppler, que depende de la velocidad transversal aparente, y la luminosidad. También se puede apreciar que algunos de los jets se están alejando respecto de la Tierra, lo que concuerda con las observaciones sobre la Fig. 9.3.

La distribución del ángulo promedio con la línea de visión, calculado usando

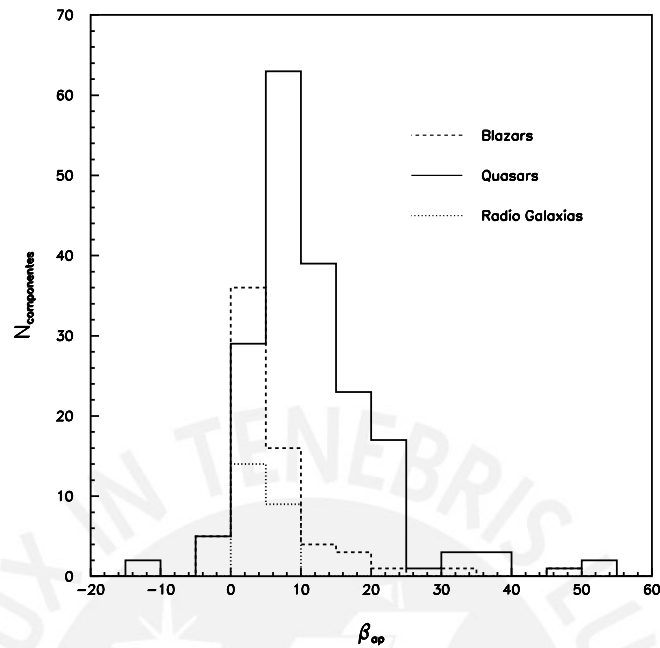


Figura 9.4: Distribución de la velocidad transversal aparente en la muestra.

el método descrito en el Apéndice .1, se representa en la Fig. 9.5 para los diferentes modelos de estimación del factor Doppler. Como se podría suponer, se observa que la mayoría de los jets están apuntando casi directamente hacia la Tierra. Lo dicho anteriormente no refleja exactamente los supuestos del Modelo Unificado, que predice, en promedio, ángulos mayores para Quasars y Radio-Galaxias, de los que se presentan en los histogramas. Por otro lado, los Blazars son compatibles con ángulos pequeños, lo que es de esperar, dado que sus jets están apuntando casi directamente hacia nosotros. Los valores promedio encontrados de θ para toda la muestra son $\theta_{EQ} \approx 5,1^\circ$, $\theta_{IC} \approx 9,4^\circ$, $\theta_{Var} \approx 7,6^\circ$, y $\theta_{min} \approx 13,4^\circ$.

En la Fig. 9.6 se grafica la distribución del factor Doppler para cada modelo de estimación. Se puede notar que para los casos de Equipartición y Compton Inverso dan valores menores de δ que para el modelo de Variabilidad, siendo

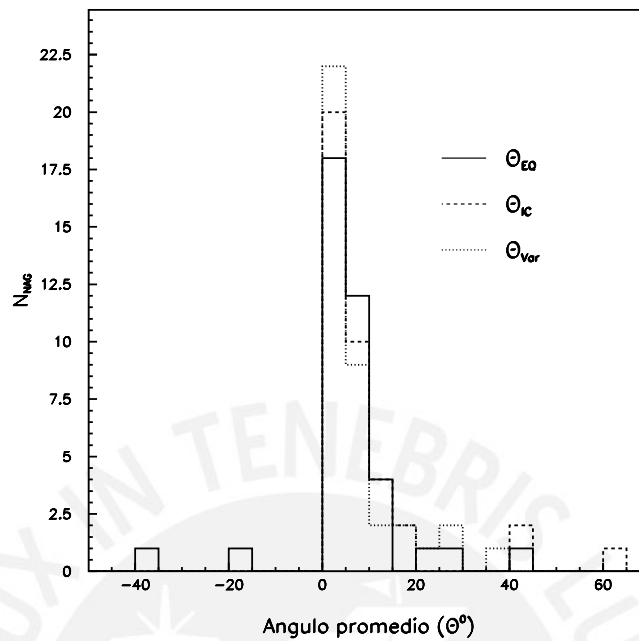


Figura 9.5: Distribución del ángulo de visión promedio en la muestra.

sus valores promedio $\langle \delta_{EQ} \rangle = 8,00$, $\langle \delta_{IC} \rangle = 7,65$ y $\langle \delta_{Var} \rangle = 9,61$ y se encuentran en los siguientes rangos $\delta_{EQ} = [0,14,29]$, $\delta_{IC} = [0,15,27]$ y $\delta_{Var} = [0,98,26,21]$. Se encuentra que estos histogramas pueden ser ajustados con la esperada ley de potencias. Después de aplicar dicha distribución, que se discute en el Apéndice .1, se obtiene: $\langle \delta_{EQ} \rangle = 8,11$, $\langle \delta_{IC} \rangle = 6,54$, $\langle \delta_{Var} \rangle = 8,49$ y $\langle \delta_{min} \rangle = 7,04$. Estos nuevos valores corresponden a una ley de potencias con exponente negativo, $(\delta^{-\gamma})$, con $\gamma_{EQ} = 0,38$, $\gamma_{IC} = 0,51$, $\gamma_{Var} = 0,53$, y $\gamma_{min} = 0,55$.

Finalmente se comparan en la Fig. 9.7 los diferentes modelos de estimación del factor Doppler, δ_{EQ} , δ_{IC} y δ_{Var} , encontrándose que δ_{EQ} y δ_{IC} están fuertemente correlacionados, en contraste, δ_{Var} tiene un bajo grado de correlación con cualquiera de los otros dos (estos resultados ya fueron obtenidos y comentados en [92]).

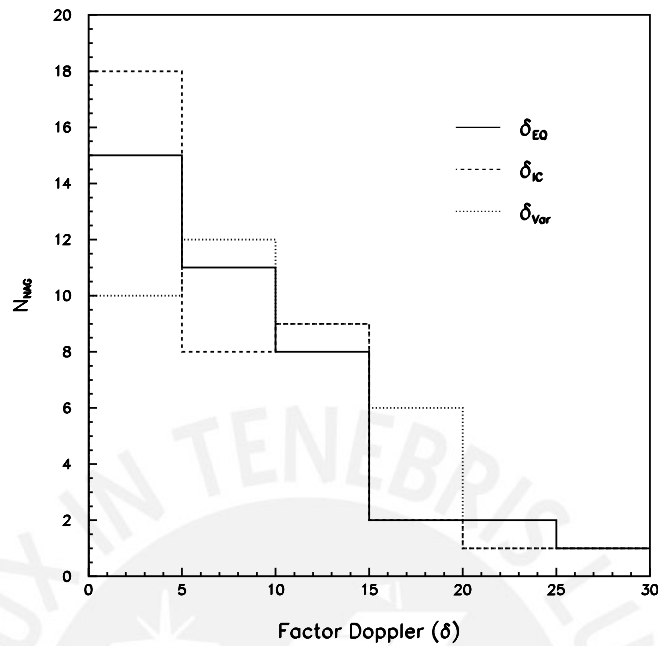


Figura 9.6: Distribución del factor Doppler según modelos en la muestra.

9.4. Selección de catálogos para el MQB

En el caso del MQB existen dos submuestras que dan cuenta por separado tanto de los quasars, como de los blazars.

Para el caso de los quasars los objetos que contenían datos sobre las masas de sus agujeros negros centrales dadas en [105, 106, 107] fueron intersectados con aquellos objetos que poseían estimaciones del factor Doppler en [91, 92], quedando finalmente 19 quasars seleccionados.

Para el caso de los blazars se combinó e intersectó la referencia [108], que trae el flujo de los blazars observados por el EGRET, con las referencias [91, 92], que contienen estimados del factor Doppler. En total se han seleccionado 19 blazars que contenían todos los datos sobre todos los parámetros del MQB.

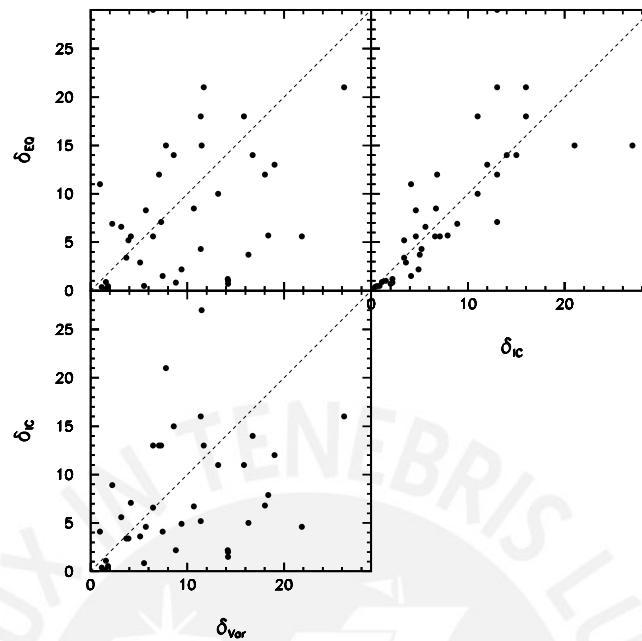


Figura 9.7: Comparación de modelos de factor Doppler en la muestra.

9.5. Descripción de la muestra del MQB

Los parámetros de la muestra de 19 quasars, que reúne objetos de varias subclases, se presenta en la Tabla 4. La información está ordenada de la siguiente forma:

- Columna(1) Nombre del blazar [B1950].
- Columna(2) Nombre alternativo.
- Columna(3) Corrimiento al rojo.
- Columna(4) Masa del agujero negro central en unidades de masas solares ([105, 106, 107]).
- Columna(5) Velocidad aparente en unidades de c , de [92] y completada con [94].

- Columna(6) Factor Doppler de Equipartición [91].
- Columna(7) Factor Doppler Compton Inverso [91].
- Columna(8) Factor Doppler de Variabilidad [92].
- Columna(10) Referencia de la masa del agujero negro.

Por otro lado, la muestra de 19 blazars, que contiene a su vez 12 FSRQs y 7 BL Lacs, se muestra en la Tabla 5. Es relevante mencionar que, en general, no hay un acuerdo entre los autores al momento de clasificar un NAG como blazar por lo que es posible que algunos de los objetos aquí listados figuren en otra clase en otros catálogos. La información se presenta de la siguiente manera:

- Columna(1) Nombre del blazar [B1950].
- Columna(2) Nombre alternativo.
- Columna(3) Corrimiento al rojo.
- Columna(4) Índice espectral de fotones.
- Columna(5) Flujo de fotones detectado por el EGRET [108].
- Columna(6) Luminosidad extrapolada (información complementaria) [108].
- Columna(7) Factor Doppler de Equipartición [91].
- Columna(8) Factor Doppler Compton Inverso [91].
- Columna(9) Factor Doppler de Variabilidad [92].

Uno de los parámetros importantes en este caso es el flujo de fotones que fue observado por el experimento EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) abordo del CGRO (Compton Gamma Ray Observatory) (1991-2000). Este experimento ha detectado rayos- γ (por encima de 30 MeV, hasta 10 GeV) de alta energía de 271 objetos de los cuales más de 67 son NAGs de la clase blazar. Estos blazars figuran en el tercer catálogo EGRET (3EG) [109]. La mayoría de éstos son FSRQs (ver clasificación en 5.3) y los restantes son BL Lacs, algunos de los cuales han sido detectados a energías de TeV (> 250 GeV) por telescopios atmosféricos Cherenkov terrestres. Una de las características más importantes de estos blazars es que sus luminosidades de rayos- γ casi siempre dominan su flujo bolométrico [108]. Además mostraron un tiempo de variabilidad en escalas de meses hasta menos de un día.

9.6. Características de la muestra del MQB

De la muestra de 19 quasars se analizará a continuación sólo sus distribuciones en ubicación y masa del agujero negro, pues los factores Doppler y las velocidades aparentes se han visto extensamente en la sección anterior para el MUP.

La distribución angular, expresada en términos de los ángulos de ascensión y declinación, se muestra en la Fig. 9.8 para los 19 quasars de la muestra. La mayoría de los quasars están ubicados en el hemisferio norte, pero como se asume un flujo isotrópico de neutrinos no representa problema alguno.

En la Fig. 9.9 se presenta la distribución de las masas de los agujeros negros centrales de los quasars en unidades de masas solares ($M_o =$ masa solar $= 1,989 \times 10^{30}$ Kg). Se obtiene un rango entre $9,12 \times 10^6 M_o$ hasta $1,23 \times 10^{10}$

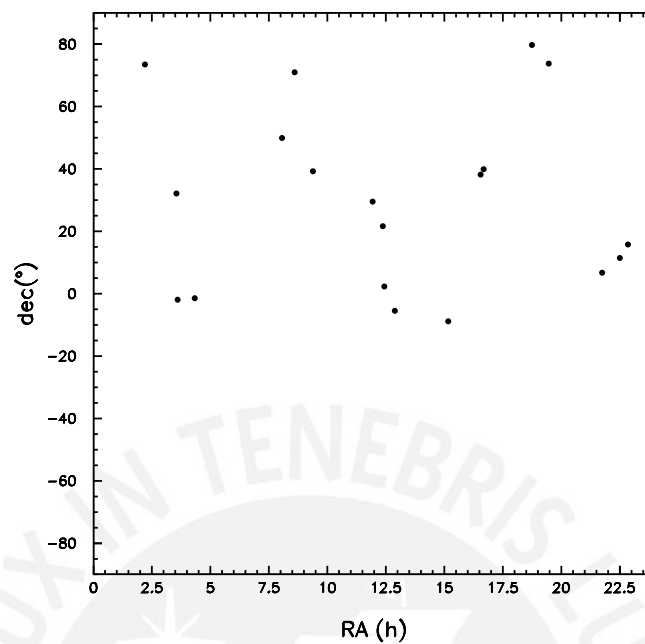


Figura 9.8: Distribución de la muestra de quasars dada en función de las coordenadas ecuatoriales de ascensión recta y ángulo de declinación.

M_o con promedio de $9,6 \times 10^8 M_o$, comprobándose de esta manera el rango dado en las características de un NAG (ver Cap.5.2). Si se calculan las luminosidades UV y de rayos X de los fotones interiores de los quasars mediante las ecs. 7.20 y 7.19 se obtendrá la misma distribución del presente histograma salvo que el rango será entre $5,73 \times 10^{43}$ y $7,73 \times 10^{46}$ ergs s^{-1} y el promedio $1,61 \times 10^{46}$ ergs s^{-1} . Se debe mencionar que estos valores son algo inferiores a comparación del promedio para quasars, obtenido usando la estimación del MUP ($7,23 \times 10^{46}$ ergs s^{-1}), ya que se trata de diferentes fuentes de fotones.

La muestra de 19 blazars será caracterizada a continuación por sus distribuciones en ubicación, flujo, índice espectral y luminosidad.

En la Fig. 9.10 se muestra la distribución angular, expresada en términos de los ángulos de ascensión y declinación, para los blazars de la muestra. Al igual

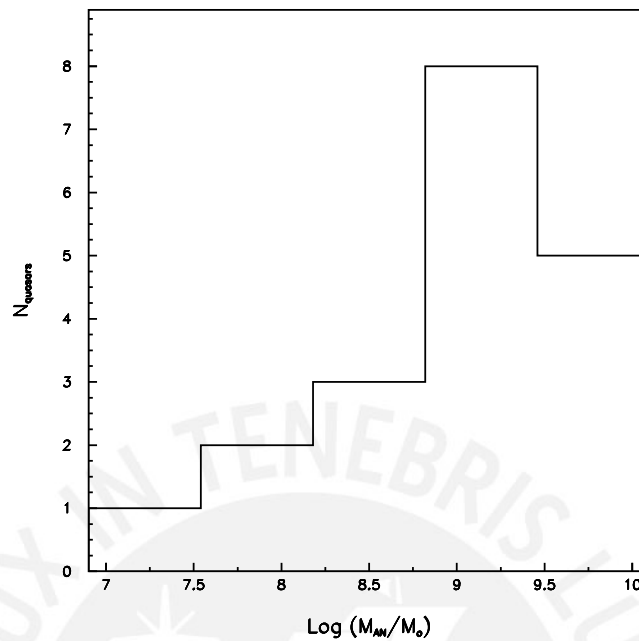


Figura 9.9: Distribución de las masas de los agujeros negros centrales de la muestra de cuasars dadas en unidades de masas solares.

que la muestra del MUP la mayor parte de las fuentes están localizadas en el hemisferio norte debido a que el EGRET orbitó ese hemisferio. Sin embargo, nuevamente este hecho no habrá de afectar pues se considerará que el flujo de neutrinos es isotrópico.

Se presenta en la Fig. 9.11 la distribución del flujo de fotones observados por el EGRET para los 19 objetos de la muestra. La distribución sigue una ley de potencias de la forma $F(E) = k(E/E_0)^{-\alpha}$ [108] y tiene un flujo promedio de $\sim 46 \times 10^{-8}$ ph cm^{-2} s^{-1} . Si se transforma este flujo a luminosidades de cada fuente asumiendo radiación isotrópica (ver Fig. 9.12) se verá que la mayor parte de los blazars está centrada alrededor de 10^{48} ergs s^{-1} , teniendo un rango entre 10^{45} a 10^{49} ergs s^{-1} y con promedio $1,13 \times 10^{48}$ ergs s^{-1} , siendo los más luminosos dos de los FSRQs (0528+134 y 1633+382) y teniendo en general los

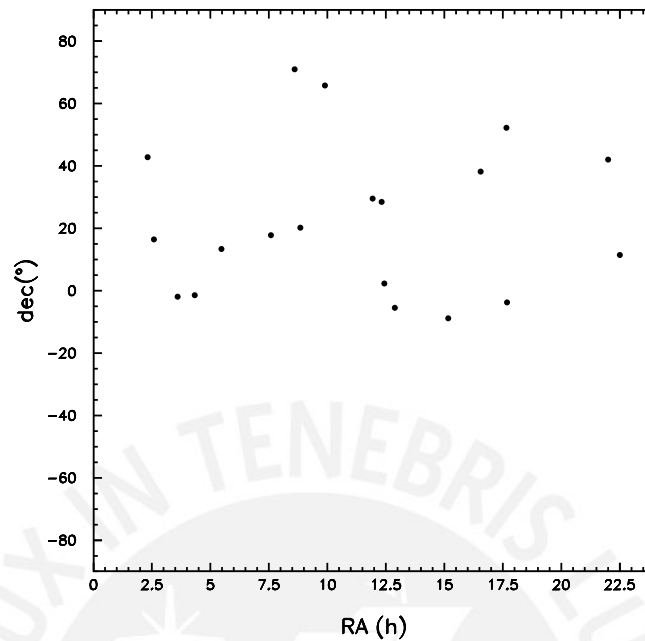


Figura 9.10: Distribución de la muestra de blazars dada en función de las coordenadas ecuatoriales de ascensión recta y ángulo de declinación.

BL Lacs luminosidades menores.

Por último si se analiza el índice espectral de fotones para la región de rayos- γ , α ($F(E) = k(E/E_0)^{-\alpha}$), cuyo histograma se presenta en la Fig. 9.13, se apreciará que cubren un rango entre 1.7 hasta 2.62 con promedio 2.25, a pesar que la mayoría de estos blazars no tiene este valor promedio. Hay que resaltar que aunque los FSRQs tengan un espectro plano en la parte de radio, su espectro en la parte de rayos- γ es pronunciado. Además, se confirma lo que se supuso en la ec. (7.26), es decir, que el espectro de fotones no es necesariamente igual al de protones (con $\alpha = 2$) pues sufren interacciones en el camino.

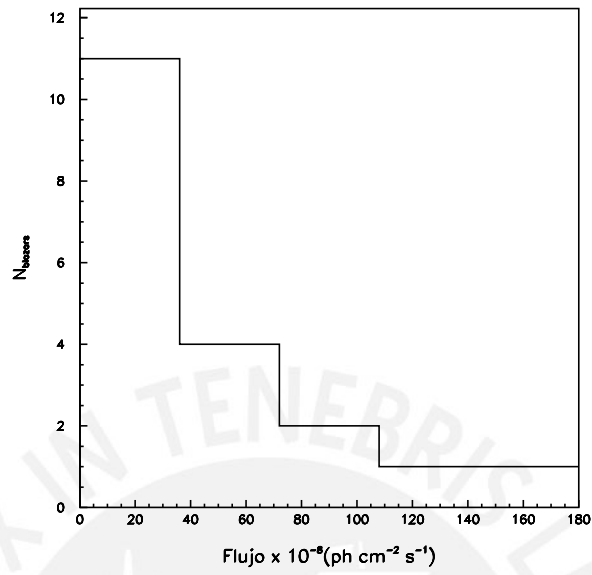


Figura 9.11: Distribución del flujo de fotones de blazars en la muestra.

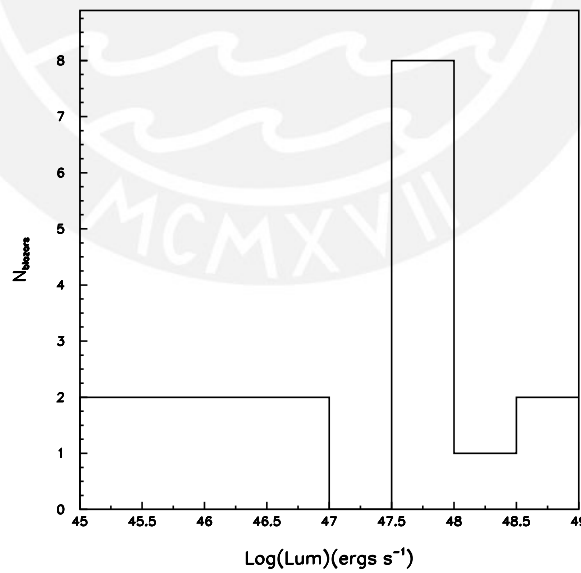


Figura 9.12: Distribución de la luminosidad observada inferida de blazars en la muestra.

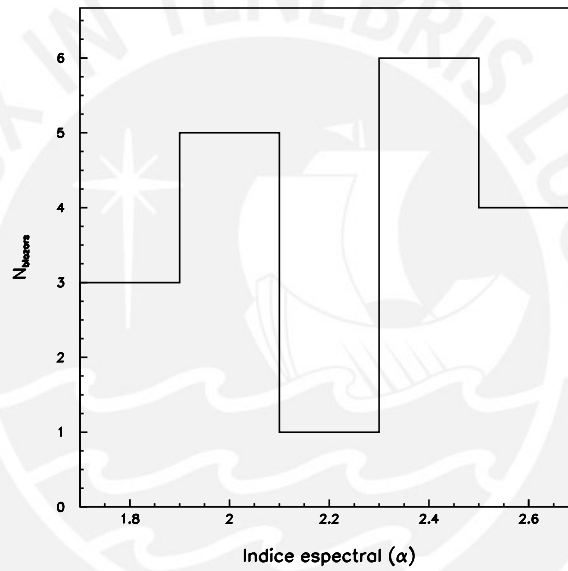


Figura 9.13: Distribución del índice espectral de fotones α de los blazars de la muestra.

Capítulo 10

Detección de Neutrinos

Astrofísicos

Como ya se tienen descritos los dos grandes modelos (MUP, MQB) para calcular el flujo de neutrinos ultraenergéticos de NAGs y se han reunido en las muestras los valores de los parámetros necesarios para calcularlos, bastará describir explícitamente el paso de este flujo a través de la Tierra y del detector, para contar con todas las herramientas indispensables para analizar posteriormente las diferencias ocasionadas por los diferentes modelos de la geometría, factor Doppler y tiempo de variabilidad. Es preciso notar que si las partículas a detectar no fueran neutrinos habría que añadir al análisis, entre el flujo inicial y la detección en la Tierra, una parte que considerara la propagación en el medio cósmico, con las pérdidas e interacciones que conllevaría. Para el caso de los neutrinos solamente se incluirá al final el efecto de oscilaciones entre los sabores por la gran distancia que han recorrido, pero con la ventaja que no sufrirán atenuación en su flujo total.

10.1. Cálculo del número de eventos inducidos en IceCube

Calcularemos el número de eventos inducidos por neutrinos de NAGs observados en la Tierra dentro del contexto del experimento en construcción IceCube (ver Cap. 6.4) para un flujo general, que luego se podrá aplicar a los modelos MUP y MQB.

Como nuestro interés se centra en fuentes astrofísicas puntuales, es decir, en los NAGs, usaremos neutrinos de sabor muónico pues pueden alcanzar la mayor resolución angular (0.7°) debido al largo rastro que deja el muón producido en la interacción, lo que permite reconstruir su dirección [77]. Es más, los eventos inducidos por ν_μ tienen un volumen efectivo mayor [77] que para los otros sabores.

Restringiremos nuestra búsqueda a los eventos de mayor energía en el rango PeV-TeV, para el cual IceCube es sensible [73], evitando de esta manera el ruido de fondo que significarían los eventos de neutrinos atmosféricos. De esta manera, el número de eventos de muones inducidos por $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ se puede calcular usando la siguiente expresión [110]

$$\begin{aligned}
 N_\mu = & T \int d\Omega \int_{10^{15} \text{ eV}}^{10^{18} \text{ eV}} dE_{\nu_\mu} \left\langle \frac{d\phi_{\nu_\mu}}{dE_{\nu_\mu}} (E_{\nu_\mu}) \right\rangle_{tot} A_{ef} (E_{\nu_\mu}) \\
 & \times P_{surv} (E_{\nu_\mu}, \theta) P_{\nu_\mu \rightarrow \mu} (E_{\nu_\mu}, \theta, E_\mu^{thr}) ,
 \end{aligned} \tag{10.1}$$

donde T es el tiempo de exposición, que en los cálculos subsiguientes se asumirá de 10 años, A_{ef} es el área efectiva del detector, tomada de la referencia [76] (ver Cap. 6.4.3) y $\left\langle \frac{d\phi_{\nu_\mu}}{dE_{\nu_\mu}} (E_{\nu_\mu}) \right\rangle$ es el flujo total de neutrinos muónicos calculado para cada modelo en el Cap. 7, que tiene una dependencia de la energía de $\propto E_{\nu_\mu}^{-2}$, cuya constante de proporcionalidad está dada en unidades de GeV

$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Dado que para este rango de energías IceCube es capaz de observar ambos hemisferios, se integrará el ángulo sólido sobre toda la esfera celeste. Es conveniente notar que en esta expresión θ corresponde al ángulo zenital ($\theta = 0$ apunta hacia el polo sur) y no debe confundirse con el ángulo de la línea de visión usado para describir el flujo inicial de neutrinos en capítulos previos.

10.1.1. Probabilidad de supervivencia

Continuando con la descripción de la ec. (10.1) se definirá $P_{\text{surv}}(E_{\nu\mu}, \theta)$, la probabilidad de sobrevivir de un neutrino al cruzar la Tierra, cuyos resultados para diferentes ángulos y energías se presentan en la Fig. 10.2, por

$$P_{\text{surv}}(E_{\nu\mu}, \theta) \equiv \exp \left[-\frac{\chi(\theta)}{L_{\text{int}}^{\text{tot}}(E_{\nu\mu})} \right], \quad (10.2)$$

donde $\chi(\theta)$ es la columna de densidad, cuyo resultado numérico se presenta en la Fig. 10.1, dada por

$$\chi(\theta) \equiv \int_0^{l_{\nu\mu}(\theta)} \rho(r(\theta, l)) dl, \quad (10.3)$$

con $l_{\nu\mu}$, la distancia recorrida por el neutrino al atravesar la Tierra calculada con la siguiente fórmula

$$l_{\nu\mu}(\theta) = \sqrt{(R_E - d)^2 \cos^2(\theta) + 2dR_E - d^2} - (R_E - d) \cos(\theta), \quad (10.4)$$

donde R_E es el radio de la Tierra (6378 Km) y d la distancia al detector, que es 1.4 Km para el caso de IceCube.

Densidad de la Tierra

En la ec. (10.3) se ha integrado la densidad de la Tierra en el camino recorrido por el neutrino que la cruza, utilizando la densidad parametrizada

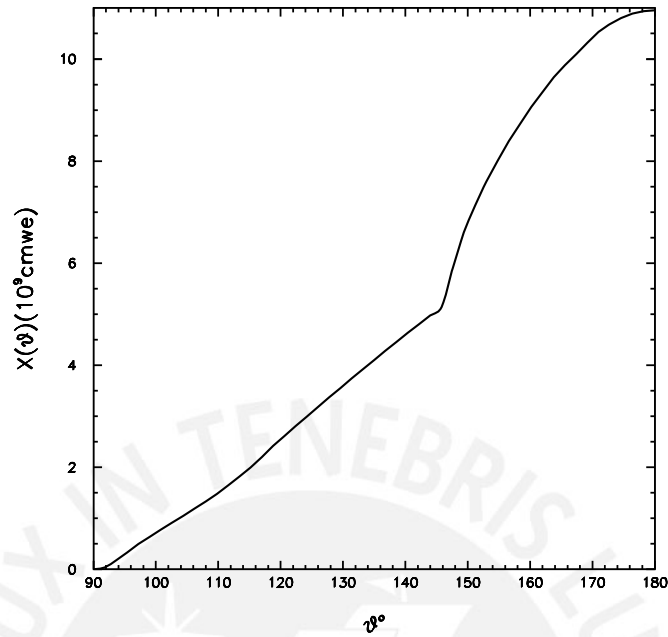


Figura 10.1: Columna de densidad según ángulo zenital.

de la Tierra, $\rho(r)$, explicitada en el Modelo Preliminar de la Tierra (PREM [111], ver Apéndice .3) y la longitud de interacción inclusiva, L_{int}^{tot} , viene dada por

$$L_{int}^{tot}(E_{\nu\mu}) \equiv \frac{1}{\sigma_{\nu N}^{tot}(E_{\nu\mu}) N_{Av}}, \quad (10.5)$$

donde la sección de choque inclusiva, $\sigma_{\nu N}^{tot}$, está tomada de [60], que incluye tanto la contribución de corriente cargada como la de corriente neutra (para el planteamiento teórico ver Cap. 6.2).

10.1.2. Probabilidad de producir un muón

La probabilidad de que un muón, producido en una interacción de corriente cargada de un ν_μ , llegue al detector antes de perder su energía por debajo de un valor menor que el límite de sensibilidad del detector, E_μ^{thr} (10^3 GeV para

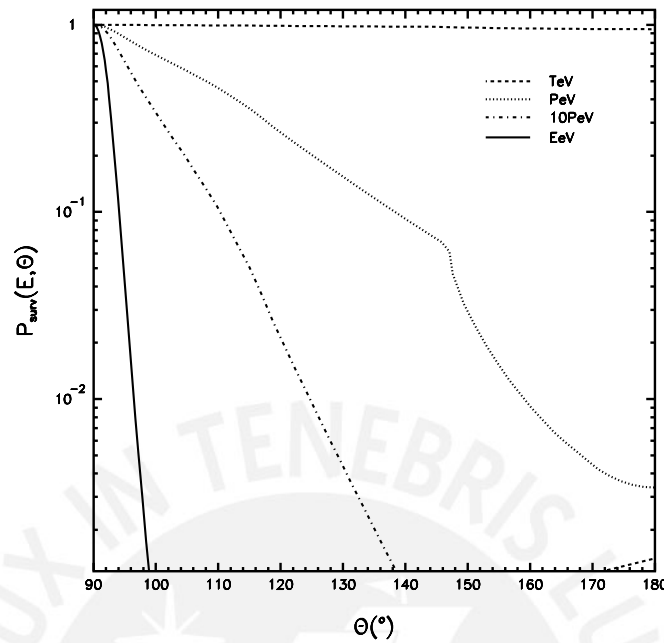


Figura 10.2: Probabilidad de supervivencia del ν según ángulo zenital y para diferentes energías.

IceCube), es definida por $P_{\nu_\mu \rightarrow \mu}(E_{\nu_\mu}, \theta, E_\mu^{thr})$. Para los muones “down-going” si $R_\mu(\theta) > d$, se toma $R_\mu(\theta) = d$, pues la densidad de Tierra recorrida por los neutrinos es pequeña. Luego, esta probabilidad se expresa como

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \mu}(E_{\nu_\mu}, \theta, E_\mu^{thr}) \equiv \frac{1}{\sigma_{CC}(E_{\nu_\mu})} \int_0^{1 - \frac{E_\mu^{thr}}{E_{\nu_\mu}}} dy \frac{d\sigma_{cc}}{dy}(E_{\nu_\mu}, y) \times \left(1 - \exp \left[-\frac{R_\mu(E_{\nu_\mu}, \theta, E_\mu^{thr})}{L_{int}^{cc}(E_{\nu_\mu})} \right] \right), \quad (10.6)$$

donde la sección de choque de corriente cargada, $\frac{d\sigma_{cc}}{dy}$, está tomada de [112] y el rango del muón, R_μ , de la referencia [113]. Los resultados de esta probabilidad para IceCube se muestran en las Figs. 10.3 10.4 para diferentes rangos de ángulos y energías, respectivamente.

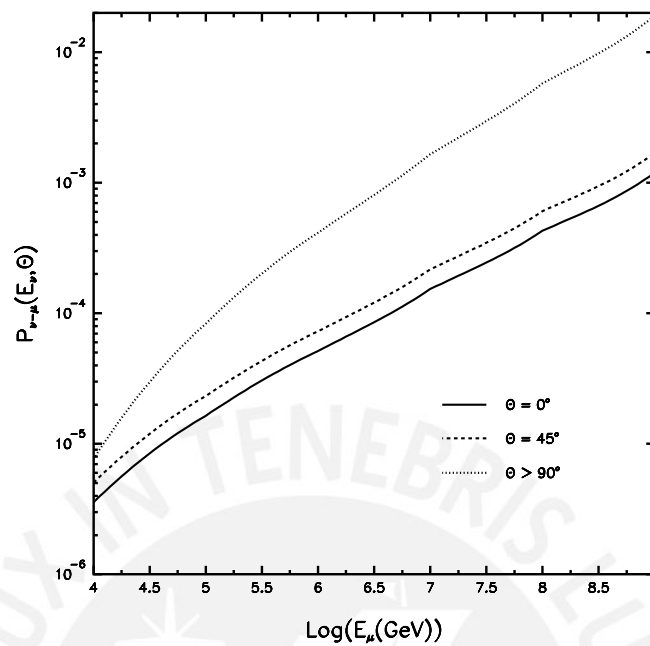


Figura 10.3: Probabilidad de producir un muón detectable en IceCube según ángulo zenital y para diferentes energías.

Rango del muón

Para dar una idea del cálculo del rango del muón se sigue el artículo de Lipari & Stanev [113]. Si un ν_μ interaccionó mediante corriente cargada y se creó un muón fuera del volumen geométrico del detector, todavía es posible que este evento sea detectado, pues el muón puede propagarse a través de la tierra (roca) una cierta distancia (rango del muón) antes de perder demasiada energía o decaer. Los procesos de mayores pérdidas de energías de un muón de energía del orden de TeV son:

- Ionización,
- Bremsstrahlung,
- Producción de pares (e^+e^-),

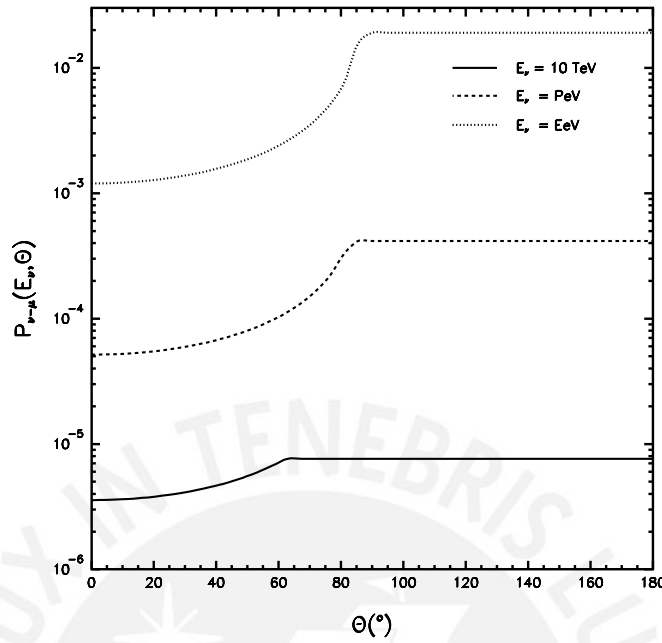


Figura 10.4: Probabilidad de producir un muón detectable en IceCube según energía y para diferentes ángulos zenitales.

- Fotoproducción.

La pérdida por ionización crece logarítmicamente con la energía, mientras que las pérdidas de los procesos de radiación son, para altas energías, proporcionales a la energía de muón. Luego, la pérdida promedio se expresa como

$$-\left\langle \frac{dE(e_\mu)}{dX} \right\rangle = \alpha + \beta E_\mu, \quad (10.7)$$

donde α se debe a la ionización y β es la suma de las pérdidas parciales por radiación. Si se asume que el muón tiene una energía inicial E_0 y que cuando atraviesa una columna de material ΔX pierde en promedio $\langle \Delta E(E_\mu) \rangle = \langle dE(E_\mu)/dX \rangle \Delta X$, luego el “rango de la pérdida promedio”, también llamado “rango del muón” será

$$R_{\Delta E}(E_0) = \int_0^{E_0} \frac{dE_\mu}{\langle dE(E_\mu)/dX \rangle} = \frac{1}{\beta} \ln \left[1 + \frac{E_0}{\epsilon} \right], \quad (10.8)$$

donde se han considerado α y β independientes de la energía y definido $\epsilon = \alpha/\beta$ como la energía crítica del muón para la cual la pérdida por ionización es igual a la de radiación (valor en roca $\alpha \sim 2 \text{ MeV}/(\text{g cm}^2)$, $\beta \sim 4 \times 10^{-6} \text{ g}^{-1}\text{cm}^{-2}$ y $\epsilon \sim 0,5\text{TeV}$). Sin embargo esta fórmula deja de ser exacta para $E_\mu > \epsilon \sim \text{TeV}$, ya que las pérdidas debidas a radiación empiezan a dominar y aparecen fluctuaciones con una distribución de rangos y en conjunto R_μ se vuelve menor. Estos efectos se toman en cuenta en el cálculo expreso de [113], cuyo resultado es el que se utiliza en esta tesis.

10.1.3. Probabilidad de detección

Como complemento es recomendable notar que si se multiplica la probabilidad de supervivencia por la probabilidad de producir un muón se tendrá la probabilidad total de detección de un ν_μ , que para el caso de IceCube resulta en lo graficado en las Figs. (10.5 10.6) de acuerdo al ángulo zenital y la energía del neutrino incidente.

10.1.4. Oscilación de neutrinos

Para incluir los efectos de las oscilaciones de neutrinos [114, 115] bastará con multiplicar la ec. (10.1) por 0.5, ya que la relación entre el flujo inicial de neutrinos y el oscilado luego de su viaje desde los NAGs hasta la Tierra, $\phi_{\nu_\mu} : \phi_{\nu_\mu}^{osc}$, es de 2:1.

Cabe mencionar que existen otros escenarios donde los muones pueden perder significativamente energía antes de decaer, lo que equivaldría a considerar que sólo se produce un ν_μ [116] en vez de dos. Si este fuera el caso, se debería considerar la mitad del flujo de neutrinos iniciales y luego tomar en cuenta el

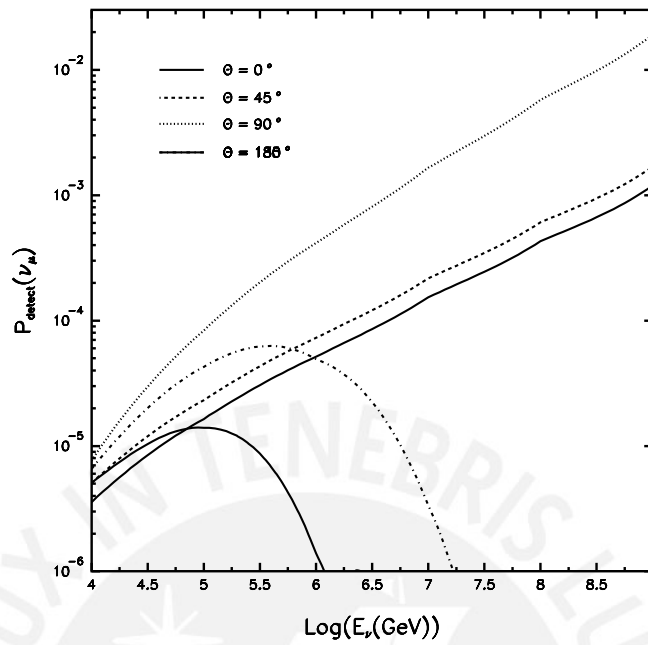


Figura 10.5: Probabilidad de detectar un ν_μ en IceCube según ángulo zenital y para diferentes energías.

efecto de las oscilaciones de neutrinos, lo que no se asumirá en este trabajo.

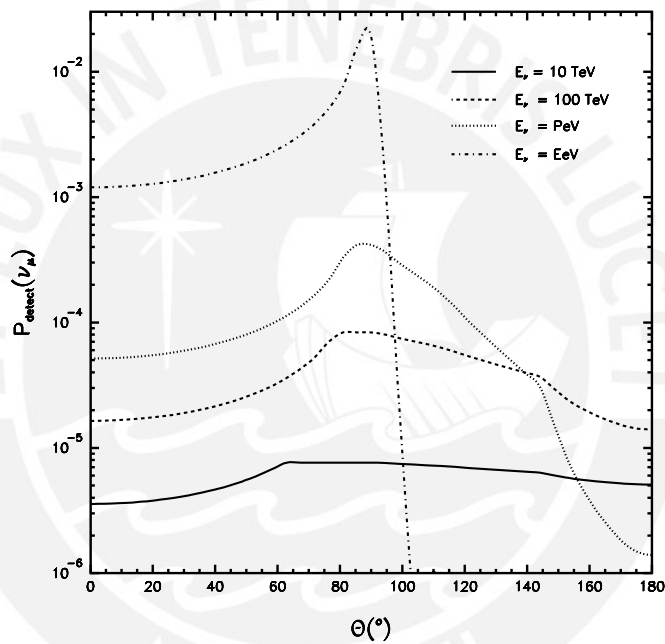


Figura 10.6: Probabilidad de detectar un ν_μ en IceCube según energía y para diferentes ángulos zenitales.

Capítulo 11

Resultados

Los resultados de los cálculos realizados con el paquete *Mathematica 5.2* del número de eventos de neutrinos según las fórmulas y procedimientos expuestos en la parte metodológica junto con el uso de los catálogos se presentarán en este capítulo. Para graficar se ha utilizado el paquete *PAW*.

11.1. Resultados del modelo unificado de producción

En las figuras Fig. 11.1, Fig. 11.2 y Fig. 11.3, se presenta el análisis de la dependencia del número total esperado de eventos inducidos por ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ versus el tiempo de variabilidad (que varía entre 15 minutos a 10 días) para los diferentes modelos de estimación del factor Doppler, geometrías de la región de emisión y para 10 años de exposición en el experimento IceCube. Se ha usado el espectro genérico E_ν^{-2} y se han normalizado las figuras con los límites de WB (Fig. 11.1), el usado por la Colaboración IceCube (Fig. 11.2) y el límite de rayos- γ (Fig. 11.3). En cada figura se muestran cuatro gráficos relacionados

a diferentes tipos de δ , donde se dibujan cuatro curvas correspondientes a las siguientes hipótesis de la geometría de la región de emisión: esférica, cilíndrica, esférica-D y cilíndrica-D (donde las últimas dos han sido promediadas en la función de distribución de δ , mas no las dos primeras).

En general, se observa que la tendencia de las tres figuras es la misma y solamente difieren en la escala del número de eventos. El comportamiento en Δt_{obs} de las curvas dentro de cada gráfica se puede comprender del factor $(1 - e^{-\tau})e^{(1-e^{-\tau})}$ en la ec. (7.15) con $\tau \propto 1/\Delta t_{obs}$. Usando nuevamente este factor se pueden entender dos características importantes de las figuras. En primer lugar, se ve por qué todas las curvas convergen en el mismo número de eventos (determinado por el flujo límite) para un Δt_{obs} pequeño, lo cual implica que si éste fuera el caso no será posible distinguir entre los diferentes modelos de los parámetros estudiados. En segundo lugar, se observa la jerarquía de las curvas, donde el número de eventos es mayor para la geometría cilíndrica que para la esférica. Esto no es de extrañar pues la hipótesis de la geometría esférica da un volumen mayor que la cilíndrica, lo que implica un menor número de eventos dado que $\tau \propto 1/V$. Es más, comparando el número de eventos para la misma geometría se obtienen valores ligeramente mayores en el caso donde se promedió sobre la distribución del factor de Doppler; esto se debe a que la distribución incluye valores menores de δ , lo que da en general un número mayor de eventos.

Para poder cuantificar las diferencias observadas en el número de eventos en los gráficos, para el mayor valor de tiempo de variabilidad y para las diferentes hipótesis de los parámetros estudiados (geometría y factor Doppler), se define

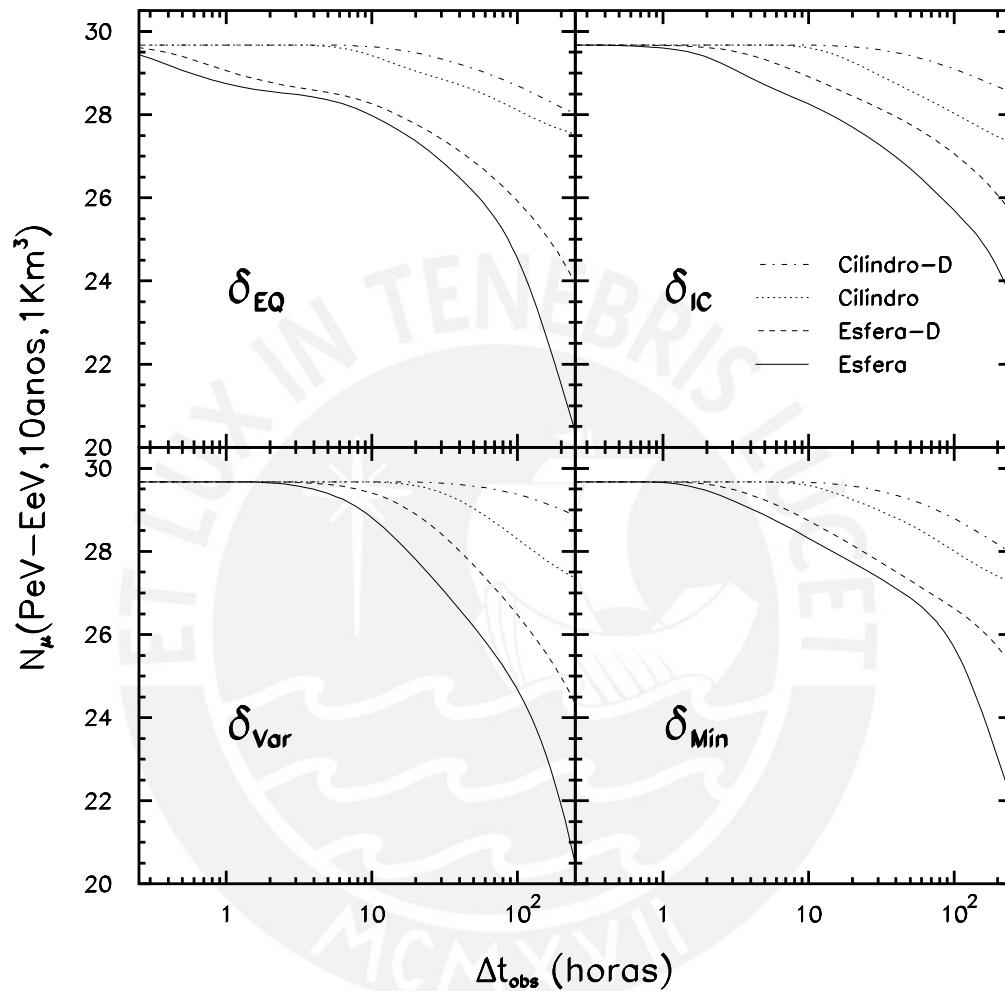


Figura 11.1: Total de eventos esperados de NAGs inducidos por ν_μ como función del tiempo de variabilidad, para las diferentes hipótesis asumidas para los parámetros estudiados. El flujo máximo ha sido normalizado con el límite de Waxman-Bahcall [87] y se ha tomado $p = 2$ para el espectro de energía. “D” indica el uso de la distribución en δ .

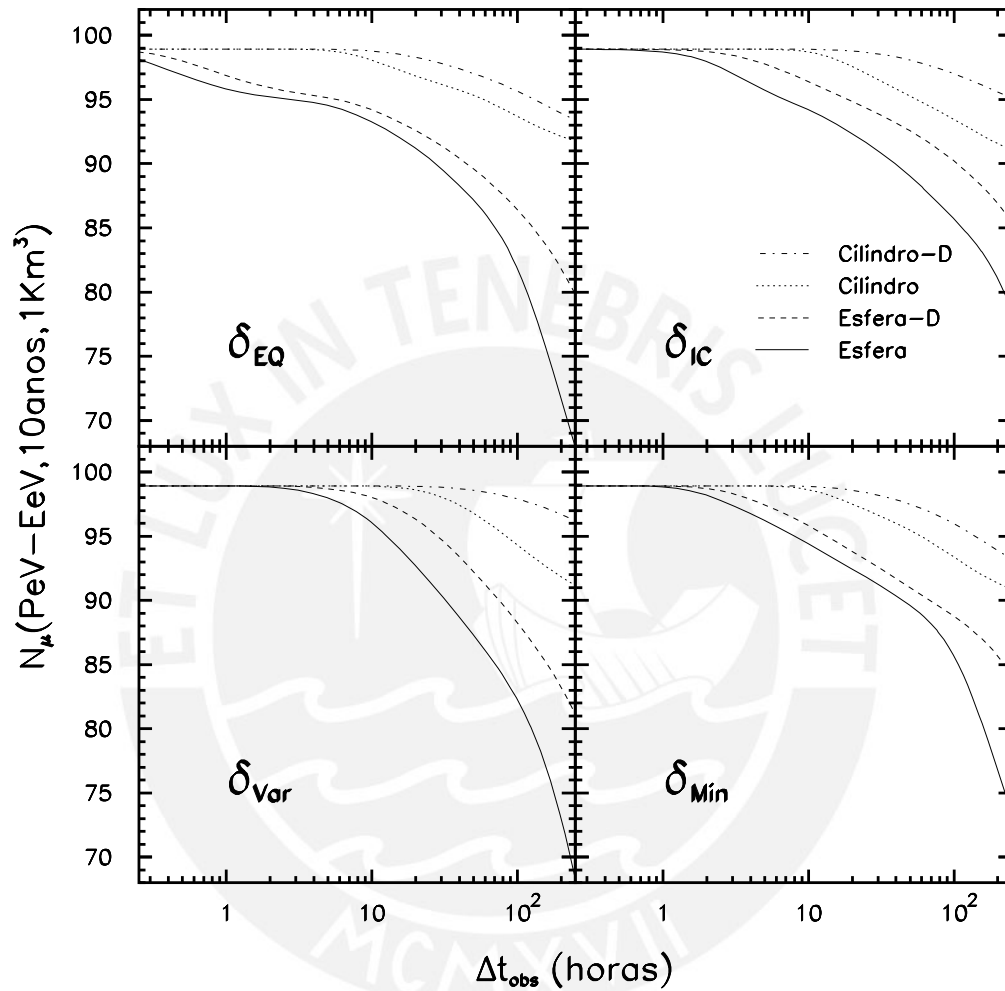


Figura 11.2: Total de eventos esperados de NAGs inducidos por ν_μ como función del tiempo de variabilidad, para las diferentes hipótesis asumidas para los parámetros estudiados. El flujo máximo ha sido normalizado con el límite usado por la Colaboración IceCube [76] y se ha tomado $p = 2$ para el espectro de energía. “ D ” indica el uso de la distribución en δ .

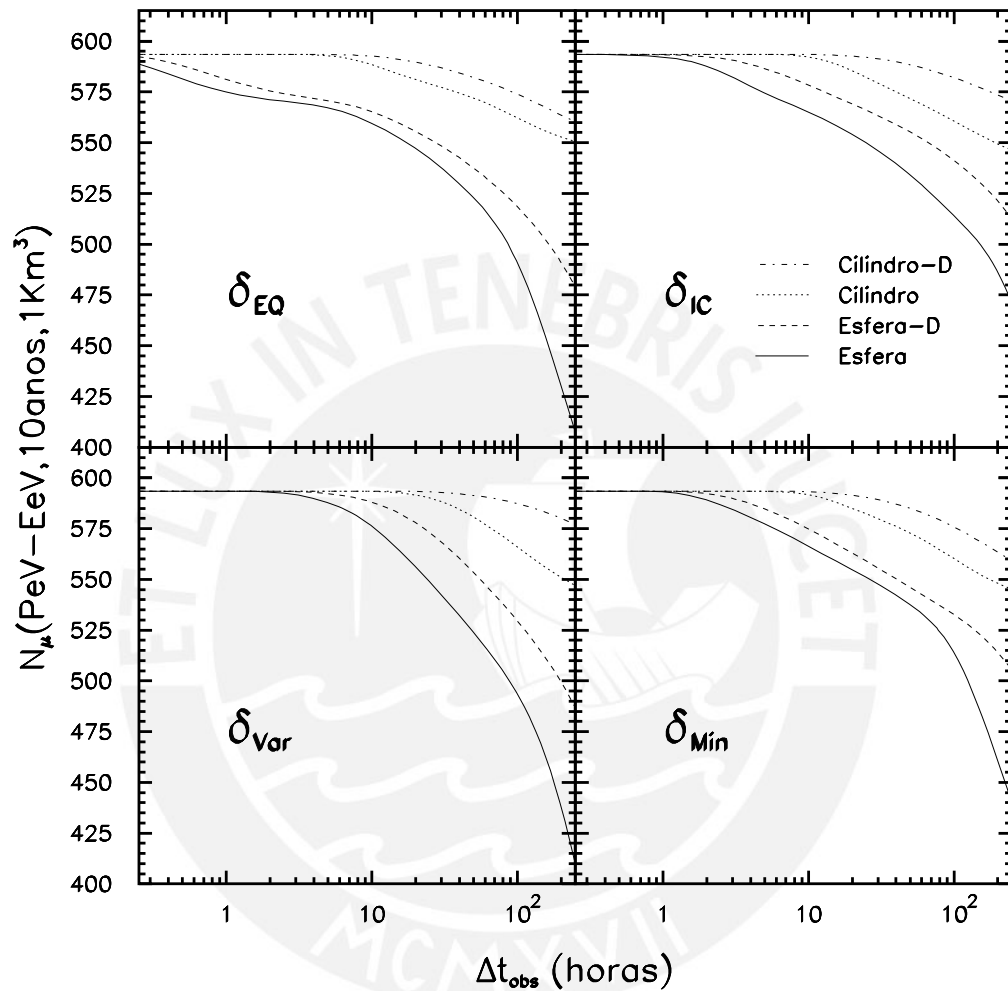


Figura 11.3: Total de eventos esperados de NAGs inducidos por ν_μ como función del tiempo de variabilidad, para las diferentes hipótesis asumidas para los parámetros estudiados. El flujo máximo ha sido normalizado con el límite de rayos- γ [88] y se ha tomado $p = 2$ para el espectro de energía. “D” indica el uso de la distribución en δ .

la siguiente cantidad de estimación

$$N_{\sigma} = \frac{|N_{hip(i)}^{limite} - N_{hip(j)}^{limite}|}{\sqrt{N_{hip(j)}^{limite}}}, \quad (11.1)$$

la cual da las discrepancias en términos del número de σ 's estadísticos, con $N_{hip(i)}^{limite}$ el número total de neutrinos esperados, donde *limite* se refiere al límite usado para el flujo de neutrinos extragalácticos y $hip(i)$ indica las diferentes hipótesis comparadas.

Flujo límite	Sin distribución δ				Con distribución δ			
	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	δ_{Min}	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	δ_{Min}
WB	1.53	0.75	1.45	1.08	0.81	0.56	0.89	0.53
IceCube	2.79	1.36	2.64	1.97	1.48	1.02	1.62	0.96
Rayos- γ	6.84	3.34	6.47	4.82	3.62	2.51	3.98	2.35

Cuadro 11.1: Separación en términos de N_{σ} entre el número de eventos obtenidos para las geometrías esférica y cilíndrica, usando los tres límites del flujo de ν , todos los tipos de δ y $\Delta t_{obs} = 10$ días.

Este primer análisis tiene el propósito de evaluar cuán grandes son las diferencias en el número de eventos entre las geometrías esférica y cilíndrica. El resultado se muestra en la Tabla 11.1, donde se ha substituído en la ec. (11.1) $hip(j) = \text{Esfera}(\text{Esfera-D})$ y $hip(i) = \text{Cilindro}(\text{Cilindro-D})$ y se ha evaluado para cada modelo de estimación del factor Doppler. De esta tabla se puede apreciar que en el caso del límite de WB las diferencias están entre 0.75σ y 1.53σ , para el caso que no se incluya la distribución en δ , mientras que cuando se considera la distribución dichas diferencias son todavía menores, entre 0.53σ y 0.89σ . En el caso del límite usado por la Colaboración IceCube,

las diferencias son significativas y varían entre $1.36-2.79\sigma$ y $1.02-1.62\sigma$ para los casos sin y con la distribución en δ , respectivamente. Para el límite de rayos- γ las diferencias son incluso mayores, estando entre $3.34-6.84\sigma$ y $2.35-3.98\sigma$ para los casos mencionados anteriormente.

Flujo límite	Sin distribución δ					
	EQ-IC	EQ-Var	EQ-Min	IC-Var	IC-Min	Var-Min
WB	0.68	0.04	0.35	0.59	0.31	0.31
IceCube	1.25	0.08	0.64	1.09	0.56	0.56
Rayos- γ	3.05	0.18	1.57	2.67	1.38	1.38
	Con distribución δ					
WB	0.33	0.08	0.26	0.24	0.07	0.18
IceCube	0.61	0.15	0.48	0.44	0.13	0.32
Rayos- γ	1.49	0.36	1.17	1.09	0.32	0.79

Cuadro 11.2: Separación en términos de N_σ entre el número de eventos obtenidos para diferentes pares de tipos de δ y los tres límites del flujo de ν , usando la geometría esférica y $\Delta t_{obs} = 10$ días.

Adicionalmente se ha realizado un segundo análisis similar al anterior, salvo que esta vez se han calculado las diferencias en el número de eventos considerando los seis diferentes pares de tipos de cálculo del factor Doppler. Los resultados se muestran en la Tabla 11.2 y Tabla 11.3 para las geometrías esférica y cilíndrica, respectivamente. Se encuentra que sólo se presentan dos situaciones favorables para discriminar los modelos de estimación del factor Doppler usando el número de eventos. Uno de estos casos es cuando se tiene la geometría esférica, el límite de rayos- γ y sin distribución en δ donde se ob-

tuvo 2.67σ de separación para los eventos predichos usando δ_{EQ} y δ_{IC} . El otro caso se da cuando se comparan δ_{IC} y δ_{Var} , dando 3.05σ . En el resto de casos se obtienen diferencias despreciables, menores que 1.6σ en la separación del número de eventos.

Flujo límite	Sin distribución δ					
	EQ-IC	EQ-Var	EQ-Min	IC-Var	IC-Min	Var-Min
WB	0.04	0.03	0.05	0.01	0.01	0.02
IceCube	0.07	0.05	0.09	0.02	0.02	0.04
Rayos- γ	0.18	0.13	0.23	0.04	0.05	0.09
	Con δ distribución					
WB	0.09	0.16	0.01	0.06	0.10	0.16
IceCube	0.17	0.29	0.02	0.11	0.19	0.30
Rayos- γ	0.43	0.70	0.04	0.27	0.47	0.73

Cuadro 11.3: Separación en términos de N_σ entre el número de eventos obtenidos para diferentes pares de tipos de δ y los tres límites del flujo de ν , usando la geometría cilíndrica y $\Delta t_{obs} = 10$ días.

A pesar de no haber incluido variaciones en “ a ”, la relación entre el radio y la longitud del cilindro ($l = ra$), se verificó que estos cambios no conducían a diferencias relevantes en el número de eventos.

Como una información complementaria se muestra en la Fig. 11.4 el número total de eventos esperados, para cada uno de los tres límites usados, como función del exponente p del espectro de NAGs, variándolo desde 1.3 hasta 2.7. Queda claro que en $p = 2$ el número de eventos coincide con el valor obtenido en las figuras precedentes. Por lo tanto, de este gráfico se puede modificar

los resultados anteriores cambiando la escala, de manera que los resultados dados en las tablas se acomodan multiplicando N_σ por $\sqrt{N_\mu(p)/N_\mu(p=2)}$, cuyo valor para $p = 2,7$ está alrededor de $\sqrt{2}$.

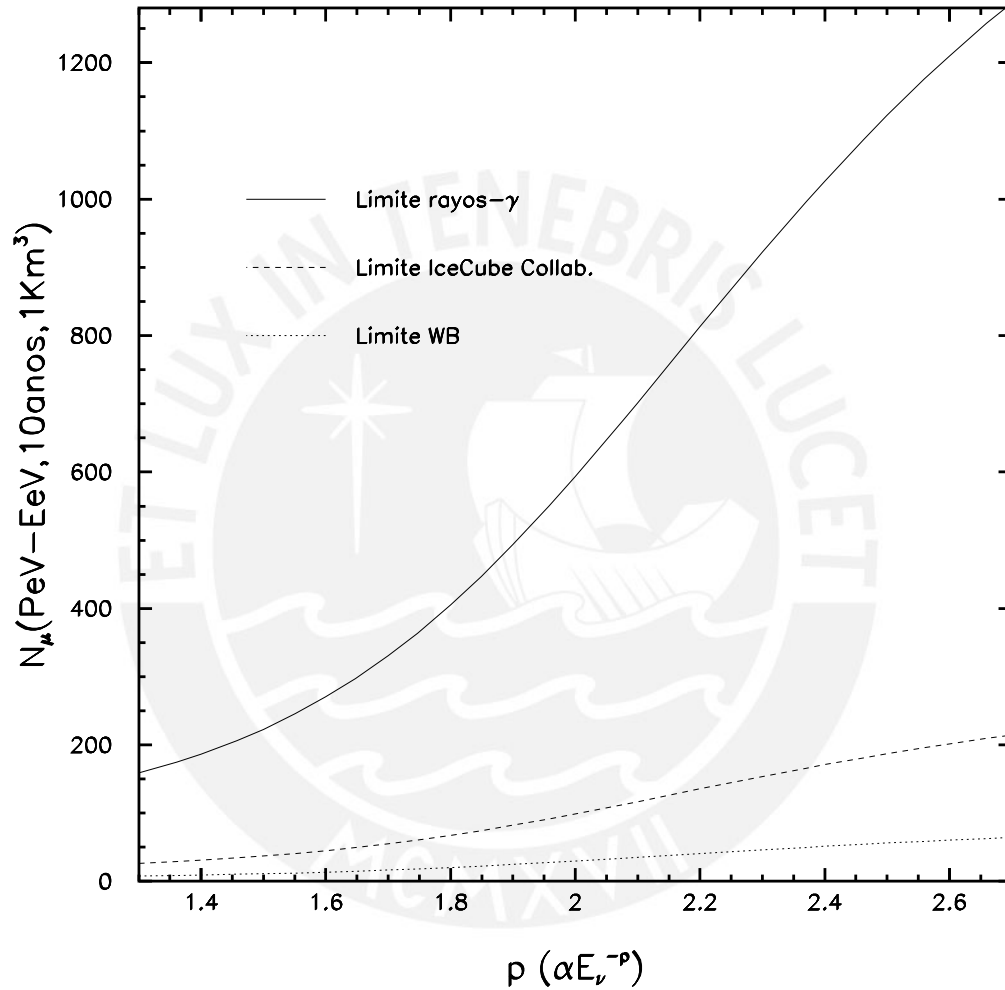


Figura 11.4: Eventos totales esperados de NAGs inducidos por ν_μ normalizados con los diferentes flujos límite, como función del exponente en la ley de potencias asumida para el espectro del flujo de ν_μ de NAGs.

11.2. Resultados del modelo quasar-blazar

En primer lugar se presentarán los resultados del modelo de cuasars. Dado que este modelo es prácticamente idéntico al MUP, salvo por el cambio del flujo de fotones blanco, los resultados son muy similares en su forma general. Por lo tanto, sólo se muestra el cálculo para la extrapolación con el límite de la Colaboración IceCube, sabiendo que para los otros dos límites bastará cambiar la escala del número de eventos, pero que el comportamiento será el mismo.

La figura 11.5 presenta el mismo análisis de la dependencia del número total esperado de eventos inducidos por ν_μ y $\bar{\nu}_\mu$ versus el tiempo de variabilidad que se realizó en la Fig. 11.2. En ella se comparan las dos geometrías y los cuatro tipos de factor Doppler.

La diferencia que se aprecia con respecto a las figuras del MUP se debe a que los flujos de fotones blanco (UV y rayos-X) son ligeramente menores que para el caso del MUP. Esto hace que al aumentar el tiempo de variabilidad el flujo sea más sensible a la geometría y a los diferentes factores Doppler. Se obtendría el mismo comportamiento general si se continuaran las gráficas del MUP para mayores Δt_{obs} . Analizándolo explícitamente se puede ver en la ec. (7.13) que, si se reemplaza R' , por ejemplo, por el radio de la geometría esférica simple ec. (8.1), se obtiene una dependencia $\tau \propto \frac{L_\gamma}{\Delta t_{obs}}$, de ahí que resulte igual disminuir L_γ , que aumentar Δt_{obs} . Las demás características del gráfico se pueden interpretar de manera similar a las del MUP.

Conviene calcular nuevamente las diferencias en número de eventos entre los modelos de los parámetros con el estimador definido en la ec. (11.1). Para que los resultados sean compatibles con los obtenidos para el MUP se usará el tiempo de variabilidad máximo, aunque como se puede apreciar para Δt_{obs}

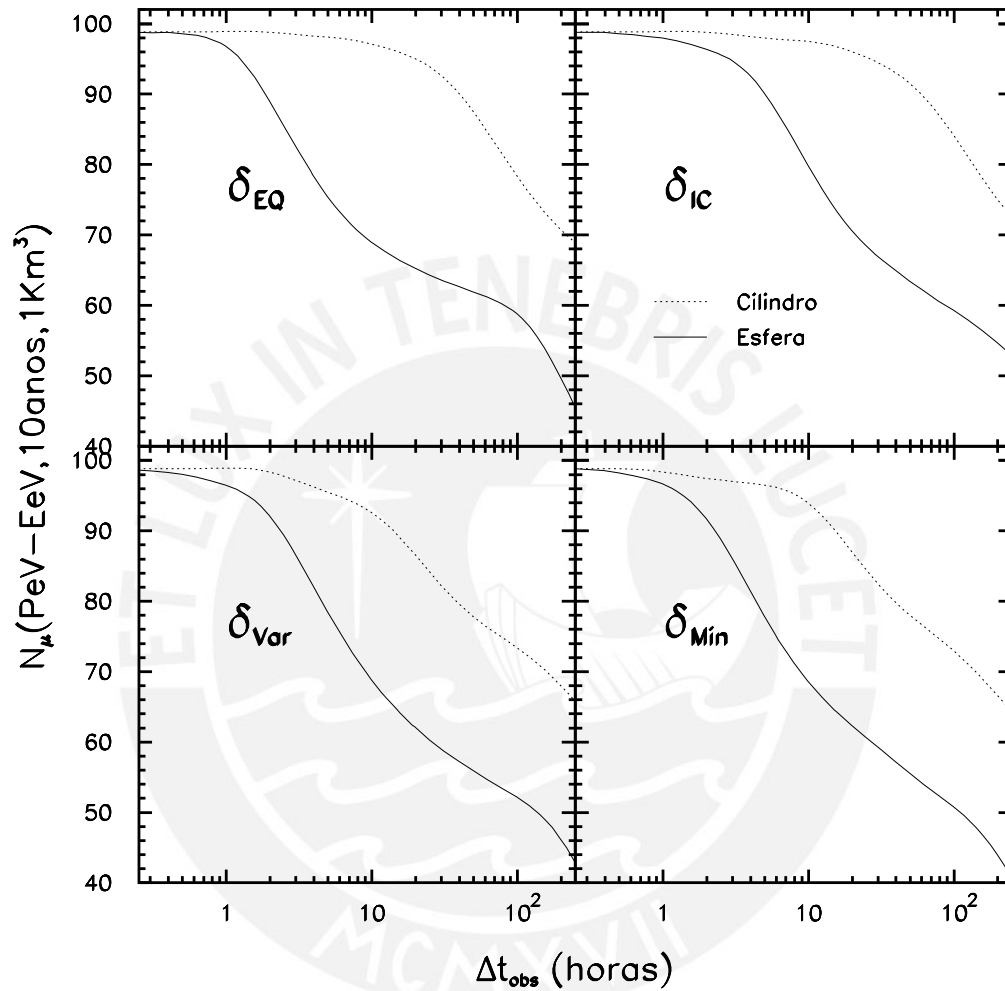


Figura 11.5: Total de eventos esperados de quasars inducidos por ν_μ como función del tiempo de variabilidad, para las diferentes hipótesis asumidas para los parámetros estudiados. El flujo máximo ha sido normalizado con el límite usado por la Colaboración IceCube [76] y se ha tomado $p = 2$ para el espectro de energía.

menores ($\Delta t_{obs} \geq 10$ horas), también se obtiene una diferencia considerable.

Los resultados se presentan en las Tablas 11.4 y 11.5.

Flujo límite	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	δ_{Min}
WB	1.88	1.47	1.90	2.03
IceCube	3.44	2.69	3.48	3.69
Rayos- γ	8.43	6.59	8.52	9.05

Cuadro 11.4: Separación en términos de N_σ entre el número de eventos de quasars obtenidos para las geometrías esférica y cilíndrica, usando los tres límites del flujo de ν , todos los tipos de δ y $\Delta t_{obs} = 10$ días.

Flujo límite	Esfera					
	EQ-IC	EQ-Var	EQ-Min	IC-Var	IC-Min	Var-Min
WB	0.59	0.22	0.40	0.75	0.92	0.19
IceCube	1.07	0.39	0.73	1.36	1.68	0.35
Rayos- γ	2.63	0.96	1.79	3.34	4.10	0.85
	Cilindro					
WB	0.23	0.20	0.30	0.42	0.52	0.10
IceCube	0.43	0.38	0.55	0.78	0.96	0.18
Rayos- γ	1.05	0.92	1.36	1.92	2.35	0.45

Cuadro 11.5: Separación en términos de N_σ entre el número de eventos de quasars obtenidos para diferentes pares de tipos de δ y los tres límites del flujo de ν , usando la geometría esférica y cilíndrica y $\Delta t_{obs} = 10$ días.

En la Tabla 11.4 se comparan las geometrías de acuerdo a cada factor Doppler. Se obtiene que para los flujos límites tanto de la Colaboración IceCube

como de rayos- γ la separación es estadísticamente apreciable, pudiéndose distinguir en todo los casos de δ entre la geometría esférica y la cilíndrica, con σ 's entre 2.69 a 9.05. Estas separaciones son mayores que para el caso del MUP, como era de esperarse de las gráficas. Para el caso del límite de Waxman-Bahcall las diferencias son menores con separación entre 1.47σ a 2.03σ . Hay que destacar que para el caso en que la verdadera forma de estimación de δ fuera mediante método de Compton Inverso, se tendría la menor separación entre geometrías, mientras que la mayor separación se logra con el método Doppler de Variabilidad.

En la Tabla 11.5 se comparan pares de factores Doppler para cada geometría. A pesar que la separación en número de σ 's es mayor que para el MUP, el límite de rayos- γ continúa siendo el único para el cual se pueden encontrar diferencias considerables. Sin embargo, para quasars también es posible distinguir entre algunos factores Doppler aun cuando se use la geometría cilíndrica a diferencia del MUP. Para una geometría esférica y el límite de rayos- γ se obtienen las mayores separaciones entre δ_{IC} y δ_{Min} con 4.10σ , entre δ_{IC} y δ_{Var} con 3.34σ y entre δ_{EQ} y δ_{IC} con 2.63σ . En el caso de la geometría cilíndrica y usando el mismo límite se tiene que el caso más favorable para distinguir entre factores Doppler es el correspondiente a δ_{IC} y δ_{Min} con 2.35σ .

Se pasará ahora a describir los resultados para el modelo de blazars. En la Tabla 11.6 se presentan los resultados del cálculo del número de eventos totales de neutrinos de blazars que serían detectados en IceCube después de una exposición de 10 años. Se han utilizado los tres conjuntos de valores para los métodos de estimación del factor Doppler, sin aplicar y aplicando la distribución en δ , y se han extrapolado los resultados totales a partir de los tres límites

del flujo. Cabe notar que en este modelo sí se hace evidente la correlación que existe entre δ_{EQ} y δ_{IC} y la diferencia más marcada que existe entre estas dos y δ_{Var} .

A primera vista podría parecer contradictorio con los resultados del MUP que para δ_{Var} , cuyos valores del factor Doppler son en general mayores, se obtenga un mayor número de eventos que para δ_{EQ} y δ_{IC} , cuyos valores del factor Doppler son en general menores. Pues en el MUP existía una relación inversa entre δ y el número de eventos. Sin embargo, para el modelo de blazars la dependencia del número de eventos respecto de δ depende a su vez del índice espectral (α), como $\delta^{2-\alpha}$ para colisiones pp y como $\delta^{4-2\alpha}$ para $p\gamma$ (ver comentario sobre la ec. (7.28)), es por eso que si el índice espectral es menor a 2 el comportamiento es inverso, lo que también se produce si $\delta < 1$. Además se da el caso particular que para aquellos blazars cuyos índices espectrales son menores que 2 presentan grandes valores de δ_{Var} y de flujo de fotones, todo lo cual combinado hace que el comportamiento respecto de δ en el conjunto de la muestra sea proporcional al número de eventos. De otro lado, sucede algo similar cuando se toma en cuenta la integración en la función de distribución del factor Doppler y a diferencia del MUP, donde esta aplicación generaba un incremento en el número de eventos en este caso los disminuye pues abarca valores menores de δ .

Resulta ilustrativo comentar que si se calcula el promedio del flujo de un blazar individual de la muestra y luego se lo multiplica por el número total de blazars observados (876 según [97]) se obtiene un valor que es cercano a la mitad del límite de rayos- γ , lo que confirma que el método de extrapolación usado es efectivo y razonable.

Flujo límite	Sin distribución δ			Con distribución δ		
	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}
WB	25.90	25.48	29.67	23.17	21.40	25.14
IceCube	86.33	84.93	98.89	77.23	71.33	83.79
Rayos- γ	518	509.6	593.4	463.4	428	502.8

Cuadro 11.6: Número total de eventos de ν_μ de blazars para 10 años de exposición en IceCube según el modelo de estimación del factor Doppler, con y sin distribución en δ , y para los tres límites de flujo usados.

Para cuantificar las diferencias entre el número de eventos predicho por cada modelo se recurre al estimador ya definido en la ec. (11.1). Los resultados de estas comparaciones entre pares de factores de Doppler se muestran en la Tabla 11.7. Como era de esperar, sólo para el límite de rayos- γ [88] es que se obtienen diferencias estadísticamente apreciables, mas no para los otros dos límites. En este caso, dado que el flujo de neutrinos se calculó a partir del flujo de rayos- γ , es lógico pensar que el límite más razonable de considerar sea el que también corresponde a rayos- γ , siendo así que la distinción entre modelos se presentaría más favorable para el caso del modelo de blazars. Luego, si se cumpliera el límite de rayos- γ , sin considerar distribución en δ , se podría distinguir entre δ_{EQ} y δ_{Var} y entre δ_{IC} y δ_{Var} , donde se obtuvo 3.31σ y 3.71σ de separación para los eventos predichos, respectivamente. Si se toma en cuenta la distribución en δ , disminuye la separación entre δ_{EQ} y δ_{Var} a 1.83σ , mientras que casi se mantiene la separación entre δ_{IC} y δ_{Var} con 3.61σ , pudiéndose todavía distinguir entre estos modelos de estimación del factor Doppler.

Flujo límite	Sin distribución δ			Con distribución δ		
	δ_{EQ-IC}	δ_{EQ-Var}	δ_{IC-Var}	δ_{EQ-IC}	δ_{EQ-Var}	δ_{IC-Var}
WB	0.08	0.74	0.83	0.38	0.41	0.81
IceCube	0.15	1.35	1.51	0.70	0.75	1.48
Rayos- γ	0.37	3.31	3.71	1.71	1.83	3.61

Cuadro 11.7: Separación en términos de N_σ entre el número de eventos de blazars obtenidos para diferentes pares de tipos de δ , con y sin distribución en δ , y los tres límites del flujo de ν .

Capítulo 12

Conclusiones

En esta tesis se han estudiado dos grandes escenarios de producción de neutrinos altamente energéticos en Núcleos Activos de Galaxias (NAGs) y se han calculado los flujos de neutrinos predichos por estos. Ambos escenarios tienen en común el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden como proceso mediante el cual los protones alcanzan altas energías (del orden de 10^{21} eV), resultando del mismo mecanismo un espectro característico de $dN/dE \propto E^{-2}$. Mientras que el primer escenario corresponde al Modelo Unificado de NAGs, tratando a todos los NAGs por igual, el segundo hace una distinción entre quasars y blazars y a su vez entre tipos de fotones blanco (de radiación interna o externa) para los protones, o si se producen colisiones protón-protón. Se ha obtenido el flujo total de neutrinos en base a muestras de NAGs con datos de catálogos astronómicos para ciertos parámetros dependiendo del modelo; extrapolando finalmente dicho flujo total mediante tres límites (Waxman-Bahcall, Colaboración IceCube y Rayos- γ).

Siguiendo el objetivo de la tesis se analizaron tres parámetros, aún no bien determinados, de los cuales dependen los modelos anteriormente planteados.

Estos fueron el factor Doppler, la geometría de la región de emisión y el tiempo de variabilidad. Para contribuir en la determinación de los verdaderos modelos que describen estos parámetros, se planteó cuantificar las diferencias entre ellos, para saber si mediante la observación experimental se podrían descartar algunos modelos y aceptar otros, si estas diferencias fueran estadísticamente relevantes.

Para cuantificar estas diferencias se escogió trabajar con el telescopio de neutrinos en construcción IceCube de 1 Km^3 , pues será el que tenga mayor sensibilidad para observar estas diferencias y cuenta con el experimento AMANDA que ha comprobado su factibilidad. La información experimental estará contenida en el número total de eventos detectados inducidos por neutrinos muónicos tras 10 años de observaciones. Se procedió a calcular este número de eventos en IceCube dados los flujos iniciales de neutrinos de NAGs y considerando detalladamente las probabilidades de detección.

El análisis de los resultados para los diversos modelos ha llevado a las siguientes conclusiones:

- Se ha encontrado de manera general que el Modelo Quasar-Blazar (MQB) de producción de neutrinos representa el escenario más favorable para la discriminación entre los modelos de los parámetros estudiados. Este modelo da separaciones en números de σ 's que son, en promedio, casi 3 veces mayores que las obtenidas suponiendo el Modelo Unificado de Producción (MUP). A su vez, dentro del MQB la clase de los blazars da diferencias 35% mayores que la clase de quasars.
- También como comportamiento general se ha hallado que si la mayor parte de los NAGs tuvieran tiempo de variabilidad mayor, lo que es más

seguro para quasars que para blazars según las observaciones, se podría distinguir, en algunos casos, entre diferentes modelos de los parámetros. De otra manera, para Δt_{obs} pequeño (menor a 4 días para el MUP y a 10 horas para quasars), no se podría obtener información sobre los parámetros a través de la observación de eventos de neutrinos en un detector con las características y sensibilidad de IceCube.

- En general, la determinación de la verdadera geometría de la región de emisión, mediante la observación de neutrinos, tiene mayores probabilidades de darse que la determinación del método de estimación del factor Doppler, pues esta última sólo se puede dar para el caso del límite de rayos- γ . Parte de la explicación consiste en que aun cuando para un solo NAG la diferencia en el número de eventos para diferentes modelos de δ es considerable, al combinar toda la muestra estas diferencias puntuales tienden a cancelarse, pues no existe mucha correlación entre los modelos de δ .
- Dentro del MUP se puede concluir que
 - Si se asume una fluctuación de 10 días y el límite de rayos- γ ($6 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$), se puede determinar la geometría de la región de emisión luego de 10 años de observaciones de IceCube. Se encuentra una separación mayor que 3σ en el número total de eventos, entre la geometría cilíndrica y esférica, para todos los casos de δ . Por otro lado, si el flujo límite estuviera por debajo del límite de Waxman-Bahcall ($3 \times 10^{-8} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$), el número de eventos sería tan pequeño que las diferencias introducidas por el cambio en la geometría no serían estadísticamente relevantes. Cuando el

flujo límite que se toma es $1 \times 10^{-7} \text{ GeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$, se puede discriminar entre geometrías en la mitad de los casos del factor Doppler (cuando no se incluye la distribución en δ) obteniendo una separación total en número de eventos mayor que 2σ .

- Es importante notar que es posible inferir de la Fig. 11.1, Fig. 11.2 y Fig. 11.3 cualquier caso intermedio (una mezcla de ambas geometrías), entre la geometría cilíndrica y la esférica de la región de emisión. En este sentido, la proximidad o distanciamiento de uno de estos comportamientos extremos (puramente cilíndrico o esférico) es una medida de la tendencia de la muestra.
- Para el caso de los modelos de estimación del factor Doppler se encuentra que, en la mayoría de casos, el número total de eventos inducidos por neutrinos no proporciona información relevante, es decir, las diferencias en δ no afectan este número. No obstante, si se diese el caso de una región de emisión esférica, $\Delta t_{obs} = 10$ días, con el límite de rayos- γ y sin considerar distribución en δ , sería posible distinguir entre $\delta_{EQ} - \delta_{IC}$ y $\delta_{IC} - \delta_{Var}$, obteniendo una separación de eventos mayor que 2.5σ .
- Dentro del MQB se puede concluir para la clase de quasars que
 - Al ser las luminosidades estimadas de los fotones blanco menores que para el MUP, crece la sensibilidad respecto de los parámetros estudiados, aumentando así las diferencias en número de eventos. De esta manera, tanto para el límite usado por la Colaboración IceCube como para el de rayos- γ , se obtienen diferencias estadísticamente apreciables (entre $2.69 - 9.05 \sigma$) entre la geometría esférica y

cilíndrica para todos los modelos de estimación del factor Doppler. La mayor diferencia se obtiene para el factor Doppler de Variabilidad. En el caso del límite de WB aunque las separaciones aumentan respecto del MUP todavía no son suficientemente grandes como para poder afirmar que se podría distinguir entre geometrías.

- Comparando pares de factores Doppler se halla que sólo en el límite de rayos- γ se pueden encontrar diferencias considerables, tres en el caso de una geometría esférica (δ_{IC-Min} con 4.10σ , δ_{IC-Var} con 3.34σ y δ_{EQ-IC} con 2.63σ) y una para la geometría cilíndrica (δ_{IC-Min} con 2.35σ).
- Dentro del MQB se puede concluir para la clase de blazars que
 - Primeramente, al no presentar una dependencia explícita de la geometría, sólo permite discriminar factores Doppler aunque con mejores probabilidades que los modelos anteriores. También en este modelo sólo para el límite de rayos- γ es que se obtienen diferencias estadísticamente apreciables. Sin considerar distribución en δ , se podrá distinguir δ_{EQ-Var} , con 3.31σ y δ_{IC-Var} con 3.71σ . Si se aplica la distribución disminuye la separación δ_{EQ-Var} a 1.83σ , mientras que δ_{IC-Var} tiene 3.61σ .
- Es relevante mencionar que todos estos análisis han sido hechos considerando que el espectro de neutrinos es igual al espectro de protones, que fue asumido en su forma canónica como $dN/dE \propto E^{-p}$, con $p = 2$. Por lo que, si el verdadero exponente fuera $p > 2$ (ver Fig. 11.4), se tendría que la separación en términos de N_σ se debe incrementar, lo que a su vez

significaría que se podrían diferenciar geometrías y factores Doppler en un mayor número de casos.

Como comentario final, es importante remarcar que este trabajo establece posibles tendencias para los parámetros que describen el flujo de neutrinos de NAGs. De hecho, se espera que estas tendencias se vuelvan más robustas y precisas en el futuro, cuando se tengan muestras mayores de NAGs que contengan la información necesaria y observaciones puntuales de estos objetos hechas por IceCube.



Bibliografía

- [1] J. N. Bahcall. “Neutrino Astrophysics”. Cambridge University Press. 1989.
- [2] John N. Bahcall *et al.*, Nature 375 (1995) 29. “Progress and Prospects in Neutrino Astrophysics” [arXiv:astro-ph/9503047].
- [3] John G. Learned. (1999) “An Introduction to Neutrino Astronomy”. <http://www.phys.hawaii.edu/~jgl/nuastron.html>
- [4] J. G. Learned & K. Mannheim, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 50 (2000), “High Energy Neutrino Astrophysics”.
- [5] A. Ringwald, Talk at XI International workshop on “Neutrino Telescopes”(2005) Venice. Italy. “How to detect Big Bang relic neutrinos?” [arXiv:hep-ph/0505024].
- [6] J. Bahcall, The Astrophysical Journal, 467, (1996) 475 “Solar Neutrinos: Where we are, where we are going” [arXiv:astro-ph/9512285].
- [7] J. Bahcall, M.C. Gonzalez-Garcia, C. Pena-Garay, JHEP 0408 (2004) 016. “Solar Neutrinos Before and After Neutrino 2004” [arXiv:hep-ph/0406294].
- [8] F. Vissani & M. L. Costantini. Proceedings of IFAE, Catania 2005. “Neutrinos from Supernovas and Supernova Remnants” [arXiv:astro-ph/0508152].
- [9] M. L. Costantini, A. Ianni, F. Vissani. Phys.Rev. D70 (2004) 043006. “SN1987A and the properties of neutrino burst” [arXiv:astro-ph/0403436].
- [10] C. Lunardini & A. Yu. Smirnov. Astropart.Phys. 21 (2004) 703. “Neutrinos from SN1987A: flavor conversion and interpretation of results” [arXiv:hep-ph/0402128].
- [11] V. Agrawal, T. Gaisser, P. Lipari, T. Stanev, Phys. Rev. D53 (1996) 1314. “Atmospheric neutrino flux above 1 GeV”.
- [12] C. Costa, Astropart.Phys. 16 (2001) 193. “The Prompt Lepton Cookbook” [arXiv:hep-ph/0010306].

- [13] V. Berezhinsky. Review given at 13th Int. Symposium on VHECR Interactions, Pylos, Sept. 2004. “Ultra High Energy Neutrino Astronomy” [arXiv:astro-ph/0505220].
- [14] F. Halzen. Lectures presented at the International WE Heraeus Summer School on Physics with Cosmic Accelerators (2005). “Lectures on High-Energy Neutrino Astronomy” [arXiv:astro-ph/0506248].
- [15] C. Spiering. J.Phys. G29 (2003) 843. “High Energy Neutrino Astronomy: The Experimental Road” [arXiv:astro-ph/0303068].
- [16] J. Alvarez-Muniz, F. Halzen, D. W. Hooper, Phys.Rev., D **62** (2000) 093015. “High Energy Neutrinos from Gamma Ray Bursts: Event Rates in Neutrino Telescopes” [arXiv:astro-ph/0006027].
- [17] J. Alvarez-Muñiz, F. Halzen, D. Hooper, Astrophys.J., 604 (2004) L85. “GRB941017: A Case Study of Neutrino Production in Gamma Ray” [arXiv:astro-ph/0310417].
- [18] C. D. Dermer & A. Atoyan, New Astron.Rev., 48 (2004) 453. “Cosmic Rays and High-Energy Neutrinos from Gamma-Ray Bursts” [arXiv:astro-ph/0312591].
- [19] D. Guetta, *et al.*, Astropart.Phys., 20 (2004) 429. “Neutrinos From Individual Gamma-Ray Bursts in the BATSE Catalog ” [arXiv:astro-ph/0302524].
- [20] P. Bhattacharjee & G. Sigl. Phys.Rept. 327 (2000) 109. “Origin and Propagation of Extremely High Energy Cosmic Rays” [arXiv:astro-ph/981101].
- [21] V. Barger, F. Halzen, D. Hooper, C. Kao. Phys.Rev. D65 (2002) 075022. “Indirect Search for Neutralino Dark Matter with High Energy Neutrinos” [arXiv:hep-ph/0105182].
- [22] T. K. Gaisser. “Cosmic Rays and Particle Physics”. Cambridge University Press. 1990.
- [23] K. Greisen, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 748.
- [24] G. T. Zatsepin & V. A. Kuzmin, Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. 4 (1966) 114 [JETP. Lett. 4 (1966) 78].
- [25] F. W. Stecker, Phys. Rev. Lett. 21 (1968) 1016.
- [26] F. Halzen, Lectures presented at the TASI School (1998). “Lectures on Neutrino Astronomy: Theory and Experiment” [arXiv:astro-ph/9810368].
- [27] S.P. Swordy *et al.*, Astropart.Phys. 18 (2002) 129. “The Composition of Cosmic Rays at the Knee” [arXiv:astro-ph/0202159].

- [28] E. Fermi, Phys. Rev. 75 (1949) 1169.
- [29] L. O’C. Drury, Rep. Prog. Phys. 46 (1983) 973.
- [30] R. D. Blandford & D. Eichler, Phys. Rept. 154 (1987) 1.
- [31] M. A. Malkov, Astrophys. J. 511 (1999) L53.
- [32] J. Bednarz & M. Ostrowski, Phys. Rev. Lett. 80 (1998) 3911.
- [33] J. J. Quenby & R. Lieu, Nature 342 (1989) 625.
- [34] A. M. Hillas, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 22 (1984) 425.
- [35] S. Argiro. “The fluorescence detector of the Pierre Auger Cosmic Ray Observatory and its readout electronics”. Phd thesis, Università degli Studi di Milano (2000).
- [36] P. L. Biermann, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl) 43 (1995) 221.
- [37] A. Dar, A. DeRújula, N. Antoniou, submitted to Phys. Rev. Lett. “A common origin of all the species of high-energy cosmic rays?” [arXiv:astro-ph/9901004]
- [38] N. Renaud, G. Henri. Accepted for publication in MNRAS. “The terminal bulk Lorentz factor of relativistic electron-positron jets” [arXiv:astro-ph/9804178].
- [39] Yi-Ping Qin Astro. Lett. and Communications, 40 (2000) 103. “Formulas for direct determination of real speed in Galactic superluminal sources” [arXiv:astro-ph/0005007].
- [40] I. F. Mirabel & L.F. Rodriguez, Nature 371 (1994) 46.
- [41] R. D. Blandford, C. F. McKee, M. J. Rees, Nature 267 (1977) 211.
- [42] K. I. Kellermann *et al.*, To Appear in “High Energy Blazar Astronomy”. “Superluminal Motion and Relativistic Beaming in Blazar Jets” [arXiv:astro-ph/0211398].
- [43] M. J. Rees, Nature 211 (1966) 468.
- [44] C. M. Urry & P. Padovani, Publ.Astron.Soc.Pac., 107 (1995) 803. “Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei” [arXiv:astro-ph/9506063].
- [45] Carroll, Bradley W. & Dale A. Ostlie. “An Introduction to Modern Astrophysics”, Addison-Wesley Publishing Company, Inc. 1996.

- [46] C. L. Bennett *et al.*, *Astrophys.J.Suppl.*, 148 (2003)1. “First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results” [arXiv:astro-ph/0302207].
- [47] S. M. Carroll & W. H. Press, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 30 (1992) 499. “The Cosmological constant”
- [48] M. C. Lortet *et al.*, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 107 (1994) 193. “Second Reference Dictionary of the Nomenclature of Celestial Objects”
- [49] Gregory A. Shields, *PASP* 111 (1999) 661. “A Brief History of Active Galactic Nuclei”
- [50] T. A. Matthews & A. R. Sandage, *ApJ* 138 (1963) 30.
- [51] H. J. Smith, & D. Hoffleit, *Nature* 198 (1963) 650.
- [52] Merja Tornikoski. Lectures given at the Nordic-Baltic Summer School in Radio Astronomy (2001) “Introduction to Active Galactic Nuclei & Radio Observations of AGNs”.
- [53] F. Halzen & D. Hooper. *Astropart.Phys.* 23 (2005) 537-542. “High Energy Neutrinos from the TeV Blazar 1ES 1959+650” [arXiv:astro-ph/0502449].
- [54] L. Stawarz. *Astrophys. J.* 613 (2004) 119. “On the Jet Activity in 3C 273” [arXiv:astro-ph/0403179].
- [55] S. Paltani & M. Turler. Accepted for publication in *A&A*. “The mass of the black hole in 3C 273” [arXiv:astro-ph/0502296].
- [56] M. Turler, T. J.-L. Courvoisier, S. Paltani. *Astron.Astrophys.* 361 (2000) 850-862. “Modelling 20 years of synchrotron flaring in the jet of 3C 273” [arXiv:astro-ph/0008480]
- [57] DUMAND Collab., Proposal (1989).
- [58] M. A. Markov, in Proceedings of 10th International Conference on High Energy and Nuclear Physics, Rochester, USA, (1960).
- [59] M.A. Markov, *Phys. Lett* 10 (1964) 122.
- [60] R. Gandhi *et al.*, *Phys. Rev. D*, **58** (1998) 093009. “Neutrino interactions at ultrahigh energies” [arXiv:hep-ph/9807264].
- [61] CTEQ Collab., H. L. Lai, *Phys. Rev. D* 55 (1997) 1280.
- [62] Baikal Collab., G.V. Domogatskii, Invited talk at the XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2002), Munich, Germany. “Status of the BAIKAL neutrino project” [arXiv:astro-ph/0211571].

- [63] Baikal Collab., L. Kuzmichev, Proceedings of 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC) 2005, Pune, India. “The Baikal neutrino experiment: from NT200 to NT200+” [arXiv:astro-ph/0507709].
- [64] S. Bottai, Proceedings of the 26th International Cosmic Ray Conference, Salt Lake City, USA. v2 (1999) 456. “NESTOR: A Status Report”.
- [65] L.K. Resvanis, Nuclear Physics B (Proc.suppl.) 122 (2003) 24. “High Energy Neutrino Telescopes”.
- [66] NESTOR Official Homepage: <http://www.nestor.org.gr>
- [67] ANTARES Collab., I. Sokalski, Invited talk given at 44th Workshop on QCD at Cosmic Energies, Erice, Italia, (2004). “The ANTARES experiment: past, present and future” arXiv:hep-ex/0501003].
- [68] ANTARES Collab. Proposal. “A Deep Sea Telescope for High Energy Neutrinos” [arXiv:astro-ph/9907432].
- [69] ANTARES Official Homepage: <http://antares.in2p3.fr/>
- [70] AMANDA Collab., K. Woschnagg, Nucl. Phys., B 143 (2005) 343. “New results from the Antarctic Muon And Neutrino Detector Array” [arXiv:astro-ph/0409423].
- [71] AMANDA Collab., M. Ackermann, Phys.Rev. D71 (2005) 077102. “Search for extraterrestrial point sources of high energy neutrinos with AMANDA-II using data collected in 2000-2002” [arXiv:astro-ph/0412347].
- [72] AMANDA Collab., J. Ahrens, Phys.Rev.Lett. 90 (2003) 251101. “Limits on diffuse fluxes of high energy extraterrestrial neutrinos with the AMANDA-B10 detector” [arXiv:astro-ph/0303218].
- [73] IceCube Collab., IceCube Preliminary Design Document (2001)
- [74] IceCube Official Homepage: <http://icecube.wisc.edu/>
- [75] IceCube Collab., C. Spiering, Talk given at the VLNT Workshop, Amsterdam (2003) “The IceCube Project” [arXiv:astro-ph/0404090].
- [76] IceCube Collab., J. Ahrens *et al.*, Astropart.Phys., 20 (2004) 507. “Sensitivity of the IceCube detector to astrophysical sources of high energy muon neutrinos” [arXiv:astro-ph/0305196].
- [77] IceCube Collab., A. Karle *et al.*, a ser publicado en los proceedings de la XXth Inter. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, Munich (2002). “IceCube - the next generation neutrino telescope at the South Pole” [arXiv:astro-ph/0209556].

- [78] J. L. Bazo, A. M. Gago. “On the Parameters determining the Neutrino Flux from observed Active Galactic Nuclei” [arXiv:astro-ph/0504554].
- [79] F. Halzen, E. Zas, *Astrophys.J.*, 488 (1997) 669. “Neutrino Fluxes from Active Galaxies: a Model-Independent Analysis” [arXiv:astro-ph/9702193].
- [80] A. Atoyan & C. D. Dermer, *New Astron.Rev.*, 48 (2004) 381. “Neutrinos and gamma-rays of hadronic origin from AGN jets” [arXiv:astro-ph/0402646].
- [81] J. K. Becker, P. L. Biermann, W. Rhode, to be published in *Astropart. Phys.* “The diffuse neutrino flux from FR-II radio galaxies and blazars: A source property based estimate” [arXiv:astro-ph/0502089].
- [82] F.W.Stecker, M.H.Salamon. *Space Sci.Rev.* 75 (1996) 341. “High Energy Neutrinos from Quasars” [arXiv:astro-ph/9501064].
- [83] A. Atoyan & C. D. Dermer. *Phys.Rev.Lett.* 87 (2001) 221102. “High-Energy Neutrinos from Photomeson Processes in Blazars” [arXiv:astro-ph/0108053].
- [84] A.Yu. Neronov & D.V. Semikoz. *Phys.Rev.* D66 (2002) 123003. “Which blazars are neutrino loud?” [arXiv:hep-ph/0208248].
- [85] F. Halzen & D. Hooper, *Rept.Prog.Phys.*, 65 (2002) 1025. “High-energy Neutrino Astronomy: The Cosmic Ray Connection” [arXiv:astro-ph/0204527].
- [86] J. K. Becker, “Calculation of the AGN Neutrino Flux and of Event Rates for Large Volume Neutrino Telescopes”. Diplomarbeit. Bergische Universität Wuppertal. (2004)
- [87] E. Waxman & J. N. Bahcall, *Phys. Rev.*, D **59** (1999) 023002 “High energy neutrinos from astrophysical sources: An upper bound” [arXiv:hep-ph/9807282].
- [88] O. E. Kalashev, *et al.*, *Phys.Rev.*, D**66** (2002) 063004. “ Ultra-High Energy Neutrino Fluxes and Their Constraints” [arXiv:hep-ph/0205050].
- [89] R. J. Protheroe, accepted by Astronomical Society of Australia (PASA) (2002). “Factors Determining Variability Time in Active Galactic Nucleus Jets” [arXiv:astro-ph/0209111].
- [90] E. J. Guerra & R. A. Daly, *ApJ*, 491 (1997) 483. “Outflow Angles, Bulk Lorentz Factors, and Kinematics of Outflows from the Cores of AGN” [arXiv:astro-ph/9707124].
- [91] A. Güijosa & R. A. Daly, *ApJ*, 461 (1996) 600. “Equipartition Doppler Factors for a Sample of Active Galactic Nuclei”

- [92] A. Lähteenmäki & E. Valtaoja, *ApJ*, 521 (1999) 493. “Total Flux Density Variations in Extragalactic Radio Sources. III. Doppler Boosting Factors, Lorentz Factors, and Viewing Angles for Active Galactic Nuclei”
- [93] G. Guisellini, 1993 *ApJ*, 407 (1993) 65. “Relativistic Bulk Motion in Active Galactic Nuclei”
- [94] K. I. Kellermann, *et al.*, *ApJ*, 609 (2004) 539. “Sub-milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei III. Kinematics of Parsec-Scale Radio Jets” [arXiv:astro-ph/0403320].
- [95] P. Uttley & I. M. McHardy, *Prog.Theor.Phys.Suppl.*, 155 (2004) 170. “A brief review of long-term X-ray and optical variability in radio-quiet AGN” [arXiv:astro-ph/0402407].
- [96] C. Tanihata *et al.*, *Astrophys.J.*, 563 (2001) 569. “Variability Time Scales of TeV Blazars Observed in the ASCA Continuous Long-Look X-ray Monitoring” [arXiv:astro-ph/0108310].
- [97] M. P. Véron-Cetty & P. Véron, *Astron. Astrophys.*, 412 (2003) 399. “A catalogue of quasars and active nuclei: 11th edition”
- [98] K. I. Kellermann *et al.*, *AJ*, 115 (1998) 1295. “Sub-Milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei”
- [99] D. C. Homan *et al.*, *ApJ*, 549 (2001) 840. “Parsec-Scale Blazar Monitoring: Proper Motions” [arXiv:astro-ph/0009301].
- [100] S. G. Jorstad *et al.*, *ApJ*, 134 (2001) 181. “Multi-Epoch VLBA Observations of EGRET-Detected Quasars and BL Lac Objects: Superluminal Motion of Gamma-Ray Bright Blazars” [arXiv:astro-ph/0101570].
- [101] M. H. Cohen *et al.*, *ApJ*, 329 (1988) 1. “Expanding quasars and the expansion of the universe”
- [102] R. C. Vermeulen & M. H. Cohen, *ApJ*, 430 (1994) 467. “Superluminal Motion Statistics and Cosmology”
- [103] J. A. Zensus *et al.*, *AJ*, 124 (2002) 662. “Sub-milliarcsecond Imaging of Quasars and Active Galactic Nuclei. II. Additional Sources”
- [104] C. D. Impey & G. Neugebauer, *AJ*, 95 (1988) 307. “Energy distributions of blazars” Luminosity tot.
- [105] Z. Fan & X. Cao, *Astrophys. J.* 602 (2004) 103. “Black hole masses and Doppler factors of γ -ray active galactic nuclei” [arXiv:astro-ph/0310590].
- [106] M. Gu, X. Cao, D. R. Jiang, *Mon.Not.Roy.Astron.Soc.* 327 (2001) 1111. “On the masses of black-holes in radio-loud quasars” [arXiv:astro-ph/0104383].

- [107] Y. Liu, D. R. Jiang, M. F. Gu Accepted by ApJ. “The jet power, radio loudness and black hole mass in radio loud AGNs” [arXiv:astro-ph/0510241].
- [108] R. Mukherjee. AIP Conf.Proc. 558 (2001) 324. “Egret (GeV) Blazars” [arXiv:astro-ph/0101301].
- [109] R. C. Hartman *et al.*, ApJ, 123 (1999) 79. “The Third EGRET Catalog of High-Energy Gamma-Ray Sources”
- [110] J. Alvarez-Muniz, *et al.*, Phys.Rev., D**65** (2002) 124015. “Detecting Microscopic Black Holes with Neutrino Telescopes” [arXiv:hep-ph/0202081].
- [111] A. Dziewonski & D. Andersson, Phys. Earth and Plan. Int., 25 (1981) 297. “Preliminary reference Earth model”
- [112] R. Gandhi, C. Quigg, M. H. Reno, I. Sarcevic, Astropart.Phys., 5 (1996) 81. “Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions” [arXiv:hep-ph/9512364].
- [113] P. Lipari & T. Stanev, Phys. Rev., D**44** (1991) 3543. “Propagation of Multi-TeV muons”
- [114] H. Athar, M. Jezabek, O. Yasuda, Phys. Rev., D **62** (2000) 103007. “The Gamma-Ray Background from Blazars: A New Look” [arXiv:hep-ph/0005104].
- [115] J. F. Beacom *et al.*, Phys. Rev., D **68** (2003) 093005. “Measuring Flavor Ratios of High-Energy Astrophysical Neutrinos” [arXiv:hep-ph/0307025].
- [116] A. Levinson & E. Waxman, Phys.Rev.Lett., 87 (2001) 171101. “Probing Micro-quasars with TeV Neutrinos Authors: Amir” [arXiv:hep-ph/0106102].

.1. Ángulos de visión y distribuciones del factor

Doppler

Para obtener el exponente γ , de la distribución en forma de ley de potencias ($\delta^{-\gamma}$) para cada uno de los modelos de estimación del factor Doppler, se amplía la muestra de 39 fuentes, cada una con un factor Doppler, calculando el factor Doppler correspondiente a cada componente de las regiones de emisión dentro del jet. El método para calcular dichos factores Doppler se describe en las líneas siguientes.

En primer lugar, se debe calcular la velocidad transversal aparente $\beta_{app}(j, k)$ correspondiente a cada componente (denotada con el índice k) de cada NAG (con índice j), que viene dada por

$$\beta_{app}(j, k) = \frac{\mu(j, k)d_m(j)}{c}, \quad (1)$$

donde $\mu(j, k)$ es el movimiento propio de cada componente en la fuente, $d_m(j)$ es la “distancia de movimiento propio” hacia la fuente, que se calcula usando [47]

$$d_m(j) = \frac{c}{H_0} \int_0^{z(j)} \sqrt{(1+z)^2(1+\Omega_m z) - z(2+z)\Omega_\Lambda} dz, \quad (2)$$

donde la constante de Hubble se ha tomando $H_0 = 71 \text{ Km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, la densidad de materia $\Omega_m = 0,27 \pm 0,04$, y la densidad de energía oscura $\Omega_\Lambda = 0,73 \pm 0,04$, todo de acuerdo a los últimos resultado de WMAP [46].

Cabe mencionar que la fórmula de Pearson&Zensus (1987) ampliamente usada en artículos antiguos se ha reemplazado por las ecs. (1, 2), las cuales consideran una constante cosmológica diferente de cero.

Luego, se procede a calcular el ángulo con la línea de visión, $\theta(j, k)_{mod}$, para cada componente de movimiento propio y su correspondiente factor Doppler

para cada modelo de estimación, indicado por el índice $mod = EQ, IC, Var$, usando

$$\theta(j, k)_{mod} = \arctan \left[\frac{2\beta_{app}(j, k)}{\beta_{app}(j, k)^2 + \delta(j)_{mod}^2 - 1} \right] . \quad (3)$$

Para el caso del factor Doppler mínimo, el cual da el ángulo menor, se usa

$$\theta(j, k)_{min} = \operatorname{arccot} [\beta_{app}(j, k)] . \quad (4)$$

De la distribución de $\theta(j, k)_{mod}$ para cada fuente, se obtiene su valor promedio $\langle \theta \rangle_{(j)_{mod}}$ y se lo asigna a dicha fuente, lo que está bien justificado [98]. Así, se puede reconstruir la distribución de valores del factor Doppler para cada modelo de estimación en términos del factor de Doppler para cada uno de los componentes de un jet en un NAG.

$$\delta(j, k)_{mod} = \frac{\sqrt{1 - \beta(j, k)_{mod}^2}}{1 - \beta(j, k)_{mod} \cos \langle \theta \rangle_{(j)_{mod}}} , \quad (5)$$

donde

$$\beta(j, k)_{mod} = \frac{\beta_{app}(j, k)}{\beta_{app}(j, k) \cos \langle \theta \rangle_{(j)_{mod}} + \operatorname{sen} \langle \theta \rangle_{(j)_{mod}}} . \quad (6)$$

Se debe notar que se están descartando los factores Doppler correspondientes a jets que han sido afectados por dobleces pronunciados o que tengan características de movimiento hacia el interior de la fuente.

.2. Muestra de NAGs: parámetros de los modelos

Cuadro 1: BL Lacs

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
0235+164	OD 160	0.94	1.2×10^{27}	...	2.35	3.7	5	16.32	G93
				B1	0.93				J01
				B2	0.61				J01
0735+178	OI 158	0.424	2.6×10^{26}	NE	0.18	6.6	5.6	3.17	C88
				...	0.64				G93
				K1/U1	0.14				H00
				B	0.17				K04
				C	0.64				K04
				D	-0.18				K04
				C0	0.44				V94
0754+100		0.266	1.3×10^{27}	B	0.70	0.48	0.85	5.52	K04
				C	0.05				K04
0851+202	OJ 287	0.306	2.4×10^{26}	SW1-2	0.28	12	6.8	18.03	C88
				...	0.37				G93
				...	0.23				G97
				K3/U3	1.01				H00
				B3	0.43				J01
				B2	0.54				J01
				B1+D1+F1	0.67				J01
				C	0.52				K04
				D	0.37				K04
				E	0.31				K04
				K1	0.20				V94
K2	0.27	V94							
1219+285	W Comae	0.102	1.1×10^{25}	B9	0.13	0.14	0.15	1.56	J01
				B3+B8	0.32				J01
				B7	0.60				J01
				B2+B6	0.47				J01
				B1+B5	0.50				J01
				B	0.08				K04
				C	0.02				K04
				D	0.48				K04
				1749+096	4C 73.18				0.32
K2/U2	0.22	H00							
K1/U1	0.25	H00							
B	0.06	K04							
1803+784		0.68	1.8×10^{27}	C	0.15	5.6	6.6	6.45	K04
				...	0.25				G93
				...	0.00				G97

Cuadro 1: – Continúa

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
				B	-0.01				K04
				...	0.00				V94
1807+698	3C 371	0.05	7.3×10^{24}	...	6.18	0.44	0.54	1.8	G93
				B	0.01				K04
				C	0.12				K04
				D	0.85				K04
				E	0.26				K04
2007+777		0.342	2.7×10^{26}	...	0.25	2.9	3.6	5.13	G93
				...	0.18				G97
				U3	0.04				H00
				U2	0.02				H00
				U1	0.20				H00
				D	-0.04				K04
				C2	0.18				V94
2200+420	BL Lac	0.069	3.7×10^{25}	1-4	0.76	5.2	3.4	3.91	C88
				...	1.62				G93
				...	0.99				G97
				S10	1.15				J01
				S9	1.91				J01
				S8	0.71				J01
				S7	1.36				J01
				B	1.41				K04
				C	1.12				K04
				D	0.99				K04
				E	1.09				K04
				S1	1.20				V94
				S2	1.10				V94
				S3	1.10				V94
				S5	1.00				V94

Cuadro 2: Quasars

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
0016+731		1.781	3.2×10^{27}	...	0.31	5.7	7.9	18.37	G93
				...	0.30				G97
				B	0.07				K04
				...	0.22				V94

Cuadro 2: – Continúa

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
0106+013	4C 01.02	2.107	7.9×10^{27}	...	0.28	14	15	8.62	G93
				B	0.28				K04
				C	0.27				K04
				C2	0.20				V94
0133+476	DA 55	0.859	3×10^{27}	B	0.04	12	13	7.09	K04
				0212+735	2.367	1.9×10^{28}	...	0.09	5.6
0234+285	CTD 20	1.213	3.8×10^{27}	...	0.13				G93
				...	0.13				G97
				...	0.13				G97
				B	0.08				K04
				C	-0.01				K04
				C2	0.09				V94
				C3	0.07				V94
				C4	-0.14				V94
0234+285	CTD 20	1.213	3.8×10^{27}	...	0.36	7.1	13	7.29	G97
				B	0.23				K04
0333+321	NRAO 140	1.263	3.2×10^{27}	...	0.30				V94
				B	0.15	29	13	6.48	C88
0333+321	NRAO 140	1.263	3.2×10^{27}	...	0.21				G93
				...	0.18				G97
				...	0.18				K04
				C	0.20				K04
				D	0.40				K04
				E	-0.08				K04
				B	0.15				V94
				C4	0.18	13	12	19.01	J01
0336-019	CTA 26	0.852	3×10^{27}	C3	0.42				J01
				B	0.22				K04
				C	0.21				K04
0420-014	OA 129	0.915	6.3×10^{27}	B	0.20	21	13	11.72	J01
				B	0.03				K04
				C	0.29				K04
0528+134	PKS 0528+134	2.07	4.6×10^{28}	K2/U2	0.16	0.71	2	14.22	H00
				F2	0.40				J01
				B1+F3	0.26				J01
				B2+F4	0.33				J01
				B3	0.19				J01
				B4	0.15				J01
0552+398	DA 193	2.365	3.6×10^{28}	B	0.08				K04
				...	0.06	1.2	2.2	14.2	G93
				...	0.06				G97
				...	0.04				V94
0804+499		1.432	1.9×10^{27}	B	0.13	21	16	26.21	K04
0836+710	4C 71.07	2.17	1.39×10^{28}	...	0.35	8.5	6.7	10.67	G93
				...	0.27				G97
				B	0.24				J01

Cuadro 2: – Continúa

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
				B	0.23				V94
				D	0.14				V94
0923+392	4C 39.28	0.698	1×10^{28}	A-C	0.01	6.9	8.9	2.25	C88
				B	0.16				C88
				...	0.22				G93
				...	0.19				G97
				B	0.07				K04
				C	0.01				K04
				B	0.18				V94
				D	0.02				V94
1156+295	4C 29.45	0.729	1×10^{27}	...	1.58	2.2	4.9	9.42	G93
				...	1.24				G97
				B2	0.34				J01
				B3	0.54				J01
				B	0.22				K04
				...	1.15				V94
1226+023	3C 273	0.158	1.5×10^{27}	C3	0.79	8.3	4.6	5.71	C88
				C4	0.99				C88
				C5	1.20				C88
				C7a	0.76				C88
				...	1.62				G93
				...	0.88				G97
				K10/U10	0.77				H00
				K9/U9	0.94				H00
				K8/U8	1.15				H00
				K7/U7	1.06				H00
				K4/U4	0.99				H00
				B5+E2	0.33				J01
				B4+E1	0.85				J01
				B3	0.66				J01
				B2	0.61				J01
				B1+G1	0.68				J01
				H5+K6+D1	1.60				J01
				H3+K5+D2	0.70				J01
				B	1.05				K04
				C	1.36				K04
				D	0.83				K04
				E	1.27				K04
				F	0.79				K04
				G	0.41				K04
				I	0.88				K04
				C2	1.15				V94
				C3	0.79				V94
				C4	0.99				V94
				C5	1.20				V94

Cuadro 2: – Continúa

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
				C7	0.65				V94
				C7a	0.76				V94
				C8	0.92				V94
				C9	0.82				V94
1253-055	3C 279	0.538	1.3×10^{28}	...	0.50	14	14	16.77	C88
				B2	0.11				C88
				...	0.68				G93
				...	0.14				G97
				K4/U4	0.17				H00
				K1/U1	0.25				H00
				B3	0.18				J01
				B2	0.17				J01
				E2+B1	0.27				J01
				D	0.31				J01
				B	0.28				K04
				C3	0.12				V94
				...	0.50				V94
1308+326	OR 017	0.997	5.8×10^{27}	K2/U2	0.19	4.3	5.2	11.38	H00
				K1/U1	0.96				H00
				...	0.45				G97
				K1	0.13				V94
				K2	0.75				V94
				K3	0.29				V94
				B	0.31				K04
1510-089	4C 09.56	0.36	3.4×10^{26}	K3/U3	0.45	10	11	13.18	H00
				B1	0.51				J01
				D1	0.28				J01
				D2	0.63				J01
				B	0.85				K04
				C	0.57				K04
1633+382	4C 38.41	1.807	6.5×10^{27}	B3	0.14	0.83	2.2	8.83	J01
				B1	0.20				J01
				B	0.15				K04
				C	0.10				K04
1641+399	3C 345	0.594	5.9×10^{27}	C2	0.48	1.5	4.1	7.45	C88
				C3	0.30				C88
				C4	0.30				C88
				...	0.66				G93
				...	0.33				G97
				B	0.49				K04
				C	0.37				K04
				C2	0.47				V94
				C3	0.30				V94
				C4	0.31				V94
				C5	0.23				V94

Cuadro 2: – Continúa

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.							
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)							
1928+738	4C 73.18	0.303	6.2×10^{26}	A1-4	0.60	3.4	3.4	3.71	C88							
				...	0.81				G93							
				...	0.39				G97							
				B	0.29				K04							
				C	0.30				K04							
				E	0.12				K04							
				A1	0.32				V94							
				B	0.37				V94							
				C	0.34				V94							
				C2	0.51				V94							
				C3	0.57				V94							
				C4	0.40				V94							
				C6	0.40				V94							
				C7	0.60				V94							
C9	0.31	V94														
2021+614	OW 637	0.227	2.6×10^{26}	...	0.04	0.9	1.1	1.59	C88							
				...	0.05				G93							
				...	0.02				G97							
				B	0.04				K04							
				C	0.05				K04							
				...	0.02				V94							
2134+004	PHL 61	1.932	2.9×10^{28}	...	0.01	15	27	11.49	C88							
				...	0.01				G93							
				B	0.02				K04							
2145+067	4C 06.69	0.999	1.1×10^{28}	B	-0.01	15	21	7.81	K04							
				C	0.03				K04							
				D	0.03				K04							
2223-052	3C 446	1.404	1.2×10^{28}	...	0.14	18	16	11.39	G93							
				B	0.49				K04							
				C	0.31				K04							
2230+114	CTA 102	1.037	4.3×10^{27}	...	0.65	1	1.5	14.23	C88							
				...	0.69				G93							
				B3	0.25				J01							
				B2	0.34				J01							
				B1	0.33				J01							
				B	0.03				K04							
				C	-0.05				K04							
				E	-0.23				K04							
				2251+158	3C 454.3				0.859	1.2×10^{28}	2	0.05	5.6	4.6	21.84	C88
											4	0.35				C88
...	0.48	G93														
...	0.09	G97														
B3	0.14	J01														
B2	0.34	J01														
B1	0.53	J01														

Cuadro 2: – Continúa

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
				B	0.04				K04
				2	0.05				V94
				3	-0.05				V94
				4	0.35				V94
				5	0.21				V94

Cuadro 3: Radio Galaxias & Seyfert

Fuente	Alias	Redshift	Lum. ($W Hz^{-1}$)	Comp.	μ_r ($mas yr^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}	Ref.
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
1845+797	3C 390.3	0.057	2.9×10^{24}	...	0.98	0.37	0.38	1.16	G93
				B	0.54				K04
				C	0.60				K04
0430+052	3C 120	0.033	8.2×10^{24}	A	1.35	11	4.1	0.98	C88
				B	2.53				C88
				C	2.47				C88
				D	2.66				C88
				E	2.54				C88
				...	3.55				G93
				...	2.06				G97
				K1B/U1B	1.62				H00
				K1A/U1A	2.22				H00
				B	1.77				K04
				C	1.80				K04
				D	1.36				K04
				G	1.59				K04
				I	1.51				K04
				H	2.08				K04
				A	1.35				V94
				B	2.53				V94
				C	2.47				V94
				D	2.66				V94
				E	2.54				V94

Nota.- Las siglas usadas en las referencias para el movimiento propio, dadas en la columna (10), corresponden a: C88 ([101]), G93 ([93]), G97 ([90]), H00 ([99]), J01 ([100]), K04 ([94]), y V94 ([102]).



Cuadro 4: Quasars & masas de agujeros negros

Fuente (1)	Alias (2)	Redshift (3)	$\text{Log}(M_{AN}/M_{\odot})$ (4)	β_{ap} (5)	δ_{EQ} (6)	δ_{IC} (7)	δ_{Var} (8)	Ref. (9)
0212+735	S5	2.367	6.96	3.88	5.6	7.1	4.16	Li05
0333+321	NRAO 140	1.259	9.25	4.77	29	13	6.48	Li05
0336-019	CTA 26	0.852	9.459	8.9	13	12	19.01	Fa03
0420-014	PKS	0.915	9.51	4.8	21	13	11.72	Fa03
0804+499	OJ 508	1.43	8.634	8.79	21	16	26.21	Fa03
0836+710	4C 71.07	2.17	9.45	7.69	8.5	6.7	10.67	Fa03
0923+392	4C 39.25	0.699	9.756	3.97	6.9	8.9	2.25	Gu01
1156+295	4C 29.45	0.729	8.54	5.2	2.2	4.9	9.42	Li05
1222+216	4C 21.35	0.435	8.435	1.41	1.3	1	8.16	Fa03
1226+023	3C273	0.158	9.298	6.1	8.3	4.6	5.71	Fa03
1253-055	3C 279	0.538	8.912	4.87	14	14	16.77	Gu01
1510-089	PKS	0.361	9.13	3.77	10	11	13.18	Fa03
1633+382	4C 38.41	1.814	10.09	4.8	0.83	2.2	8.83	Fa03
1641+399	3C 345	0.595	9.901	6.32	1.5	4.1	7.45	Gu01
1845+797	3C 390.3	0.0546	7.75	1.82	0.37	0.38	1.16	Li05
1928+738	4C 73.18	0.684	7.92	4.97	3.4	3.4	3.71	Gu01
2145+067	4C 06.69	0.99	8.87	1.57	15	21	7.81	Li05
2230+114	CTA 102	1.037	9.164	8.86	1	1.5	14.23	Fa03
2251+158	3C 454.4	0.859	9.644	7.19	5.6	4.6	7.19	Fa03

Nota.- Las siglas usadas en las referencias para la masa del agujero negro, dadas en la columna (9), corresponden a: Gu01 ([106]), Fa03 ([105]) y Li05 ([107]).

Cuadro 5: EGRET (GeV) Blazars

Fuente	Alias	Redshift	Índice espectral	Flujo $\times 10^{-8}$ ph cm $^{-2}$ s $^{-1}$	Lum $_{48}$ (ergs s $^{-1}$)	δ_{EQ}	δ_{IC}	δ_{Var}
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)
0219+428	3C 66A	0.444	2.01	18.7	0.05	0.02	0.077	1.99
0235+164	OD 160	0.94	1.85	65.1	0.95	3.7	5	16.32
0336-019	CTA 026	0.852	1.84	118.8	1.4	13	12	19.01
0420-014	PKS	0.915	2.44	50.2	0.69	21	13	11.72
0528+134	OG 147	2.06	2.46	93.5	7.86	0.71	2	14.22
0735+178	PKS	0.424	2.6	16.4	0.04	6.6	5.6	3.17
0836+710	4C 71.07	2.172	2.62	10.2	0.97	8.5	6.7	10.67
0851+202	OJ 287	0.306	2.03	10.6	0.01	12	6.8	18.03
0954+658	S4	0.368	2.08	15.4	0.03	6.3	3.8	6.62
1156+295	AC 29.45	0.729	1.98	50.9	0.43	2.2	4.9	9.42
1219+285	ON 231	0.102	1.73	11.5	0.0015	0.14	0.15	1.56
1226+023	3C 273	0.158	2.58	15.4	0.01	8.3	4.6	5.71
1253-055	3C 279	0.538	1.96	179.7	0.78	14	14	16.77
1510-089	PKS	0.361	2.47	18	0.03	10	11	13.18
1633+382	4C 38.41	1.814	2.15	107.5	6.8	0.83	2.2	8.83
1739+522	4C 51.37	1.375	2.42	18.2	0.62	4.3	5.6	12.12
1741-038	OT -68	1.054	2.42	21.9	0.41	4.5	3.3	8.92
2200+420	BL Lac	0.069	2.6	39.9	0.0024	5.2	3.4	3.91
2230+114	CTA 102	1.037	2.45	19.2	0.35	1	1.5	14.23

.3. Densidad parametrizada de la Tierra (PREM)

$$\rho(r)[g/cm^3] = \begin{cases} 13,0885 - 8381x^2 & x < 0,192 \\ 12,8515 - 1,2638x - 3,6426x^2 - 5,5281x^3 & 0,192 < x < 0,546 \\ 7,9565 - 6,4761x + 5,5283x^2 - 3,0807x^3 & 0,546 < x < 0,895 \\ 5,3197 - 1,4836x & 0,895 < x < 0,906 \\ 11,2494 - 8,0298x & 0,906 < x < 0,937 \\ 7,1089 - 3,8045x & 0,937 < x < 0,965 \\ 2,691 + 0,6924x & 0,965 < x < 0,996 \\ 2,9 & 0,996 < x < 0,998 \\ 2,6 & 0,998 < x < 0,999 \\ 1,02 & x \leq 1. \end{cases}$$

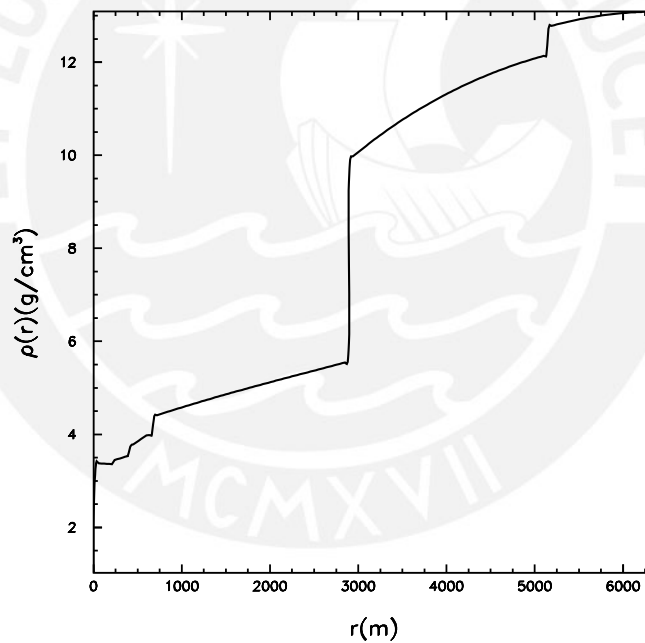


Figura 1: Densidad de la Tierra