

00372



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

SECRETARÍA DE EDUCACIÓN PÚBLICA
SECRETARÍA DE INVESTIGACIONES CIENTÍFICAS Y TECNOLÓGICAS
SECRETARÍA DE CULTURA Y ARTES

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

"Aceleración de Rayos Cósmicos de
Ultra Alta Energía por Estrellas de
Quarks Altamente Magnetizadas"

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)
P R E S E N T A
OSCAR ESQUIVEL SOLIS

MÉXICO D.F.



2005

m. 345979

2005



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**"Aceleración de Rayos Cósmicos de
Ultra Alta Energía por Estrellas de
Quarks Altamente Magnetizadas"**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

MAESTRO EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

OSCAR

ESQUIVEL

SOLIS

DIRECTOR DE TESIS: Ph.D. DANY P. PAGE ROLLINET

A mi mamá, a toda mi familia, a los sinodales,
en especial al Dr. Dany Page, al instituto de
astronomía, al CONACYT,
y al DGAPA.

Índice general

1. Introducción	1
2. Rayos cósmicos de la más alta energía	3
2.1. <i>El espectro</i>	3
2.2. <i>El corte GZK</i>	7
2.3. <i>Deflexión por el campo magnético intergaláctico.</i>	8
2.4. <i>Isotropía de la distribución angular de los UHECRs</i>	8
3. Modelos	13
3.1. <i>Inicios</i>	13
3.2. <i>Estrellas de neutrones</i>	14
3.3. <i>Magnetares</i>	15
3.4. <i>Agujeros negros</i>	22
3.5. <i>Galaxias interactuantes</i>	23
3.6. <i>Modelos exóticos</i>	24
4. GRBs y UHECRs	27
4.1. <i>Coincidencias</i>	27
4.2. <i>Modelos de GRBs que predicen UHECRs</i>	30
4.3. <i>Aceleración de rayos cósmicos en un plasma excitado</i>	35
5. Objetos centrales de GRBs	39
5.1. <i>Requisitos</i>	39
5.2. <i>Objeto central altamente magnetizado</i>	40
6. Un modelo Alterno	47
6.1. <i>El escenario.</i>	47
6.2. <i>Estrellas extrañas y GRBs</i>	49

6.3. <i>La energética</i>	51
6.4. <i>Flujo de partículas</i>	53
6.5. <i>La aceleración</i>	57
6.6. <i>Espectro</i>	63
6.7. <i>Colimación</i>	64
7. Conclusiones	65
A.	69
A.1. <i>Electrodinámica elemental de pulsares</i>	69
A.2. <i>Aproximación MHD</i>	72
A.3. <i>Parámetro σ</i>	74
A.4. <i>Ecuaciones</i>	75

Capítulo 1

Introducción

Desde que salieron a la luz los reportes de la detección de dos chubascos de rayos cósmicos de energía en exceso de 10^{20} eV (Bird *et al.* 1993; Hayashida *et al.* 1994), el origen y la naturaleza de tales eventos han sido objeto de un gran interés y de discusiones intensas. La manera más conservadora de explicar los datos observacionales es invocar modelos puramente astrofísicos. Se ha preferido el tipo de fuentes donde hay un ambiente propicio para la aceleración estocástica de las partículas. Sin embargo, ha resultado difícil (Hillas 1984) extender nuestro entendimiento de la aceleración de partículas a tan altas energías denominadas Rayos Cósmicos de Ultra Alta Energía o UHECR's (por sus siglas en inglés). Aunado a esto, la propagación de dichas partículas a través de la radiación de fondo y de otros posibles campos de radiación universales restringen la distancia de sus posibles fuentes a no más allá de varias decenas de Mpc. Las pérdidas de energía en la propagación a grandes distancias se deben principalmente a la expansión del universo, a la producción de pares electrón-positrón, y a la producción de piones. Esta última domina a partir de los $\sim 4 \times 10^{19}$ eV, y es la responsable del corte conocido como el corte Greisen-Zatsepin-Kuzmin (GZK; Greisen 1966; Zatsepin *et al.* 1966).

Todos los modelos astrofísicos poseen tres rasgos fundamentales: aceleración a ultra altas energías, expulsión de las partículas de la fuente y propagación en el espacio extragaláctico. Se han sugerido radio galaxias como las posibles fuentes (Rachen *et al.* 1993), también la aceleración en galaxias normales y objetos compactos tales como estrellas de neutrones (Blasi *et al.* 2000), y magnetares (Arons 2003). Ha habido no obstante otro tipo de modelos que incluyen ideas poco convencionales y que pertenecen mas bien

al campo de la física teórica altamente especulativa. Una de estas ideas es la que relaciona a los UHECRs con los defectos topológicos (Bhattacharjee *et al.* 1997).

También se ha propuesto que los estallidos de rayos gamma son los sitios donde estas partículas son aceleradas (Vietri 1995; Waxman 1995), aunque el mecanismo de aceleración en este tipo de modelos ha sido seriamente cuestionado además de que no se dan las características del objeto central que debe proveer la energía para que dicho estallido ocurra. Por lo que vale la pena reanalizar la posibilidad de que los estallidos de rayos gamma sean las fuentes donde los rayos cósmicos sean acelerados integrando ahora las ideas que hoy en día lucen más sólidas. El hecho de que los datos observacionales no sean concluyentes a la fecha nos da, a los teóricos, una gran libertad de trabajar distintas explicaciones al fenómeno de los UHECRs.

En este trabajo se desarrolla un modelo para UHECRs basado en la posibilidad que estrellas extrañas, objetos compactos formados exclusivamente de materia de quarks, sean las fuentes de origen de estos eventos tan energéticos. Este modelo, como probaremos en el transcurso de este trabajo, posee todas las características requeridas para los modelos astrofísicos hoy en día considerados, por lo que resultará apremiante el abrir la posibilidad de que otro tipo de objetos astrofísicos más allá de los actualmente considerados sean los responsables de tales chubascos tan energéticos. El trabajo esta distribuido de la siguiente manera: en el capítulo 2 hacemos una breve descripción del flujo de UHECRs observado en la Tierra, en el capítulo 3 describimos los diferentes modelos existentes dejando para el capítulo 4 aquellos basados en estallidos de rayos gamma. En el capítulo 5 describimos el modelo de objeto central de estallidos de rayos gamma el cual necesitaremos en el capítulo 6 donde describimos a detalle el modelo que proponemos. Las conclusiones son dadas en el capítulo 7.

Capítulo 2

Rayos cósmicos de la más alta energía

2.1. *El espectro*

El corte GZK, como su nombre lo indica, debería aparecer como un corte en el espectro de energía (Figura 2.1). Sin embargo, el corte GZK no es visto en los datos observacionales (Nagano y Watson 2000). Como se observa de la Figura el espectro de energía de los rayos cósmicos tiene una forma E^{-n} con pequeñas desviaciones. En la Figura 2.1 se observa que el flujo, visto como un espectro diferencial donde se multiplica el flujo por la energía al cubo de manera que se observen las diferencias de manera clara, esta bien establecido entre los 10^8 y los 10^{20} eV (Axford 1994; Bird *et al.* 1994 y referencias ahí). Existe claramente una *rodilla* alrededor de los 10^{15} eV, en la cual el espectro cambia de $N(E) \sim E^{-2.7}$ a $N(E) \sim E^{-3.14}$, y un *tobillo* centrado sobre los $10^{18.5}$ eV a partir del cual $N(E) \sim E^{-2.7}$ de nueva cuenta. La figura 2.3 muestra los datos registrados para cada uno de los experimentos terrestres y su discrepancia con lo medido por el grupo AGASA, el cual es el único grupo experimental que no ha registrado el corte GZK. Se acepta ampliamente que los rayos cósmicos de energía hasta la rodilla son originados en choques asociados a remanentes de supernova en la Vía Lactea, sin embargo, los choques de supernovas tienen serias dificultades en producir partículas de mayor energía. Es aquí donde cobra sentido el considerar mecanismos alternos para la aceleración de partículas. Se cree que los rayos cósmicos con energías por encima de los 10^{19} eV tienen un origen extragaláctico (Axford

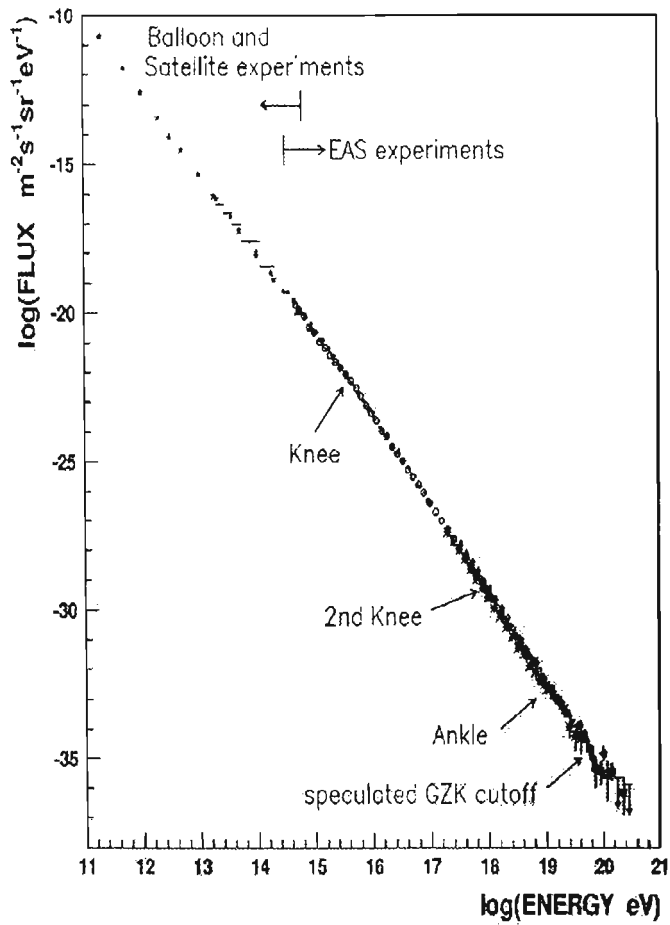


Figura 2.1: Espectro de energía observado de los rayos cósmicos para un amplio intervalo de energía. Se muestra de manera esquemática la localización de los cambios en la pendiente del espectro. [Nagano y Watson 2000.]

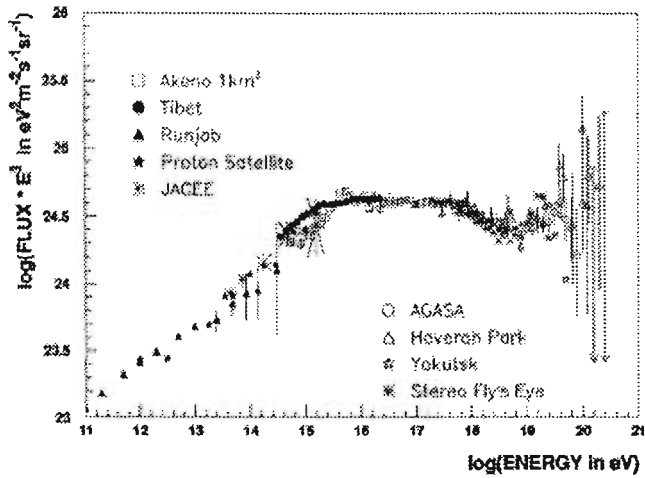


Figura 2.2: Espectro diferencial de energía de los rayos cósmicos para un amplio intervalo de energía. Los puntos por arriba de los 10^{18} eV corresponden a cuatro experimentos: Haverah Park, Yakutsk, Fly's Eye, y AGASA. [Nagano y Watson 2000.]

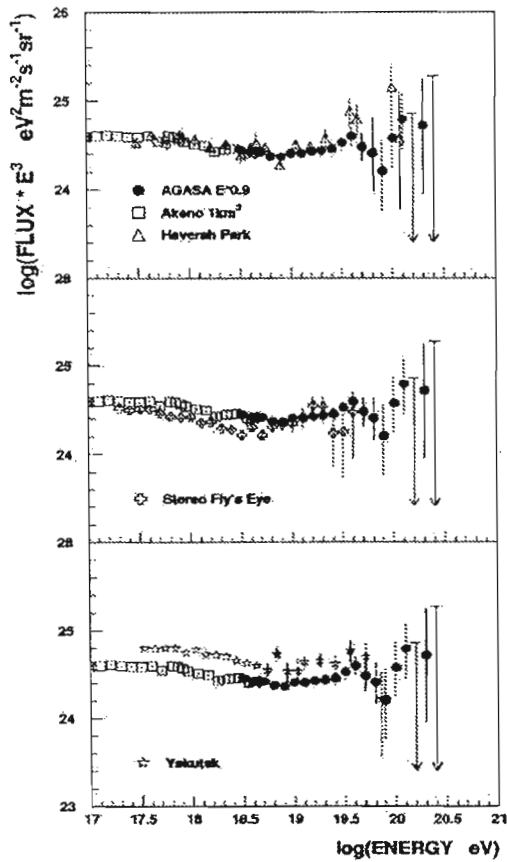
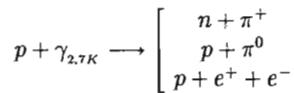


Figura 2.3: Espectros diferenciales de energía determinados por Haverah Park, Yakutsk, y Fly's Eye, comparados con aquel determinado por AGASA. [Nagano y Watson 2000.]

1994; Bird *et al.* 1994), aunque también pudieran originarse en una región conocida como el “halo extendido de la galaxia” el cual se encuentra a ~ 50 Mpc (Vietri 1996). La identidad de tales partículas tan energéticas se ha discutido periódicamente. Biermann *et al.* (2004) sugirieron que las partículas con energía alrededor de los 10^{18} eV podrían ser neutrones. La posibilidad de que sean fotones fue discutida y descartada por Bellido (2002) a partir de los datos del grupo SUGAR. Como la longitud de atenuación de los protones y núcleos debajo del corte GZK excede los 1000 Mpc, la distribución de direcciones de arriba esperada de éstas partículas es isotrópica, si es que tienen un origen extragaláctico. Si sus energías exceden el corte GZK, la distancia a la fuente está limitada a varias decenas de Mpc y entonces debieran esperarse correlaciones de sus direcciones de arriba con la estructura galáctica y los cúmulos de galaxias.

2.2. *El corte GZK*

Al considerar fuentes extragalácticas debemos decir que el corte GZK es un rasgo del espectro de energía que depende del modelo considerado, es decir, el corte GZK para una fuente particular depende de la distancia a la fuente. Como decíamos en la introducción el corte comienza aproximadamente a los 4×10^{19} eV, y las reacciones principales de los protones, p , con fotones del fondo, $\gamma_{2,7K}$, son tres:



Aunque el umbral para la producción de pares está alrededor de los 10^{18} eV, con una trayectoria libre media de ~ 1 Mpc, comparado con los $10^{19,4}$ eV y ~ 6 Mpc para producción de piones, la pérdida de energía por producción de pares es de únicamente el 0,1 %, comparado con el 20 % para producción de piones. Siendo la producción de piones el mecanismo de pérdida de energía dominante en este régimen de energía, debiera considerarse a fondo cuando se estudia la propagación de los rayos cósmicos en el medio intergaláctico; sin embargo, la mayoría de las ocasiones se le ignora, en busca de expresiones mas fáciles de manejar. Esto se ve reflejado, por ejemplo, cuando se calcula el ángulo de deflexión θ_E , el cual mide la desviación que sufre un protón en

su arribo a la Tierra respecto de una trayectoria en línea recta a la fuente. El principal ingrediente considerado en el cálculo de θ_E es el campo magnético.

2.3. *Deflexión por el campo magnético intergaláctico.*

A pesar de que los campos magnéticos extragalácticos son de interés significativo en el estudio de la cosmología, de la formación galáctica, estelar, y del dinamo galáctico, únicamente se tiene medido un límite superior, debido a rotación tipo Faraday en base a señales de radio desde radio galaxias muy distantes, y es del orden de $\sim 10^{-9}$ G (Kronberg 1994). Este límite superior fue confirmado por el estudio realizado por Barrow *et al.* (1997) al analizarse los datos de los patrones de la anisotropía homogénea promediada sobre todas las posibles orientaciones del cielo respecto al detector del *Cosmic Background Explorer*, (COBE). El estudio del viaje de los UHECRs a través de estos campos ha sido llevado a cabo por varios autores: Waxman y Miralda-Escudé (1996), Lemoine *et al.* (1997), Sigl *et al.* (1997), y Medina-Tanco *et al.* (1997). El ángulo θ_E se puede aproximar por $\theta_E \approx \sqrt{N}\sigma^2$, donde σ^2 es la variación del ángulo de deflexión para la propagación sobre una región de tamaño λ con un campo magnético B, y donde N es el número de regiones. Si se asume un camino aleatorio sobre una distancia d desde la fuente al punto de observación, $N \sim d/\lambda$, θ_E puede aproximarse por (Waxman y Miralda-Escudé 1996)

$$\theta(E) \approx 0,025^\circ \left(\frac{d}{\lambda}\right)^{1/2} \left(\frac{\lambda}{10Mpc}\right) \left(\frac{B}{10^{-11}G}\right) \left(\frac{E}{10^{20}eV}\right)^{-1} \quad (2.1)$$

donde vemos no se considera la producción de piones, es decir, el corte GZK.

2.4. *Isotropía de la distribución angular de los UHECRs*

Se ha tratado en múltiples ocasiones de relacionar los datos observacionales con alguno de los objetos astrofísicos más poderosos en el universo. El grupo experimental de AGASA encontró una anisotropía con una amplitud del 4% alrededor de los 10^{18} eV (Hayashida *et al.* 1999a, 1999b), la cual

2.4. ISOTROPÍA DE LA DISTRIBUCIÓN ANGULAR DE LOS UHECRS9

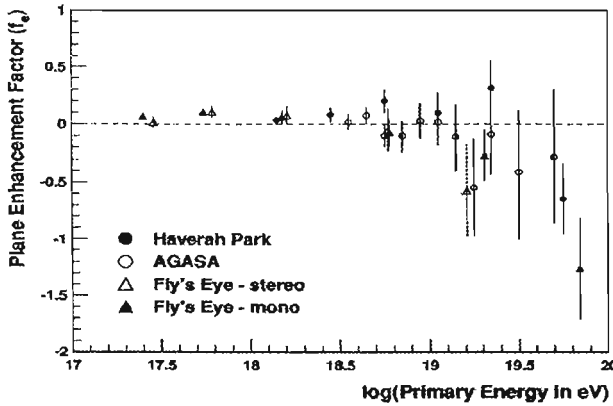


Figura 2.4: Dependencia en la energía del parámetro de acrecentamiento en el plano galáctico f_E , el cual se expresa usualmente en términos de la razón entre la intensidad de eventos observada y registrada; un valor positivo en el factor significa un acrecentamiento de eventos en el plano galáctico respecto de lo esperado a partir de una distribución isotrópica. Datos a partir de Haverah Park, Fly's Eye, y AGASA. [Nagano y Watson 2000.]

es debida a eventos registrados en exceso cerca del centro galáctico y de la región Cygnus, Figura 2.4, por lo que la anisotropía parece estar correlacionada con la estructura galáctica. Los grupos experimentales de Haverah Park y Yakutsk están a una latitud de 54 – 60 grados y la dirección de la región en exceso registrada por AGASA no puede ser verificada por estos experimentos. Por su parte el experimento Fly's Eye corroboró un exceso en el plano galáctico en la región de energía debajo de los $3,2 \times 10^{18}$ eV (Bird *et al.* 1999). Una posible explicación de la anisotropía registrada por AGASA puede ser que sean protones provenientes del brazo galáctico (Lee y Clay 1995; Giller *et al.* 1994). Otra posible explicación es asumir que las partículas a esta energía no son protones sino principalmente neutrones (Bierman 2004). Los neutrones de energía alrededor de los 10^{18} eV poseen un factor de Lorentz enorme ($\sim 10^9$), y su longitud de decaimiento es de alrededor de 10 kpc, de modo que pueden propagarse a través de la galaxia sin ser deflectados por el campo magnético. Resulta entonces obvia la necesidad de mayor estadísti-

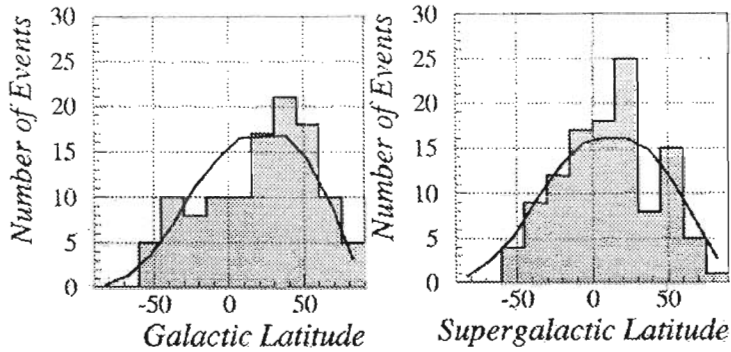


Figura 2.5: Distribución de las direcciones de arribo en la latitud galáctica (izquierda) y supergaláctica (derecha) de 114 rayos cósmicos a partir de cinco experimentos (Haverah Park, Volcano Ranch, Yakutsk, Fly's Eye, y AGASA). Las líneas sólidas son la suma esperada de las distribuciones de cada experimento a partir de una distribución uniforme. [Nagano y Watson 2000.]

ca en la región de energía $\sim 10^{18}$ eV en el Hemisferio Sur donde el centro galáctico puede ser explorado de manera directa. Para eventos por encima de los 4×10^{19} eV, el grupo AGASA no observó ningún exceso significativo en la dirección del plano supergaláctico, el cual puede describirse como una gigantesca “hoja” que contiene a los Supercúmulos Local, de Coma, de Piscis-Cetus, y a la concentración de Shapley, y que separa a dos grandes “vacíos”, a los Supervacíos Norteño y Sureño. Los datos más recientes apuntan a que hay cuatro pares y un triplete en 47 eventos con una probabilidad de ocurrencia menor al 1% con respecto a una distribución isotrópica. De modo que la distribución de las direcciones de arribo de los UHECRs es principalmente isotrópica. La figura 2.4 nos muestra las latitudes de 114 eventos de los cinco grupos experimentales en coordenadas galácticas y supergalácticas. Las curvas sólidas son la suma de las distribuciones esperadas cuando se supone una distribución de arribo uniforme; es claro que al momento una fracción muy grande de UHECRs están distribuidos uniformemente sobre el cielo observable. Cabe mencionar aquí que no se ha podido relacionar con éxito ni un sólo evento con algún objeto astrofísico del cual ya se haya tenido registro de

2.4. ISOTROPÍA DE LA DISTRIBUCIÓN ANGULAR DE LOS UHECRS11

su ubicación. Es por esto que se abre la posibilidad a una enorme cantidad de escenarios donde estas partículas podrían ser originadas. La discriminación entre los distintos modelos existentes basada en argumentos físicos sólidos se volverá crítica conforme se tenga más estadística en años venideros cuando la próxima generación de detectores entre en funcionamiento. En el capítulo siguiente damos un breve repaso de los modelos más llamativos que hoy día se disputan el resolver este interesante problema de la astrofísica de altas energías.

Capítulo 3

Modelos

3.1. *Inicios*

Jokipii y Morfill (1985, 1987) propusieron un modelo en el cual núcleos de hierro podían ser acelerados hasta energías de varias veces 10^{19} eV en los choques terminales de un viento galáctico. El espectro de energía obtenido era proporcional a E^{-2} , comportamiento muy característico de la aceleración en choques. Se considera además que el espectro cambia a E^{-3} debido a que el camino libre medio de dispersión es más grande conforme la energía crece. Además el límite de aceleración corresponde aproximadamente a la energía del corte GZK. Un punto importante en esta formulación es que la distribución de direcciones de arribo que se espera es altamente isotrópica. No obstante, Berezhinsky *et al.* (1990) hicieron ver que la energía máxima que podía ser alcanzada bajo estas circunstancias era un orden de magnitud menor, por lo que al parecer el modelo posee serios problemas al tratar de reproducir los eventos cercanos al corte GZK. Ha habido repetidos intentos por establecer la posibilidad de que las manchas calientes en las radio galaxias sean los lugares de aceleración de partículas a energías ultra relativistas $\geq 10^{20}$ eV (Biermann y Streitmatter 1987; Rachen y Biermann 1993). El tamaño de las manchas es de unos cuantos kiloparsecs con un campo magnético $\sim 10^{-4}$ G (Meisenheimer *et al.* 1989). Tales manchas son energizadas por los chorros salientes de los núcleos activos de galaxias, y cada mancha es considerada como un choque enorme donde la aceleración estocástica debido al mecanismo de Fermi (1949) se lleva a cabo, mecanismo que más adelante describiremos de manera breve, sección 4.2., y que da el ya mencionado espectro propor-

cional a E^{-2} . La idea de que las radio galaxias son los lugares de aceleración de rayos cósmicos es una de las ideas más controvertidas de todas; se ha cuestionado que campos magnéticos de 10^{-1} G son poco probables de existir en la región donde la aceleración toma lugar. Más aún, al haber un número escaso de estos objetos dentro del radio GZK, $\sim 50 Mpc$, resulta muy difícil el reproducir tanto la distribución de direcciones de arriba la cual se observa uniforme como el espectro de energía observado. Tal vez el modelo más prometedor a favor de las manchas calientes es el propuesto por Berezhinsky *et al.* (2002), en donde se hace ver que si bien este tipo de posibles fuentes tiene serios problemas para alcanzar y rebasar energías de 10^{20} eV, si es posible la aceleración de partículas a un intervalo de energía $10^{18} - 8 \times 10^{19}$ eV.

3.2. Estrellas de neutrones

Uno de los modelos clave para desarrollar nuestro trabajo es aquel propuesto por Blasi *et al.* (2000). En este escenario las partículas cargadas, núcleos de hierro, pueden ser aceleradas en el viento proveniente de una estrella de neutrones con un campo magnético intenso. La primera suposición es la de considerar que algunas estrellas de neutrones inician su vida rotando rápidamente ($\Omega \sim 3000 \text{ rad s}^{-1}$) y con un campo magnético superficial intenso ($B_s \geq 10^{13}$ G). La componente dipolar del campo más allá del cilindro de luz, $R_{lc} = c/\Omega$ (ver Apéndice), de acuerdo con la aproximación MHD es principalmente azimutal; las líneas de campo poseen un patrón espiral. Ya que pueden existir campos eléctricos muy intensos a lo largo de la magnetósfera (Goldreich y Julian 1969), los iones de hierro en la superficie de la estrella pueden ser desprendidos de la misma. El proceso de aceleración es puramente magneto-centrífugo, y se considera que la energía magnética en el viento es transformada en energía cinética de los núcleos de hierro. La energía máxima de las partículas que estén contenidas en el viento cerca del cilindro de luz será

$$E_{max} = \frac{ZeB_{lc}R_{lc}}{c} = 8 \times 10^{20} Z_{26} B_{13} \Omega_{3k}^2 eV \quad (3.1)$$

donde $Z_{26} \equiv Z/26$, $B_{13} \equiv B/10^{13}G$, y $\Omega_{3k} \equiv \Omega/10^3s^{-1}$. El espectro de partículas de cada estrella de neutrones en este modelo es

$$N(E) = \xi \left(\frac{5,5 \times 10^{31}}{E_{20} Z_{26} B_{13}} \right) GeV^{-1} \quad (3.2)$$

de modo que el flujo de partículas a la Tierra es

$$F(E) = \frac{10^{-24} \xi \epsilon Q}{\zeta_2 R_{lc}^2 E_{20} Z_{26} B_{13}} \text{GeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \quad (3.3)$$

donde ξ es la eficiencia de la aceleración en el cilindro de luz, ϵ es la fracción de pulsares con campos magnéticos intensos y $\zeta \equiv \zeta_2/100$ yr es la razón de nacimiento de estrellas de neutrones en nuestra galaxia. A este flujo corresponde un espectro proporcional a E^{-1} . Los iones de hierro eyectados con energías $\sim 10^{20}$ eV alcanzarán la Tierra después de haber sido deflectados por el campo magnético galáctico y por el halo de la galaxia. El radio de giro de estas partículas en el campo galáctico de magnitud B_{gal} es

$$R_g = \frac{E_{CR}}{ZeB} = \frac{1,4}{Z_{26}} \left(\frac{3\mu G}{B_{gal}} \right) E_{20} \text{ kpc} \quad (3.4)$$

siendo este valor menor a la distancia típica a una estrella de neutrones, ~ 8 kpc, por lo que los eventos registrados en la Tierra no apuntarán a la fuente, y es así que se puede esperar una distribución de direcciones de arribo isotrópica. Sin embargo, como lo hizo ver Arons (2003), el radio de giro para estos iones excede el halo de sincrotón de la galaxia, ~ 1 kpc, lo cual implica una reducción substancial del flujo estimado por la ecuación 3.3.

3.3. *Magnetares*

El modelo de Arons (2003) es una variante del modelo anteriormente descrito de estrellas de neutrones. Aquí se considera que las partículas aceleradas son protones¹ y que estos adquieren su energía en el viento producido por la estrella de neutrones, la cual posee un campo superficial altísimo $\sim 10^{15}$ G. Éste tipo de estrellas se conoce como magnetares. Se considera de nueva cuenta que existe un cierto número de magnetares que inician su vida rotando rápidamente ($\Omega \sim 3000 \text{ rad s}^{-1}$). Esto nos permite considerar que tales objetos que rotan relativísticamente y que están altamente magnetizados tienen caídas de voltaje a través del campo magnético (ver Apéndice), con

¹Hay creciente evidencia observacional de que las estrellas de neutrones jóvenes, $< 10^5$ años, tienen una superficie compuesta de hidrógeno y no de hierro como se ha considerado en el modelo de la sección 3.2.

una magnitud superior a la correspondiente de los eventos más energéticos observados,

$$\Phi_{viento} = \frac{\Omega^2 \mu}{c^2} = \frac{\psi_{mag} \Omega}{c} = 3 \times 10^{22} \frac{\mu}{10^{33} \text{ cgs}} \left(\frac{\Omega}{10^4 \text{ s}^{-1}} \right)^2 V \quad (3.5)$$

donde μ es el momento dipolar magnético. En el trabajo de Blasi *et al.* (2000), se consideran las pérdidas de energía cerca de la estrella debidas a la aceleración sincrotrón y a la radiación de curvatura las cuales son muy importantes, de modo que lo que hace Arons es considerar que la zona de aceleración está en el viento a distancias grandes comparadas con el cilindro de luz, R_{lc} . Cada partícula gana una energía

$$E(\Omega) = q\eta\Phi_{viento} = q\eta \frac{\Omega^2 \mu}{c^2} = 3 \times 10^{21} Z\eta_1 \Omega_4^2 \mu_{33} \text{ eV} \quad (3.6)$$

donde η es la fracción del voltaje en las líneas abiertas del campo magnético (ver Apéndice) que cada partícula sufre en su camino a lo largo del viento. El número de protones que cada magnetar inyecta queda determinado por

$$N_i \sim N_{GJ}(\Omega) \zeta_{EM}(\Omega) = \frac{Ic^2}{Z\mu_3} = 4 \times 10^{42} \frac{I_{45}}{Z\mu_{33}} \quad (3.7)$$

donde

$$N_{GJ} = \frac{\Omega B}{2\pi qc} \quad (3.8)$$

es la densidad Goldreich-Julian (Goldreich y Julian 1969, ver Apéndice), la cual representa la densidad de partículas necesarias en el viento del magnetar tal que la aproximación MHD sea válida, y donde el tiempo en el que el magnetar se desacelera debido a torcas electromagnéticas es

$$\zeta_{EM} = \frac{1}{2} \frac{I\Omega^2}{\dot{E}_{EM}} = \frac{9}{8} \frac{Ic^3}{\Omega^2 \mu^2} = 5 \frac{I_{45}}{\Omega_4^2 \mu_{33}^2} \text{ minutos} \quad (3.9)$$

con \dot{E}_{EM} como la razón electromagnética de pérdida de energía rotacional (ver Apéndice). Un punto muy importante del modelo es que logra reproducir el flujo de partículas detectado en la Tierra a energías superiores a los $10^{18,8}$ eV considerando una tasa de nacimiento de $\nu_m = 10^{-4} \nu_{m4} \text{ yr}^{-1} \text{ galaxia}^{-1}$

$$J(> E) \sim \frac{c}{4\pi} \nu_m N_i n_g T^\pm(E_a) \quad (3.10)$$

$$\approx 7 \times 10^{-18} \left(\frac{I_{45}}{Z\mu_{33}} \right) \nu_{m4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \quad (3.11)$$

utilizando $n_g = 0,02n_{g2} Mpc^{-3}$ como la densidad de galaxias y $T^\pm(E_a) \sim 10 Gyr$ es el tiempo de residencia de una partícula en el tobillo que fue inicialmente inyectada con mayor energía, es decir, es el tiempo de vida de un protón a esa energía.

De manera inusual en los modelos astrofísicos de UHECRs, en éste modelo se consideran también las pérdidas de energía por medio de ondas gravitacionales en adición a las pérdidas electromagnéticas siempre consideradas. El intento es válido en el sentido de que se consideran tres casos para describir el espectro de energía de las partículas: en un primer caso únicamente hay pérdidas de energía electromagnéticas, es decir, la aceleración es enteramente electromagnética y el espectro va como E^{-1} , en un caso intermedio hay una presencia moderada de ondas gravitacionales la cual queda determinada al considerar la elipticidad de la estrella con un valor de $\epsilon \sim 0,01$, y por último un tercer caso donde hay una intensa producción de ondas gravitacionales para un objeto con una elipticidad de $\epsilon \sim 0,1$. En éste último caso el espectro es proporcional a E^{-2} y el corte GZK es reproducido dentro de los errores experimentales. Sin embargo, el caso más interesante tal vez sea el primero pues se pueden reproducir los datos observados por el grupo de AGASA, es decir, en el caso donde no hay ondas gravitacionales el corte GZK no es reproducido. La figura 3.3 muestra estos distintos casos. Al ajustar los datos se llega a determinar que la razón de nacimiento de estos objetos que nacen rotando lo suficientemente rápido es del 10 % de la tasa de nacimiento total $\nu_{mrap} = 0,1\nu_m$.

La energía máxima disponible en el viento se ve disminuida hasta en un 30 % debido a las pérdidas al atravesar el viento la supernova donde nació el magnetar. Los eventos observados hoy en día cuya energía no superan los $10^{20,5}$ eV requieren que los UHECRs escapen del viento mientras no radie, es decir que no haya pérdidas de energía considerables, tal escape debe darse a distancias muy largas del objeto, únicamente para valores $\Omega > 3 \times 10^3 (E_{20,5}/Z\eta_1\mu_{33})^{1/2} s^{-1}$; tales tasas de rotación ocurren a unos 45 minutos después de la formación del magnetar. Si se consideran magnetares que nacen rotando rápidamente, necesariamente habrá una deposición de energía rotacional antes de que la cubierta extendida de una supernova tipo II pueda ser eyectada completamente, por lo que se abre la posibilidad de que el viento sea disipado por la densa materia alrededor del magnetar en lugar de estar disponible para la aceleración a largas distancias. A pesar de esto, el magnetar cuando nace emite inicialmente una energía electromagnética a una razón de $\dot{E}_{EM} = 2 \times 10^{50} \Omega_4^4 \mu_{33}^2 \text{ erg } s^{-1}$. Por lo que dentro del tiempo que

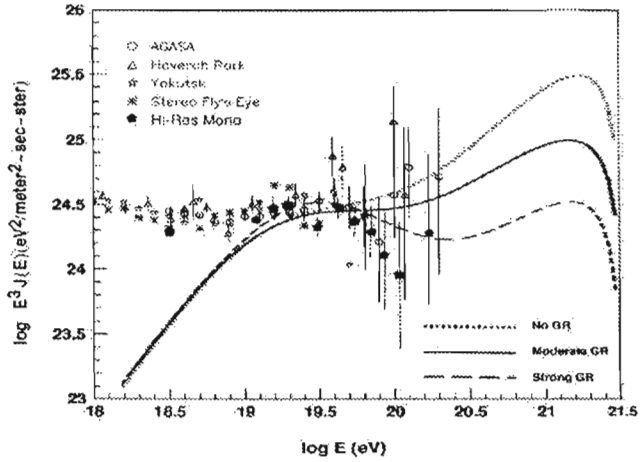


Figura 3.1: Ajuste del flujo de rayos cósmicos utilizando la teoría de Arons. Las tres curvas teóricas corresponden a distintos valores asumidos para la elipticidad ecuatorial de las estrellas de neutrones: $\epsilon = 0$ (no ondas gravitacionales); $\epsilon = 10^{-2}$ (emisión moderada de ondas gravitacionales); $\epsilon = 10^{-1}$ (emisión fuerte de ondas gravitacionales). [Arons 2003.]

le toma al choque de la supernova el *colocar* la cubierta en movimiento, el magnetar en el centro llena la cavidad con energía relativista, principalmente campos electromagnéticos. La acumulación de tal energía hará que la cubierta se quiebre debido a que operarán las inestabilidades de tipo Rayleigh-Taylor. El cálculo total para la energía que sale librada de la cubierta de la supernova es del 60 – 70 %.

Una vez que el viento escapa de la supernova, los protones deben ser acelerados y escapar del viento sin sufrir pérdidas de energía considerables. El proceso de aceleración de partículas en los vientos de estrellas de neutrones ha sido considerado por varios autores desde hace cierto tiempo (Buckley 1997). No obstante, recientemente el modelo de Contopoulos *et al.* (1999) introdujo al parecer la solución a uno de los problemas clásicos de estrellas de neutrones: el problema σ de la nebulosa del cangrejo. Si se denota a $\sigma \approx \frac{L_{\text{mag}}}{mc^2 N_{\pm}}$ como la razón entre la energía en forma de campos electromagnéticos y la energía cinética de las partículas, protones y pares e^{\pm} (ver Apéndice), lo que ocurre en la nebulosa del cangrejo, la cual es el pulsar mejor estudiado a la fecha, es que se infiere una σ muy alta en la base del viento del pulsar en el cilindro de luz, $\sigma \sim 10^6$, lo cual contrasta enormemente cuando se le infiere en el choque de reversa generado por la desaceleración del viento al interactuar con el medio interestelar (ISM por sus siglas en inglés). El valor inferido en este punto es de $\sigma \sim 10^{-3}$. El hecho de tan abrupto cambio es explicado al considerar que desde la base del viento la energía electromagnética es cedida a la energía cinética de las partículas en el viento del pulsar, de modo que las partículas ganan energía linealmente mientras el viento se aleja del pulsar. La forma en que los campos evolucionan más allá del cilindro de luz queda determinada (Michel 1973) cuando se aproxima la geometría del viento de un rotador alineado por la geometría de un monopolo,

$$B_r = \pm \frac{M}{r^2} \quad (3.12)$$

$$B_{\phi} = \mp \frac{M \sin \theta}{r R_{lc}} \quad (3.13)$$

$$E_{\Theta} = B_{\phi} \quad (3.14)$$

$$B_{\Theta} = E_r = B_r = 0 \quad (3.15)$$

donde M es la magnitud del momento del monopolo. Como los campos cambian de dirección a través del ecuador del rotador ($\Theta = \pi/2$) se asegura la

existencia de una *hoja* ecuatorial de corriente donde los protones puedan circular. En el caso MHD del viento, el cual corresponde a la aproximación más simple, la tasa de pérdida de masa \dot{M} , la densidad de energía magnética D_m , y la corriente en el viento deben conservarse, pero tomando en cuenta estas suposiciones el enigma de la σ no puede ser resuelto, es entonces que Contopoulos *et al.* consideraron a la aceleración como un mecanismo geométrico. El factor de Lorentz en el viento es

$$\gamma_w = (\gamma_{lc}^2 + \gamma_E^2)^{1/2} = \left\{ 1 + \gamma_{lc}^2 + \left(\frac{r}{R_{lc}} \right)^2 \sin^2 \theta \right\}^{1/2} \quad (3.16)$$

donde γ_{lc} es el factor de Lorentz en el cilindro de luz y γ_E es el factor de Lorentz debido a la energía electromagnética en el viento. Con la condición geométrica $r \sin \theta \gg \gamma_{lc}$ el viento funciona como un acelerador lineal; a distancias largas las partículas se desvían poco de las líneas de campo magnético por lo que las pérdidas de energía son mínimas. Sin embargo, independientemente de la geometría considerada, la aceleración en el viento descrita arriba posee un serio problema y es que a pesar de que el viento se expande relativísticamente la velocidad de las líneas de campo se va desacelerando. El gradiente de aceleración en el viento no es tan fuerte como para acelerar las partículas a muy altas energías. La respuesta está en la aproximación MHD que se ha hecho del viento, es decir, del campo en el viento. La aproximación MHD (ver Apéndice) consiste en suponer que la densidad de carga en el plasma es suficientemente alta como para poder cancelar el campo eléctrico en su sistema en reposo, por lo que $B > E$, y además se puede considerar que las partículas permanecen pegadas a las líneas de campo si se desprecian las fuerzas de inercia. Considerando que la partículas del plasma se producen en la magnetosfera, su número total queda determinado en el cilindro de luz donde alcanza una densidad $N(R_{lc})$. A grandes distancias del magnetar, la densidad de partículas en el plasma decrecerá entonces como

$$N(r) = N(R_{lc}) \left(\frac{R_{lc}}{r} \right)^2 \quad (3.17)$$

Esta densidad se puede comparar a la densidad Goldreich-Julian, Ec. 3.8, escribiéndola como

$$N(R_{lc}) = \lambda N_{GJ}(R_{lc}) \quad (3.18)$$

donde el factor de proporcionalidad λ se conoce como "multiplicidad". Note que $N_{GJ}(R) \propto B(R)$ y decrece conforme $\sim B \sim r^{-1}$, de modo que se llega

a un punto donde la densidad de carga en el plasma ρ decae por debajo de la densidad de carga (ρ_{GJ}) necesaria para que la aproximación MHD sea aplicable,

$$\rho(R_{dis}) = \rho_{GJ}(R_{dis}) \quad \Longrightarrow \quad R_{dis} = \lambda R_{lc} \quad (3.19)$$

de modo que el campo magnético en el viento comienza a disiparse a esta distancia R_{dis} (Coroniti 1990; Lyutikov 2002). El flujo de Poynting en tal situación será inestable y como resultado emitirá ondas electromagnéticas (Bellan 1999, 2001) las cuales se propagarán a través del viento. Es en este radio de disipación R_{dis} , donde el gradiente de aceleración es mucho más fuerte que el gradiente considerado por Contopoulos *et al.*. En cuanto al valor de la multiplicidad en pares e^\pm , λ , la teoría de creación de pares en estrellas de neutrones ultramagnetizadas no está bien establecida (ver Apéndice). Un cálculo tradicional del parámetro λ hecho por Ruderman y Sutherland (1975) que toma en cuenta las pérdidas de energía de los electrones debido a la aceleración de curvatura da un valor $\lambda \sim 10^4 (\mu_{33})^{1/4}$. Sin embargo, existen estimaciones donde $\lambda \sim 10 - 100$, debido a la inclusión de efectos de electrodinámica cuántica (Baring y Harding 2001), por lo que esta discusión sobre el posible valor de la multiplicidad es un tema abierto. Las ondas electromagnéticas así generadas poseen una amplitud enorme descrita por el valor del parámetro adimensional $a = q\delta B/mc\Omega \gg 1$. Más adelante veremos este tipo de aceleración con más detalle ya que es un punto muy importante en nuestro trabajo. Arons explica éste mecanismo diciendo que conforme la partícula de prueba se mueve una distancia Δr junto con las ondas electromagnéticas, el trabajo hecho sobre ella es

$$W_{pond} = f_{pond} \Delta r \quad (3.20)$$

$$\begin{aligned} &= (mc\Omega a) \Delta r \\ &= qB r \frac{\delta B}{B} \frac{\Delta r}{r} \approx q\eta \Phi_{mag}, \quad \eta = \frac{\delta r}{r} \end{aligned} \quad (3.21)$$

donde f_{pond} es la fuerza inducida por el campo magnético en el plasma y donde se ha supuesto que $\delta B/B \geq 1$ en la zona ecuatorial del magnetar. $\eta = 0,1$ parece ser un valor adecuado para este escenario, es decir, como se había dicho anteriormente el 10% del potencial disponible es aplicado a los iones. Acto seguido los iones deben escapar sin pérdidas de energía significativas. Se considera que más allá del radio de disipación el momento monopolar del campo magnético se equipara a aquel del rotador alineado, el

cual corresponde a la geometría mas común, es decir, $M \equiv \mu/R_{lc} \rightarrow M_{\parallel} \equiv \mu \cos i/R_{lc}$. La velocidad alcanzada con este mecanismo será mucho mayor a la velocidad del viento, y es que los iones serán inyectados en un sector angular $-i < \delta < i$ respecto del ecuador; al resolverse la ecuación de movimiento de un protón en los campos cruzados E y B del viento se encuentra que el radio de curvatura para el protón es

$$\rho_c = 2r_L \gamma_w^2 = \left(\frac{2\eta \gamma_w^2}{\cos i} \right) r, \quad (3.22)$$

tomando en cuenta el radio de Larmor $r_L = m_e c^2 \gamma / qB = \eta r$ y que a $\gamma_w \approx r/R_{lc} \gg 1$ lo cual ocurre a distancias mayores a R_{diss} , $\rho_c \gg r$. Por lo que tanto las pérdidas de energía a causa de la aceleración tipo sincrotrón (la cual toma importancia a una escala $\sim 3,6$ s) y a causa de la expansión adiabática (para $\rho \gg r$ los iones ya no están acoplados al campo) son despreciables. La energía máxima alcanzable en este modelo se puede ver limitada a no mas de 10^{22} eV debido a foto-producción de piones.

3.4. Agujeros negros

Por supuesto que se ha considerado la posibilidad de que los UHECRs esten relacionados con agujeros negros, aunque el único trabajo completo al respecto ha sido introducido por Boldt y Gosh (1999) en donde se consideran agujeros negros supermasivos asociados con remanentes de cuasares inactivos. La aceleración se llevaría a cabo gracias a la fuerza electromotriz inducida por la rotación de las líneas de campo magnético alrededor del horizonte de estos objetos. Basados en el catálogo más reciente de objetos compactos, se muestra que la gran mayoría de los agujeros supermasivos dentro del corte GZK tienen las condiciones necesarias para producir UHECRs y más aún que podría haber diez veces mas agujeros negros supermasivos que los actualmente registrados, por lo que podría haber unas cien fuentes de este tipo distribuidas isotrópicamente. Por último se considera que las pérdidas de energía debidas a las colisiones con los fotones asociados al disco de acreción del sistema con los protones acelerados serían mínimas ya que la luminosidad de estos objetos es muy baja, siendo ésta la razón por la cual se consideran remanentes de cuasares inactivos.

3.5. *Galaxias interactuantes*

La posibilidad de que un sistema de galaxias colisionando pueda acelerar partículas cargadas, principalmente hierro, en los choques frontales creados en tal situación ha recibido cierta atención (Cersansky 1992; Cesarsky y Ptuskin 1993). Durante cuatro años se intentó relacionar las direcciones de algunos UHECRs con este tipo de sistemas (Al-Dargazelli *et al.* 1997; Takeda *et al.* 1999; Uchinori *et al.* 2000). Sin embargo, al hacer un análisis extenso de las condiciones en el choque frontal en este tipo de sistemas, Jones (1998) concluyó que la energía máxima alcanzable era de 10^{17} eV.

Otra propuesta interesante ha sido la de estudiar los choques debidos a la materia que se precipita hacia el centro de masa de los cúmulos de galaxia (Kang, Rachen y Biermann 1997). Lo impactante en este modelo es que el tamaño del choque puede ser tan grande como 1 Mpc, con un campo magnético aproximado de $1\mu G$, condiciones suficientes para producir partículas de hasta 6×10^{19} eV, considerando protones. El problema es que no se ha observado ninguna anisotropía en dirección de alguna de estas superestructuras galácticas, así que como la mayoría de los modelos existentes éste tendrá que esperar por mas estadística. Inclusive el propio Biermann (Sigl, Lemoine y Biermann 1999; Lemoine, Sigl, y Biermann 1999) simuló las trayectorias que seguirían los protones de tan alta energía si éstos atavesaran el espacio del super cúmulo local, cuya magnitud de campo $\sim 1\mu G$ puede hacer que los rayos cósmicos sean deflectados de modo que con una distribución de fuentes proporcional a la densidad de materia en el super cúmulo local se reproduciría el espectro y la isotropía observados. La más reciente simulación al respecto (Sigl, Miniati y Ensslin 2003) confirma el argumento anterior pero además se deja ver que si no hay una acumulación de las fuentes de UHECRs en el super cúmulo local entonces no hay manera de explicar la extensión de los datos obseados más allá del corte GZK. Estas simulaciones concuerdan de manera marginal con los datos de AGASA si es que el campo extragaláctico tiene una magnitud $\sim 1\mu G$, y concuerdan aún menos con las simulaciones llevadas a cabo por Yoshiguchi *et al.* (2003) si el campo considerado tiene una magnitud de $1 nG$, suposición aceptada ampliamente. Yoshiguchi *et al.* calculan que las direcciones de arribo de los UHECRs por encima de los 10^{19} eV que entran a la galaxia son modificadas por el campo magnético de la galaxia en aproximadamente 10 grados, lo cual hace necesario el considerar el campo magnético de la galaxia en cualquier simulación de este tipo. Resulta interesante saber que sólo se ha considerado

la componente regular del campo magnético galáctico, dejándose a un lado la componente turbulenta del campo galáctico la cual de hecho podría dominar sobre la componente regular.

Para todos estos modelos considerados en donde las fuentes están situadas en nuestra galaxia y/o galaxias cercanas se debe decir que el número de galaxias dentro del radio GZK, $\sim 50 \text{ Mpc}$, es mayor al número esperado a partir de una distribución uniforme de galaxias por lo que el espectro de energía puede extenderse más allá del corte GZK, es decir, el espectro de energía observado es compatible con una distribución de fuentes de UHECRs que sigue la distribución de la materia luminosa en el universo cercano, aunque el tipo de fuentes no haya sido especificado (Medina Tanco 1999). Sin embargo, como decíamos anteriormente, la distribución de direcciones de arriba observada arriba de los $4 \times 10^{19} \text{ eV}$ no presenta ningún exceso considerable, es decir, la distribución de UHECRs no concuerda con la distribución de la materia luminosa en el universo cercano. Es este el principal problema de los modelos astrofísicos que hemos venido revisando, y es entonces donde modelos que consideran física exótica entran muy bien a cuenta.

3.6. Modelos exóticos

Una idea muy interesante que trae a cuenta física de neutrinos de alta energía (area en pleno desarrollo) es aquella propuesta por varios autores (Weiler 1984; Yoshida, Sigl y Lee 1998; Blanco-Pillado *et al.* 2000) en donde se hace ver la posibilidad de que bosones Z^0 interactúen con neutrinos de fondo de masa $\sim 1 \text{ eV}$ que se localicen en el halo galáctico extendido de radio $\sim 50 \text{ Mpc}$ y que tal interacción produzca los UHECRs observados isotrópicamente en la Tierra. Se sabe que los bosones Z son producidos por neutrinos de energía de resonancia $4 \times 10^{21} (m_\nu/1\text{eV})^{-1} \text{ eV}$, así que se necesita de mecanismos que aceleren protones a energías superiores a los 10^{22} eV para poder obtener estos neutrinos; además de que este escenario no predice el espectro de energía no ajusta los datos alrededor de los 10^{18} eV y por último el mayor problema parece ser que la anisotropía a pequeña escala observada no se puede reproducir en ninguno de estos modelos.

Este aspecto de la anisotropía a pequeña escala está un poco mejor librado si se considera que los UHECRs son el resultado del decaimiento de partículas *reliquia* superpesadas. Estas partículas reliquia son las probables componentes de la materia oscura fría y poseen una masa $> 10^{21} \text{ eV}$ con

una vida mayor a la edad del universo (Berezinsky, Kachelriess, y Vilenkin 1997). El espectro observado por arriba de los 4×10^{19} eV es bien reproducido bajo esta suposición y también la isotropía observada si se toma en cuenta una distribución de estas partículas en el halo galáctico (Hillas 1998, 1999). El 10% de los eventos registrados por arriba de los 4×10^{19} eV podrían deberse a este escenario. No sólo se obtienen UHECRs sino que también se predice un flujo de fotones y neutrinos con lo cual en próximos años se podría descartar o aceptar esta propuesta. Sin embargo, no puede explicarse la existencia de los multipletes observados lo cual es un problema común en este tipo de modelos *top-down*, es decir, modelos de decaimiento de partículas. Otro modelo de decaimiento de partículas muy interesante es el que considera partículas exóticas: monopolos, cuerdas superconductoras, etc. (Gill y Kibble 1994). Estas partículas serían producto del rompimiento de las simetrías en las transiciones de fase en el universo temprano. Este escenario de producción de UHECRs es muy controversial pues el espectro esperado podría extenderse hasta la escala de la Teoría de Gran Unificación, $\sim 10^{24}$ eV, además de que predice que muchos de los eventos por arriba de los 10^{20} eV serían rayos gamma, aunque al parecer el flujo no se reproduce con exactitud.

Estos son los principales modelos que hoy en día se disputan el poder explicar el misterio de los rayos cósmicos de la más alta energía, el advenimiento de nuevos laboratorios de detección hará mas fácil el poder discernir entre los distintos modelos a fin de descartar aquellos que no reproduzcan fielmente los datos observacionales. El detector HiRes el cual es el sucesor del instrumento Fly's Eye, el observatorio Pierre Auger y el proyecto del Telescope Array jugarán un papel central en la adquisición de nuevos datos.

Capítulo 4

GRBs y UHECRs

4.1. *Coincidencias*

En el repaso que hicimos acerca de los principales modelos astrofísicos o *bottom-up*, no se abordó la posibilidad de que los destellos de rayos gamma (GRBs por sus siglas en inglés) fueran los sitios donde los UHECRs son producidos. Discutiremos dicha posibilidad en este capítulo ya que el trabajo de tesis que aquí propongo está basado en la suposición de que el objeto central (*central engine*) de un GRB es la fuente de aceleración de los protones que se encuentran en las capas exteriores de dicho objeto. Discutiremos todas las características que un modelo astrofísico debe tener, tales como el espectro predicho, el flujo, el mecanismo de aceleración, las pérdidas de energía, etc. Los GRBs constituyen una buena opción para ser las fuentes de los UHECRs por varias razones (Wick *et al.* 2004):

- El análisis del grupo KASCADE hace ver que las energías de quiebre (donde el espectro cambia, por ejemplo la rodilla) de los diferentes tipos de iones de rayos cósmicos son proporcionales a la rigidez¹, y también el hecho de que la masa atómica media crezca con la energía a través de la región de la rodilla se puede explicar mediante una solución de propagación en donde una fuente galáctica inyecta rayos cósmicos con una ley de potencias.

¹Al producto entre el campo magnético y el radio de la trayectoria que eu éste describe una partícula $B\rho = mv/Ze$, se le denomina rigidez magnética de la partícula, donde mv es su cantidad de movimiento y Ze su carga eléctrica

- La composición de partículas cambia a los $10^{17.6}$ eV, y la posibilidad de que el corte GZK afecte el espectro de UHECRs apuntan a que las fuentes son metagalácticas.
- El espectro de los rayos cósmicos (para todas las composiciones) se quiebra a los $\sim 3 \times 10^{15}$ eV y desde ahí continua sin cambio hasta el tobillo a los 3×10^{18} eV. Por lo que una fuente que inyecte con una ley de potencias que sea modificada por efectos de aceleración y de transporte parece ser la solución mas simple.
- Un cuarto punto que hace que la relación UHECRs-GRBs sea más plausible es considerar la densidad de luminosidad. Si nos concentramos en aquellos GRBs dentro del radio de GZK, ~ 50 Mpc, entonces hablamos de la densidad de luminosidad de GRBs promediada en el tiempo y el espacio en las cercanías, $z \ll 1$; las estimaciones de Pre-BeppoSAX basadas en la emisión X/γ de GRBs dan para esta densidad de luminosidad

$$\dot{\xi}_{GRB,X/\gamma} \approx 10^{44} \xi^{44} \text{ergs Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1} \quad (4.1)$$

y si consideramos la densidad de luminosidad local $\dot{\xi}_{GZK}$ requerida para generar rayos cósmicos más allá de los 10^{20} eV,

$$\dot{\xi}_{GZK} \approx \frac{U}{t_{\gamma\pi}} \approx 6 \times 10^{43} U_{-21} \text{ergs Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1} \quad (4.2)$$

donde U_{-21} es la densidad de energía observada para rayos cósmicos $> 10^{20}$ eV ($U_{-21} \approx 0,5$ para HiRes y $U_{-21} \approx 2$ para AGASA), y $t_{\gamma\pi} \sim 140$ Mpc/c es la escala de tiempo de pérdida de energía por foto-producción de piones para protones de 10^{20} eV, entonces observamos que $\dot{\xi}_{GRB,X/\gamma} > \dot{\xi}_{GZK}$. En un caso donde se haya corregido la dependencia de energía en el valor de $t_{\gamma\pi}$ obtenemos

$$\dot{\xi}_{GZK} \approx \frac{U}{t_{\gamma\pi}} \approx 10^{44} U_{-21} \text{ergs Mpc}^{-3} \text{yr}^{-1} \quad (4.3)$$

por lo que la densidad de luminosidad requerida para generar UHECRs puede ser proveída por la densidad de luminosidad intrínseca de los GRBs.

A pesar de que la frecuencia de GRBs es menor a uno por cada 10^4 años dentro del radio GZK, el tiempo de arribo está muy disperso, como se muestra

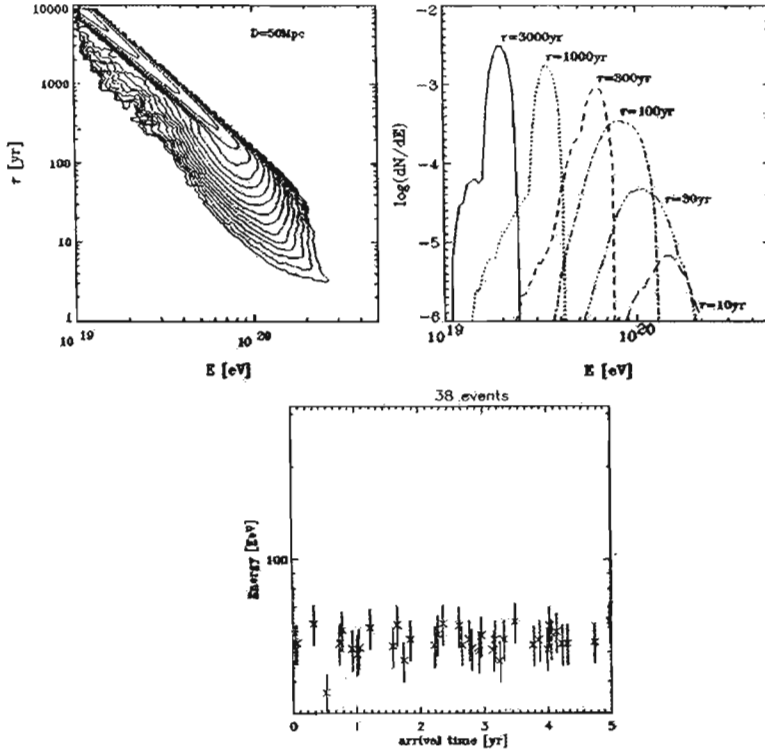


Figura 4.1: Correlación entre tiempo de arribo y energía. Panel superior izquierdo: Histograma de arribo tiempo-energía para un retraso temporal $\tau(100EeV) = 100$ años debido al campo magnético intergaláctico para una fuente que emite en un tiempo mucho menor a 100 años; Panel superior derecho: Espectro de energía para distintas posiciones de la ventana de observación en el histograma (a); Panel inferior: Ejemplo de un cúmulo en el plano: tiempo-energía a partir de uno de los cortes, $\tau = 10$ años, mostrados en el panel superior derecho. [Nagano y Watson 2000.]

en las figuras 4.1 y 4.2, y el espectro de energía depende de la dispersión temporal dentro del intervalo de observación de un GRB, el cual es corto, 5 – 10 años (Sigl et al. 1997). Como no se espera observar UHECRs inmediatamente después de un GRB, entonces, aún cuando los UHECRs sean originados en un estallido de rayos gamma, el tiempo de arribo de los UHECRs y sus energías podrían no tener una buena correlación. La tasa de detección en la Tierra de rayos cósmicos de energía $\sim 10^{20}$ eV es de uno cada cien años por estereoradián por kilometro cuadrado, mientras que la tasa de detección de GRBs es de uno cada cincuenta años por estereoradián por kilometro cuadrado, por lo que se necesita de una dispersión de al menos cincuenta años en los tiempos de arribo de los UHECRs para poder conciliar ambas razones de detección. Por supuesto, existe la posibilidad de que tales dispersiones temporales se deban a deflecciones de los protones a través de campos magnéticos de gran escala. Sigl *et al.* (1997) analizaron pares y tripletes de rayos cósmicos por arriba de los 10^{19} eV a fin de poder adjudicarlos a alguna fuente astrofísica conocida, como las radiogalaxias, GRBs o defectos topológicos. Uno de los cuatro pares de rayos cósmicos estudiados podría haberse originado en un GRB, ya que de ser éste en realidad un par de eventos, habría una diferencia en los tiempos de arribo de las dos componentes correspondiente a una dispersión temporal de varias decenas de años, en acuerdo a lo esperado para un GRB, siendo la partícula más energética la que llega primero al detector y la partícula menos energética la que se retrasa mucho en su camino debido a la deflección que sufre por los campos magnéticos que encuentra. El resto de los pares estudiados no favorece directamente a los GRBs como posibles fuentes, pero cabe reiterar una vez más que se espera obtener mas datos en los próximos años y que por el momento estamos hablando de estadística con números muy bajos ($N \sim 4$). A continuación se resume los distintos modelos de GRBs que predicen la producción de UHECRs.

4.2. Modelos de GRBs que predicen UHECRs

En los últimos diez años se han propuesto mecanismos de UHECRs cuyo origen está en los GRBs (Vietri 1995; Waxman 1995; Milgrom y Usov 1995). Estos mecanismos se basan en el modelo de Rees y Meszaros (1992), el cual propone que un GRB es generado cuando dos bolas de fuego (*fireballs*) eye-

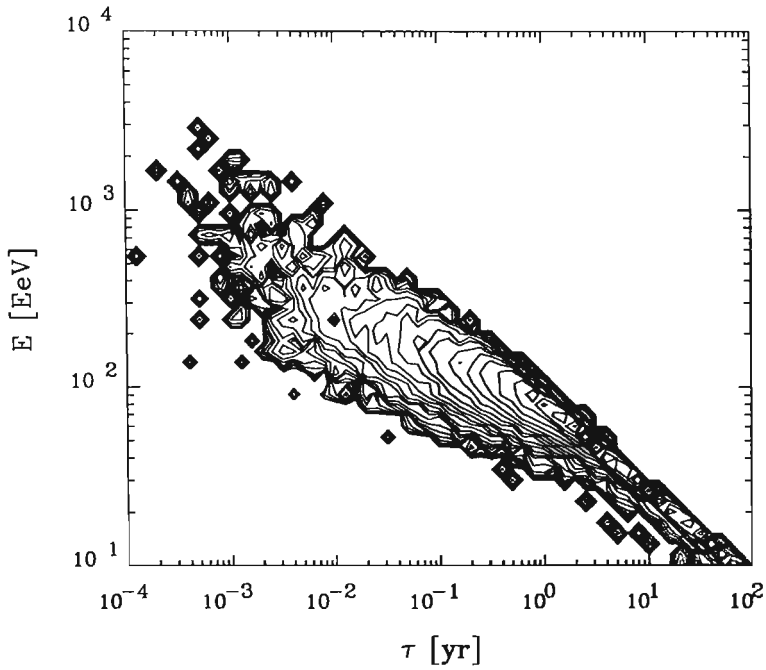


Figura 4.2: Imagen de contorno en el plano tiempo-energía de una distribución de eventos originados a partir de una fuente explosiva. Las desviaciones a partir de la correlación media $\tau \sim E^{-2}$ para $E \geq 70 EeV$ reflejan la producción de piones con la radiación cósmica de fondo. [Sigl et al. 1997.]

tadas por un objeto central y de diferente factor de Lorentz interactúan entre sí reproduciendo así la variabilidad observada en las curvas de luz de dichos objetos. Es decir, la energía cinética relativística es disipada en los choques. Aunque no da detalles sobre como debe ser el objeto central que energiza las bolas de fuego, lo cual, por cierto, a dado pie a un innumerable tipo de modelos (ver Zhang y Meszaros 2004), es el modelo más aceptado por ahora ya que predice también los *afterglows* observados en el óptico, en rayos x, y en el radio (Rees y Meszaros 1994). Los *afterglows* son generados cuando el viento del postchoque (más allá del GRB) interactúa con el ISM. En el caso de un GRB, el objeto central produce un viento compuesto de campos y partículas (bola de fuego) irregular, el viento varía en una escala de tiempo δt y su duración total es T. Como la escala de variabilidad δt corresponde a la escala de variabilidad observada en la curva de luz de un GRB, entonces se puede considerar $\delta t \sim 1 \text{ seg}$. De modo que los choques internos toman lugar a una distancia $R \approx \delta t \Gamma^2 \approx 3 \times 10^{14} \text{ cm}(\delta t/1 \text{ s})(\Gamma/100)^2$ del objeto central. El factor de Lorentz está basado en el hecho de que una gran cantidad de energía debe ser producida en una región compacta, $E/Mc^2 \gg 1$, de modo que se asegure el movimiento relativista del viento (Paczynski 1986). Distintas estimaciones del factor de Lorentz concuerdan en $\Gamma \sim 100$. Las curvas de luz observadas no corresponden a una distribución de energía que se pueda reproducir considerando una distribución de cuerpo negro; es decir, los rayos gamma observados no se deben únicamente a la interacción de pares e^\pm , sino que debe existir una componente bariónica que *ensucie* el viento relativista, de modo que el GRB que surge de los choques internos es producto de la aceleración de los pares e^\pm que interactúan con los bariones y en donde el campo magnético está en equipartición con la energía cinética de las partículas. La emisión se debe principalmente a la aceleración tipo sincrotón y a dispersión inversa de Compton. Los cálculos hechos indican que una fracción $\sim 10^{-5} M_\odot$ es necesaria para reproducir las curvas de luz, ya que si esta cantidad de masa fuera excedida entonces habría una opacidad asociada que atraparía la radiación, la cual sería degradada por la expansión adiabática y termalizada antes de que pudiera escapar (Paczynski 1990). Este es, de manera muy escueta, el modelo de los choques internos para estallidos de rayos gamma. Como veremos más adelante, existen otras alternativas para explicar estos eventos tan energéticos. En el modelo de Vietri (1995), la evolución hidrodinámica de una bola de fuego muestra que una burbuja que contenga toda la energía de la bola de fuego y bariones, permanecerá delgada por mucho tiempo. Para acelerar rayos cósmicos a altísimas energías, se

considera la onda de choque generada al interactuar la bola de fuego con el medio interestelar, y se considera que la onda de choque pueda ser descrita como una perfecta discontinuidad con sus condiciones de salto (aproximación MHD). El mecanismo de aceleración considerado es el mecanismo de Fermi (1949) el cual es el mecanismo de aceleración en choques más utilizado. Aunque no está dentro del propósito de este trabajo el centrarnos en este proceso de aceleración, a continuación daremos una breve introducción. Se considera antes que nada que si el viento está débilmente magnetizado, las condiciones de salto implican que la velocidad del choque respecto al medio *downstream* se reduce a $c/3$, mientras que el factor de Lorentz del choque relativo de la región *downstream*, Γ_r , con respecto al factor de Lorentz respecto de la región *upstream*, Γ_s , satisface $\Gamma_r = \Gamma_s/\sqrt{2}$ para un choque ultrarelativista $\Gamma_s \gg 1$ (Gallant y Achterberg 1999). Más aún se considera que existen fluctuaciones magnéticas tanto en la región *downstream* como *upstream* que tienden a isotropizar las partículas debido a dispersiones elásticas respecto al sistema de referencia del viento. De modo que la ganancia de energía de las partículas al dar un ciclo al pasar de la zona *upstream* a la *downstream* y de regreso a la *upstream*, o viceversa, en términos de sus energías inicial E_i y final E_f es

$$\frac{E_f}{E_i} = \Gamma_r^2 (1 - \beta_r \mu_{\rightarrow d}) (1 + \beta_r \mu'_{\rightarrow u}) = \frac{E_f'}{E_i'} \quad (4.4)$$

donde la primera y la segunda igualdades aplican a ciclos que comenzaron y terminaron en los medios *upstream* y *downstream*, respectivamente. β_r es la velocidad del medio *downstream*, normalizada a la velocidad de la luz, relativa al medio *upstream*, y las cantidades $\mu_{\rightarrow d}$ y $\mu'_{\rightarrow u}$ miden el coseno del ángulo entre la velocidad de la partícula y la normal al choque, cuando la partícula cruza el choque hacia la región *downstream* y *upstream*, respectivamente. Se usa la convención de que la normal al choque apunta hacia la región *upstream*, de modo que $\mu'_{\rightarrow u} > 0$. Las cantidades primadas y no primadas son, medidas en los sistemas de referencia *downstream* y *upstream*, respectivamente. La cinemática requiere que $1 \geq \mu'_{\rightarrow u} > \beta'_s = 1/3$ de modo que el factor $(1 + \beta_r \mu'_{\rightarrow u})$ sea de orden uno. Si $\mu_{\rightarrow d}$ es más o menos isotrópicamente distribuido, tal como sería el caso para una población de partículas relativistas ya presente en el medio *upstream* sin perturbar, el factor $(1 - \beta_r \mu_{\rightarrow d})$ es también de orden uno y la ganancia de energía escala como $E_f/E_i \sim \Gamma_s^2$, tal como lo considera Vietri (1995). Entonces, si tenemos un factor de Lorentz típico de $\Gamma \sim 100$, bastarían unos cuantos ciclos para alcanzar las máximas energías

observadas. Sin embargo, este mecanismo de aceleración sería muy eficiente únicamente para el primer ciclo hacia el medio *downstream*, ya que para ciclos subsecuentes la distribución en $\mu_{\rightarrow d}$ para un choque ultrarelativista será muy altamente anisotrópica. Para una partícula ultrarelativista con factor de Lorentz $\gamma \gg \Gamma_s$, la transformación de Lorentz del ángulo de incidencia se reduce a $\mu' \approx (2 - \Gamma_s^2 \Theta^2) / (2 + \Gamma_s^2 \Theta^2)$ cuando $\Theta \equiv \cos^{-1} \mu \ll 1$. La condición cinemática $\mu'_{\rightarrow u} > 1/3$ es por lo tanto equivalente a $\Theta_{\rightarrow u} < 1/\Gamma_s$, la cual define el *cono de pérdida* del choque en la región *upstream*. Para procesos de deflexión realistas en la región *upstream*, la partícula no puede ser deflectada muy lejos del cono de pérdida sin que antes el choque la alcance, de modo que se obtiene $\Theta_{\rightarrow d} \sim 1/\Gamma_s$ también. Todo esto limita enormemente la energía obtenible de la partícula, ecuación de arriba,

$$\frac{E'_f}{E'_i} = \frac{1 + \beta_r \mu'_{\rightarrow u}}{1 + \beta_r \mu'_{\rightarrow d}} \approx \frac{2 + \Gamma_s^2 \Theta_{\rightarrow d}^2}{2 + \Gamma_s^2 \Theta_{\rightarrow u}^2} \quad (4.5)$$

lo cual es de orden uno si $\Theta_{\rightarrow d} \sim 1/\Gamma_s$. Es decir, si la partícula cruza la normal al choque hacia la región *downstream* a un ángulo mayor a $1/\Gamma_s$, entonces la partícula tendría que viajar con una velocidad mayor a c de manera que pudiera salir de nueva cuenta por las líneas de campo. Por lo anterior queda claro que el mecanismo de Fermi, el cual es el principal mecanismo considerado en los modelos de UHECRs posee serias dificultades de ineficiencia en la aceleración (Gallant y Achterberg 1999). Los modelos de UHECRs basados en GRBs como el de Vietri no solo se basan en este mecanismo de Fermi sino que consideran que no hay pérdidas de energía debidas a dispersiones inelásticas y a la radiación. Sin embargo, debido a la estocasticidad que ocurre en dicho mecanismo (Chen et al. 2002), la partícula de prueba colisiona aleatoriamente con las paredes magnéticas del choque, por lo que necesariamente habrá una reorientación del vector de momento de la partícula de prueba en cada encuentro aleatorio por lo que las pérdidas radiativas son inminentes. En conclusión, el mecanismo de Fermi al parecer es exitoso en producir partículas con energía de hasta 10^{17} eV pero como ahora sabemos presenta serios problemas para producir los eventos observados más energéticos (Gallant y Achterberg 1999). Veremos a continuación un modelo de UHECRs basado en GRBs cuyo mecanismo de aceleración parece ser estar exento de las pérdidas de energía radiativas.

4.3. *Aceleración de rayos cósmicos en un plasma excitado*

Como decíamos anteriormente, el mecanismo de Fermi es el mecanismo de aceleración más utilizado en las formulaciones que contemplan el problema de los UHECRs, y, aunque muchos autores han basado sus modelos en éste mecanismo, aquí consideramos una alternativa para la aceleración de partículas en chorros relativistas. Basados principalmente en la física de aceleradores de partículas, *Chen et al.* (2002) consideraron los efectos generados por el paso de una onda relativista a través de un plasma en el viento eyectado por el objeto central de un GRB, en esta sección descubrimos brevemente su modelo. Cabe mencionar que si una onda de Alfvén atraviesa un plasma con una velocidad $v_A < c$, la onda excitará el plasma a su paso ya que desplazará electrones (o protones) de su posición original; la distribución de carga después de éste desplazamiento *jalará* a un electrón a su posición original y de esta forma se produce una oscilación. Si la velocidad de la onda de Alfvén es alta pero no igual a c , los electrones pueden quedar atrapados en la oscilación pero es probable que salgan fuera de fase por lo que se requiere que $v_A \sim c$ para que la aceleración sea prolongada. Es en este caso que la interacción onda de alfvén-plasma entra en un régimen no lineal. Este régimen queda descrito por el potencial adimensional $a = eE/mc\omega$ ya mencionado en el modelo de Arons el cual es un invariante de Lorentz. Este parámetro adimensional es una medida de la amplitud de la onda electromagnética generada en el plasma (viento) del GRB. La amplitud del campo máxima que el plasma excitado puede soportar es

$$E_{max} \approx a \frac{m_e c \omega_p}{e} \quad (4.6)$$

donde ω_p es la frecuencia del plasma. De modo que los electrones o protones viajan con el plasma excitado a una velocidad muy alta, cercana a c , y ganan energía mientras estén en fase con la excitación del plasma. Para ver esto de una manera más evidente traslademos la ecuación de arriba, al sistema de referencia del flujo de plasmas relativístico, donde debido a la contracción de Lorentz obtenemos el gradiente de aceleración máximo que experimenta una partícula *montada* sobre la excitación dejada sobre el plasma

$$G = eE'_{max} \approx am_e c^2 \left(\frac{4\pi r_e n_p}{\Gamma_p} \right)^{1/2} \quad (4.7)$$

donde $r_e = e^2/m_e c^2$ es el radio clásico del electrón y n_p es la densidad de partículas en el plasma. Este gradiente de aceleración se aplica a una distancia a partir del objeto central que eyecta el plasma la cual se encuentra lejos del cilindro de luz (y de las pérdidas de energía asociados a éste) en el caso que el objeto central sea una estrella de neutrones, por ejemplo, un magnetar. Chen *et al.* consideraron esta distancia como la distancia a un objeto central de un GRB que se encuentra antes del radio de dispersión, $R < R_{diss}$, donde el campo magnético comienza a disiparse, esta distancia en este modelo ocurre aproximadamente al radio de la fotosfera, definida como la distancia donde el viento que inicialmente estaba ópticamente grueso y que no dejaba escapar radiación entra en un régimen ópticamente delgado, antes de que el GRB tome lugar. La principal pérdida de energía en el entorno donde la aceleración toma lugar es debida a la colisión de protones ya acelerados con protones de menor energía en el plasma. Recordemos que la aceleración descrita aquí es lineal en el sentido de que las partículas viajan en línea recta a lo largo de la excitación dejada por las ondas de alfvén en el plasma, por lo que las pérdidas de energía por radiación debida a trayectorias circulares de las partículas o por expansión adiabática (el gradiente aplicado a las partículas es altísimo como para que esto ocurra) son despreciables. Si se integra la probabilidad, $\sigma_{pp} n_p(r)/\Gamma_p$, normalizada a la unidad, de colisión protón acelerado-protón de fondo desde un radio de referencia R_0 hasta un radio de colisión $R_0 + R_{mfp}$, obtenemos que la solución para el radio de trayectoria libre media, R_{mfp} , no existe a menos que se cumpla la condición

$$\frac{\sigma_{pp} n_{p0} R_0}{\Gamma_p} > 1 \quad (4.8)$$

donde n_{p0} es la densidad al punto R_0 y σ_{pp} es la sección transversal total. De manera que si queremos que el sistema este libre de colisiones requeriremos

$$\frac{\sigma_{pp} n_{p0} R_0}{\Gamma_p} \leq 1 \quad (4.9)$$

Como las ondas de alfvén son estocásticas, podemos considerar que las partículas que viajan a lo largo de la excitación encuentran fases que desaceleran y fases que aceleran a estas partículas por lo que puede adjudicarse una función de distribución $f(\epsilon, t)$ de la energía de las partículas, ϵ , gobernada por la ecuación de Chapman-Kolmogorov. Sin embargo, igual que en el caso de Fermi, en este modelo se considera que las pérdidas de energía son despreciables por lo que la ecuación de Chapman-Kolmogorov se reduce a la

4.3. ACELERACIÓN DE RAYOS CÓSMICOS EN UN PLASMA EXCITADO 37

ecuación de Fokker-Planck:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta E W(\epsilon, \Delta\epsilon) f(\epsilon, t) d(\Delta E) \quad (4.10)$$

$$+ \frac{\partial^2}{\partial \epsilon^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Delta \epsilon^2}{2} W(\epsilon, \Delta\epsilon) f(\epsilon, t) d(\Delta E) \quad (4.11)$$

donde $W(\epsilon, \Delta\epsilon)$ es la tasa de transición de energía $\Delta\epsilon$. Debido a que la amplitud a es invariante de Lorentz, la posibilidad de ganar una cierta cantidad de energía $\Delta\epsilon$ es independiente de la energía de la partícula ϵ . Suponiendo que la posibilidad de ganar o perder energía es la misma, entonces se considera $W(\epsilon, \Delta\epsilon) = cte$. W puede entonces ser una función par, además podemos cambiar los límites de integración sin pérdida de generalidad de $(-\infty, +\infty)$ a $[-\epsilon, +\epsilon]$, por último, si buscamos una distribución estacionaria entonces la ecuación de arriba se reduce a

$$\frac{\partial^2}{\partial \epsilon^2} \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \frac{\Delta \epsilon^2}{2} W(\epsilon, \Delta\epsilon) f(\epsilon) d(\Delta\epsilon) = 0 \quad (4.12)$$

y con $W = cte$.

$$f(\epsilon) = \frac{\epsilon_0}{\epsilon^2} \quad (4.13)$$

donde $\epsilon_0 \sim \Gamma_p m_p c^2$ es la energía de un protón de fondo en el plasma. La ecuación de arriba es el espectro de energía en ley de potencia, el cual es un rasgo característico de cualquier modelo de aceleración de partículas, en el caso de aceleración de Fermi, usualmente se considera que el espectro también es proporcional a ϵ^{-2} . Por último cabe hacer notar que los autores consideran GRBs cosmológicos, $z \sim 1$, por lo que optan al final por el modelo *Z burst* donde una vez que son acelerados los protones éstos colisionan con protones de fondo de modo que si hay colisiones protón-protón una vez que los protones acelerados han alcanzado una energía altísima de $\sim 10^{22}$ eV. Tales colisiones producen neutrinos ultra energéticos que viajan por el cosmos sin interactuar con la materia hasta que colisionan en las cercanías (halo de la galaxia) con neutrinos de fondo de modo que se produzcan protones igualmente energéticos los cuales alcanzan la Tierra. Cabría hacer mención aquí que dado los parámetros considerados por los autores, a la distancia donde los protones estarían alcanzando su máximo en energía correspondería a la distancia donde el GRB se está generando por lo que una vez acelerados los protones tendrían colisiones inelásticas con los fotones del propio GRB por lo que habría pérdidas de energía ineludibles.

Después de haber visto una introducción de los principales modelos de UHECRs acelerados en los chorros eyectados en un GRB, es momento ahora de pasar a la discusión de como deben ser los objetos centrales que expelen estos chorros con una energía abismal.

Capítulo 5

Objetos centrales de GRBs

5.1. *Requisitos*

Como decíamos anteriormente, los principales modelos de GRBs no dan cuenta de las características que el objeto central de un GRB debe poseer a fin de satisfacer los requerimientos implícitos en dicho evento. De las curvas de luz se ha desprendido un considerable número de detalles que permiten no sólo deducir cuales son las características básicas a cumplir por un objeto central sino que también permiten restringir sus valores. A continuación ennumeramos las principales características de un objeto central (Zhang y Meszaros 2003):

- **Energía.** La energía total disponible típicamente es $\sim 10^{51}$ ergs, aunque han habido eventos registrados que exceden por varios ordenes de magnitud este valor. Además el objeto central debe ser capaz de acelerar $\sim 10^{-5}M_{\odot}$ a velocidades relativistas, y posiblemente una cantidad menor si es que el objeto central está altamente magnetizado.
- **Colimación.** La mayoría de los GRBs son colimados con ángulos típicamente en el intervalo $0,02 < \theta < 0,2$. El objeto central debe ser capaz de colimar el flujo relativístico.
- **Estallidos cortos y largos.** Los estallidos pueden ser categorizados según su duración total, estallidos cortos con $T < 2$ seg. y largos con $T > 2$ seg.
- **Tasa de nacimiento.** Los estallidos de rayos gamma toman lugar una vez cada $10^7(4\theta^2)$ años por galaxia.

- **Escalas de tiempo.** La escala de variabilidad temporal, δt , puede ser tan corta como 1 ms, lo cual sugiere un objeto compacto, pero también puede ser del orden de segundos.

Se han propuesto una gran variedad de modelos de objetos centrales. Dentro de los más famosos están aquel que considera la colisión de dos estrellas de neutrones (Paczynski 1983), o el que considera un sistema binario formado por un agujero negro y una estrella de neutrones en donde la energía gravitacional expulsada es temporalmente almacenada en energía térmica y parte de ella, a través de neutrinos, es convertida de manera ineficiente en el viento relativístico y los subsecuentes chorros necesarios para ajustar las curvas de luz de los estallidos observados. También, existe una importante clase de modelos que consideran que el objeto central puede ser una estrella de neutrones altamente magnetizada posiblemente formada por el colapso inducido por la acreción de una enana blanca en un sistema binario. A continuación veremos esta última suposición, es decir, como un objeto compacto altamente magnetizado cumple con todos estos requerimientos para reproducir un GRB. Este modelo se describe con más detalle ya que es importante para el modelo que propondremos en el siguiente capítulo.

5.2. Objeto central altamente magnetizado

Ahora discutiremos un modelo de objetos centrales donde una estrella de neutrones altamente magnetizada, un magnetar, cumple con las características antes planteadas. En lo que sigue discutiremos los trabajos de Kluźniak y Ruderman (1998), y de Ruderman, Tao y Kluźniak (2000). Como decíamos, se considera una estrella de neutrones la cual es el resultado de que una enana blanca en un sistema binario acrete la materia de su compañera y una vez que haya alcanzado el límite de Chandrasekar, $1,4 M_{\odot}$, colapse a una estrella de neutrones. Si se considera una enana blanca con un campo magnético de 10^6 G, el cual es un valor típico, por conservación de flujo magnético, una vez formada la estrella de neutrones esta puede tener una componente dipolar superficial de magnitud $B_p \approx 10^{12}$ G. Mas aún, la estrella podría sufrir una rotación diferencial muy fuerte, de modo que con una posible estratificación su tasa de rotación se vea incrementada radialmente a partir del eje de rotación. Esto provoca que el campo B_p sea linealmente amplificado conforme a que, en cada vuelta, las líneas de campo se vayan enrollando y sumando. Lo anterior bajo el supuesto de que no haya ninguna inestabilidad

que prohíba que las líneas de campo se enrollen en torno a un eje, el cual no es, necesariamente, el eje de rotación de la estrella. De esta forma, al enrollarse el campo poloidal B_p , se establece un campo toroidal B_ϕ el cual puede llegar a crecer hasta tomar valores $B_\phi \approx 10^{17}$ G. El campo toroidal crece contrarestando la estratificación de la estrella y alcanza la corteza de la misma, quebrándola si es lo suficientemente fuerte. Una vez fuera el campo toroidal se distribuye sobre la superficie de modo que se forma un magnetar con un campo super intenso, $\sim 10^{17}$ G.

Para ejemplificar como es que una estrella de neutrones puede nacer con una rotación diferencial, basta pensar que, si durante el colapso de la enana blanca, el momento angular se conserva en cada uno de los anillos de materia que rodean al eje de rotación, entonces la tasa de rotación de los anillos que se encuentren más cerca del eje será menor que la tasa de rotación de aquellos anillos que se encuentren más alejados del eje. Es decir, durante la contracción queda determinada la velocidad de rotación promedio de la estrella de neutrones $\bar{\Omega}_{NS}$ en términos de su densidad promedio $\bar{\rho}_{NS}$ y de la densidad promedio de la enana blanca $\bar{\rho}_{WD}$ (ver Apéndice),

$$\bar{\Omega}_{NS} \approx \Omega_{WD} \left(\frac{\bar{\rho}_{WD}}{\bar{\rho}_{NS}} \right)^{2/3} \approx 10^4 s^{-1} \quad (5.1)$$

donde Ω_{WD} es la velocidad de rotación de la enana blanca. Teniendo en cuenta que la densidad central de la enana blanca se puede escribir $\rho_c(WD) \approx 55\bar{\rho}_{WD}$ y que a su vez la densidad central de la estrella de neutrones guarda una relación con su densidad promedio tal que $\rho_c(NS) \approx 5\bar{\rho}_{NS}$, se encuentra que las regiones centrales de la estrella de neutrones rotarán mas lento que el resto de la estrella por un factor (ver Apéndice),

$$\left[\frac{\bar{\rho}_{NS}\rho_c(WD)}{\bar{\rho}_{WD}\rho_c(NS)} \right]^{-2/3} \approx 10^{-2/3} \approx 0,2 \quad (5.2)$$

Después de n_ϕ revoluciones de la estrella de neutrones, el campo toroidal resultante es

$$B_\phi \approx 2\pi n_\phi B_p \quad (5.3)$$

La densidad de energía magnética debido a este campo toroidal creará una fuerza boyante en el tubo de flujo que podra subir hasta la superficie de la estrella cuando B_ϕ alcance un valor crítico del orden de $B_f \sim \times 10^{17} G$. Si consideramos que el volumen ocupado por un tubo de flujo es una fracción

$V_B/V_{NS} \approx 0,1$ del total de la estrella, la energía magnética contenida en el tubo de flujo en el límite de boyancia es

$$E_B \approx 0,1 \times V_{NS} \times B_f^2/4\pi \quad (5.4)$$

$$\approx 1,6 \times 10^{51} \text{ ergs} \quad (5.5)$$

que corresponde a la energía expelida en cada *subestallido* producido cuando un tubo de flujo penetra la corteza de la estrella. El número de revoluciones necesarias para alcanzar $B_f \simeq 2 \times 10^{17}$ G es

$$n_f = \frac{B_f}{B_p} \frac{1}{2\pi} \approx 3 \times 10^4 \left(\frac{B_p}{10^{12} \text{ G}} \right)^{-1} \quad (5.6)$$

El tiempo que le toma a un flujo de tubo (toro) crecer y atravesar la estrella de neutrones es (ver Apéndice),

$$\tau_b \approx \left(\frac{24\pi R c_s^2 \rho}{B_b B_p g \Delta\Omega} \right)^{1/3} \quad (5.7)$$

Cada tubo de flujo debido a la fuerza boyante que genera es capaz de levantar una masa M de la estrella dada por (ver Apéndice),

$$\frac{M}{M_*} \approx \frac{V_B}{V_*} \left[f_B \left(\frac{3\Omega_{NS}^2 R_*}{\pi^2 g} \right) \left(\frac{B_p^2}{4\pi \rho c_s^2} \right) \right]^{1/3} \quad (5.8)$$

$$\approx 2 \times 10^{-5} \frac{V_B}{V_*} (\Omega_4 B_{12})^{2/3} \quad (5.9)$$

donde R_* es el radio de la estrella, y $g R_* \approx c^2/6$ es el valor típico para la gravedad en una estrella de neutrones. Debido a la rotación diferencial en toda la estrella, los dipolos que se asoman a la superficie son rápidamente desvanecidos ya que cada polo experimenta distintas tasas de rotación a lo largo de su diámetro, ver Figura 5.2. τ_D es el tiempo que dura el dipolo superficial antes de ser desvanecido por la rotación diferencial, $\frac{\partial\Omega}{\partial r_\perp}$, y puede ser expresado en términos del radio de la capa polar superficial a , de modo que

$$\tau_D \approx k \times \frac{2\pi}{(\partial\Omega/\partial r_\perp)_a} \approx k \times \frac{2\pi}{\Omega} \left(\frac{R_*}{a} \right) \approx 10^{-2} \text{ s} \quad (5.10)$$

donde k es una constante y se aproxima $\partial\Omega/\partial r_\perp \approx \Omega/r \approx 2\pi/10^{-3} R_* \text{ s}$, y $k R_*/a \approx 10$. Referente a la parte energética, la energía total máxima

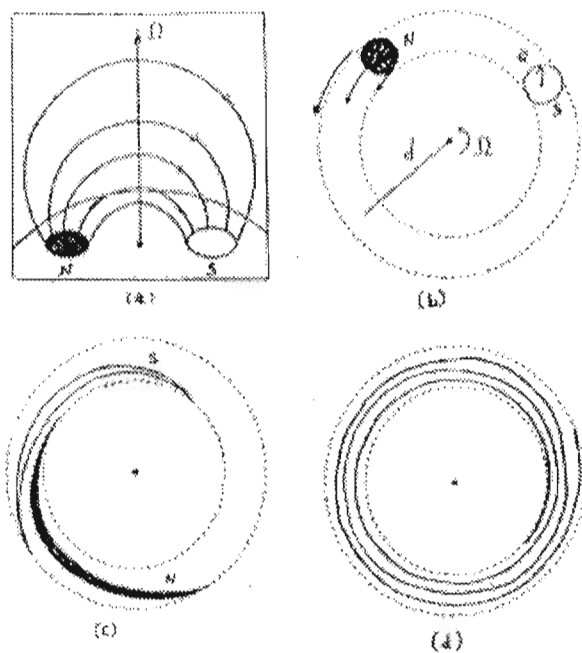


Figura 5.1: Supresión del momento dipolar a causa de la rotación diferencial en la superficie. (a) El círculo relleno representa una capa polar norte y el círculo blanco representa su contraparte sureña; (b) aquí se observan ambas capas en una vista donde el eje de espín penetra la superficie; (c) aquí se muestra el campo superficial después de unas cuantas vueltas en rotación diferencial; (d) muestra el resultado después de una rotación diferencial intensa.

disponible para una estrella de neutrones con un momento de inercia I , es

$$E_{max} = \frac{I\Omega^2}{2} \approx 10^{53} \text{ ergs}. \quad (5.11)$$

Si consideramos el tiempo entre subestallidos,

$$\tau_{sb} \approx \left(\frac{1}{\Delta\Omega} \right) \frac{B_f}{B_p} \approx \frac{10s}{(B_p)_{12}}, \quad (5.12)$$

entonces el tiempo total que el objeto puede permanecer con una actividad emisora de energía magnética queda determinado por, (ecs. 5.11, 5.5, y 5.12),

$$\tau \approx \frac{E_{max}}{E_B} \tau_{sb} \approx 2 \frac{10^2 s}{(B_p)_{12}}. \quad (5.13)$$

Un aspecto muy importante de resaltar es que, al no haber simulaciones numéricas que nos permitan saber el comportamiento real de la dinámica de los tubos de flujo a través de la estrella, entonces, en principio, se podría considerar que no sólo uno sino varios tubos de flujo podrían desarrollarse al mismo tiempo o sucesivamente y, como ya habíamos dicho, el eje sobre el cual se enrollarían no sería necesariamente el eje de rotación de la estrella, teniendo en principio como única limitante la energía total disponible E_{max} .

El número total de subestallidos que pueden ocurrir es (ver Apéndice),

$$N_p = \left(\frac{6}{B_f^2} \right) \left(\frac{E_{max}}{R^3} \right) \left(\frac{V_*}{V_B} \right). \quad (5.14)$$

Como vemos, estas ecuaciones nos dan cierta libertad de elegir los valores apropiados a alguna situación específica. No menos importante es el flujo de partículas pesadas con carga Ze que puede ser transportado junto con las líneas abiertas de campo (líneas que no se cierran en el cilindro de luz), este flujo no puede exceder el flujo Goldreich-Julian ya que, de lo contrario, el viento opacaría la radiación afectando el desarrollo del GRB.

El flujo de partículas (iones) es entonces (ver Apéndice),

$$\dot{N}_z \leq \frac{\Omega^2 B R^3}{ec} \approx 10^{-15} B_{17} M_\odot s^{-1} \quad (5.15)$$

aunque no está claro que cantidad de bariones más allá de la ecuación de arriba puede ser transportada debido a la reconexión del campo magnético en la superficie.

Una vez que hemos considerado el objeto central que energiza el GRB, ahora estamos en condiciones de poder introducir una formulación donde los principales rasgos de los modelos aquí revisados se conservan y se aplican a un tipo de objeto compacto alternativo a las estrellas de neutrones, *las estrellas extrañas*.

Capítulo 6

Un modelo Alterno

6.1. *El escenario.*

En el capítulo anterior vimos que los estallidos de rayos gamma cumplen, en principio, con todos los requisitos para que sean los sitios donde los rayos cósmicos de ultra alta energía son originados. Sin embargo, a pesar de que hemos discutido brevemente las deficiencias en el mecanismo de aceleración de Fermi, no hemos aún concluido cual es el modelo que resulta ser la mejor opción para originar UHECRs. Cabe señalar que el modelo de objeto central que acabamos de revisar en la sección 5.2 fue originalmente diseñado para ajustarse al modelo de GRBs propuesto por Rees y Meszaros (1992), el cual ya discutimos en la sección (4.1). Este modelo requiere que la bola de fuego esté contaminada con bariones en una cantidad $\sim 10^{-5}M_{\odot}$ (Paczynski 1990). Sin embargo, el modelo de objeto central que hemos descrito en el cual una estrella de neutrones con rotación diferencial amplifica el campo poloidal hasta que éste alcanza en la superficie con una magnitud $\sim 10^{17}$ G, no sólo se puede aplicar al modelo de los choques internos, sino que también ha sido considerado en otro tipo de modelos de GRBs, esto es, en aquellos que suponen que el objeto central eyecta un viento altamente magnetizado (Wheeler *et al.* 2000; Lyutikov y Blandford 2002; Spruit y Drenkhahn 2003). El modelo de los choques internos de Rees y Meszaros adolece de varios problemas, tal vez el principal sea que la eficiencia de radiación la cual es típicamente muy baja, de alrededor de 1 – 5 %. Así mismo, el grupo que analiza la muestra espectral del experimento BATSE (Preece *et al.* 2000) infiere que para cada estallido el pico de la distribución de energía de los fotones E_p

es muy angosto. Este corto intervalo marca el cambio (*spectral brake*) de la región de menor energía con un cierto índice espectral a la de mayor energía con otro índice. Pero esto es muy difícil de reproducir en el modelo de los choques internos (Guetta *et al.* 2001). Ambos problemas son mucho mejor librados por los modelos donde el flujo de energía del objeto central está en forma de un flujo de Poynting, ya que, en este caso, la eficiencia de emisión puede alcanzar el 50% lo cual es más fácil de conciliar con las curvas de luz registradas y el pico E_p se reproduce sin problema alguno. El objeto central eyecta energía en forma de un flujo de Poynting la cual viaja una larga distancia en donde es convertida en energía cinética de las partículas. En tal caso el flujo puede ser disipado dando paso a **Ondas Electromagnéticas de Gran Amplitud** (Large Amplitude Electromagnetic Waves, LAEMWs por sus siglas en inglés) o puede ser disipado dentro de una bola de fuego dando paso a una onda de choque. Cómo es que esta energía es disipada o convertida en energía cinética de las partículas no está claro y podría depender del contenido bariónico en el viento. Si hay una fracción de bariones despreciable entonces las LAEMWs pueden propagarse y acelerar los cúmulos de pares e^\pm en el plasma (Melatos y Melrose 1996; Blackman *et al.* 1996). Para Rees y Meszaros (1994), en el caso de tener una fuente con un campo $\sim 10^{16}$ G, no importa pues desde el principio la energía del viento es transmitida a la energía cinética de las partículas y luego, cuando se dan los choques internos, se reaviva el campo magnético y las partículas colisionan acelerándose y produciendo propiamente el estallido de rayos gamma. La cantidad de bariones que transporta el viento puede ser un rasgo característico del modelo considerado, ya que, por ejemplo, si la cantidad de bariones es mucho menor a los $\sim 10^{-5}M_\odot$, se podría hablar de un flujo enteramente limpio, caso que es comúnmente considerado en los modelos en el se prefiere un flujo de Poynting. Sin embargo, el hecho de que en estos modelos no se necesite tal cantidad de bariones para explicar los estallidos de rayos gamma no significa que un flujo de Poynting no pueda transportar una cantidad de bariones importante, $\leq 10^{-5}M_\odot$. En lo que respecta a nuestro caso, consideraremos que la bola de fuego eyectada por el objeto central es capaz de transportar tal cantidad de bariones. Bajo esta suposición el flujo de Poynting puede ser disipado en forma de LAEMWs. La cantidad de energía en forma de un flujo de Poynting puede ser descrita por el factor σ anteriormente discutido en el capítulo 3. El factor σ es esencial para describir la dinámica que el viento seguirá desde su eyección. Como veremos más adelante el hecho de considerar un valor apropiado para σ nos puede ubicar en una situación ideal para la aceleración

de partículas cargadas en el viento a fin de alcanzar las energías mas altas observadas.

6.2. *Estrellas extrañas y GRBs*

El parámetro σ (componente fría / componente caliente) determina la naturaleza de la dinámica del viento (ver Apéndice). Por ejemplo, si $\sigma \sim 0,1 - 1$, entonces hablamos del modelo de los choques internos de Rees y Meszaros (1994), donde el flujo de Poynting es casi inmediatamente convertido en energía cinética de las partículas para después recrearse el campo magnético en la zona donde los choques internos toman lugar. Si el valor de σ excede la unidad entonces el flujo de Poynting se puede aproximar magnetohidrodinámicamente, MHD. En nuestro caso, la situación más interesante ocurre cuando $\sigma > 200$, cálculo que se ha hecho por distintos autores (ver Zhang y Meszaros 2003), ya que la aproximación MHD del viento deja de ser válida a una distancia muy grande del objeto central dando paso a las LAEMWs las cuales acelerarán las partículas ya sea para emitir el GRB o en nuestro caso para acelerar los protones disponibles y generar los UHECRs. El objeto central descrito en la sección 5.2 tiene lo que se necesita para crear un flujo de Poynting que genere LAEMWs. Este objeto central es una estrella de neutrones que surge de la implosión de una enana blanca masiva; como vimos en las secciones (3.2) y (3.3) ya se ha considerado la posibilidad de que las estrellas de neutrones sean los sitios donde los rayos cósmicos son acelerados y, más aún, en la sección (4.2) vimos un modelo de GRBs en donde las LAEMWs dan origen a los UHECRs. Por lo tanto, bajo esta óptica parece un poco difícil concebir un modelo de UHECRs basado en GRBs, alternativo a las estrellas de neutrones, que preserve las características importantes de dichos modelos anteriormente descritos.

Sin embargo, existe un escenario alternativo, tal vez *natural* a las estrellas de neutrones, *las estrellas extrañas*. Las estrellas extrañas fueron propuestas por primera vez por Witten (1984). La posibilidad existe de que el verdadero estado base de los hadrones sea la materia de quark y no el ${}^{56}\text{Fe}$, lo cual a primera vista tendría implicaciones fundamentales en la cosmología y en la física de los objetos compactos. Una de estas implicaciones es que las estrellas de quarks no solo existen sino que son estables y comparten una gran cantidad de rasgos con las estrellas de neutrones, tornándose muy difícil el distinguir entre ambas estrellas, por lo que existe la posibilidad de que to-

das las estrellas de neutrones en la galaxia son en realidad estrellas de quarks (Glendenning 1990). Glendenning *et al.* (1995) fué un paso más allá al sugerir que un tipo de enana extraña podría sobrevivir, la cual sería la contraparte de una enana blanca, con una materia nuclear de hasta $\sim 4 \times 10^4$ veces más densa que las enanas blancas. Diferentes mecanismos han sido propuestos para la conversión de una estrella de neutrones a una estrella extraña (ver Lugones *et al.* 2002). Un mecanismo posible es aquel donde una “semilla” de materia de quarks del ISM entra en una estrella de neutrones convirtiéndola en una estrella extraña. Otro posible escenario ocurre cuando se forma una semilla de materia de quarks dentro del núcleo de una estrella de neutrones debido al incremento en la densidad de la estrella la cual sobrepasa la densidad crítica para el desconfinamiento de quarks. Este escenario involucra posiblemente a un sistema binario. En un tercer mecanismo, la semilla de materia de quarks podría formarse de manera natural en una estrella de neutrones después de la explosión de supernova asociada a ésta. Cualquiera que sea el mecanismo, una vez que se ha formado una semilla de materia de quarks dentro de la estrella de neutrones, ésta se propagará como una combustión tragándose a los neutrones, protones, e hiperones (en caso de existir). La transición a materia de quarks ocurre de hecho en dos etapas: en la primera el desconfinamiento de los quarks en el frente de conversión se da debido a las interacciones *fuertes* ahí presentes, una vez desconfinados los quarks (quarks del tipo u , d , y s), su fase de desconfinamiento no está en equilibrio beta, por lo que el equilibrio químico es alcanzado a través de interacciones *débiles*. Es en esta etapa donde una enorme cantidad de energía es expelida a través de la producción de neutrinos. Es debido a esta gran cantidad de energía expelida que muchísimos autores han insinuado que el proceso de conversión a una estrella extraña puede explicar los estallidos de rayos gamma (ver por ejemplo Olinto 1987, y Cheng y Dai 1996). Algunos han sugerido que la transición de neutrinos a pares electrón-positrón en la neutrinosfera ($\nu\bar{\nu} \rightarrow e^+e^-$) sería la responsable de las explosiones registradas en un GRB, sin embargo, al parecer la eficiencia de producción de rayos gamma es muy pobre en estos escenarios (Janka y Ruffert 1996).

Han habido varios argumentos en contra de la existencia de las estrellas extrañas (ver Alpar 1987); sin embargo, existen dos escenarios que están libres por ahora de tales argumentos, por lo que, en lo que se refiere a este trabajo de tesis, suponemos que existe una gran posibilidad de que las estrellas extrañas sean de hecho entes astrofísicos reales. El escenario en el cual enmarcamos nuestra propuesta se refiere a la posibilidad de que una estrella

de neutrones en un sistema binario de rayos X de baja masa (*Low mass X-ray binary system*, LMXB por sus siglas en ingles) pueda acretar materia de su compañera y sobrepasar los $1.8M_{\odot}$. Un pulsar con tal cantidad de materia se convertiría en una estrella extraña en una escala de 1 ms (Lugones 1994). En este caso, las estrellas de neutrones masivas tienen un periodo de rotación ~ 1 ms (Dai y Lu 1998). Como el momento de inercia decrece durante el proceso de paso de una estrella de neutrones a una estrella extraña, el resultado será que la estrella extraña tendrá periodos de rotación ≤ 1 ms. Un aspecto importantísimo a destacar es que el perfil de densidad en una estrella extraña es muy distinto al de una estrella de neutrones con la misma masa (Glendenning 1997), de modo que la estrella resultante podría nacer con una rotación diferencial importante (Dai y Lu 1998). De esta manera, la estrella de quarks podría tener el mismo comportamiento que una estrella de neutrones con rotación diferencial, sección (5.2), es decir, existe la posibilidad de que una estrella extraña actúe como un objeto central de un estallido de rayos gamma. En el capítulo 4 vimos que la posibilidad de relacionar a los UHECRs con los GRBs es una posibilidad viable, sin embargo, no existe un modelo de UHECRs relacionado a los GRBs que explique la energética, el flujo, la aceleración y que, además, incluya explícitamente al objeto central que genera el GRB. Sin mencionar que, como ya vimos, los modelos propuestos hasta hoy día tienen serios problemas en alcanzar energías ultra relativistas. Comenzaremos pues a aplicar la suposición de que una estrella compuesta de quarks puede actuar como un objeto central de un GRB y que dicha estrella nace con una rotación diferencial importante, en tal situación pensamos que se podría dar la aceleración de partículas sin las pérdidas de energía de que otros modelos adolecen. Comenzaremos pues por la parte referente a la energética.

6.3. La energética

Como discutíamos en la sección 5.2, debido a la rotación diferencial en la estrella extraña habrá una amplificación de las líneas de campo poloidal B_p , dando paso al crecimiento de tubos de flujo magnético los cuales crecen a lo largo de la estrella, generan una fuerza boyante que contraresta la estratificación en la estrella y rompen su corteza generando así una componente

superficial dada por (Dai y Lu 1998),

$$B_f \approx 2 \times 10^{17} \left[\frac{\rho}{(10^{15} \text{g cm}^{-3})} \right]^{1/2} G \quad (6.1)$$

donde $\rho = 10^{15} \text{g cm}^{-3}$ es la densidad en la estrella extraña que resulta a partir de una estrella de neutrones de $\sim 1,8M_\odot$ y se ha considerado $c_s = c/\sqrt{3}$ la velocidad del sonido en la estrella, f_B en este caso es $\sim 0,01$. Esta ecuación puede explicarse si consideramos que una parte importante de la energía rotacional de la estrella se va en forma de energía magnética, para lo cual primero tomamos en cuenta que la energía rotacional diferencial total en nuestro sistema es (ecuación 5.11, ver Figura A.2 en el Apéndice)

$$E_{max} = \frac{I\Omega\Delta\Omega}{2} \approx 3,5 \times 10^{53} \text{ergs} \quad (6.2)$$

donde $\Delta\Omega$ es la diferencia máxima en la velocidad de rotación existente en la estrella debida a la rotación diferencial de la misma, y recordamos que, en nuestro escenario, se parte de una estrella de neutrones con una masa $\geq 1,8M_\odot$. Por otro lado, la energía en cada subestallido será, ecuación (5.4),

$$E_B \approx 0,1 V_{EE} \frac{B_f^2}{4\pi} \quad (6.3)$$

$$\approx 10^{52} \left(\frac{B_f}{10^{17}G} \right)^2 \text{ergs} \quad (6.4)$$

donde $V_{EE} = 4/3\pi R^3$ es el volumen de la estrella extraña. Para dar una estimación, basta considerar que toda la energía rotacional se va en forma de energía magnética, es decir, $E_{max} \approx E_B$, por lo que, en este caso, se obtiene $B_f \approx 3 \times 10^{17} G$, que coincide con el resultado dado en (6.1). El número de vueltas necesarias para alcanzar el campo de la ecuación 6.1 es (ecuación 5.6),

$$n_f = \frac{B_f}{B_p} \frac{1}{2\pi} \approx 10^4 \left(\frac{B_p}{10^{12}G} \right)^{-1} \left(\frac{B_f}{10^{17}G} \right) \quad (6.5)$$

El tiempo para que salga a flote el tubo de flujo queda determinado por la ecuación

$$\tau_b \approx \left(\frac{24\pi R_* c_s^2 \rho}{B_f B_p g \Delta\Omega} \right)^{1/3} \sim 10^{-2} \left(\frac{B_f}{10^{17}G} \right)^{-1/3} \text{ s} \quad (6.6)$$

6.4. *Flujo de partículas*

La cantidad de masa con la que nace la estrella extraña puede ser variable, dependerá de cuanta materia acrete la estrella de neutrones de su compañera en el sistema binario donde la compañera posee una masa $\sim 0,5M_{\odot}$. De la ecuación 5.14 obtenemos el número total de subestallidos que pueden producirse por la estrella

$$N_p = \frac{6}{B_f^2} \frac{E_{Tmax}}{R_{EE}^3} \left(\frac{V_{EE}}{V_B} \right) \approx 10^2 \quad (6.7)$$

La ecuación 5.9 nos dice que cada tubo de flujo magnético levanta una masa M de la corteza de la estrella extraña dada por

$$M \approx 10^{-7} \frac{V_B}{V_{EE}} (\Omega_4 B_{12})^{2/3} M_{\odot} \quad (6.8)$$

No obstante, no se sabe a ciencia cierta cuanta materia bariónica, principalmente protones, sale eyectada por el magnetar formado de materia de quarks. Lo que uno podría esperar es que, una vez que los bariones se asoman a la superficie el magnetar que rota rápidamente los expulse junto con el viento y que permanezcan pegados a el viento en la suposición libre de fuerzas. Y es que debido a que se desconoce como ocurre la reconexión del campo magnético en la superficie de la estrella (Lyutikov 2003), puede ocurrir que varios tubos de flujo se asomen a la superficie de la estrella y que el contenido bariónico de cada flujo interaccione con los demás de modo que el producto sean protones que sigan las líneas de campo. Si es que se da una suma de tubos de flujo en la superficie, lo más probable es que ésta sea una suma incoherente (Thompson 1993). El momento magnético de la estrella depende del número de tubos de flujo que se sumen N_{TF} y del momento magnético asociado a cada flujo μ_{TF}

$$\mu_{EE} \approx \sqrt{N_{TF} \mu_{TF}}, \quad (6.9)$$

si $\mu_{TF} \approx 3\Phi l_{TF}/8\pi$ donde Φ es el flujo magnético y l_{TF} es la dimensión lineal del tubo de flujo, y $N_{TF} = 4\pi(R_{EE}/l_{TF})^2$, entonces llegamos a un resultado independiente del número de tubos de flujo,

$$\mu_{EE} = \frac{3}{4} \frac{R_{EE} \Phi}{\pi^{1/2}}, \quad (6.10)$$

tomando el radio de la capa polar (el radio del cilindro o tubo de flujo), $a \sim 3 \times 10^9 \text{ cm}$, encontramos

$$\mu_{EE} \approx 2 \times 10^{34} \text{ cgs} \quad (6.11)$$

de donde obtenemos el campo magnético superficial resultante

$$B_{EE} \approx 2 \times 10^{16} \text{ G} \quad (6.12)$$

es decir, considerando la suma incoherente de tubos de flujo la magnitud del campo magnético superficial desciende en un orden de magnitud. El tiempo en el que la reconexión en la superficie toma lugar queda determinado por la velocidad de Alfvén $v_A \sim c$ para un objeto que rota relativísticamente y el radio de la estrella R_{EE} ,

$$t_{rec} = \frac{R_{EE}}{v_A} \approx 30 \mu\text{s}. \quad (6.13)$$

Dado el tiempo dinámico de los tubos de flujo, $\sim 10^{-2} \text{ s}$, se puede suponer que debido a la gran cantidad de materia levantada por un tubo de flujo, Ec. (6.8), en caso de haber una reconexión incoherente en la superficie habrá una cantidad de protones *disponibles* casi inmediatamente después de la formación de la estrella extraña la cual rota relativísticamente $\Omega \sim 10^4 \text{ s}^{-1}$. La cantidad máxima de protones que las líneas campo pueden transportar queda determinada por el flujo de partículas Goldreich-Julian, dado por

$$\dot{N}_{GJ} = \frac{\Omega^2 \mu}{|q|c} \sim 6 \times 10^{42} \text{ s}^{-1} \quad (6.14)$$

para valores apropiados. Por lo que puede suponerse que, en caso de darse la reconexión en la superficie al comienzo de la vida del magnetar *extraño*, habría un flujo determinado por el flujo de partículas Goldreich-Julian, Ec. (6.14).

Sin embargo, éste no es el único mecanismo mediante el cual se extraerían los protones de la corteza del magnetar necesarios para reproducir el flujo de partículas observado en la Tierra. Se ha sugerido (Haensel, Paczyński, y Amsterdamski 1991) que la temperatura en el interior de la estrella extraña al momento de su formación es muy alta, $T_c \sim 3 \times 10^{11} \text{ K}$, por lo que la cantidad de masa bariónica eyectada por una estrella tan caliente durante un periodo de diez segundos puede alcanzar $10^{-3} - 10^{-2}$ masas solares (Woosley 1993).

Dicha cantidad es considerablemente mayor al límite superior de materia bariónica que una estrella extraña puede tener, $\leq 10^{-5}M_{\odot}$ (Glendenning y Weber 1992). Por lo que prácticamente toda la materia bariónica sería desplazada de la corteza en esta escala de tiempo. Mucho se ha hablado sobre si la conversión de una estrella de neutrones a una estrella de quarks se da en una escala de tiempo de alrededor de un segundo o si el frente de conversión dentro de la estrella de neutrones actúa como una combustión lenta, de modo que la transformación final a una estrella de quarks podría tomar inclusive años. Obviamente nosotros buscamos una conversión eficaz y casi instantánea de modo que podamos considerar un sistema explosivo tal como lo es un GRB. A nuestro entender, no existe en la actualidad una simulación detallada del proceso de transformación, por lo que, para fines prácticos, consideraremos que la conversión se dará de manera instantánea (en un modo de detonación), el cual es del orden de $1\text{ ms} - 1\text{ s}$ (Hovarth y Benvenuto 1988), el cual está en total acuerdo con la duración típica de un GRB. Cabe hacer notar que, aunque el tiempo dinámico de la estrella extraña es corto, $\sim 1\text{ ms}$, la eyección de la materia debida a la luminosidad en neutrinos producida no es inmediata (Woosley 1993), por lo que nosotros esperamos que, al principio, el mecanismo de eyección de protones sea debido a la reconexión incoherente de los tubos de flujo en la superficie de la estrella y que, a partir del primer segundo, el mecanismo de eyección debido a neutrinos sea el que domine.

Page y Usov (2002) hicieron el cálculo de la evolución temporal de la luminosidad de neutrinos para una estrella extraña en la fase normal. Sus resultados se presentan en la Figura 6.1, la cual nos muestra que durante una escala de tiempo muy grande, $\sim 10^5\text{ s}$, tanto la luminosidad en neutrinos como la luminosidad térmica son mayores a la luminosidad de Eddington correspondiente a una estrella extraña típica, por lo que la expulsión de protones de la estrella queda garantizada.

En la Tabla 1 se observan los valores de la pérdida de masa bariónica calculados por Woosley (1993), tanto analíticamente como numéricamente, para distintos valores del radio de la neutrosfera. Como se aprecia, la cantidad de masa expulsada es muchos ordenes de magnitud superior a la cantidad de materia (partículas cargadas), que un rotor puede llevar en sus líneas de campo, Ec. 6.14, por lo que debido al proceso de deposición de energía en la superficie de la estrella, suponemos que durante algunos segundos la estrella de quarks está en condiciones de proporcionar un flujo de partículas igual al flujo Goldreich-Julian. Dado esto, podemos calcular entonces el flujo

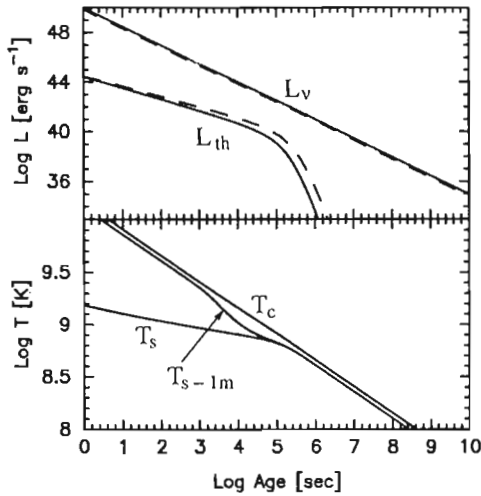


Figura 6.1: Panel superior: Luminosidades en neutrinos, L_ν , y en fotones mas pares electrón-positrón, L_{th} para una estrella en la fase normal (líneas sólidas) y en la fase 2SC de superfluidez (líneas punteadas). Panel inferior: Temperatura en el centro, T_c , en la superficie, T_s , y a 1m de la superficie, T_{s-1m} , para una estrella extraña con una masa $\sim 1,4M_\odot$ en la fase normal.[Page y Usov 2002.]

Radio (km)	$L_{\nu 53}^{tot}$ ($ergs^{-1}$)	$P_{50}(N)$ ($ergs^{-1}$)	$M(N)$ ($M_{\odot}s^{-1}$)	$M(T)$ ($M_{\odot}s^{-1}$)
10	0.05	0.007	1.7(-6)	8.1(-7)
10	0.10	0.024	6.0(-6)	4.6(-6)
10	0.20	0.082	2.0(-5)	2.6(-5)
10	0.50	0.50	1.0(-4)	2.6(-4)
30	0.50	0.82	6.3(-4)	2.6(-4)
30	1.0	2.8	2.1(-3)	1.4(-3)
30	2.0	9.5	7.2(-3)	8.2(-3)

Cuadro 6.1: Tabla 1. Pérdida de energía y energía depositada por los vientos de neutrinos. 'N'es el cálculo numérico,'T' es el cálculo analítico.[Woosley 1993.]

de partículas que arriban a la Tierra por arriba de los 10^{20} eV apartir de la ecuación 3.11, pero considerando en este caso que el tiempo de vida de un protón a una energía de 10^{20} eV es $T_{loss} \sim 3 \times 10^8$ yr y que la tasa de nacimientos de los GRBs sea $\nu_{GRB} \sim 10^{-6}$ yr $^{-1}$, por lo que el flujo es

$$J(\geq 10^{20} eV) \sim \frac{c}{4\pi} \nu_{GRB} N_i n_g T_{loss}(E_{20}) \quad (6.15)$$

$$\approx 2,9 \times 10^{-20} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \quad (6.16)$$

donde se ha utilizado la ecuación 6.14 para calcular el número total de partículas N_i , transportadas por las líneas de campo en un intervalo de diez segundos. Como se puede apreciar el flujo de la ecuación 6.16 concuerda perfectamente con aquel establecido por el grupo AGASA,

$$J(\geq 10^{20} eV) \sim (2,6_{-0,6}^{+2,5}) \times 10^{-20} cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} \quad (6.17)$$

6.5. La aceleración

La energía magnética en el viento, a través de inestabilidades y reconexión, puede ser convertida en la energía cinética del plasma y de aquí en calor o radiación en el caso de los pares e^{\pm} o con una condición geométrica (ver

¹aún no sea ha descartado que esta tasa aplique tanto para los GRB locales como para los GRBs a grandes Zs, ver Vietri 2003 para una discusión al respecto

ecuación 3.16) en aceleración de los protones. Los efectos de la disipación dependen de que tan rápido tomen lugar. Si la disipación es muy rápida tal que ocurre muy cerca del objeto central, la energía magnética en el viento es convertida en un plasma denso de pares e^{\pm} , el cual se expande creando una bola de fuego clásica; no habrá un estallido de rayos gamma como los observados. Si la disipación es por otro lado lo suficientemente lenta, la mayor parte del flujo de energía magnética puede disiparse fuera de la fotosfera del flujo (que es donde ocurre la transición de un flujo ópticamente grueso a uno ópticamente delgado y que generalmente crea la primera señal de un GRB), la disipación de la energía magnética reduce la presión total creando de esta forma un gradiente de presión que acelera al flujo hacia afuera. Una manera conveniente de describir la disipación de la energía magnética es en términos de la distancia a la cual la aproximación MHD deja de ser aplicable (ver sección 3.3 y Apéndice)

$$R_{MHD} = \lambda R_{lc} = 2 \times 10^{14} \text{ cm} \quad (6.18)$$

para una fuente con un campo de $2 \times 10^{16} G$. El valor tomado para la multiplicidad, ecuación 6.18, es $\lambda \sim 3 \times 10^7$, valor muy superior al considerado para el ambiente predominante en una estrella de neutrones, $\lambda \sim 10^4$ (ver sección 3.3). La densidad de partículas al punto R_{MHD} es (Ec. 3.8)

$$n(R_{MHD}) = N_{GJ} = \frac{\Omega B_f}{2\pi qc} \left(\frac{R_{EE}\Omega}{c} \right)^3 \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}. \quad (6.19)$$

A $r > R_{MHD}$, el campo del viento es transformado en LAEMWs cuya amplitud adimensional es $a = eE/mc\Omega$. En R_{MHD} , $a \sim 10^9$ (Blackman y Yi 1998; Lyutikov y Blackman 2001; Chen *et al.* 2002; ; Arons 2003). Como sabemos (ver secciones 3.3 y 4.3), este valor altísimo implica que las ondas electromagnéticas pueden acelerar a las partículas en sólo un periodo de oscilación. Sabemos que el caso más real para un rotor tal como una estrella de quarks es que el dipolo magnético no esté alineado al eje de rotación, es decir, que se trate de un rotor oblicuo. Pues bueno, si consideramos un rotor oblicuo entonces de las dos componentes magnéticas del rotor (componente helicoidal y alternante) será la componente alternante la que dominará dinámicamente. Es esta componente la que cambia en una escala de longitud $2\pi(c/\Omega) \sim 2 \times 10^7 \text{ cm}$. Como hemos dicho repetidamente, siguiendo la analogía de vientos de pulsares (Usov 1994), consideramos que, a pequeñas distancias, el campo magnético del viento está pegado al plasma (ver sección

3.3). Conforme el plasma avanza su densidad decrece hasta que llega a un radio R_{MHD} donde la densidad cae por debajo de la densidad Goldreich-Julian necesaria para mantener la aplicabilidad de la aproximación MHD. La topología magnética de dicho sistema esta esquematizada en la figura 6.2, donde ϑ es el ángulo entre los ejes magnético y rotacional. Cerca de los polos de rotación el campo del viento debe ser helicoidal (Coroniti 1990). Esto se debe a que el campo se origina en una única capa polar. Cerca del ecuador rotacional, el campo magnético toroidal del viento cambia de polaridad en la escala de distancia antes mencionada. Cada franja magnética está separada por *hojas* de corrientes J_θ .

Hemos venido considerando hasta ahora la física que normalmente se aplica a las estrellas de neutrones para nuestro modelo que se basa en una estrella de quarks. El principal soporte para hacer esto es, como se discute en la sección 6.2. , la posibilidad que existe de que alguna fracción importante sino es que el cien por ciento, de las estrellas de neutrones sean en realidad estrellas formadas por materia de quarks, por lo que hasta el momento no encontramos impedimento alguno en pensar que toda la física de pulsares en estrellas de neutrones sea aplicable a nuestro escenario. Por lo que basados en esto, podemos considerar también que las simulaciones hechas para los vientos de nebulosas de pulsares son también aplicables en nuestro caso. Arons (2003) discute las simulaciones que el realizó donde encontró que en dichos vientos la cantidad de voltaje aplicada a los iones en el viento era de 10 %. Esto nos permite aplicar de manera directa la ecuación 3.6 para calcular así la energía máxima que los protones pueden alcanzar en nuestro escenario basados en una simulación para pulsares. Sin embargo, en nuestro caso, las diferencias de voltaje maximas en el viento, a una distancia muy lejos del cilindro de luz quedan determinadas por (Ruderman y Sutherland 1975, ver Apéndice)

$$\Delta\Phi_{max} = \frac{\Omega^2 B_f R^3}{2c^2} \approx 1,1 \times 10^{24} \left(\frac{\Omega}{10^4 s^{-1}} \right)^2 \left(\frac{B_f}{2 \times 10^{17} G} \right) \left(\frac{R}{10^6} \right)^3 V \quad (6.20)$$

Vemos que aun si consideramos, como lo hace Arons, que solo el 10% del voltaje total es transferido a los iones, entonces tenemos una energía muy por encima de lo actualmente observado.

Adicionalmente a este factor de eficiencia, una vez que los protones son acelerados, estos pueden colisionar con los protones del plasma y perder parte

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

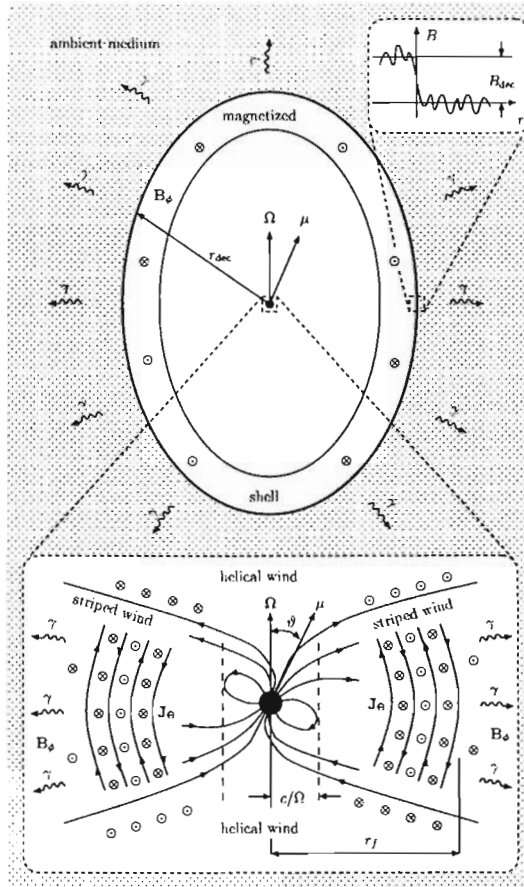


Figura 6.2: Representación esquemática de la región donde el campo magnético es disipado en un flujo relativista dando origen a ondas electromagnéticas de gran amplitud (Usov 1997)

de su energía. Se puede ver que la condición 4.8,

$$\frac{\sigma_{pp} n_{p0} R_0}{\Gamma_p} = \frac{\sigma_{pp} N_{CJ} R_{MHD}}{\Gamma_p} \quad (6.21)$$

$$= \frac{30mb \cdot 10^8 cm^{-3} \cdot 2 \times 10^{14} cm}{10^3} \quad (6.22)$$

$$\sim 6 \times 10^{-2} \leq 1 \quad (6.23)$$

la cual nos asegura que no hay colisiones de este tipo, se cumple para los valores apropiados $n_{p0} = N_{CJ}$ (ec. 6.19) y $R_0 = R_{MHD}$, $\Gamma_p \sim 10^3$ siendo el factor de Lorentz del plasma. Además, Arons (sección 3.3.) hizo ver que si la aceleración tomaba lugar a radios muy grandes entonces las pérdidas adiabáticas y de sincrotón también eran despreciables (Ec. 3.22).

Por último, los rayos cósmicos pueden perder energía debido a colisiones con el intenso campo fotónico que aparece una vez que el viento deja de moverse adiabáticamente, es decir, cuando se genera el *afterglow*. Cada colisión decrece en aproximadamente 10% la energía del protón acelerado (Waxman 1995); no obstante, el tiempo característico para que ocurra este mecanismo, $t_{p\gamma} \sim 10/n_\gamma \sigma_{p\gamma} c$, es mayor al tiempo de expansión del viento, aún cuando éste último este entrando al régimen no adiabático. La sección transversal asociada a este proceso es $\sigma_{p\gamma} \approx 10^{-29}$ y la densidad fotónica está dada por la luminosidad fotónica en la región desacelerante $L_\gamma = 4\pi r_d^2 c \gamma n_\gamma \epsilon_\gamma$, donde ϵ_γ es la energía del fotón observado, por ejemplo, $\epsilon_\gamma \sim 1$ MeV. Un punto muy importante a mencionar, es que, en nuestro caso, al considerar que el objeto central es una estrella de quarks, y ya que éstas están asociadas a sistemas LMXB, los cuales son sistemas muy viejos que pueden estar en regiones con un medio interestelar de muy baja densidad (por ejemplo, en cúmulos globulares), nosotros esperamos que una fracción importante de los GRBs, tal como los describimos aquí, no producirá un *afterglow*, por lo que las posibles pérdidas asociadas a las colisiones entre los rayos cósmicos con el campo fotónico se ven muy reducidas.

Sin embargo, una vez formadas las LAEMWs, la interacción de éstas con el plasma puede traer consigo una serie de inestabilidades muy importantes en el plasma. De experimentos de laboratorio se sabe que las inestabilidades producidas por medio de la interacción radio electromagnética fuerte con el plasma son, de hecho, inestabilidades muy violentas (Kruer 1988). Es decir, a diferencia de lo tratado en la sección 4.3., donde Chang et al. consideran que no existe ninguna perturbación en el plasma perpendicular al movimiento

de las partículas y que, por ende, las pérdidas de energía son mínimas, al parecer el caso más factible de ocurrir en la realidad es aquel donde existe una turbulencia generada por el paso de las ondas de Alfvén en el caso de la sección 4.3. u ondas electromagnéticas en nuestro caso. Es nuestro interés el presentar el escenario más realista con la información que tenemos hasta el momento, y la turbulencia generada en estas condiciones parece ser un ingrediente ampliamente aceptado (Zhang y Meszaros 2003).

Si el plasma contiene una componente importante de iones (tal como la requerida para producir un GRB) la propagación de las LAEMWs será significativamente inestable. Por turbulencia electromagnética queremos decir que, al momento de ser generadas las ondas electromagnéticas a partir del radio donde la aproximación MHD ya no es aplicable (Ec. 6.18), cada parte de la onda se mezclará con otras partes de otras ondas, de modo que se generará una mezcla electromagnética, la cual crea un amplio espectro de campos electromagnéticos. Por supuesto que habrá una aceleración de partículas en estas condiciones pues la turbulencia implica la disipación de la energía magnética, la cual puede ser transferida a las partículas cargadas, ya sea para producir un GRB tal como se mide en las curvas de luz o en nuestro caso para producir partículas altamente energéticas. Cabe remarcar aquí la distinción de lo que estamos haciendo nosotros de lo que propusieron Chang et al. (sec. 4.3.), pues ellos consideran que la zona de aceleración de las protones comienza a $\sim 10^9$ cm del objeto central donde, por cierto, está situada la fotosfera de un GRB y donde las ondas de Alfvén son las que generan un gradiente de aceleración mientras las partículas viajan sobre éstas.

Nosotros, por el contrario, consideramos la zona de aceleración a partir del mismo momento que las LAEMWs son generadas y más aún, consideramos la inherente generación de una turbulencia a partir del paso de las ondas electromagnéticas. Además la tasa de reconexión de las líneas de campo cerca del cilindro de luz, que es donde se considera la aceleración, y que es responsable de la generación de las ondas de Alfvén necesarias para la aceleración en el modelo de Chang et al., es incierta (Spruit y Drenkhahn 2003) y, por ende, no se sabe a ciencia cierta si tales ondas de Alfvén se pueden desarrollar en una razón tal que el escenario de Chang et al. sea satisfecho. De lo visto en la sección 4.2 podemos afirmar que el mecanismo de aceleración de Fermi tampoco es un mecanismo eficiente en el caso de un escenario realista de un GRB. Aunque en la turbulencia las partículas encontrarán componentes aleatorias de los campos eléctricos y magnéticos perpendiculares a su vector de velocidad, lo que las hará radiar y perder energía, la aceleración

de las partículas ocurre más rápido que el drenado de energía (Lyutikov y Blackman 2001). El espectro de las partículas del plasma quedará determinado por la competencia entre la aceleración y la radiación en los campos electromagnéticos. Si existe un balance entre estos dos procesos, entonces se puede considerar un espectro estacionario en donde la energía de las partículas dependerá poco de los detalles del mecanismo de aceleración. El proceso de aceleración puede ocurrir en dos regímenes (Lyutikov y Blackman 2001): uno de máxima eficiencia que correspondería al proceso de aceleración descrito en la sección 4.3., donde las pérdidas de energía son despreciables, y otro donde se produce propiamente la aceleración estocástica. Para el caso puramente estocástico, la longitud de correlación l_c , del campo eléctrico (o magnético) puede ser mucho menor que la longitud de radiación l_r , $l_c \ll l_r$, lo cual significa que el campo efectivo acelerante, está disminuido en un factor $\sqrt{l_c/l_r}$ lo cual se interpreta como un deficit efectivo de la coherencia entre la velocidad de la partícula y el campo eléctrico acelerante. Suponiendo el peor de los escenarios para la aceleración, donde la energía de la turbulencia está concentrada cerca de la escala más pequeña de la turbulencia, se calcula el límite inferior de la eficiencia de la aceleración f en términos de parámetros fundamentales (Lyutikov y Blackman 2001)

$$f = \left(\frac{2r_p \Omega}{c} \right)^{1/7} \sim 10^{-2,5} \quad (6.24)$$

donde en lugar del radio clásico del electrón, r_e (Lyutikov y Blackman 2001), hemos utilizado el radio clásico del protón. El hecho de conocer el límite inferior en la aceleración nos permite cuantificar si en un caso realista nuestro modelo puede producir UHECRs a partir de un GRB. Recordando que la energía máxima disponible es del orden $E_{max} \sim 1,1 \times 10^{24}$ eV, entonces si la aceleración es prácticamente turbulenta, Ec. 6.24, debido a las condiciones inherentes a un GRB, nuestro modelo aún puede reproducir las energías máximas observadas. Por lo que estamos en condiciones de promover este escenario como uno de aquellos que tendrán que ser puestos a prueba cuando mas estadística se adquiera.

6.6. Espectro

El espectro correspondiente al caso de máxima aceleración, donde las LAEMWs son las responsables de acelerar los protones a energías ultrarela-

tivistas, queda determinado tal como se obtiene en la sección 4.3. Es decir, en nuestro caso, también se considera que hay un proceso estocástico donde las partículas encuentran fases de la onda que aceleran y fases de la onda que desaceleran, de modo que, al considerarse que las pérdidas de energía son mínimas, se alcanza un comportamiento proporcional a E^{-2} .

Por otra parte, el espectro asociado a la turbulencia relativista electromagnética generada en el viento del GRB depende de a que escala se concentre la energía de la turbulencia, y debido a la complejidad de dicha situación es un punto que queda abierto en nuestro modelo. Sin embargo, podemos decir que se argumenta con frecuencia que el espectro de las partículas asociado a un proceso estocástico puramente electromagnético va como E^{-1} (Blasi et al. 2000; Arons 2003).

Éste tipo de comportamiento en el espectro nos dice que en lugar de reproducir el corte GZK, posiblemente el flujo observado hoy en día no sea el flujo real. El advenimiento de nuevos laboratorios de detección como el proyecto Pierre Auger hará posible el conocer si tal extrapolación del corte GZK en realidad toma lugar.

6.7. Colimación

Como ya decíamos en la sección 5.1 la colimación es un ingrediente clave en toda formulación teórica de GRBs. En su estado actual el modelo de Ruderman et al. (2000) para un objeto central en el cual nos basamos, no resuelve el problema de la colimación. La auto-colimación es una idea popular en modelos magneto-centrífugos de aceleración en jets, pero no funciona tan bien en flujos que ya son relativistas cerca del objeto central. Si se consideran inestabilidades MHD internas en un flujo auto-colimado se alcanzan altísimos grados de colimación los cuales de vuelven problemáticos para la dinámica del flujo (Spruit et al. 1997). Distintos autores piensan que la colimación debe ser hecha por algo más (Drenkhahn y Spruit 2003). Nosotros nos apegamos a aquella suposición teórica de que los pulsares (y, en nuestro caso, estrellas extrañas) deben generar flujos colimados (Michel 1985; Sulkanen y Lovelace 1990). Los pulsares del Cangrejo, Vela, PSR B1509-58 y PSR B1951+32 todos muestran que, de hecho, este es el caso (Gaensler et al. 1999).

Capítulo 7

Conclusiones

Se ha presentado un modelo de producción de rayos cósmicos de ultra alta energía bajo la suposición de que éstos son acelerados en el viento producido por una estrella formada por materia de quarks la cual nace con rotación diferencial. Tales tipos de estrellas poseen las características necesarias para producir un estallido de rayos gamma. Una de las principales ideas aquí consideradas es que el viento producido por la estrella de quarks está altamente magnetizado, debido a la rotación diferencial de la misma. Esto es contrario a la suposición ampliamente considerada de que la mayor parte de la energía disponible desde la estrella es expulsada en forma de energía cinética de las partículas en el viento, suposición cuya efectividad para acelerar partículas esta en entredicho. Bajo nuestra suposición, la aproximación MHD del campo magnético en el viento es válida hasta una distancia muy lejos de la estrella de quarks donde la densidad en el plasma es muy baja como para mantener la estructura estacionaria del campo, dando paso a la creación de ondas electromagnéticas de gran amplitud. Tales ondas poseen la cualidad de que las partículas en el plasma del viento pueden viajar a través de ellas siendo aceleradas a velocidades relativistas debido al intenso campo eléctrico perpendicular a la trayectoria de dichas partículas. Debido a su movimiento relativista, las partículas aceleradas tienen asociadas a ellas pérdidas de energía por radiación tipo sincrotrón y de curvatura que son despreciables. La energía máxima que un protón puede alcanzar en dichas condiciones queda determinada por la expresión $E = q\eta\Delta\Phi_{max}$, donde la diferencia de voltaje máxima en el viento es $\Delta\Phi_{max} \approx 10^{24}$ eV y el factor de eficiencia de la aceleración, $\eta \sim 0,1$, queda determinado por el análisis previamente hecho de la física de las nebulosas de pulsares. Nuestro modelo incluye todas las pérdidas de

energía posibles que un protón puede sufrir al ser acelerado en tal ambiente. Las pérdidas de energía debidas a la colisión entre un protón en las últimas etapas de su aceleración con un protón en reposo en el plasma son tratadas de una manera muy sencilla, imponiendo una condición para que la probabilidad de que ocurran dichas colisiones sea nula. Esta condición se satisface para un amplio intervalo de valores considerados de la densidad de protones y de la distancia donde la transición toma lugar. De manera alterna a este modelo, donde la estructura de las ondas se mantiene a lo largo del viento, analizamos el caso cuando, una vez creadas, las ondas electromagnéticas de gran amplitud son inestables debido a su interacción con el plasma, dando paso a una turbulencia electromagnética relativista. Bajo tales condiciones, el factor de eficiencia de la aceleración fue calculado para los protones y, en particular, en el caso más catastrófico, aquel cuando la energía de la turbulencia esta concentrada a pequeñas escalas, se obtuvo el límite inferior de la eficiencia de la aceleración, $\eta \sim 10^{-2,5}$. Ambas suposiciones sobre el comportamiento de las ondas electromagnéticas de gran amplitud son las dos principales ideas que se trabajan hoy en día en los modelos que invocan vientos altamente magnetizados para la generación de estallidos de rayos gamma. Por último, una vez que los protones son acelerados, éstos deben escapar del campo fotónico producido por la interacción del viento con el medio interestelar circundante. Las pérdidas debidas a esta interacción parecen no ser catastróficas si la escala de tiempo para que ocurran colisiones entre un rayo cósmico y un fotón del campo fotónico es mayor al tiempo que el viento toma en desplazarse a través de esta zona. Sin embargo, al suponer que las estrellas extrañas con rotación diferencial generan el viento, no sólo se está delineando el objeto que produce el viento, cosa que nunca es discutida en los modelos de producción de rayos cósmicos a partir de estallidos de rayos gamma, sino que además, debido a que este tipo de estrellas nacen en sistemas binarios de rayos X de baja masa, los cuales son principalmente encontrados en cúmulos globulares donde el medio circundante es extremadamente tenue, nosotros esperamos que en nuestro modelo las pérdidas de energía asociadas a la interacción de los rayos cósmicos con el campo fotónico sean mínimas. La forma exacta que el espectro de partículas tomará dependerá de si se desarrolla una turbulencia o no. En el caso de máxima aceleración el espectro asociado tiene un comportamiento típico entre los modelos estocásticos, $\sim E^{-2}$, por otra parte, si la turbulencia se forma, el espectro asociado, $\sim E^{-1}$, difiere considerablemente del espectro observado en la Tierra, $\sim E^{-2,7}$, por lo cual aún cuando haya efectos que cambien el espectro conforme las partículas llegan a la Tierra, la

posibilidad queda abierta para que no sólo el espectro detectado por futuros experimentos sea distinto al actualmente medido, sino que además éste se extienda a energías más allá de las observadas actualmente, $\sim 10^{20}$ eV, debido a que en principio nuestro modelo puede proporcionar mayor energía.

Apéndice A

A.1. *Electrodinámica elemental de pulsares*

El primer concepto importante en la electrodinámica de los pulsares es el de “cilindro de luz”, Figura A.1: es un cilindro ficticio cuyo eje es el eje de rotación del pulsar y cuyo radio es:

$$\text{Radio del cilindro de luz : } R_{lc} = \frac{c}{\Omega} \simeq 50 \text{ km} \left(\frac{P}{1 \text{ ms}} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$(\text{A.2})$$

donde Ω es la frecuencia de rotación del pulsar y $P \equiv 2\pi/\Omega$ su periodo. Considerando el campo magnético del pulsar como esencialmente dipolar, la electrodinámica clásica distingue tres zonas. La zona estática, a distancias $r \ll R_{lc}$, donde el campo magnético tiene la estructura de un campo estático rotando con frecuencia Ω ; la zona de radiación, a distancias $r \gg R_{lc}$ donde el campo electromagnético es de tipo radiativo, y la zona intermedia, $r \sim R_{lc}$ que marca la transición. En primera aproximación, en los modelos cualitativos de pulsares, se acostumbra despreciar la zona intermedia y cuantificar el campo magnético de la siguiente manera:

$$r < R_{lc} : B(r) \sim B_p \left(\frac{R}{r} \right)^3 \quad \Rightarrow \quad B_{lc} \sim B_p \frac{R^3 \Omega^3}{c^3} \quad (\text{A.3})$$

$$r > R_{lc} : B(r) \sim B_{lc} \frac{R_{lc}}{r} \quad \Rightarrow \quad B(r) \sim B_p \frac{R^2 \Omega^2}{c^2 r} \quad (\text{A.4})$$

donde B_p es el valor del campo magnético en la superficie del pulsar de radio R . Las líneas de campo que salen de la superficie de la estrella y que alcanzan a regresar a ella sin salirse del cilindro de luz forman una estructura en forma

de dona, una región de "líneas cerradas", mientras que las otras líneas de campo, que salen de la estrella cerca de los polos magnéticos y cruzan el cilindro de luz, se transforman en un campo toroidal en la zona radiativa. Si consideramos un dipolo alineado con el eje de rotación, las líneas de campo en la zona estática tienen como ecuación (en coordenadas esféricas):

$$\frac{r}{\sin^2 \theta} = \text{const.} \quad (\text{A.5})$$

Bajo esta aproximación podemos ubicar a las últimas "líneas abiertas" de campo del casquete polar ("polar cap" en inglés), en términos del ángulo polar en la superficie del pulsar θ_{pc} , dichas líneas son tangentes al cilindro de luz en el plano ecuatorial en $r = R_{lc}$,

$$\frac{R_{lc}}{\sin^2 \frac{\pi}{2}} = \frac{R}{\sin^2 \theta_{pc}} \implies \sin^2 \theta_{pc}^2 \simeq \theta_{pc}^2 = \frac{R}{R_{lc}} = \frac{\Omega R}{c} \quad (\text{A.6})$$

y el área del casquete polar es

$$A_{pc} = \pi R^2 \theta_{pc}^2 = \frac{\pi \Omega R^3}{c} \quad (\text{A.7})$$

En el caso de que el momento dipolar no esté alineado con el eje de rotación estas formulas todavía dan una buena aproximación al tamaño del casquete polar.

Podemos ahora calcular el flujo magnético a través del casquete polar, es decir el flujo debido a las líneas de campo abiertas

$$\psi_{mag} = A_{pc} B_p = \pi R^2 \theta_{pc}^2 B_p = \pi R^3 B_p / R_{lc} = \pi R_{lc}^2 B_{lc} \quad (\text{A.8})$$

y el voltaje a través del viento, ubicado en las líneas abiertas e iniciándose alrededor del cilindro de luz, se puede estimar como

$$\Phi_{viento} \approx r E_{\perp}(r)|_{lc} = r B(r)|_{lc} = R_{lc} B(R_{lc}) \quad (\text{A.9})$$

$$= \frac{\psi_{mag}}{\pi R_{lc}} = \Phi_{mag} \quad (\text{A.10})$$

$$= \frac{\mu}{R_{lc}^2} = \frac{\Omega^2 \mu}{c^2} \quad \text{donde } \mu \equiv B_p R^3 \quad (\text{A.11})$$

En lo que concierne a este trabajo de tesis, hemos considerado que la única manera de extraer energía del objeto central es a través de la energía

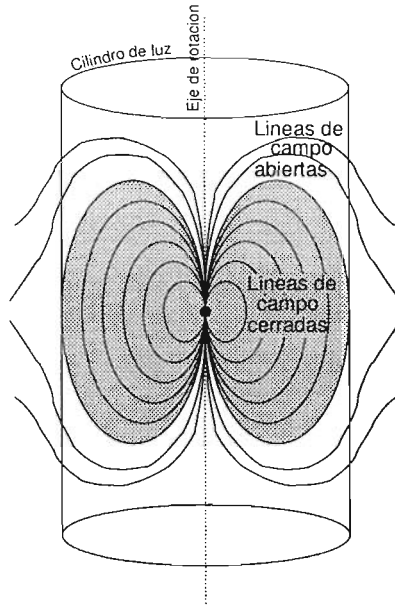


Figura A.1: Representación esquemática del cilindro de luz para un rotador alineado

rotacional del mismo objeto, y que dicha energía rotacional es extraída en forma de energía electromagnética. Por lo que, si consideramos a la estrella como un rotor magnetizado, una buena aproximación es considerar únicamente la luminosidad asociada al momento dipolar magnético, el cual es el término dominante en la expansión multipolar. De la teoría electromagnética clásica, sabemos que la luminosidad asociada al momento dipolar magnético para un dipolo que rota en el vacío es (Jackson 1998):

$$\dot{E}_{EM} \approx L_{md} = \frac{B^2 R^6 \Omega^4}{3c^3} \sin^2 \alpha \quad (\text{A.12})$$

(α siendo el ángulo entre el dipolo y el eje de rotación) y esta luminosidad corresponde a la energía radiada en forma de ondas electromagnéticas con frecuencia Ω (radiación magneto-dipolar). Este resultado se puede obtener

también considerando sencillamente la luminosidad asociada a la densidad de energía magnética, $\rho_M = B_{lc}^2/8\pi$, en la zona del cilindro de luz escapándose a la velocidad de la luz

$$\begin{aligned} L_{lc} &\approx c \cdot \rho_M \cdot 4\pi R_{lc}^2 \\ &\approx c B_{lc}^2/8\pi \cdot 4\pi R_{lc}^2 \\ &\approx \frac{B_p^2 R^6 \Omega^4}{2c^3} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

lo cual es practicamente idéntico a la Ec. A.12.

A.2. Aproximación MHD

En este trabajo consideramos la aceleración de cargas a ultra altas energías, las cuales suponemos fueron eyectadas de la magnetosfera de la estrella. Cuando consideramos una aproximación MHD del plasma de la magnetosfera y/o del viento, lo que queremos decir es que el gas alrededor de la estrella esta altamente ionizado, es decir, que existe suficiente densidad de carga, ρ , en el plasma como para corto-circuitar el campo eléctrico en la magnetósfera de la estrella,

$$\vec{E} = -\frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{B} \quad (\text{A.14})$$

donde $\vec{v} = \vec{\Omega} \wedge \vec{r}$ es la velocidad de rotación del plasma y de las líneas de campo. Si el plasma alrededor de la estrella es un excelente conductor eléctrico, entonces se logra anular el campo eléctrico, y el campo magnético poseerá un carácter estacionario a lo largo de esta aproximación, $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$. Esto se logra al resolver la ecuación $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho$, donde $\rho = e(n_+ - n_-)$ es la densidad total de carga. Observamos que la condición $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ se cumple para la densidad crítica

$$\rho_{GJ} = -\frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \left[\frac{1}{1 - (\Omega r/c)^2 \text{sen}^2\theta} \right] \quad (\text{A.15})$$

llamada densidad de Goldreich Julian (1969). Las máximas diferencias en el potencial en un rotor magnético quedan determinadas por $\Delta\Phi_{viento} \approx \psi_{mag}\Omega$. De modo que podemos aproximar $\Phi_{viento} = \Omega^2 \mu/c^2$ (Ec. A.11) y se puede

ver que si consideramos las pérdidas de energía debidas a la corriente $I_{CJ} \sim c\rho_{CJ}A_{pc}$, entonces obtenemos la luminosidad

$$L_{CJ} = I_{CJ}\Phi_{viento} = c\rho_{CJ}A_{pc} \left(\frac{\Omega^2 B_p R^3}{c^2} \right) \quad (A.16)$$

$$\approx \frac{\Omega^2 B_p R^3}{2c} \left(\frac{\Omega^2 B_p R^3}{c^2} \right) \quad (A.17)$$

$$\approx \frac{B_p^2 R^6 \Omega^4}{2c^3} \quad (A.18)$$

Como vemos, las ecuaciones A.12, A.13, y A.18 tienen expresiones muy parecidas entre sí. Cabe señalar que aunque la ecuación A.12 se refiere al caso cuando el rotor está en el vacío, esta se parece mucho a la ecuación A.18. La ecuación A.18 debe ser tratada con cuidado pues nos dice que todo el voltaje es aplicado a las cargas que conforman la corriente I_{CJ} , caso que no ocurre en realidad (ver texto). La ecuación A.13 hace referencia directa a la densidad de energía magnética contenida en el cilindro de luz y no a las cargas que existen en la magnetósfera. La importancia de estos resultados elementales es que, sea la que sea la manera con la cual se estima la pérdida de energía del pulsar, se obtiene esencialmente el mismo resultado (lo cual también resulta sencillamente de análisis dimensional), pero no queda determinado como la energía se distribuye entre el campo y el plasma.

Hasta la fecha no hay consenso sobre el mecanismo mediante el cual se proporciona la suficiente cantidad de carga, principalmente pares e^\pm , alrededor de la estrella como para mantener una magnetósfera donde la aproximación MHD sea aplicable (ver, por. ej. Michel 1982 y 1991). Una primera propuesta fue aquella que consideraba que el campo eléctrico en la superficie de la estrella era mayor a la fuerza gravitacional ejercida por una estrella de neutrones sobre las partículas en su superficie de modo que las partículas cargadas eran desprendidas de la superficie de la estrella en tal cantidad que la densidad ρ_{CJ} era una buena aproximación (Goldreich y Julian 1969). Sin embargo, Ruderman y Sutherland (1975) consideraron que este no podía ser el caso ya que los iones en la superficie están tan "cristalizados", es decir, atados por el campo magnético, que es imposible que dichos iones sean arrancados de la superficie. Según ellos los pares e^\pm son creados cuando por momentos el campo eléctrico es paralelo al campo magnético de modo que $\vec{E} \cdot \vec{B}$ no es cero y se aceleran algunos electrones de modo que estos ganan energía, coli-

sionan con fotones dándoles su energía, y estos a su vez colisionan con otros fotones creando pares, de modo que este proceso genera la cantidad requerida de carga. Es importante resaltar que hace poco, Spitkovsky y Arous (2002), hicieron las primeras simulaciones con un código de plasma 3D (“Particles In Cell”, “PIC”) de la zona alrededor de una estrella de neutrones encontrando que después de varias rotaciones de la estrella, se alcanza una estructura de la magnetosfera parecida a la que habían descrito Goldreich y Julian hace mucho tiempo, sin embargo estas simulaciones no son concluyentes y se espera que haya mayor avance en este sentido en el futuro cercano. De particular relevancia es el descubrimiento reciente del primer sistema de un doble pulsar, el J0737-3039, en el cual el haz de radio de uno de los pulsares, cuando ambas estrellas están en conjunción con respecto a la Tierra en su movimiento orbital, pasa a través de la magnetosfera de su compañero, dándonos así una escaneada de su magnetósfera (Demorest et al. 2004). Tal tipo de interacción permitirá analizar de cerca dichas magnetósferas en un futuro próximo.

A.3. *Parámetro σ*

La aceleración de las partículas en el viento de un pulsar más allá del cilindro de luz queda determinada por el parámetro adimensional (Michel 1969):

$$\sigma = \frac{\Omega^2 \psi^2}{4\pi f c^3} \quad (\text{A.19})$$

donde

$$f = \rho v_r r^2, \quad \psi = r^2 B_r, \quad \rho = n_{\pm} m,$$

n_{\pm} es la densidad de pares electrón-positrón, m es la masa de un electrón, v_r es la velocidad radial y B_r es la componente radial del campo magnético. Podemos expresar en otros términos este parámetro si tomamos en cuenta la continuidad en el flujo magnético $\psi = \text{constante}$ y si tomamos en cuenta que en el cilindro de luz, $B_r = B_p (R/R_{lc})^3$ y $\psi = B_p R^2 (\Omega R/c)$. Por lo que si consideramos $v_r \approx c$ para un plasma relativista, entonces obtenemos (Ec. A.12)

$$\sigma \approx \frac{L_{md}}{mc^2 \dot{N}_{\pm}} \quad (\text{A.20})$$

donde \dot{N}_{\pm} es el flujo de electrones y positrones desde el pulsar.

A.4. Ecuaciones

Ecuación 5.1

Basta con tan sólo dar una aproximación, pues sabemos que durante la contracción la enana blanca cuyo radio R_{WD} cambia al radio de la estrella de neutrones R_{NS} queda determinada la velocidad de rotación promedio de la estrella de neutrones considerando que $R_{WD} \approx 10^3 R_{NS}$ y que $P_{WD} \approx 10^3 s$

$$\tilde{\Omega}_{NS} \approx \Omega_{WD} \left(\frac{R_{WD}}{R_{NS}} \right)^2 \approx 10^4 s^{-1} \quad (\text{A.21})$$

donde $\Omega_{WD} = 2\pi/P_{WD}$ es la velocidad de rotación de la enana blanca.

Ecuación 5.2 La velocidad angular central de una estrella de neutrones es

$$\Omega_{c,NS} = \Omega_{WD} \left(\frac{\rho_c(NS)}{\rho_c(WD)} \right)^{2/3} \quad (\text{A.22})$$

donde se ha considerado que la velocidad de rotación de la enana blanca es constante (momento angular total se conserva) durante la transformación a una estrella de neutrones y de la ecuación A.21 tenemos la velocidad de rotación promedio de la estrella de neutrones por lo que las partes centrales rotan más lento que las partes externas por un factor,

$$\begin{aligned} \frac{\Omega_{c,NS}}{\tilde{\Omega}_{NS}} &= \left(\frac{\rho_{NS}}{\rho_{WD}} \right)^{-2/3} \left(\frac{\rho_c(NS)}{\rho_c(WD)} \right)^{2/3} \\ &= \left[\frac{\bar{\rho}_{NS} \rho_c(WD)}{\bar{\rho}_{WD} \rho_c(NS)} \right]^{-2/3} \\ &\approx 10^{-2/3} \approx 0,2 \end{aligned}$$

Ecuación 5.7

El campo toroidal en función del tiempo lo podemos aproximar por

$$B_\phi = B_b + t B_p \Delta\Omega \quad (\text{A.23})$$

donde $\Delta\Omega \approx \Omega$ es la diferencia en la velocidad angular a lo largo de la estrella, y tenemos que la fuerza boyante del campo magnético es

$$F_b = \frac{B_\phi^2 g}{8\pi c_s^2} \quad (\text{A.24})$$

que como vemos depende del cuadrado del campo toroidal menos aquella componente de la fuerza contrarrestante de boyancia, que hace que haya un balance cuando $B_\phi = B_b$, por lo que la fuerza de boyancia se puede escribir

$$F_b = \frac{tB_b B_p \Delta \Omega g}{4\pi c_s^2} \quad (\text{A.25})$$

y si consideramos que podemos aproximar $F_b \sim \rho R t^{-2}$ podemos resolver para τ_b al igualar las dos ultimas expresiones de la fuerza boyante, de modo que

$$\tau_b \approx \left(\frac{24\pi R c_s^2 \rho}{B_b B_p g \Delta \Omega} \right)^{1/3} \quad (\text{A.26})$$

Ecuación 5.9

Tenemos que la masa de la estrella es $M_* = V_* \rho$ y por otro lado sabemos de lo anterior que si sustituimos la expresión para el equilibrio entre la fuerza boyante y la estratificación de la estrella $B_\phi^2 = 8\pi f_B \rho c_s^2$ en la Ecuación A.24 podemos expresar a esta última como $F_b = f_B \rho g$, luego entonces igualando esta expresión con aquella para la fuerza boyante en términos de la velocidad de rotación, Ec. A.25, podemos resolver para la masa levantada por el tubo de flujo

$$M = \frac{\tau_b R^3 B_b B_p \Omega}{f_B 24\pi c_s^2} \quad (\text{A.27})$$

la cual con respecto a la masa de la estrella es

$$\frac{M}{M_*} = \frac{\tau_b R^3 B_b B_p \Omega}{f_B V_* \rho 4\pi c_s^2} \quad (\text{A.28})$$

substituyendo A.26

$$= \frac{V}{V_*} \left[\left(\frac{3}{4\pi} \right)^3 \frac{24\pi R c_s^2 \rho (B_b B_p \Omega)^3}{B_b B_p g \Omega 4\pi^3 f_B (\rho c_s^2)^3} \right]^{1/3}$$

substituyendo $B_b^2 = 8\pi f_B \rho c_s^2$

$$\begin{aligned} &= \frac{V}{V_*} \left[\left(\frac{3}{4} \right)^3 \frac{24 R B_p \Omega^2 8\pi \rho c_s^2}{\pi^2 g (4\pi)^3 f_B (\rho c_s^2)^2} \right]^{1/3} \\ &= \frac{V}{V_*} \left[24(3)^2 \left(\frac{3R\Omega^2}{2\pi 4^3 \pi^2 g} \right) \left(\frac{B_p}{4\pi f_B \rho c_s^2} \right) \right]^{1/3} \end{aligned}$$

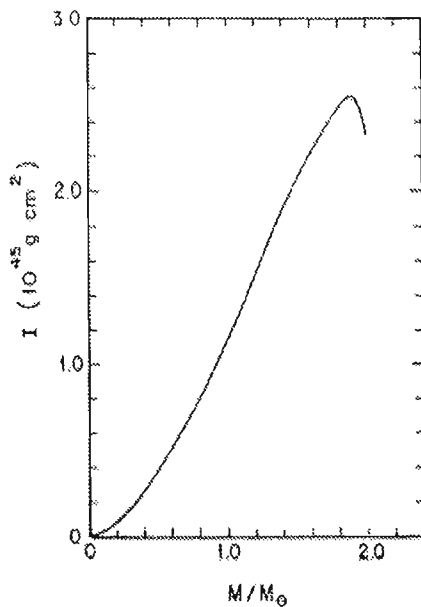


Figura A.2: Cálculo del momento de inercia para una estrella de quarks a partir de varios modelos para estrellas extrañas. [Alcock et al. 1986.]

la cual sin pérdida de generalidad puede expresarse como

$$\sim \frac{V}{V_*} \left[f_B \left(\frac{3R\Omega^2}{\pi^2 g} \right) \left(\frac{B_p}{4\pi\rho c_s^2} \right) \right]^{1/3}$$

Ecuación 5.14

El número total de subestallidos emitidos posible es la razón de la energía rotacional total disponible entre la energía de cada subestallido, tomando en cuenta que $6 \times 10^{51} \sim B_f^2 R^3$ entonces

$$N_p = \frac{E_{max}}{E_B} = 6 \frac{E_{max}}{B_f^2 R^3} \left(\frac{V}{V_*} \right)$$

Ecuación 5.15

Si las corrientes de conducción son la única fuente de los campos electromagnéticos, y si un rayo de partículas transporta toda la corriente, entonces la tasa de energía rotacional puede expresarse por $\dot{E}_{rot} = I\dot{\Phi}_{mag} = qc\dot{N}\Phi_{mag}$ y

$$\begin{aligned}\dot{N}_z &= c \left(\frac{\Omega B_{\text{dipolo}}}{2\pi c} \right) (2\pi A_{cap}) \\ &= \frac{\Omega^2 \mu}{qc} = \frac{\dot{E}_{rot}}{q\Phi_{mag}}\end{aligned}$$

donde A_{cap} esta dado por la Ec. A.7.

Bibliografía

- Alcock, C., E. Farhi, y A. Olinto, 1986, *ApJ*, **310**, 261.
- Al-Dargazelli, S. S., A. W. Wolfendale, A. Smialkowski, y J. Wdowczyk, 1996, *J. Phys. G*, **22**, 1825.
- Alpar, M. A., 1987, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2152.
- Arons, J., y E. T. Scharlemann, 1979, *ApJ*, **231**, 854.
- Arons, J., 2003, *ApJ*, **589**, 871.
- Axford, W. I., 1994, *ApJ*, **90**, 937.
- Baring, M., y A. K. Harding, 2001, *ApJ*, **547**, 929.
- Barrow, J. D., P. G. Ferreira, y J. Silk, 1997, *Phys. Rev. Lett.*, **78**, 3610.
- Beck, D. J., et al., 1994, *ApJ*, **424**, 491.
- Berezinsky, V. S., et al., 1990, *Astrophysics of Cosmic Rays (North-Holland, Amsterdam/New York)*.
- Berezinsky, V. S., M. Kachelriess, y A. Vilenkin, 1997, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 4302.
- Bhattacharjee, P., 1997, *Proceedings of ICRR Symposium on Extremely High Energy Cosmic Rays: Astrophysics and Future Observatories*, edited by M. Nagano, pag. 125.
- Biermann, P. L., y P. A. Streitmatter, 1987, *ApJ*, **322**, 643.
- Biermann, P. L., G. Medina-Tanco, R. Engel, y G. Pugliese, 2004, *ApJ*, **604**, L29.
- Bird, D., et al., 1993, *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 3401.
- Bird, D., et al., 1994, *ApJ*, **424**, 491.
- Bird, D., et al., 1999, *ApJ*, **511**, 739.
- Blackman, E. G., I. Yi, y G. B. Field, 1996, *ApJ*, **473**, L79.
- Blanco-Pillado, J. J., R. A. Vázquez, y E. Zas, 2000, *Phys. Rev. D*, **61**, 123003.
- Blanford, R. D., 2002, *Lighthouses of the Universe*, astro-ph/0202265.
- Blasi, P., R. I. Epstein, y A. V. Olinto, 2000, *ApJ*, **533**, L123.

- Boldt, E., y P. Gosh, 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **307**, 491.
- Cesarsky, C. J., 1992, *Nucl. Phys. B*, **28**, 51.
- Cesarsky, C. J., y V. S. Ptuskin, 1993, *Proceedings of the 23rd International Cosmic Ray Conference, 1993, Calgary*, vol. 2, p. 341.
- Chen, P., T. Tajima, y Y. Takahashi, 2002, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 161101.
- Cheng, K. S., y Z. G. Dai, 1996, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1210.
- Contopoulos, I., D. Kazanas, y C. Fendt, 1999, *ApJ*, **511**, 351.
- Coroniti, F. V., 1990, *ApJ*, **349**, 538.
- Dai, Z. G., y T. Lu, 1998, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 4301.
- Demorest, P. et al., 2004, *ApJ*, **615**, L137.
- Duborsky, S. L., y P. G. Tinyakov, 1998, *JETP Lett.*, **68**, 107.
- Fermi, E., 1949, *Phys. Rev.*, **75**, 1169.
- Gaensler, B. M., et al. 1999, astro-ph/9901262.
- Gallant, Y. A., y A. Achterberg, 1999, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **305**, L6.
- Gill, A. J., y T. W. B. Kibble, 1994, *Phys. Rev. D*, **50**, 3660.
- Giller, M., J. L. Osborne, J. Wdowczyk, A. A. Wolfendale, 1994, *J. Phys. G*, **20**, 1649.
- Glendenning, N. K., 1990, *Mod. Phys. Lett. A*, **5**, 2197.
- Glendenning, N. K., y F. Weber, 1992, *ApJ*, **400**, 647.
- Glendenning, N. K., Ch. Kettner, y F. Weber, 1995, *ApJ*, **450**, 253.
- Glendenning, N. K., y F. Weber, 1997, *Phys. Rev. Lett.*, **79**, 1603.
- Goldreich, P., y W. H. Julian, 1969, *ApJ*, **157**, 869.
- Greisen, K., 1966, *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 748.
- Guetta, D., M. Spada, y E. Waxman, 2001, *ApJ*, **557**, 399.
- Haensel, P., B. Paczynski, y P. Amsterdamski, 1991, *ApJ*, **375**, 209.
- Hayashida, N., et al., 1994, *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3491.
- Hayashida, N., et al., 1999a, *Astropart. Phys.*, **10**, 303.
- Hayashida, N., et al., 1999b, astro-ph/9906056.
- Hillas, A. M., 1998, *Nature*, **395**, 15.
- Hillas, A. M., 1999, *Nucl. Phys. B*, **75B**, 109.
- Hovarth, J. E., y O. G. Benvenuto, 1988, *Phys. Lett. B*, **213**, 516.
- Isola, C., y G. Sigl, 2002, *Phys. Rev. D*, **66**, 083002.
- Jackson, J. D., 1998, *Classical Electrodynamics*, Ed. Wiley.
- Janka, H., y M. Ruffert, 1996, *Astron. Astro.*, **307**, L33.
- Jokipii, J. R., y G. E. Morfill, 1985, *Astropart. Phys.*, **290**, L1.
- Jokipii, J. R., y G. E. Morfill, 1987, *Astropart. Phys.*, **312**, 170.
- Jones, F. C., 1998, *Proceedings of Workshop on Observing Giant Cosmic*

- Ray Air Showers from $> 10^{20}$ eV Particles from Space*, AIP 433, edited by J. F. Krizmanic, p. 37.
- Kang, H., J. P. Rachen, y P. L. Biermann, 1997, *Mon. not. R. Astron. Soc.*, **286**, 257.
- Kluźniak W., y M. Ruderman, 1998, *ApJ*, **505**, L113.
- Kronberg, P. P., 1994, *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 325.
- Lee, A. A., y R. W. Clay, 1995, *J. Phys.G*, **21**, 1743.
- Lemoine, M., G. Sigl, A. Olinto, y D. N. Schramm, 1997, *Astropart. J. Lett.*, **486**, L115.
- Lemoine, M., G. Sigl, y P. Biermann, 1999, astro-ph/9903124.
- Lugones, G. O., G. Benvenuto, y H. Vucetich, 1994, *Phys. Rev. D*, **50**, 6100.
- Lugones, G. O., *et al.*, 2002, *ApJ*, **581**, L101.
- Lyutikov, M., y E. G. Blackman, 2001, *Mont. Not. R. Astron. Soc.*, **321**, 177.
- Lyutikov, M., 2002, astro-ph/0202344.
- Lyutikov, M., y R. Blandford, 2002, astro-ph/0210671.
- Lyutikov, M., 2003, *Mont. Not. R. Astron. Soc.*, **346**, 540.
- Medina-Tanco, G. A., E. M. de Gouveia Dal Pino, y J. E. Morvath, 1998, *Astrophys. J.*, **492**, 200.
- Medina-Tanco, G. A., y A. A. Watson, 1999, *Astropart. Phys.*, **12**, 25.
- Meisenheimer, K. *et al.*, 1989, *Astron. Astrophys.*, **219**, 63.
- Melatos, A., D. Melrose, 1996, *Mont. Not. R. Astron. Soc.*, **279**, 1168.
- Michel, F. C., 1969, *ApJ*, **158**, 727.
- Michel, F. C., 1973, *ApJ*, **180**, L133.
- Michel, F. C., 1982, *Rev. Mod. Phys.*, **54**, 1.
- Michel, F. C., 1985, *ApJ*, **288**, 138
- Michel, F. C., 1991, *Theory of Neutron Star Magnetospheres*, The University of Chicago Press.
- Milgrom, M., y V. Usov, 1995, *ApJ Lett.*, **449**, L37.
- Nagano, M., y A. A. Watson, 2000, *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 689.
- Olinto, A., 1987, *Phys. Rev. B*, **192**, 71.
- Paczyński, B., 1986, *ApJ*, **308**, L43.
- Paczyński, B., 1990, *ApJ*, **363**, 218.
- Page, D., y V. V. Usov, 2002, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 1311011.
- Preece, R. D., *et al.*, 2000, *ApJ*, **126**, 19.
- Rachen, J. P., y P. L. Biermann, 1993, *Astron. Astrophys.*, **272**, 161.
- Rachen, J. P., T. Stanev, y P. L. Biermann, 1993, *Astron. Astrophys.*,

273, 377.

- Rees, M. J., y P. Meszaros, 1992, *Mont. Not. R. Astron. Soc.*, **258**, P41.
 Rees, M. J., y P. Meszaros, 1994, *ApJ*, **430**, L93.
 Ruderman, M. A., y P. G. Sutherland, 1975, *ApJ*, **231**, 854.
 Ruderman, M. A., L. Tao, y W. Kluźniak, 2000, *ApJ*, **542**, 243.
 Sigl, G., M. Lemoine, y A. Olinto, 1997, *Phys. Rev. D*, **56**, 4470.
 Sigl, G., 1998, *Proceedings of Workshop on Observing Giant Cosmic Air Showers from $> 10^{20}$ eV Particles from Space*, AIP 433, edited by J. F. Krizmanic, p. 237.
 Sigl, G., M. Lemoine, Y P. Biermann, 1999, *Astropart. Phys.*, **10**, 141.
 Sigl, G., F. Miniati, y T. A. Ensslin, 2003, *Phys. Rev. D*, **68**, 04002.
 Spitkovsky, A., y J. Arons, 2002, astro-ph/0201360.
 Spruit, H. C., y T. Foglizzo, 1997, *MNRAS*, **288**, 333.
 Spruit, H. C., y G. Drenkhahn, 2003, astro-ph/0302468.
 Sulkanen, M. E., R. V. E. Lovelace, 1990, *ApJ*, **350**, 732.
 Takeda, M., et al., 1999, *Astropart. J.*, **522**, 225.
 Thompson, C., 1993, *ApJ*, **408**, 194.
 Uchinori, Y., 2000, *Astropart. Phys.*, **13**, 151.
 Usov, V. V., 1992, *Nature*, **357**, 472.
 Usov, V. V., 1994, *Mont. Not. R. Astron. Soc.*, **267**, 1035.
 Vainio, R., M. Pohl, y R. Schlickeiser, 2004, *Astron. Astrophys.*, **414**, 463.
 Vietri, M., 1995, *ApJ*, **453**, 883.
 Vietri, M., 1996, *Mont. Not. R. Astron. Soc.*, **278**, L1.
 Vietri, M., 2003, *ApJ*, **592**, 378.
 Waxman, E., 1995, *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 386.
 Waxman, E., y J. Miralda-Escudé, 1996, *ApJ*, **472**, L89.
 Weiler, T. J., 1982, *Phys. Rev. Lett.*, **49**, 243.
 Weiler, T. J., 1984, *ApJ*, **285**, 495.
 Wheeler, J. C., et al., 2000, *ApJ*, **537**, 810.
 Witten, E., 1984, *Phys. Rev. D*, **30**, 272.
 Woosley, S. E., 1993, *Astron. Astrophys.*, **97**, 205.
 Yoshida, S., G. Sigl, y S. Lee, 1998, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 5505.
 Yoshiguchi, H., et al., 2003, *ApJ*, **586**, 1231.
 Zatsepin, Z. T., y V. A. Kuz'min, 1966, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pis'ma Red.*, **4**, 144.
 Zhang, W., T. E. Strohmayer, y J. H. Swank, 1997, *ApJ*, **482**, L167.
 Zhang, B., y P. Meszaros, 2003, astro-ph/0311321.