

TESIS DE LICENCIATURA

Procesos de Altas Energías en Nubes de Gran Velocidad



Alumna: Ana Laura Müller

Director: Prof. Dr. Gustavo Esteban Romero

Co-Directora: Dra. María Victoria del Valle

La Plata, marzo de 2016

Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Universidad Nacional de La Plata

A mi familia.

Agradecimientos

Hace días que vengo pensando la mejor manera de encarar los agradecimientos, buscando las palabras correctas. Se me vienen demasiadas cosas a la cabeza y es prácticamente imposible darles un orden coherente. A continuación presento mi mejor intento. Desde ya, perdón por las ideas deshilvanadas y la cursilería.

A mis directores, Gustavo y María, sin quienes la realización de esta tesis no hubiera sido posible, les agradezco por guiarme y acompañarme en este trayecto de la carrera. Gracias, sobre todo, por la paciencia y la dedicación a la hora de explicarme algo, corregirme y responder mis preguntas.

A mis familiares, quiero agradecerles el aliento y el apoyo que me brindan en cada decisión que tomo, siempre y de forma incondicional. En especial, agradezco a mi mamá Miriam y a mi papá Carlos, quienes fueron no sólo mi sostén económico, sino emocional durante todos estos años. También a mi hermano, Santiago, que vivió de cerca mis últimos años de carrera y tuvo que convivir con mis momentos de cansancio y malhumor.

A mis compañeros de cursada, gracias por hacer que las clases resultaran más llevaderas.

A los que se convirtieron en amigos, gracias por los momentos compartidos: las charlas, las juntadas a comer, los debates y las risas. Especialmente, le agradezco a Flor por compartir conmigo del primer al último final y por los innumerables momentos juntas, tanto dentro como fuera de la facu. A Pau y Kei por todas las horas que compartimos en los últimos años y por vivir de cerca la redacción de este trabajo. Gracias también a Caro y Peco por los mensajes con buenos deseos antes de un examen, a Manu por los mates y las medialunas en las tardes de lucha contra materias que parecían imposibles, y a Ceci, que siempre encuentra la manera de estar presente.

A las chicas de la pensión, gracias por sacarme siempre una sonrisa al final del día y por escucharme hablar horas sobre astronomía.

Además, quiero agradecer a los amigos de antes, los que estuvieron desde el momento en que estudiar astronomía no era más que una idea en la cabeza de una estudiante de un colegio secundario. Esos amigos que supieron entender la distancia y, a pesar de todo, mantenerse cerca. Gracias por estar siempre conmigo.

No puedo dejar de agradecer también a la Universidad Nacional de La Plata y a los que participaron de mi formación a lo largo de estos años. Especialmente, al Observatorio.

Por último, quiero mencionar y agradecer a Marcela, quien fue mi profesora de Matemática y Cs. Naturales cuando tenía 12 años. Gracias por decirme que astronomía es una carrera universitaria.

Índice general

1. Introducción	1
2. Nubes de alta velocidad	3
2.1. ¿Qué es una nube de alta velocidad?	3
2.1.1. Historia	3
2.1.2. Definición y principales características	3
2.1.3. Orígenes	6
2.2. Interacciones con el plano galáctico	8
2.2.1. Física de choques no relativistas	8
2.2.2. Colisión de una NAV con el disco galáctico	11
3. Rayos cósmicos	14
3.1. ¿Qué son los rayos cósmicos?	14
3.1.1. Descubrimiento	14
3.1.2. Espectro y composición	14
3.1.3. Detección	17
3.2. Fuentes galácticas de rayos cósmicos	20
3.2.1. Características	20
3.2.2. Aceleradores de partículas	20
3.2.3. Emisión γ difusa y nubes moleculares como trazadores de rayos cósmicos	22
3.2.4. Nubes de alta velocidad y rayos cósmicos	24
4. Modelo del impacto de una nube de alta velocidad con el plano galáctico	25
4.1. Descripción	25
4.1.1. Generalidades	25
4.1.2. Modelo del choque en el disco	25
4.1.3. Modelo del choque en la nube	27
4.1.4. Inestabilidades	29
5. Tiempos de aceleración y pérdidas para los rayos cósmicos	32
5.1. Definiciones básicas	32
5.2. Aceleración	33
5.2.1. Tiempo de aceleración	33
5.2.2. Eficiencia de aceleración en los choques	33

5.3. Pérdidas espaciales	38
5.3.1. Criterio de Hillas	38
5.3.2. Difusión	38
5.3.3. Convección	39
5.4. Pérdidas radiativas no térmicas	39
5.4.1. Sincrotrón	39
5.4.2. Efecto Compton inverso	40
5.4.3. Bremsstrahlung relativista	42
5.4.4. Interacción protón-protón	43
5.4.5. Resultados	44
5.5. Distribuciones de partículas	47
5.5.1. Resultados	49
5.6. Potencia inyectada en rayos cósmicos por impactos de NAV	52
6. Distribuciones espectrales de energía	53
6.1. Procesos radiativos no térmicos	53
6.1.1. Sincrotrón	53
6.1.2. Compton inverso	54
6.1.3. Bremsstrahlung relativista	55
6.1.4. Interacción protón-protón	55
6.2. Resultados	56
7. Discusión y conclusiones	60
A. Mecanismos de Fermi	63
A.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden	63
A.2. Mecanismo de Fermi de primer orden	65

Capítulo 1

Introducción

Las nubes de alta velocidad son grandes estructuras compuestas principalmente por hidrógeno neutro. Estos objetos no participan de la rotación Galáctica y poseen velocidades superiores a 90 km s^{-1} . El hecho de que muchas nubes de alta velocidad se muevan en dirección al plano galáctico, pero no pertenezcan a él, llevó a diversos autores a proponer que dichas nubes pueden chocar contra el disco de la Galaxia. Las masas típicas de estos objetos son del orden de $\sim 10^4 M_{\odot}$, por lo cual, teniendo en cuenta que su velocidad típica es de 100 km s^{-1} , la energía cinética que se libera en una colisión resulta comparable con la energía de un evento supernova. El impacto de una nube de alta velocidad genera un par de ondas de choque, una de las cuales se propaga en el disco y la otra en la nube.

A mediados del siglo pasado, Fermi sugirió un mecanismo de aceleración de partículas para explicar los rayos cósmicos (Fermi, 1949). Él propuso que las partículas cargadas aumentan su energía luego de sucesivas interacciones con nubes del medio interestelar, las cuales poseen campos magnéticos turbulentos en su interior. Este mecanismo resulta muy lento y poco eficiente, por lo que fue modificado para explicar la aceleración de partículas en eventos supernova; luego, su aplicación se extendió a un espectro mucho más amplio de potenciales escenarios astrofísicos con ondas de choque fuertes (Bell, 1978). Las partículas incrementan su energía, en estas situaciones, al difundirse de un lado a otro del frente de choque, ganando energía en cada cruce. El espectro de partículas generado es una ley de potencias, es decir que dichas partículas no siguen una distribución de Maxwell-Boltzmann en energías, por lo cual la emisión que producen es no térmica.

La radiación originada en procesos no térmicos, abarca la región del espectro electromagnético que se extiende desde las ondas de radio hasta los rayos gamma. En las últimas décadas, los científicos han realizado grandes avances relacionados con la detección de radiación y partículas. Hoy en día, contamos con observatorios satelitales de altas energías como *Fermi* y *Chandra*, los cuales detectan radiación gamma y X respectivamente, y grandes complejos en tierra, como HESS (High Energy Stereoscopic System) o el observatorio de rayos cósmicos Pierre Auger. Además, existen varios proyectos futuros que prometen aumentar la diversidad de fuentes observables, como también la calidad de las mediciones. En el caso de la radiación gamma, las mayores expectativas giran en torno al proyecto CTA (Cherenkov Telescope Array), el cual consta de dos arreglos de telescopios Cherenkov, uno de los cuales

se instalará en el hemisferio sur y el otro en el norte. La sensibilidad de CTA superará en un orden de magnitud la del resto de los instrumentos que trabajan en esas energías.

En esta tesis estudiamos las ondas de choque producidas en el impacto de una nube de alta velocidad con el disco galáctico, analizando la naturaleza de los choques. También evaluamos si es posible que se aceleren partículas hasta energías relativistas, proponiendo que el mecanismo de aceleración es el de Fermi de primer orden. Asimismo, examinamos si este escenario astrofísico puede representar una fuente que contribuya al mar de rayos cósmicos galácticos. La presencia de partículas cuya distribución es no maxwelliana, lleva a que en estos eventos se emita radiación no térmica. Investigamos cuales son los procesos dominantes y los espectros de emisión producidos, estimando la detectabilidad de dicha radiación con instrumentos disponibles actualmente y en el futuro.

El trabajo realizado lo presentamos bajo el siguiente esquema: en los Capítulos 2 y 3 recopilamos información disponible sobre las nubes de alta velocidad y los rayos cósmicos, respectivamente. En el Capítulo 4 describimos el modelo del impacto de una nube de alta velocidad con el plano galáctico, también presentamos los parámetros adoptados y los resultados para las ondas de choque. En el Capítulo 5 estimamos los tiempos asociados a la aceleración y a las pérdidas, tanto espaciales como radiativas, que sufren las partículas. Además, calculamos las distribuciones de partículas para cada uno de los escenarios modelados. En el Capítulo 6 presentamos los gráficos correspondientes a las distribuciones espectrales de energía. Finalmente, en el Capítulo 7 incluimos las conclusiones del trabajo.

Capítulo 2

Nubes de alta velocidad

2.1. ¿Qué es una nube de alta velocidad?

2.1.1. Historia

A fines de los años treinta del siglo pasado, mientras realizaban estudios sobre estrellas tempranas, los astrofísicos empezaron a hallar evidencia de múltiples componentes de absorción interestelar. Comenzaron a especular con la existencia de nubes de hidrógeno neutro (HI), las cuales debían encontrarse fuera del plano galáctico. Según las observaciones, las mismas tenían velocidades anómalas respecto a las que esperaban en el caso de que dichos objetos participasen de la rotación galáctica. Fue entonces que entre 1952 y 1955 se llevó a cabo el primer relevamiento galáctico de HI. Un año después, Lyman Spitzer Jr. predijo la existencia de una corona de gas caliente ($T \sim 10^6$ K y densidad $\sim 10^{-4}$ cm $^{-3}$) que sería la responsable de confinar las supuestas nubes de hidrógeno fuera del disco galáctico. Siguiendo con esta predicción, J.H. Oort sugirió que el HI contenido en esta corona debía presentar velocidades superiores a los 100 km s $^{-1}$.

Las primeras búsquedas de evidencia concreta de nubes de alta velocidad (NAV) fueron realizadas por E. Raimond en 1958. Este radioastrónomo holandés empleó en su búsqueda el radiotelescopio de 25 m de Dwingeloo, Holanda, que en aquel momento sólo tenía 2 años de antigüedad. Dado que el instrumento no contaba con la sensibilidad suficiente, el estudio no resultó exitoso. Fue recién en 1963 que C. A. Muller logró varias detecciones de hidrógeno neutro con velocidades de -100 a -175 km s $^{-1}$. Esto llevó a la realización de varios relevamientos y catálogos como los de Giovanelli (1980), Bajaja et al. (1985) y el de Wakker & van Woerden (1991), entre otros.

2.1.2. Definición y principales características

A lo largo de los años, la definición de NAV tuvo que ser revisada. El problema principal es establecer el límite inferior que permita definir “alta velocidad”. En un principio se empleó el

término para aquellas nubes con $|v_{\text{LSR}}| > 90 \text{ km s}^{-1}$,¹ pero esta definición no resulta adecuada si se tiene en cuenta que la velocidad de rotación del LSR es de 220 km s^{-1} . Esto produce que, en algunas regiones del cielo, velocidades radiales $|v_{\text{LSR}}| > 90 \text{ km s}^{-1}$ se correspondan con gas ordinario y no con el de gran velocidad. Para resolver este problema, Wakker (1991) introdujo la llamada velocidad de desviación v_{dev} . La misma se define como la diferencia entre la velocidad del objeto medida desde el LSR y la velocidad máxima que tendría si participase de la rotación diferencial galáctica según un modelo sencillo ($v_{\text{dev}} = v_{\text{LSR}} - v_{g,\text{max}}$). Haciendo uso de este nuevo concepto, Wakker definió a las NAV como aquellas estructuras de HI con $|v_{\text{dev}}| > 90 \text{ km s}^{-1}$.

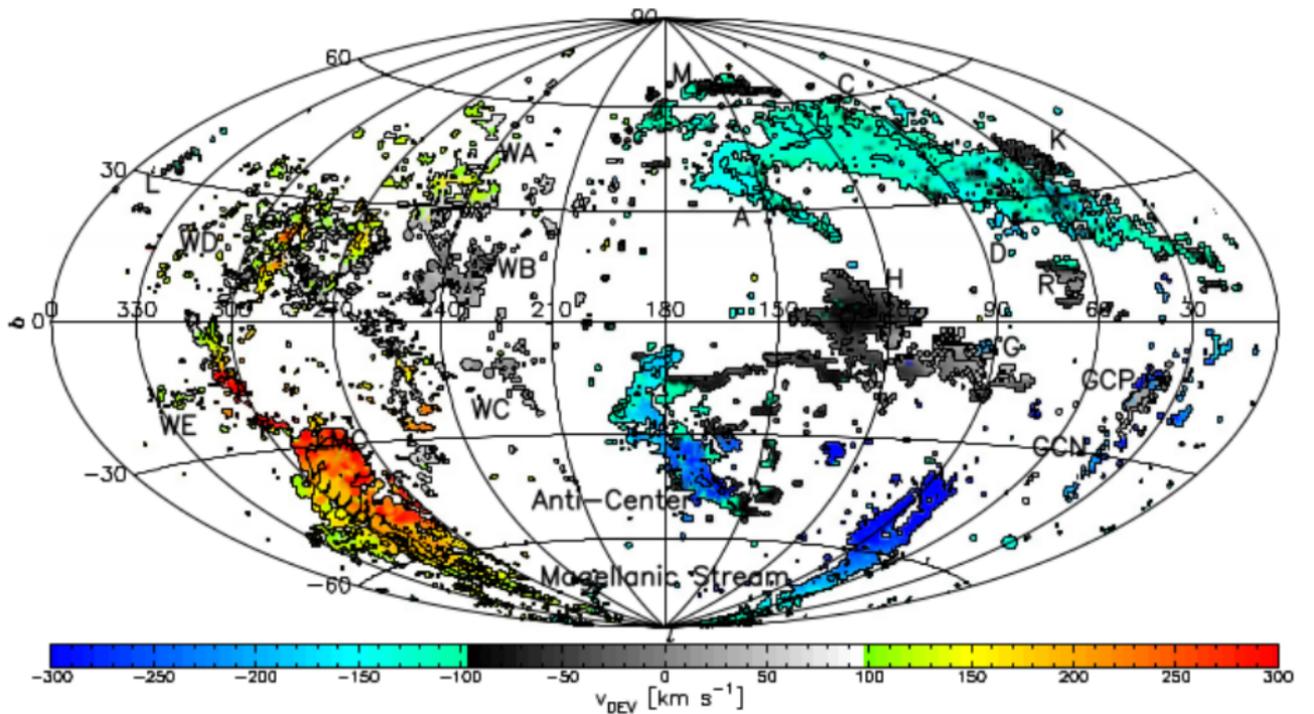


Figura 2.1: Proyección Aitoff de los mapeos de NAV con los datos de Hulsbosch & Wakker (1988) y Morras et al. (2000) en coordenadas galácticas, con el anticentro en el centro de la imagen. Los colores indican la v_{dev} -ver escala en la barra inferior-. Las nubes grises tienen $|v_{\text{LSR}}| > 90 \text{ km s}^{-1}$, pero $|v_{\text{dev}}| < 90 \text{ km s}^{-1}$, por lo cual se las clasifica como nubes de velocidad intermedia (NVI) (Wakker & van Woerden, 2013).

Aún con esta definición, la identificación de una NAV resulta un trabajo complejo. El problema es el mismo que se encuentra a la hora de estudiar muchos otros fenómenos desde la posición espacial que ocupamos en el Universo. Por un lado, la velocidad medida estará contaminada por el movimiento de la Galaxia; el efecto puede apreciarse en la Fig. 2.1, donde se ve que la mayoría de las NAV tienen velocidades de desviación negativas entre $0^\circ < l < 180^\circ$ y

¹La v_{LSR} es la velocidad respecto al *Local Standard of Rest* (LSR). El LSR es un punto en el espacio que describe una órbita circular alrededor del centro de la Vía Láctea; el radio de la órbita es igual a la distancia Sol-centro galáctico. Esta órbita no coincide con la galáctica solar, dado que la misma no tiene excentricidad nula.

positivas entre $180^\circ < l < 360^\circ$. Esto se debe a que el LSR se mueve a 220 km s^{-1} hacia $l = 90^\circ$, $b = 0^\circ$ producto de su rotación alrededor del centro galáctico. Como las nubes no participan de la rotación, tienden a tener velocidades negativas en dicha dirección. Esto también causa que un objeto que se aleja con una velocidad de $+250 \text{ km s}^{-1}$, respecto a la Vía Láctea (VL), y longitud cercana a los 90° , se observe con una velocidad aparente de $+30 \text{ km s}^{-1}$ y no sea considerado una NAV, mientras que un objeto en reposo, respecto de la Galaxia, tendrá una velocidad aparente de -220 km s^{-1} . Por otro lado, si la componente dominante de la velocidad de una nube se halla en la dirección del plano galáctico, la velocidad radial no permite que la identifiquemos como de gran velocidad. Las mayores velocidades detectadas, para estos objetos en la VL, rondan los 500 km s^{-1} (Braun & Burton, 1999).

Otra característica que se manifiesta en la Fig. 2.1 es que las NAV parecen concentrarse en amplios complejos. Históricamente se las denominó con letras; es así que A, B y C fueron las primeras nubes detectadas (actualmente se considera que B forma parte del complejo A). Estos objetos no contienen poblaciones estelares y tampoco presentan emisiones correspondientes a la presencia de polvo o componentes moleculares. Como ya se dijo, estarían fundamentalmente constituidas por HI, aunque se cree que lo observado en 21 cm podría comprender simplemente los centros brillantes de las NAV, los cuales se hallarían inmersos en un entorno de H^+ . La detección del hidrógeno ionizado se realiza mediante la línea H_α cuyo estudio presenta grandes dificultades.

La determinación de metalicidades (z) y distancias (D) se realiza mediante el estudio de líneas espectroscópicas. La mayoría de las NAV presentan un valor subsolar en la metalicidad. Por su parte, la distancia es uno de los parámetros más difíciles de establecer para estos objetos. La carencia de métodos directos para determinar la lejanía de una nube de gas difusa hace que la incerteza sea muy grande. El método empleado por excelencia consiste en acotar el valor de la distancia observando estrellas que se hallen por delante y por detrás de una NAV. Conocer la distancia a la nube resulta fundamental para hallar otros parámetros como ser el tamaño lineal, la masa y la densidad. Por estos motivos, los astrónomos han optado por estudiar también las nubes de alta velocidad de galaxias cercanas, como ser M31 y M33, entre otras.

Las cantidades observables de una NAV son:

- Longitud, latitud y velocidad respecto del LSR (l , b , v_{LSR}).
- El tamaño angular Ω (en estereorradianes).
- La dispersión de velocidades σ en las distintas direcciones en las cuales se detecta la nube.
- La temperatura de brillo T_{brillo} en radio.
- La masa de HI $m(\text{HI})$, suponiendo que se halla a una distancia de 1 kpc.

2.1.3. Orígenes

Uno de los grandes interrogantes en torno a las nubes de alta velocidad es su origen. Actualmente, se cree que los mecanismos responsables de su existencia son tres, los cuales se describen a continuación y se esquematizan en la Fig. 2.3.

- **Fuentes galácticas:** las estrellas masivas inyectan gran cantidad de energía al medio interestelar (MIE), ya sea en forma de radiación, vientos estelares o explosiones supernova (SN). Esto genera estructuras denominadas superburbujas, que se dan, por ejemplo, en los alrededores de las asociaciones OB. Eventualmente, también se forman chimeneas y el gas caliente del disco se ventila al halo de la Galaxia. La diferencia de presiones radiales y verticales produce que el gas se eleve. Bregman (1980) mostró que la conservación del momento angular hace fluir el material primero hacia fuera del disco y luego lo hace retornar. La elevación que podrá alcanzar el gas antes de precipitarse depende del tiempo dinámico y del tiempo de enfriamiento, ya que junto con la pérdida de temperatura perderá flotabilidad y caerá hacia el plano galáctico a grandes velocidades. Este mecanismo de formación de NAV contribuye también a la redistribución de los elementos pesados. Se justifica así la existencia de las NVI y las NAV con metalicidad del orden solar ($z \sim z_{\odot}$), que distan algunos kilopársecs del disco. La Fig. 2.2 ilustra las fuentes galácticas.

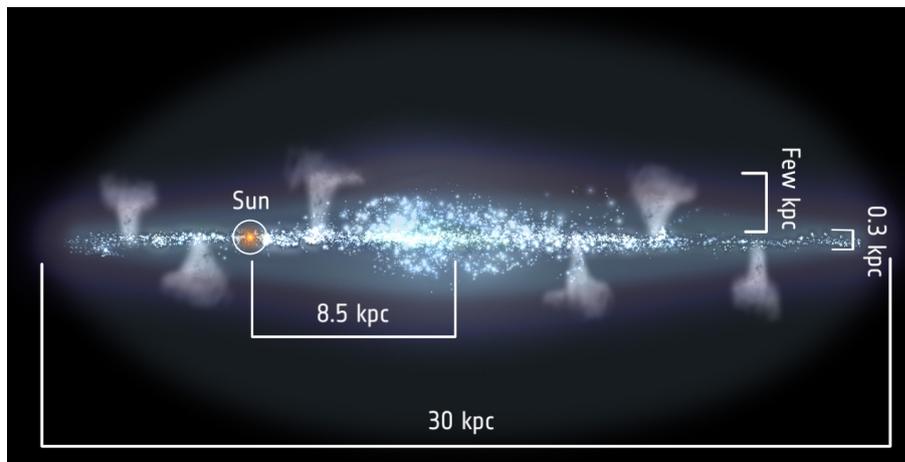


Figura 2.2: Ilustración de las fuentes galácticas realizada por la Agencia Espacial Europea (ESA) en el año 2010. La posición y cantidad de fuentes es simplemente esquemática, dado que se desconoce el número de las mismas en la Vía Láctea.

- **Corrientes de marea:** la detección de NAV con metalicidades subsolares ($z \sim 0.3 z_{\odot}$) llevó a pensar en otro mecanismo de formación, ya que, con dichos valores, el material que las compone nunca puede haber formado parte del disco. Se propuso entonces que podrían originarse a partir de material arrancado a las galaxias satélites que orbitan la VL. Cuando estas galaxias enanas pasan cerca de la Galaxia, parte de sus componentes son halados producto de las fuerzas de marea y de la presión de arrastre. El principal

ejemplo es la corriente magallánica, que es justamente un flujo de HI proveniente de las Nubes de Magallanes. Un interrogante que plantea este mecanismo es la dificultad de asociar el gas con una de las galaxias satélites, ya que no es fácil trazar los recorridos del material. Se cree además que podría haber NAV que fueron creadas en pasajes previos de galaxias por las proximidades de la VL. Para que sea viable la formación de NAV es esencial la existencia de la corona de gas caliente alrededor del plano. Esta será la que confine el material e impida que se disperse, que es lo que naturalmente ocurre luego de que el gas deja de estar ligado a la enana progenitora. La nube Smith (también denominada GCP) habría tenido su origen de esta forma, a partir de la galaxia enana elíptica de Sagitario.

- **Acreción de gas de baja metalicidad:** se puede distinguir un tercer grupo de NAV, cuyas metalicidades son aún menores y que no resultan consistentes con las predichas por los mecanismos que se enunciaron hasta ahora. El complejo C, por ejemplo, presenta una $z \sim 0.15 z_{\odot}$. A su vez, estudios realizados en otras galaxias sugieren que las nubes de alta velocidad forman parte del proceso de formación de las grandes espirales.

Oort (1970) propuso que debe trascurrir un largo período de tiempo antes de que todo el gas, que se encuentra bajo la influencia gravitatoria de la galaxia, sea acretado. Hidrodinámicamente, el material intergaláctico cae en el potencial de un halo de materia oscura, se calienta y luego, el gas más denso que se halla a menor radio, se enfría y acreta. Siguiendo con esta idea fue que diferentes autores propusieron la formación de las NAV como consecuencia de la fragmentación del halo caliente. Dichos fragmentos luego se enfrían y son acretados por el disco.

Por su parte, Blitz et al. (1999) sugirió que el gas de baja metalicidad sería aquel que quedó en el medio intergaláctico luego de la formación de las galaxias. Este material se halla en sistemas gravitacionalmente ligados, donde la mayor parte de la gravedad es producto de la materia oscura. Estas unidades ligadas son pequeñas comparadas con el tamaño de las galaxias y se acumulan en filamentos, precipitándose los más cercanos en el Grupo Local. Cuando estos mini-halos interactúan con el medio intergaláctico del cúmulo se producen choques de acreción, que permiten extraer el material de esos sistemas ligados.

La acreción de gas de baja metalicidad es el modelo favorito para explicar el “problema de las enanas G”. Esta problemática consiste principalmente en que la distribución de metalicidades de estrellas tipo GV es menor que la predicha por los modelos de caja cerrada, lo cual puede explicarse proponiendo la acreción permanente de materia de baja metalicidad. Es en este sentido que las NAV también son importantes trazadores de este proceso.

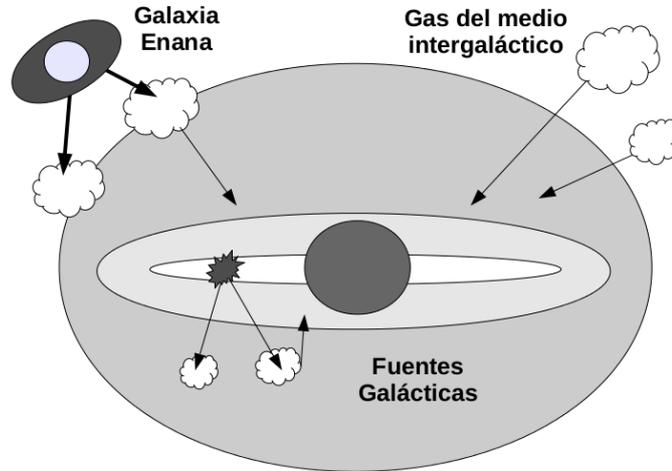


Figura 2.3: Esquema de los tres procesos de formación de nubes de alta velocidad (Westmeier, 2007).

2.2. Interacciones con el plano galáctico

Una nube de alta velocidad típica tiene un radio angular de $\sim 1^\circ$, una densidad de columna de $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ y se encuentra a una distancia de 5 kpc. El radio lineal típico es del orden de los 100 pc, la densidad volumétrica 0.1 cm^{-3} y la masa $\sim 10^4 M_\odot$ (Wakker & van Woerden, 2013). Podemos ver entonces que la energía cinética de una NAV será $\sim 10^{51}$ erg, es decir, comparable a la de una explosión supernova.

El hecho de que muchas NAV tengan velocidades negativas, y se encuentren tan solo a algunos kilopársecs del disco, parece indicar que es inevitable que impacten contra el mismo. El tipo de interacción que se espera del gas que se precipita, depende del grado de homogeneidad del material. La acreción estacionaria de un volumen de gas uniforme se dará luego de que el gas se desacelere por el choque y se libere energía de forma gradual. Aún así, este tipo de fenómenos, en el caso de nubes discretas, se modela como un movimiento balístico modificado por fuerzas de arrastre. Basándonos en los argumentos energéticos antes dados, podemos decir que el impacto de una NAV tendrá efectos apreciables.

2.2.1. Física de choques no relativistas

Una onda de choque es una perturbación que se propaga con una velocidad mayor que la del sonido (C_s) en el medio que recorre. Si la velocidad de tal onda (v_{ch}) cumple que $v_{\text{ch}} \lesssim 0.1 c$, con c la velocidad de la luz en el vacío, se dice que el choque es *no relativista*. Estas perturbaciones se modelan como discontinuidades, a escalas espaciales características del sistema, en los parámetros característicos del fluido que atraviesan.

Sea un medio, en el cual se propaga un frente de choque con una velocidad v_{ch} , que tiene las siguientes características:

- gas ideal,

- no conductor,
- en estado estacionario,
- densidad ρ_0 ,
- presión P_0 ,
- coeficiente de dilatación adiabática γ ,
- campo magnético nulo.

Se pueden hallar relaciones entre los parámetros característicos del medio chocado y el no chocado (ver Fig. 2.4), haciendo uso de las ecuaciones que describen el estado de un fluido. A tales relaciones se las conoce como *relaciones de Rankine-Hugoniot*:

$$\rho_0 \vec{v}_0 = \rho_1 \vec{v}_1 \quad (2.1a)$$

$$\rho_0 v_0^2 + P_0 = \rho_1 v_1^2 + P_1 \quad (2.1b)$$

$$\frac{\gamma P_0}{(\gamma - 1)\rho_0} + \frac{1}{2}v_0^2 = \frac{\gamma P_1}{(\gamma - 1)\rho_1} + \frac{1}{2}v_1^2, \quad (2.1c)$$

donde el subíndice “0” corresponde a los valores del medio sin chocar y el “1” al medio chocado. Las velocidades se encuentran dadas en el sistema de referencia solidario con el frente de choque.



Figura 2.4: Esquema en el sistema de referencia con la onda de choque en reposo, la misma se representa con la línea negra. En el sistema de laboratorio, el frente de choque se mueve de derecha a izquierda. El choque divide al fluido en dos regiones: una “pre-choque” (no perturbada) y “post-choque” (perturbada). Las flechas indican la dirección de movimiento del material en cada zona.

Resolviendo estas ecuaciones, considerando que el choque es fuerte² y el gas monoatómico, se encuentra:

²Se considera que un choque es fuerte cuando su número de Mach $\left(M_0 = \frac{v_0}{C_{so}} = \frac{v_0}{\sqrt{\gamma P_0 / \rho_0}} \right)$ cumple que $M_0 \gg 1$.

$$\begin{aligned} \rho_1 &= 4\rho_0 & v_1 &= \frac{v_0}{4} \\ P_1 &= \frac{3}{4}\rho_0 v_0^2 & T_1 &\sim 2 \times 10^{-9} \left(\frac{v_0}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \text{ K.} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Estas expresiones resultan válidas siempre y cuando el choque sea *adiabático*. Dicha condición se cumple cuando las pérdidas radiativas son ineficientes para enfriar el gas, es decir, las mismas no resultan de importancia mientras el choque recorre el medio.

Para poder determinar la naturaleza de un frente de choque, se debe introducir primero la siguiente definición:

- Longitud térmica (R_Λ):

$$R_\Lambda = \frac{5.06 \times 10^{-29} (U/\text{km s}^{-1})^3 A}{(n/\text{cm}^{-3}) (\Lambda(T)/\text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1})} \text{ pc} \quad \text{con} \quad T = 22 A \left(\frac{U}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \text{ K}, \quad (2.3)$$

donde A vale 0.6 si el gas delante del choque se halla ionizado o 1.6 si está en estado neutro, U es la velocidad del choque respecto del medio sin perturbar, es decir, la velocidad del choque respecto al medio que aún no fue chocado, n es la densidad del medio no perturbado y $\Lambda(T)$ la función tasa de enfriamiento (Raymond et al., 1976; Myasnikov et al., 1998):

$$\Lambda(T) [\text{erg cm}^3 \text{ s}^{-1}] = A_t T^{\alpha_t} = \begin{cases} 7 \times 10^{-27} T & \text{si } 10^4 \text{ K} \leq T \leq 10^5 \text{ K} \\ 7 \times 10^{-19} T^{-0.6} & \text{si } 10^5 \text{ K} \leq T \leq 4 \times 10^7 \text{ K} \\ 3 \times 10^{-27} T^{0.5} & \text{si } T \geq 4 \times 10^7 \text{ K} \end{cases} \quad (2.4)$$

Un choque es adiabático si la longitud térmica es mayor o igual que la longitud del medio (L) que recorre. En caso contrario, el choque es *radiativo*.

Otra forma de estudiar la naturaleza de los choques, es comparar el tiempo de enfriamiento producto de las pérdidas por emisión térmica (de líneas y continuo) t_{ter} con el tiempo característico t_{caract} ³,

$$t_{\text{ter}} \sim \frac{5 P_1}{2 n^2 \Lambda(T)} \quad t_{\text{caract}} = \frac{L}{v_{ch}} \quad (2.5)$$

Si $t_{\text{ter}} > t_{\text{caract}}$, el choque resulta adiabático, en caso contrario, radiativo.

Cuando las pérdidas radiativas son relevantes, la energía no se conserva a lo largo de una línea de flujo en la región chocada. En esta situación, se tiene (Zhekov & Palla, 2007):

$$T_1(x) = \left(-\frac{2P_1^2}{5n_0 v_0 K_B^3} A_t (3 - \alpha_t) x + (T_1^{\text{ad}})^{(3-\alpha_t)} \right)^{1/(3-\alpha_t)} \quad (2.6a)$$

³El tiempo característico es el tiempo que tarda el choque en recorrer el medio.

$$n_1(x) = \frac{P_1}{K_B T_1(x)}, \quad (2.6b)$$

donde T_1^{ad} y P_1 son los valores del caso adiabático (2.2). Los coeficientes α_t y A_t son los de la función tasa de enfriamiento, y K_B la constante de Boltzmann. Podemos ver en estas expresiones que la temperatura y la densidad de la región chocada no resultan constantes en el caso de un choque radiativo. Los valores de los parámetros dependen de x , que es la distancia al choque.

A continuación, agregamos dos observaciones:

- A partir de las relaciones de Rankine-Hugoniot (2.1), se puede obtener una serie de relaciones (ver por ejemplo Landau & Lifshitz, 1959), de las cuales se puede deducir que una onda de choque:
 - Comprime el medio, $\rho_1 > \rho_0$.
 - Reduce la velocidad del fluido chocado $v_1 \leq v_0$.
 - El material chocado es subsónico, $M_1 < 1$ (con M_1 el número de Mach de la región).
 - Aumenta la presión, $P_1 > P_0$.
 - Calienta el fluido, $T_1 > T_0$.
- De las ecuaciones del caso radiativo (2.6) se puede ver que a medida que la distancia al frente de choque aumenta, T_1 disminuye rápidamente y la densidad n_1 aumenta.

2.2.2. Colisión de una NAV con el disco galáctico

La colisión supersónica de dos flujos de gas provoca la creación de dos ondas de choque, cada una de ellas moviéndose en uno de los medios. Consideremos una nube de alta velocidad de densidad n_c y radio R_c , la cual impacta sobre un disco de densidad n_g y ancho w_g , con una velocidad v_c . Por simplicidad, se trabaja en el sistema de referencia con el disco en reposo. El choque en el disco se propaga con velocidad U_g y el de la nube con velocidad U_c (Lee et al., 1996):

$$U_g = \frac{4}{3} \frac{av_c}{1+a} \quad U_c = \frac{4}{3} \frac{v_c}{1+a} \quad \text{con} \quad a = \sqrt{\frac{n_c}{n_g}}, \quad (2.7)$$

en el sistema de referencia del medio no chocado de cada componente.

Las regiones de material chocado se verán separadas por una discontinuidad de contacto⁴, la cual se crea debido a la diferencia de temperaturas y densidades. En la Fig. 2.5 puede verse un esquema de la situación descripta.

La interacción de una NAV con un disco de baja densidad ($n_g \lesssim 10^{-1} \text{ cm}^{-3}$) provoca que la velocidad U_g sea muy grande. En consecuencia, el choque en el disco es adiabático.

⁴Es una superficie que separa regiones con diferentes propiedades físicas. A través de esta superficie no hay flujo de material.



Figura 2.5: Esquema de los frentes de choque producidos durante la colisión. Las líneas amarilla y celeste representan los choques, mientras que la línea roja representa la discontinuidad de contacto.

La conservación del momento y el gran gradiente de presión existente entre el gas galáctico chocado y el halo, da lugar a que casi todo el gas chocado escape del disco en dirección contraria a la trayectoria de la nube. Cuando la colisión se da con un disco denso, el choque en la nube resulta adiabático y el material chocado se expande en todas las direcciones. La expansión en el disco genera un choque cilíndrico y deja una gran cavidad, mientras que la expansión fuera del plano de impacto produce el gas caliente de la corona, o crea un choque que se moverá en el halo, el cual eventualmente forma estructuras como los *loops* observados en nuestra Galaxia.

Algunas configuraciones de densidades para el disco y la nube, junto con la velocidad de impacto, cumplen la condición de colapso gravitatorio (Tenorio-Tagle, 1980). Por ejemplo, cuando $v_c \lesssim 250 \text{ km s}^{-1}$ y la densidad del disco es muy alta ($n_g > 100 \text{ cm}^{-3}$, típica de las regiones moleculares presentes en los brazos espirales), se dan las condiciones para que se produzca un brote de formación estelar. Asumiendo que este es un proceso muy ineficiente y que la masa del gas involucrado es de 3×10^5 a $10^7 M_\odot$, se espera que se formen varias decenas o cientos de estrellas masivas. Observacionalmente, esto se ve como una región HII gigante.

La temperatura de cada uno de los medios chocados, en el caso de una NAV que impacta a 100 km s^{-1} , es del orden de 10^6 K , por lo que emite en rayos X blandos. Es natural entonces pensar en detectar dichas colisiones con un relevamiento en ese rango del espectro electromagnético, pero la realidad es que resulta sumamente difícil asociarlos únicamente con un evento de este tipo. Es muy sencillo confundir la emisión con la producida por una SN ubicada muy cerca de los bordes del disco.

El tiempo de caída libre desde 5 kpc es de 6×10^7 años, lo cual se traduce en que hay aproximadamente 100 NAV en condiciones de alcanzar el disco. Entonces, desde que Wakker & van Woerden catalogaron 600 NAV en 1991, es factible que al menos 10 de ellas hayan sido observadas durante la fase de interacción.

Kerp et al. (1999) examinaron la relación entre varios complejos de NAV y las manifestaciones de rayos X blandos. Una de las dificultades que enfrentaron fue que el Sol está localizado en una burbuja de plasma que emite en rayos X, junto con que la Galaxia emite en esta banda de frecuencias en otras posiciones del plano y el halo. Consecuentemente, el cielo resulta cubierto de esta emisión, donde lo único distinguible son fluctuaciones de la radiación sobre el fondo. Estos autores abordaron estos problemas incorporando un modelo para la emisión de fondo, la cual es suficientemente suave para que algunas variaciones parezcan sobresalir. Luego de ello, encontraron excesos de rayos X cerca de complejos de nubes de alta

velocidad, la causa más probable es que se deban a la interacción de dichos objetos con el gas del halo.

En el caso de incluir un campo magnético en el modelo de colisión, el impacto comprime las líneas de campo, lo cual produce que la nube no pueda ingresar muy profundo en el disco. De esta forma, el choque también puede llegar a inducir un patrón complejo de ondas magnetohidrodinámicas que transportan la energía de la perturbación (Santillán et al., 1999).

En algunos casos, los frentes de choque producidos durante el impacto de una NAV tienen grandes velocidades -dependiendo de las características de la nube y del disco-. Los choques pueden convertirse entonces en aceleradores eficientes de partículas. Este será el escenario que desarrollamos a lo largo de este trabajo.

Capítulo 3

Rayos cósmicos

3.1. ¿Qué son los rayos cósmicos?

3.1.1. Descubrimiento

A principio del siglo XX, los científicos empezaron a pensar que el gas atmosférico debía presentar cierto grado de ionización¹. En aquel momento, ya sabían que, por ejemplo, la radiación emitida por los elementos radiactivos posee la capacidad de ionizar átomos. Especularon entonces con la existencia de radiación ionizante proveniente de la corteza terrestre, pero al realizarse experimentos para demostrar que la misma perdía intensidad con la altura, los resultados no fueron los esperados. En 1912, V. Hess estudió la carga eléctrica atmosférica y comprobó que se comportaba exactamente de manera contraria. Como dijo luego: “los resultados sólo pueden ser explicados suponiendo que una radiación con gran poder de penetración ingresa desde arriba” (Hess, 1912). Así fue que comenzó a acuñarse la idea de los rayos cósmicos (RC). Dicha denominación fue dada por R. A. Millikan en 1925, luego de que realizó una serie de experimentos de detección llevados a cabo a grandes alturas y en las profundidades de lagos.

3.1.2. Espectro y composición

Los RC son principalmente partículas cargadas que poseen energías mayores que la de su masa en reposo. La gran mayoría de ellos son protones (núcleos de H), un 10 % núcleos de helio, un 2 % electrones y un 1 % elementos más pesados. También hay pequeñas proporciones de positrones y antiprotones, que se cree son producto de la interacción de los RC primarios con el medio interestelar (MIE).

Aproximadamente $1000 \text{ RC m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ alcanzan la atmósfera terrestre. El espectro observado puede verse en la Fig. 3.1. El rango de energías que abarca se extiende desde $\sim 10^6$ eV hasta por encima de 10^{20} eV. Allí, el espectro se corta producto de la interacción de los RC

¹Esta idea surgió como consecuencia de que los electroscopios (instrumentos empleados para conocer si un objeto posee carga eléctrica) se descargaban “espontáneamente”.

con los campos de radiación intergalácticos; esto es lo que se conoce como *efecto GZK* (Greisen, 1966; Zatsepin & Kuz'min, 1966). En el caso de los protones (p), las interacciones más importantes se dan con los fotones (γ) del fondo cósmico de radiación (CMB):

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p + \pi^0 \quad (3.1a)$$

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow n + \pi^+ \quad (3.1b)$$

$$p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow p + e^+ + e^- \quad (3.1c)$$

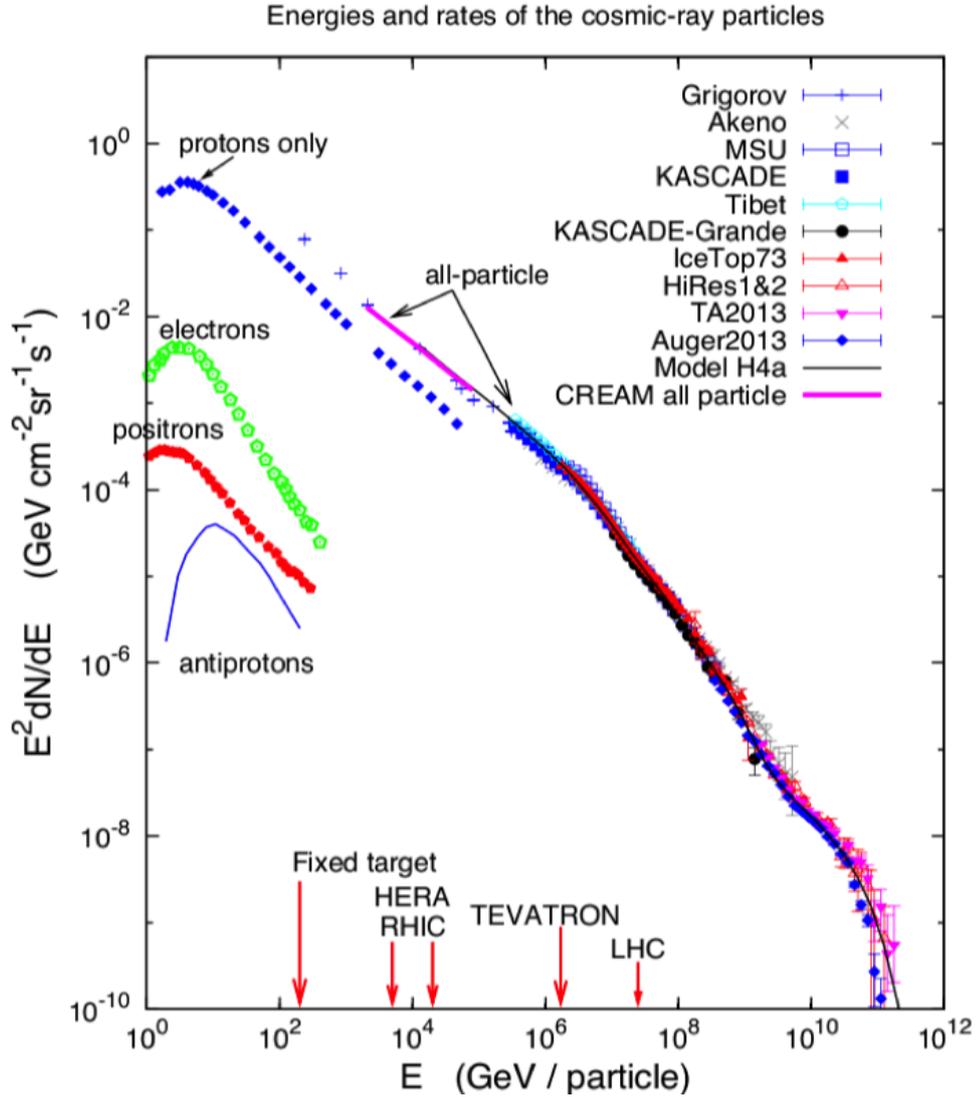


Figura 3.1: Espectro de rayos cósmicos observado desde la Tierra. A la derecha, se indica la correspondencia entre los datos y los experimentos que los recolectaron. Las contribuciones de electrones, positrones y antiprotones son producto del experimento PAMELA (Gaisser, T. K.).

A bajas energías, es decir, por debajo de ~ 30 GeV, el espectro se encuentra dominado por la contribución solar. Esto es consecuencia de la modulación causada por la presencia

del viento magnetizado originado en el Sol, el cual evita que las partículas de muy bajas energías alcancen el interior del Sistema Solar. A partir de ~ 30 GeV y hasta 10^{5-6} GeV, la distribución de partículas se encuentra bien descrita por una ley de potencias. Si se piensa en partículas por unidad de área y tiempo, se encuentra que $N(E)dE \propto E^{-2.7}dE$. A energías mayores que 10^{5-6} GeV, la pendiente del espectro cambia de -2.7 a -3 (se dice que el espectro se “ablanda”). Hay evidencia de que allí también hay un cambio en la composición química de los RC. La tendencia es que la proporción de núcleos pesados aumenta hasta llegar a $\sim 10^8$ GeV. A esas energías, el espectro vuelve a quebrarse, pero esta vez para “endurecerse” (la pendiente se vuelve menos pronunciada), y la composición química vuelve a estar dominada por elementos livianos. Al primer quiebre, donde el espectro se ablanda, se lo conoce como *rodilla* y al segundo como *tobillo*. A energías mayores que 10^9 GeV, la composición química de los rayos cósmicos continúa siendo tema de debate.

Para dimensionar un poco más el flujo de RC, vale decir que a $\sim 10^{3-4}$ GeV, el flujo es de ~ 1 partícula $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$; a la altura de la rodilla, ~ 1 partícula $\text{m}^{-2} \text{año}^{-1}$; y arriba de 10^9 GeV, ~ 1 partícula $\text{km}^{-2} \text{año}^{-1}$.

Los astrofísicos están bastante de acuerdo en que los RC en el rango comprendido entre ~ 30 GeV y la rodilla son de origen galáctico, siendo la rodilla un efecto propio de la superposición de los *cutoffs* espectrales de los diferentes elementos². Por otro lado, piensan que el tobillo representa la transición a RC de origen extragaláctico. Esto se debe a que el giroradio³ de estas partículas no puede ser contenido en la Galaxia. De cualquier manera, la región donde ocurre el cambio de régimen galáctico a extragaláctico aún no se encuentra bien entendida (Blasi, 2013).

La radiación de RC, fuera de la región dominada por la influencia solar, no presenta anisotropías; excepto para partículas de energías muy altas (del orden de 10^{10} GeV). Esto es consecuencia de que los RC, cuyas energías son menores que el límite antes mencionado, interactúan con el campo magnético galáctico, el cual modifica completamente sus trayectorias. Por este motivo, no resulta posible asociar las partículas con una fuente determinada, ya que pierden rápidamente su dirección original.

La densidad de energía local de los RC es de ~ 1 eV cm^{-3} (más del 90% es aportado por partículas con $E \leq 100$ GeV). Este valor resulta comparable con la densidad de energía de la luz estelar en el visible, de ~ 0.3 eV cm^{-3} ; la del campo magnético galáctico, de ~ 0.26 eV cm^{-3} (si el campo es $\sim 3\mu\text{G}$); y el fondo cósmico de radiación (CMB), de ~ 0.25 eV cm^{-3} (Castellina & Donato, 2013).

²Como mencionamos más adelante, los RC galácticos se originan principalmente en los remanentes de supernova. La energía máxima a la que puede acelerarse una partícula es proporcional al número atómico (Z), por lo que elementos con diferentes Z , tendrán diferentes energías límite.

³El radio de giro de una partícula cargada que se mueve en presencia de un campo magnético.

3.1.3. Detección

Los métodos de detección de RC se pueden dividir en dos grandes grupos.

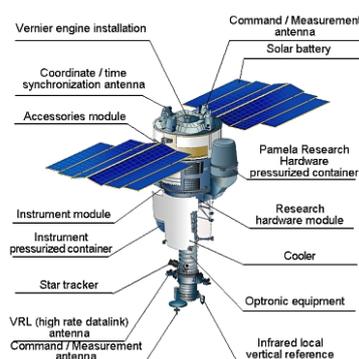
Métodos directos

Los RC pueden medirse de forma directa para energías de hasta 10^5 GeV. Para esto, se emplean detectores adosados a globos o satélites (como los que se muestran en la Fig. 3.2), como así también a la Estación Espacial Internacional. Los instrumentos que se utilizan son muy variados, siendo los más comunes:

- *Centelladores y detectores semiconductores*: permiten conocer la carga de la partícula. En el caso del centellador, la partícula atraviesa el material centellante y le transfiere parte de su energía, el material emite en consecuencia un pulso de luz que puede ser detectado. En el caso del detector semiconductor, la partícula le transfiere energía al material semiconductor, que en respuesta libera electrones que generan una corriente eléctrica. Las mediciones de la luz emitida, o de la corriente generada, permiten conocer las pérdidas por ionización de la partícula, las cuales son proporcionales a Z^2 . En consecuencia, es posible conocer la carga del RC.
- *Espectrómetros magnéticos*: permiten conocer la energía de la partícula. Se mide el radio de curvatura que describe el RC al interactuar con un campo magnético conocido. Si se conoce además el valor de la carga, es posible estimar el momento de la partícula.
- *Detectores de radiación de transición*: permiten conocer la energía de partículas con $Z \geq 3$. La partícula pasa a través de dos medios dieléctricos con distintas propiedades, emitiendo radiación X en la frontera entre ambos. Dicha radiación es proporcional al factor de Lorentz de la partícula.



(a) Globo del experimento CREAM (VI) siendo lanzado desde la Antártida (NASA).



(b) Satélite *Resurs DK1*, el cual lleva a bordo los instrumentos del experimento PAMELA.

Figura 3.2: Experimentos de medición directa.

Métodos indirectos

A energías mayores que 10^5 GeV el flujo de RC es muy bajo. Su estudio se realiza entonces indirectamente a partir de las lluvias de partículas.

Cuando un RC primario ingresa en la atmósfera, interactúa con las partículas que la conforman. Si un RC impacta con un núcleo atmosférico, se produce una interacción con algún nucleón de dicho núcleo y se generan en consecuencia partículas secundarias, en su gran mayoría piones (π). El nucleón que interactuó con el RC primario suele ser removido del núcleo, el cual queda en una situación de inestabilidad y es propenso a decaer en elementos más livianos. Lo mismo ocurre con los piones, los cuales pueden dar lugar a la creación de muones (μ), neutrinos (ν) e incluso fotones (γ). Nuevamente, estas partículas también pueden seguir interactuando y decayendo, generando así nuevos productos y radiación (ver Fig. 3.3), cuya detección permite reconstruir las propiedades del RC primario.

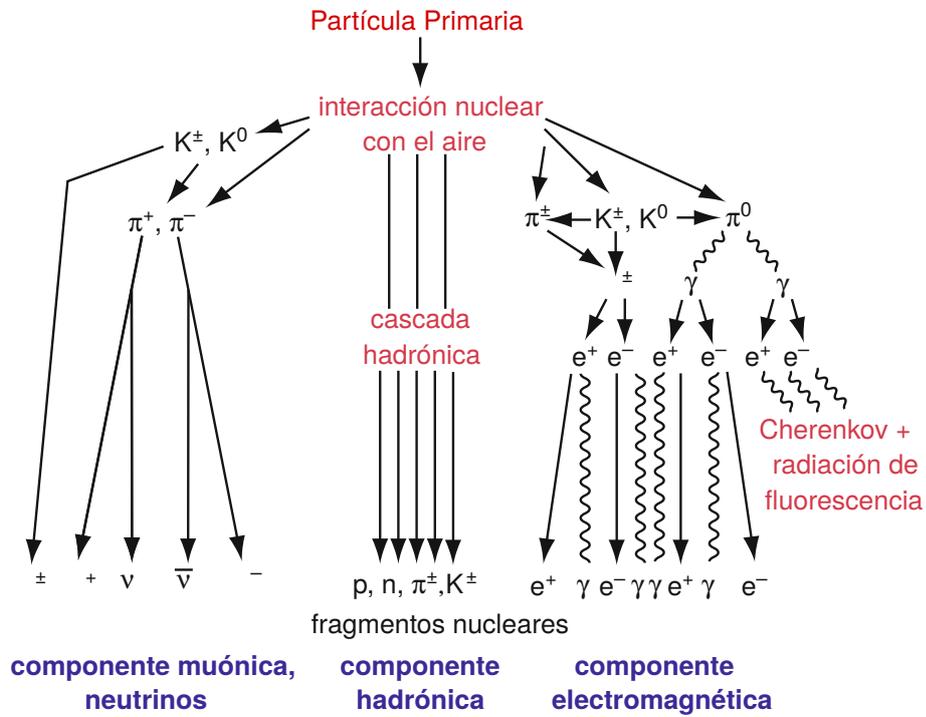


Figura 3.3: Esquema simplificado de una lluvia iniciada por un RC en la atmósfera (Haungs et al., 2003).

La forma de detectar estas lluvias consiste en colocar arreglos de detectores. La altura o profundidad a la que se colocan depende del tipo de partículas secundarias que se espera detectar. Por ejemplo, los muones, que tienen vidas medias relativamente largas, podrán ser detectados con instrumentos en la superficie terrestre (los más energéticos incluso de forma subterránea), mientras que en el caso de partículas que decaen rápidamente debe contarse con detectores en altura. Los arreglos están integrados principalmente por:

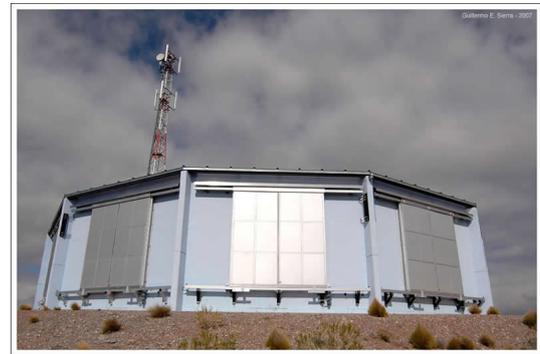
- *Tanques Cherenkov*: son reservorios de agua, como el que se muestra en la Fig. 3.4(a).

Al ser atravesada por una partícula cargada, el agua emite luz Cherenkov⁴, que es la que se detecta. Estos detectores se distribuyen sobre grandes áreas.

- *Centelladores*: el funcionamiento es análogo al expuesto en el caso de la detección directa de RC, pero en este caso se emplean para medir partículas secundarias.
- *Telescopios Cherenkov*: en el desarrollo de la lluvia, se emite luz Cherenkov producto de la interacción de las partículas secundarias cargadas con la atmósfera. Estos instrumentos consisten de un espejo que colecta y refleja la luz sobre un foco donde hay un tubo fotomultiplicador.
- *Telescopios de fluorescencia*: las partículas secundarias cargadas, en su gran mayoría electrones (e^-) y positrones (e^+), excitan las moléculas de nitrógeno presentes en la atmósfera. La desexcitación resulta en una emisión isotrópica de fluorescencia en el rango ultravioleta del espectro. Los instrumentos constan de espejos que colectan la luz y la reflejan en una cámara, integrada generalmente por un gran número de tubos fotomultiplicadores (ver Fig. 3.4(b)).
- *Radiotelescopios*: en las lluvias de partículas se genera emisión coherente en radio, producto de la interacción de los electrones con el campo magnético terrestre.



(a) Tanque Cherenkov del Observatorio Pierre Auger, ubicado en Malargüe.



(b) Detector de fluorescencia del Observatorio Pierre Auger, ubicado en Malargüe.

Figura 3.4: Instrumentos de medición indirecta.

⁴La radiación Cherenkov se produce cuando una partícula se mueve con una velocidad mayor que la velocidad de la luz en el medio que atraviesa.

3.2. Fuentes galácticas de rayos cósmicos

3.2.1. Características

Recordando que la densidad de energía local de RC es $w_{\text{RC}} \sim 1 \text{ eV cm}^{-3}$, y suponiendo que este es el valor típico de la misma en el disco galáctico, puede calcularse la potencia inyectada por los RC en la Galaxia:

$$L_{\text{RC}} = \frac{V_{\text{G}} w_{\text{RC}}}{\tau_{\text{d}}} \sim 5 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}, \quad (3.2)$$

donde V_{G} ⁵ es el volumen del disco galáctico y τ_{d} ⁶ el tiempo promedio que los RC permanecen en el disco antes de escapar. Por lo tanto, cualquier fuente o conjunto de fuentes de rayos cósmicos debe ser capaz de producir esta potencia.

Por otro lado, ya mencionamos que correlacionar los RC detectados con sus fuentes no resulta posible. La interacción con el campo magnético de la Vía Láctea produce que las partículas aceleradas, provenientes de distintas fuentes, terminen mezcladas y conformen lo que se denomina *mar de rayos cósmicos galácticos*. Por este motivo, la forma de rastrear los aceleradores de partículas es usar métodos indirectos. Las partículas aceleradas en la fuente interactúan con el medio, lo cual conlleva a que muchas de ellas pierdan energía por diversos mecanismos emitiendo fotones en múltiples frecuencias. En particular, se espera encontrar radiación gamma (γ), la cual contiene información tanto de los leptones como así también de los hadrones acelerados. Las fuentes localizadas de emisión γ indican entonces los lugares donde la aceleración ocurre, mientras que la distribución de la emisión difusa en el disco galáctico da información sobre la propagación de los RC. En efecto, buscar fuentes de RC es buscar fuentes de rayos γ . Esto tampoco resulta tarea fácil, dado que los telescopios que operan en dicho rango espectral aún no poseen una gran resolución angular.

3.2.2. Aceleradores de partículas

Los mecanismos de aceleración de partículas son principalmente dos. En primer lugar, se puede acelerar partículas electrostáticamente, es decir, sometiendo las partículas a una diferencia de potencial (Romero & Paredes, 2011).

Sea una partícula cargada que se mueve en presencia de un campo electromagnético, la fuerza que experimenta está dada por:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right), \quad (3.3)$$

donde q es la carga de la partícula y \vec{v} su velocidad, \vec{E} y \vec{B} representan los campos eléctrico y magnético, respectivamente.

⁵ $V_{\text{G}} = \pi R_{\text{G}}^2 h_{\text{G}} \sim 4 \times 10^{66} \text{ cm}^3$, con $R_{\text{G}} = 15 \text{ kpc}$ el radio y $h_{\text{G}} = 200 \text{ pc}$ el espesor.

⁶ $\tau_{\text{d}} \sim 6 \times 10^6$ años.

El segundo término de la expresión (3.3) resulta perpendicular a la velocidad de la partícula; en consecuencia, es también perpendicular a la trayectoria y no realiza trabajo. Es decir, ese término no modifica el módulo de la velocidad. Por lo tanto, el cambio en la energía de la carga depende sólo del primer término:

$$\frac{dE}{dt} = q \vec{v} \cdot \vec{E} = q \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{\nabla} V, \quad (3.4)$$

donde V es el potencial escalar del campo \vec{E} .

Si se toma el caso unidimensional:

$$\Delta E = q \frac{\partial V}{\partial r} dr = q \Delta V, \quad (3.5)$$

se puede ver claramente que el cambio en la energía es directamente proporcional a la diferencia de potencial aplicada.

En segundo lugar, existen los mecanismos de aceleración difusivos, como el mecanismo de aceleración de Fermi de primer orden que opera en regiones donde existen ondas de choque. El mismo lo tratamos en mayor detalle más adelante en este trabajo.

La variedad de potenciales aceleradores de RC galácticos es amplia, listamos a continuación algunos de ellos.

- **Remanentes de Supernova:** se considera que son los principales contribuyentes al mar de RC observados. La conexión entre los RC y los remanentes fue propuesta por [Baade & Zwicky](#) en 1943. Alcanza con que las supernovas inviertan un 10% de su energía en generar RC, para que se satisfaga la potencia que estas partículas aportan a la Galaxia, dada en (3.2). Otro argumento a favor de los RSN es que se han observado tanto en rayos X como en rayos γ , lo cual indica la presencia de partículas relativistas. El mecanismo de aceleración propuesto en estos objetos es el difusivo. La aceleración tiene lugar en las ondas de choque, generadas a partir del material inyectado por la supernova a velocidades supersónicas en el medio.
- **Púlsares:** si bien la potencia total inyectada en RC por estos objetos no alcanza a igualar la de los rayos cósmicos en la Galaxia, se cree que son las fuentes que más RC aportan a los observados luego de los RSN. La aceleración en los púlsares es electrostática. Estos objetos presentan fuertes campos magnéticos, típicamente de $\sim 10^{12}$ G, y una rápida rotación. La combinación de ambos fenómenos genera que las cargas sobre la superficie del púlsar se separen, induciendo un campo eléctrico y en consecuencia una diferencia de potencial. Por otro lado, las partículas que escapan del púlsar constituyen un viento, que al colisionar con un medio más denso, circundante al púlsar, puede dar lugar a ondas de choque, donde también se pueden acelerar partículas.
- **Microcuásares:** son sistemas binarios formados por una estrella y un objeto compacto (un agujero negro de masa estelar o estrella de neutrones). Se los clasifica de alta o baja masa, dependiendo la masa de la estrella compañera. En estos sistemas, la estrella cede materia al objeto compacto, alrededor del cual se forma un disco de acreción. Sobre

el eje de rotación del objeto compacto se forman jets semi-relativistas, cuyas regiones terminales interactúan con el medio interestelar generando ondas de choque. Allí puede darse la aceleración de RC.

- **Binarias con colisión de vientos:** estos sistemas se encuentran formados por estrellas tempranas de tipo O o Wolf-Rayet. Las mismas producen fuertes vientos que colisionan formando una onda de choque, donde se aceleran partículas.

Se ve entonces que la mayoría de las fuentes aceleradoras de partículas se encuentran en zonas de formación estelar o en asociaciones de estrellas jóvenes.

3.2.3. Emisión γ difusa y nubes moleculares como trazadores de rayos cósmicos

La radiación γ asociada a una fuente se debe a los RC de energía relativamente baja, que son los que se hallan confinados en la misma. Las partículas más energéticas escapan rápidamente del acelerador, por lo que la emisión proveniente de sus alrededores es la que brinda información sobre ellas. La emisión extendida se da a la suma en una región de algunas decenas de pársecs alrededor de la fuente, ya que luego la densidad de partículas no será distinguible de la del mar de RC galácticos.

Los primeros estudios sobre la radiación γ difusa fueron realizados con los satélites *SAS-2* y *COS B*. Los resultados revelaron un gradiente muy pequeño para los RC a escala galáctica (Bloemen, 1989), siendo luego reafirmados por EGRET (Hunter et al., 1997). Este hecho se debe a la mezcla de RC de distintas fuentes sobre escalas de tiempo mayores al tiempo de escape de las partículas ($\sim 10^7$ años). El gradiente a escalas menores (<100 pc) es mucho más pronunciado, especialmente en la vecindad de los aceleradores. Consecuentemente, se espera en dichas regiones emisión γ por encima de la promedio del disco.

Las nubes moleculares (NM) cumplen un rol fundamental a la hora de rastrear RC. Las mismas constituyen regiones densas y frías del medio interestelar. Su composición consta de un 90% de hidrógeno molecular (H_2), y un 10% de helio (He) y otras moléculas. La temperatura típica de estos objetos ronda los 10-20 K y su densidad promedio $\sim 10^2$ cm^{-3} , pudiendo ser muy alta localmente. En las galaxias espirales, el gas molecular se encuentra ubicado en los brazos, formando grandes complejos. Las NM son objetos muy abundantes y es allí donde se forman la mayor parte de las estrellas. Las nubes moleculares gigantes (NMG), que son NM con masas de entre 10^3 y 10^6 M_\odot , son las que dan origen a las estrellas de alta masa.

Los RC galácticos atraviesan constantemente las NM, por lo cual las nubes pueden emitir radiación γ de forma pasiva⁷. La mayoría de las fuentes de RC son objetos jóvenes y se hallan ligados a las regiones de formación estelar, al igual que las NM. Es así que estas nubes pueden contener aceleradores en su interior. Si bien el potencial de estos objetos como fuentes de rayos γ fue predicho teóricamente mucho tiempo atrás (Black & Fazio, 1973; Montmerle,

⁷Se dice que emiten de forma pasiva debido a que la nube no acelera las partículas. La radiación se origina en el paso de los RC, acelerados en otra parte, a través de la nube.

1979), comenzó a considerárselas como una nueva clase de emisores muy recientemente a partir de observaciones de *Fermi* y HESS (Ackermann et al., 2012; Fernandez et al., 2013).

El telescopio espacial *Fermi* ha sido capaz de detectar, por ejemplo, la emisión proveniente de las NMG Orión A, Orión B y Monoceros R2, las cuales pueden verse en la Fig. 3.5. También se han detectado nubes moleculares más pequeñas ligadas a regiones de formación estelar, como ser los casos de Chamaeleon, R Coronae, Australis, Cephus y Polaris (Hayashi & Mizuno, 2012).

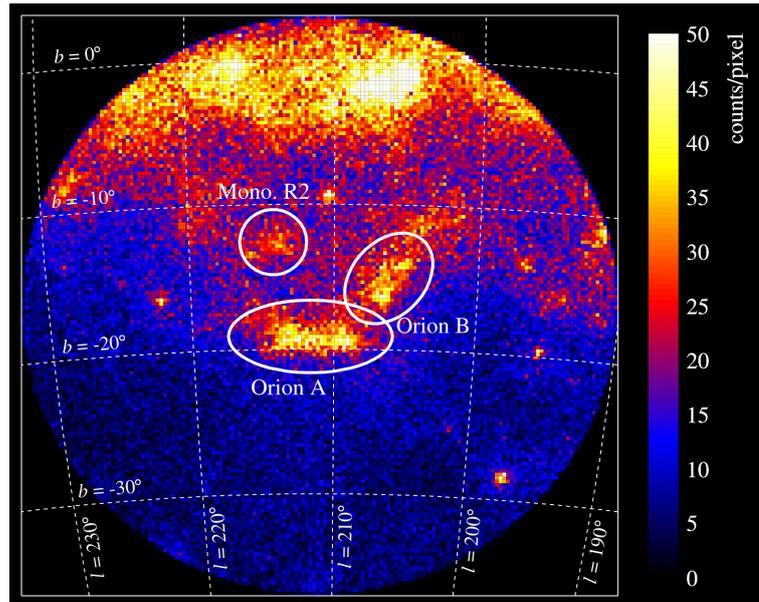


Figura 3.5: Mapa en rayos gamma (200 MeV-20 GeV) tomado por *Fermi* de la región de Orión. Las regiones dentro de las elipses blancas son las correspondientes a las NMG Orión A, Orión B y Monoceros R2 (Okumura et al., 2009).

Los aceleradores de partículas que pueden contener las NM son muy variados. En su interior suelen encontrarse cúmulos de estrellas jóvenes con fuertes vientos estelares. En el caso de una estrella de gran masa, existe también la posibilidad de que la misma sea eyectada fuera del cúmulo, conformando así una estrella *runaway* (estrella fugitiva); estas estrellas se mueven a grandes velocidades formando un *bow shock*⁸, donde también se pueden acelerar partículas (Benaglia et al., 2010; del Valle & Romero, 2012). Además de encontrarse dentro de las NM, las fuentes de RC pueden hallarse en el entorno, como es el caso de algunas fuentes HESS asociadas a sistemas del tipo nube molecular-remanente de supernova.

Al encontrarse embebidas en el mar de RC galácticos, el espectro de emisión de las NM brinda información sobre la distribución de RC en la Galaxia, como así también sobre la difusión de los mismos. Las nubes moleculares pueden ser empleadas entonces para verificar observacionalmente la hipótesis de que la densidad de energía local de RC es la típica del disco galáctico. Este hecho no es trivial, debido a que el Sistema Solar se encuentra inmerso en una zona de formación estelar activa (el cinturón de Gould), lo cual no permite descartar que

⁸La onda de choque tiene forma de arco, similar a las ondas producidas por la proa de un barco.

la densidad local esté dominada por fuentes locales. Si las partículas aceleradas son capaces de penetrar libremente en las nubes, el espectro gamma emitido se espera que tenga igual pendiente que el de los RC inyectados; en tal caso, la luminosidad total depende únicamente de la masa de la NM (Gabici, 2011). Sin embargo, la capacidad de libre penetración de los RC en las nubes es aún un tema en discusión. Esto se debe a que depende del coeficiente de difusión, el cual es un parámetro muy complicado de determinar.

3.2.4. Nubes de alta velocidad y rayos cósmicos

Recientemente, un grupo de investigadores emplearon observaciones en γ de *Fermi* para estudiar la interacción de RC, acelerados en el disco, con nubes de alta velocidad distantes hasta ~ 7 kpc del plano galáctico. Este estudio permitió trazar por primera vez la distribución de RC en el halo de la Galaxia. Encontraron que la emisión gamma por átomo de H decrece con el incremento de la distancia al plano galáctico. Este resultado permite corroborar la noción de que la mayor parte de los RC se originan en el disco galáctico, como así también la idea de que muchas de estas partículas escapan del disco y quedan atrapadas en el halo (Tibaldo et al., 2015).

En el presente trabajo, estudiamos la colisión de una NAV con el plano galáctico como fuente de RC.

Capítulo 4

Modelo del impacto de una nube de alta velocidad con el plano galáctico

4.1. Descripción

4.1.1. Generalidades

Como ya describimos, la colisión de una NAV con el plano galáctico genera dos ondas de choque. Uno de los objetivos de este trabajo es estudiar la naturaleza de dichos choques y la posibilidad de que allí se aceleren partículas. Para esto, construimos cuatro modelos específicos¹ con distintos valores iniciales para las densidades del disco y de la nube, escogiendo valores característicos para ambos objetos. También adoptamos dos valores diferentes para la velocidad de impacto.

La velocidad de los choques la calculamos con las expresiones (2.7), mientras que la naturaleza de los mismos la estudiamos comparando la longitud térmica R_Λ (2.3) con la dimensión del objeto L ($L = 2R$ para la nube y $L = w_g$ para el disco). En el caso de los choques adiabáticos ($L < R_\Lambda$), empleamos las relaciones (2.2) para calcular los parámetros del medio chocado. Para los choques radiativos ($L > R_\Lambda$), la temperatura del medio perturbado la estimamos usando la expresión (2.6), mientras que para la densidad adoptamos el valor dado también por (2.6), pero integrado sobre la longitud en la cual la temperatura del medio chocado cae hasta la temperatura que tenía antes de la colisión².

4.1.2. Modelo del choque en el disco

El plano galáctico lo modelamos como un disco homogéneo de ancho $w_g = 200$ pc y densidad constante n_g . En el Cuadro 4.1 se muestran los valores iniciales adoptados para los discos de nuestros modelos.

¹Nos referiremos a ellos simplemente como “los modelos”.

²Integrando $dn(x)/dx$ sobre tal longitud, se halla que la densidad integrada $n_{int} \sim (T_f/T_i)n_o$, donde T_f es la temperatura que tendría el medio chocado si el choque fuese adiabático, mientras que T_i y n_o son la temperatura y la densidad del medio no chocado respectivamente.

Nuestro estudio lo realizamos en el momento en que el choque que se propaga en él alcanza un estado estacionario. Allí, se forma un *bow shock* comóvil con la nube, el cual tiene un ancho fijo de $0.2 R$ (vanDyke & Gordon, 1959) (ver Fig. 4.1).

<i>Modelo</i>	Espesor w_g [pc]	Densidad inicial n_g [cm^{-3}]	Temperatura inicial T_i [K]
A1	200	1.0	100
A2	200	0.1	100
B1	200	1.0	100
B2	200	0.1	100

Cuadro 4.1: Valores iniciales para los discos de los diferentes modelos.

En el Cuadro 4.2, presentamos los parámetros característicos correspondientes a la región perturbada de cada disco. El campo magnético B , en la región chocada, estimamos que es cuatro veces el valor obtenido observacionalmente para el campo regular del plano galáctico, el cual es de aproximadamente $1 \mu\text{G}$ (Beck & Wielebinski, 2013).

<i>Modelo</i>	Velocidad del choque U_g [km s^{-1}]	Campo magnético B [μG]	Temperatura post shock T_f [K]	Long. térmica R_Λ [pc]	Naturaleza del choque	Densidad del medio chocado [cm^{-3}]
A1	32.03	4	2.05×10^4	0.02	Radiativo	2.05×10^2
A2	101.30	4	2.05×10^5	1.84	Radiativo	2.05×10^2
B1	160.17	4	5.13×10^5	1.27	Radiativo	5.13×10^3
B2	506.50	4	5.13×10^6	1595.94	Adiabático	4.00×10^{-1}

Cuadro 4.2: Velocidad del choque en cada disco y valores característicos de la región chocada, obtenidos con las relaciones (2.2) y (2.6).

Suponemos que las partículas escapan de la zona de aceleración del disco una vez que recorren una distancia $Z = 0.2 R = 6.17 \times 10^{18} \text{ cm}$, es decir, el ancho del *bow shock*. Además, adoptamos que el volumen donde se genera la emisión es $V = 2.24 \times 10^{58} \text{ cm}^3$, el cual corresponde a un cuarto del volumen de la corona de ancho $0.2 R$, como muestra la Fig. 4.1.

Los campos de fotones que tenemos en cuenta en el disco son el campo de radiación del fondo cósmico (CMB), el campo de radiación infrarroja galáctico (IR) y el campo de radiación ultravioleta (UV), también galáctico. Adoptamos modelos monocromáticos para estos campos, considerando la densidad de energía u_ϵ característica como la máxima (Maciel, 2013). Los valores correspondientes se encuentran en el Cuadro 4.3.

<i>Campo</i>	ϵ [eV]	u_ϵ [erg/cm ³]
CMB	$\sim 9.0 \times 10^{-4}$	3.79×10^{-13}
IR	$\sim 6.1 \times 10^{-3}$	2.07×10^{-14}
UV	~ 2.8	7.85×10^{-13}

Cuadro 4.3: Energía característica y densidad de energía de los campos de radiación considerados en el disco.

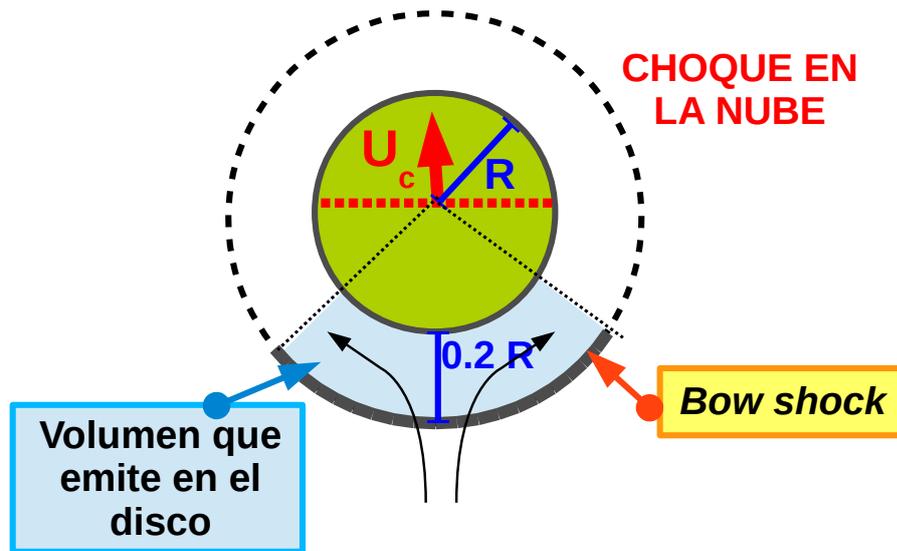


Figura 4.1: Esquema de la situación física. La línea roja representa el choque que se propaga en la nube.

4.1.3. Modelo del choque en la nube

En el caso de la nube, la misma la modelamos como una esfera homogénea de radio $R = 10$ pc y densidad constante n_c , compuesta básicamente de hidrógeno neutro. En estas condiciones, junto con las supuestas para el disco, podemos considerar que la nube no se destruye en el impacto y continúa moviéndose a través del plano galáctico. Optamos por no incluir en este trabajo el análisis de nubes con radios mayores, ya que las consecuencias de su impacto pueden ser catastróficas estructuralmente para los objetos, lo cual requiere un estudio hidrodinámico más avanzado.

Para las velocidades de impacto adoptamos dos valores: 100 km s^{-1} , que es el valor típico para la velocidad de una NAV, y el caso extremo de 500 km s^{-1} , que es la mayor velocidad medida para estos objetos. En el Cuadro 4.4, se muestra el conjunto de valores iniciales adoptados para las nubes de nuestros modelos.

Debido a que desconocemos el campo magnético B de la nube, en la zona perturbada lo estimamos imponiendo que la densidad de energía magnética $u_B = \frac{B^2}{8\pi}$ es el 10% de la

<i>Modelo</i>	Velocidad de impacto [km s ⁻¹]	Radio R_c [pc]	Densidad inicial n_c [cm ⁻³]	Temperatura inicial T_i [K]
A1	100	10	0.1	500
A2	100	10	1.0	500
B1	500	10	0.1	500
B2	500	10	1.0	500

Cuadro 4.4: Valores iniciales escogidos para las nubes de los diferentes modelos.

densidad de energía de dicha región (u_{cc}):

$$\frac{B^2}{8\pi} = 0.1 u_{cc}, \quad (4.1)$$

donde

$$u_{cc} = \frac{3}{2}P_{cc} = \frac{9}{8}n_c m_p U_c^2, \quad (4.2)$$

con $P_{cc} = \frac{3}{4}\rho U_c^2$ (presión en la zona chocada de la nube) y $\rho = n_c m_p$, donde m_p es la masa del protón³. Por un lado, esta aproximación resulta buena en escenarios donde actúa el mecanismo de Fermi de primer orden. Por otro, los resultados que obtenemos son concordantes con la única medición de campo magnético existente para una NAV (McClure-Griffiths et al., 2010).

<i>Modelo</i>	Velocidad del choque U_c [km s ⁻¹]	Campo magnético B [μG]	Temperatura post shock T_f [K]	Long. térmica R_Λ [pc]	Naturaleza del choque	Densidad del medio chocado [cm ⁻³]
A1	101.30	6.96	2.05×10^5	1.84	Radiativo	4.10×10
A2	32.03	6.96	2.05×10^4	0.02	Radiativo	4.10×10
B1	506.50	34.80	5.13×10^6	1595.94	Adiabático	4.00×10^{-1}
B2	160.17	34.80	5.13×10^5	1.27	Radiativo	1.02×10^3

Cuadro 4.5: Velocidad del choque en cada nube y valores característicos de la región chocada, obtenidos con las relaciones (2.2) y (2.6).

Luego de haber calculado los valores que se presentan en el Cuadro 4.5, descartamos el modelo **B1**. Esto se debe a que el choque en la nube resulta adiabático, por lo que el procedimiento empleado en el resto de los casos no puede aplicarse a dicha situación sin realizar previamente un estudio más detallado.

Suponemos que las partículas escapan de la nube si recorren una distancia $Z = \min\{R_\Lambda, X_{T=T_i}\}$, donde R_Λ es la ya mencionada longitud térmica (2.3) y $X_{T=T_i}$ es la distancia a la cual la temperatura del medio chocado decae a la temperatura del medio no chocado. Esta longitud

³Esto se debe a que consideramos que la nube se compone de H.

Z también es relevante a la hora de calcular el volumen que genera emisión en una nube, dado que el mismo lo modelamos como el casquete de altura Z , correspondiente a una esfera de radio R . Los valores obtenidos se muestran en el Cuadro 4.6.

<i>Modelo</i>	$Z = \min\{R_\Lambda, X_{T=T_i}\}$ [pc]	Volumen de emisión V [cm ³]
A1	6.90×10^{-2}	4.39×10^{54}
A2	5.48×10^{-5}	2.77×10^{48}
B2	4.73×10^{-2}	2.06×10^{54}

Cuadro 4.6: Valores correspondientes a la distancia de escape y al volumen de emisión supuestos en las nubes de nuestros modelos.

El único campo de fotones que consideramos en la nube es el producido por interacciones libre-libre que ocurren en ella⁴. La emisividad generada por un plasma de H, de densidad n y temperatura T , puede mostrarse que está dada por (Rybicki & Lightman, 1979):

$$\varepsilon_{\text{ff}}(\epsilon) = 6.8 \times 10^{-38} \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right)^2 \left(\frac{T}{\text{K}} \right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{\epsilon}{K_B T} \right) g_{\text{ff}} \text{ erg cm}^{-3}, \quad (4.3)$$

donde K_B es la constante de Boltzmann y g_{ff} es el factor de Gaunt, para el cual adoptamos un valor de 1.2. Para hallar la densidad de fotones correspondiente a dicho campo de radiación, integramos la emisividad sobre la longitud correspondiente a la región de emisión:

$$n_{\text{ff}}(\epsilon) = \frac{1}{h c \epsilon} \int_0^Z \varepsilon_{\text{ff}} dx, \quad (4.4)$$

donde c es la velocidad de la luz, h la constante de Planck y se tuvo en cuenta que, en el caso de choques radiativos, $T = T(x)$ y $n = n(x)$.

4.1.4. Inestabilidades

En un sistema donde interactúan fluidos, resulta posible el desarrollo de las inestabilidades hidrodinámicas clásicas de Rayleigh-Taylor (RT) y Kelvin-Helmholtz (KH).

La inestabilidad de RT tiene lugar cuando dos fluidos de diferente densidad se ejercen fuerza mutuamente. Esto produce que gotas del fluido más denso penetren en el menos denso, formando estructuras alargadas de material que suelen llamarse “dedos”. Por su parte, la inestabilidad de KH se desarrolla cuando dos fluidos en contacto se encuentran moviéndose a distintas velocidades. Esto causa la transferencia de material a través de la interfaz de ambos medios.

En el caso de un *bow shock*, las inestabilidades de RT se desarrollan en la superficie frontal de la nube, mientras que las de KH lo hacen en las laterales como muestra la Fig. 4.2.

⁴La emisión libre-libre se genera cuando una población de partículas cargadas, que siguen una distribución de energías maxwelliana, radian producto de la aceleración que sufren al interactuar con el potencial coulombiano de los núcleos atómicos del medio en el que se mueven.

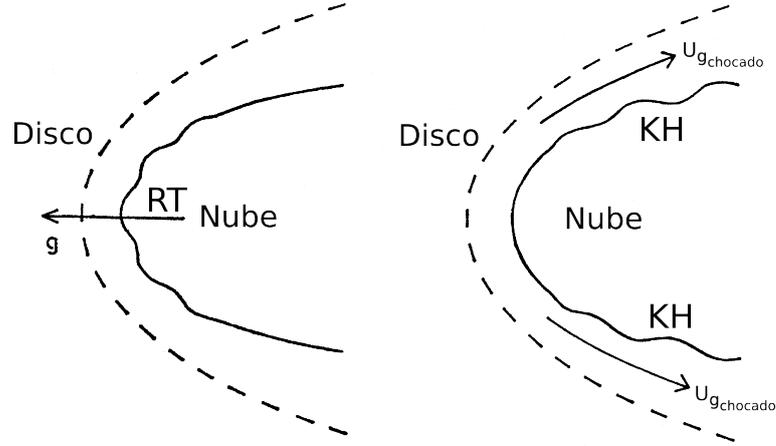


Figura 4.2: Esquema de las inestabilidades en presencia de un *bow shock*, el cual se representa por la línea punteada. En la figura de la izquierda puede verse la inestabilidad de Rayleigh-Taylor, mientras que a la derecha la de Kelvin-Helmholtz (Blake, 1972).

En nuestro trabajo, calculamos el tiempo en el cual las longitudes de estas inestabilidades se tornan comparables al radio de la nube. Para ello, empleamos las siguientes expresiones (Chandrasekhar, 1961):

$$t_{\text{RT}} \sim \sqrt{\frac{R}{g}} \quad t_{\text{KH}} \sim \frac{R a}{v_{\text{rel}}}, \quad (4.5)$$

donde:

- $a = \sqrt{\frac{n_c}{n_g}}$,
- $g \sim \frac{U_g^2}{a^2 R}$ es la aceleración que produce el material chocado del disco sobre la nube,
- v_{rel} es la velocidad relativa entre el material del disco y el de la nube, la cual suponemos que es $\sim U_{\text{gc}} = \frac{U_g}{4}$, es decir, la velocidad del material chocado del disco (2.2).

Comparamos los tiempos obtenidos con el tiempo que dura la colisión, el cual es el menor de los tiempos característicos asociados a los objetos del sistema⁵. Cuando el tiempo de una inestabilidad resulta menor que el tiempo característico del sistema, concluimos que la misma pueden tener lugar y ser relevante durante la colisión.

En el Cuadro 4.7, presentamos los resultados obtenidos.

⁵Recordemos que el tiempo característico (t_{caract}) es el tiempo que tarda el choque en atravesar el objeto en estudio (2.5).

<i>Modelo</i>	Objeto	t_{caract} [10 ⁶ años]	t_{RT} [10 ⁶ años]	t_{KH} [10 ⁶ años]
A1	Nube	0.20	0.0966	0.39
	Disco	6.11		
A2	Nube	0.61	0.3000	1.22
	Disco	1.93		
B2	Nube	0.12	0.0611	0.24
	Disco	0.39		

Cuadro 4.7: Tiempos característicos y de inestabilidades.

Concluimos entonces que en todos los casos las inestabilidades de Rayleigh-Taylor pueden resultar relevantes, por lo cual en un estudio hidrodinámico completo es recomendable tenerlas en cuenta.

Capítulo 5

Tiempos de aceleración y pérdidas para los rayos cósmicos

5.1. Definiciones básicas

En un escenario astrofísico como el que analizamos en este trabajo, puede ocurrir la aceleración de partículas, las cuales a su vez también pueden escapar del sistema o perder energía. Para poder identificar los procesos dominantes, es fundamental conocer el tiempo que tardan las partículas en ganar o perder energía¹, como así también en abandonar el sistema.

Los tiempos asociados a la aceleración o enfriamiento de las partículas se definen como:

$$t = \frac{E}{\left| \frac{dE}{dt} \right|}, \quad (5.1)$$

donde E es la energía de la partícula y $|dE/dt|$ es la variación de energía que sufre la misma en un intervalo de tiempo. En el caso de los mecanismos que generan pérdidas radiativas de energía, $|dE/dt|$ es la potencia radiada por la partícula.

Otra definición importante es la de sección eficaz, la cual aparece naturalmente al estudiar la posibilidad de que una interacción ocurra (Romero & Paredes, 2011).

Consideremos un flujo de partículas de tipo α que se mueven con velocidad v_α , las cuales interactúan con un conjunto de partículas de tipo β , que se encuentran en un volumen $dV = dA dx$ y constituyen el blanco de las α . El número de interacciones de tipo Υ ($d\#_\Upsilon$), que ocurren en un intervalo de tiempo dt en el volumen dV , resulta proporcional al número de partículas β que hay en dV y al número de partículas α incidentes que atraviesan dA en dt . Si n_β es la densidad de partículas β y n_α la de partículas α , entonces:

$$d\#_\Upsilon = d\sigma_\Upsilon(n_\beta dV)(n_\alpha v_\alpha dt), \quad (5.2)$$

¹Los tiempos asociados a los procesos que generan la pérdida de energía se denominan tiempos de enfriamiento.

donde la constante de proporcionalidad $d\sigma_\gamma$ es la sección eficaz diferencial. La sección eficaz total σ_γ , la cual tiene unidades de área², se obtiene de integrar la sección eficaz diferencial sobre todos los posibles estados finales de las partículas.

5.2. Aceleración

5.2.1. Tiempo de aceleración

En los choques que se generan durante la colisión de una NAV con el plano galáctico, pueden acelerarse partículas hasta energías relativistas mediante el mecanismo de Fermi de primer orden (ver Apéndice A).

El tiempo que tarda una partícula de carga q en acelerarse hasta una cierta energía E lo calculamos con la siguiente expresión (ver por ejemplo Romero & Paredes, 2011):

$$t_{\text{acc}} = \eta \frac{E}{q B c}, \quad (5.3)$$

donde B es el campo magnético presente en el medio y η es la eficiencia del proceso. En las condiciones del mecanismo difusivo de Fermi (Drury, 1983):

$$\eta \sim 20 \frac{D}{r_g c} \left(\frac{c}{V_s} \right)^2, \quad (5.4)$$

donde D es el coeficiente de difusión del medio, $r_g = E/(qB)$ es el giroradio de la partícula y V_s es la velocidad de la onda de choque.

Si suponemos que el coeficiente de difusión es el coeficiente de Bohm $D_B = r_g c/3$, resulta entonces que:

$$\eta \sim \frac{20}{3} \left(\frac{c}{V_s} \right)^2. \quad (5.5)$$

5.2.2. Eficiencia de aceleración en los choques

Las partículas de bajas energías inyectadas en un medio denso están sujetas a pérdidas radiativas por colisiones coulombianas, por ionización y por pérdidas radiativas térmicas. El proceso difusivo de aceleración debe ser lo suficientemente veloz para competir con estos procesos, de otra manera el choque puede acelerar sólo algunas partículas de altas energías ya preexistentes en el ambiente (O'C Drury et al., 1996).

Para conocer si la aceleración en los choques es eficiente, comparamos el tiempo de aceleración con los tiempos de las pérdidas por colisiones e ionización, ya que cuando estos últimos resultan menores que el primero, el choque no puede acelerar partículas. Si bien las partículas que sufren pérdidas radiativas térmicas son no relativistas, pedimos también que el tiempo asociado a estas pérdidas sea mayor que el que se necesita para acelerar partículas

²Una unidad muy utilizada es el milibarn (mb): $1 \text{ mb} = 10^{-27} \text{ cm}^2$.

hasta energías algunos órdenes de magnitud por encima de su energía en reposo. En el caso contrario, las pérdidas radiativas que sufren las partículas de bajas energías producen que el choque pierda velocidad y la aceleración sea ineficiente.

- **Pérdidas por ionización:** cuando una partícula con una energía E , de carga $q = eZ$ y masa M , se mueve a través de un medio de densidad n puede ionizarlo transfiriéndole energía. Para partículas relativistas, el tiempo de enfriamiento para pérdidas por ionización se divide en dos casos, dependiendo de si el medio donde se mueven se halla o no previamente ionizado (Romero & Paredes, 2011).

Medio neutro:

$$t_{\text{ion}_n} = \frac{(E/eV)}{7.62 \times 10^{-9} Z^2 (n/\text{cm}^{-3}) \left[20.2 + 4 \ln \left(\frac{E_{\text{cin}}}{Mc^2} \right) \right]} \text{ s} . \quad (5.6)$$

Medio previamente ionizado:

$$t_{\text{ion}_i} = \frac{(E/eV)}{7.62 \times 10^{-9} Z^2 (n/\text{cm}^{-3}) \left[\ln \left(\frac{W}{m_e c^2} \right) - \ln \left(\frac{n}{\text{cm}^{-3}} \right) + 74.1 \right]} \text{ s} , \quad (5.7)$$

con

$$W = \begin{cases} E & \text{si } E \gg \left(\frac{M}{m_e} \right) Mc^2 \\ 2m_e c^2 \left(\frac{M}{m_e} \right)^2 & \text{si } Mc^2 \ll E \ll \left(\frac{M}{m_e} \right) Mc^2 \end{cases} \quad (5.8)$$

donde m_e es la masa del electrón, c la velocidad de la luz y $E_{\text{cin}} = E - Mc^2$ la energía cinética de la partícula.

- **Pérdidas por colisiones:** las pérdidas por colisiones coulombianas pueden resultar relevantes dependiendo de la densidad, temperatura y el campo magnético del medio. Para calcular el tiempo de estas pérdidas para una partícula de energía E y masa M , en el caso de colisiones con electrones libres en un medio con temperatura T y densidad $x_i n$, donde x_i es la fracción de material ionizado del medio, empleamos la siguiente expresión (O'C Drury et al., 1996):

$$t_{\text{coll}} = \frac{(\gamma - 1)(\beta_{\text{th}}^3 + \beta^3)}{\beta^2 3.3 \times 10^{-16} x_i (n/\text{cm}^{-3})} \text{ s} , \quad (5.9)$$

donde $\beta_{\text{th}} = 2 \times 10^{-3} (T/10^4 \text{ K})^{1/2}$ es un factor que se halla relacionado con la velocidad térmica de los electrones, $\gamma = E/(Mc^2)$ y $\beta = \sqrt{(\gamma^2 - 1)}/\gamma$.

- **Pérdidas radiativas térmicas:** la emisión térmica es producida por partículas que siguen una distribución térmica, es decir, una distribución de Maxwell-Boltzmann. La

radiación se genera mayormente por interacciones del tipo libre-libre, donde una partícula cargada es deflecteda por otra y emite en consecuencia un fotón. El t_{ter} lo estimamos a partir de la longitud térmica R_Λ (Araudo, 2010):

$$t_{\text{ter}} \sim \frac{R_\Lambda}{V_s/4}, \quad (5.10)$$

donde V_s es la velocidad del choque.

Calculamos todos los tiempos, tanto para los electrones como para los protones, para todos los modelos. Los resultados se muestran en las Fig. 5.1 y 5.2.

En el caso de las pérdidas por ionización, las estimamos suponiendo tanto el medio neutro como ionizado y concluimos que las mismas resultan irrelevantes en ambos casos.

Las pérdidas por colisiones coulombianas tampoco son importantes para ninguno de los modelos considerados, aún cuando las calculamos en las condiciones más favorables para que ocurran ($x_i = 1$).

Las pérdidas radiativas térmicas las graficamos con el único fin de realizar una comparación de escalas temporales entre ellas y la aceleración, dado que las partículas relativistas no sufren dichas pérdidas. Cuando el tiempo asociado a las pérdidas térmicas es menor que el tiempo de aceleración, el choque se desacelera rápidamente, deja de cumplir la condición de fuerte y la aceleración resulta ineficiente. Esto es lo que ocurre en el caso de los choques del disco del modelo **A1** y la nube del **A2**, por lo cual los descartamos.

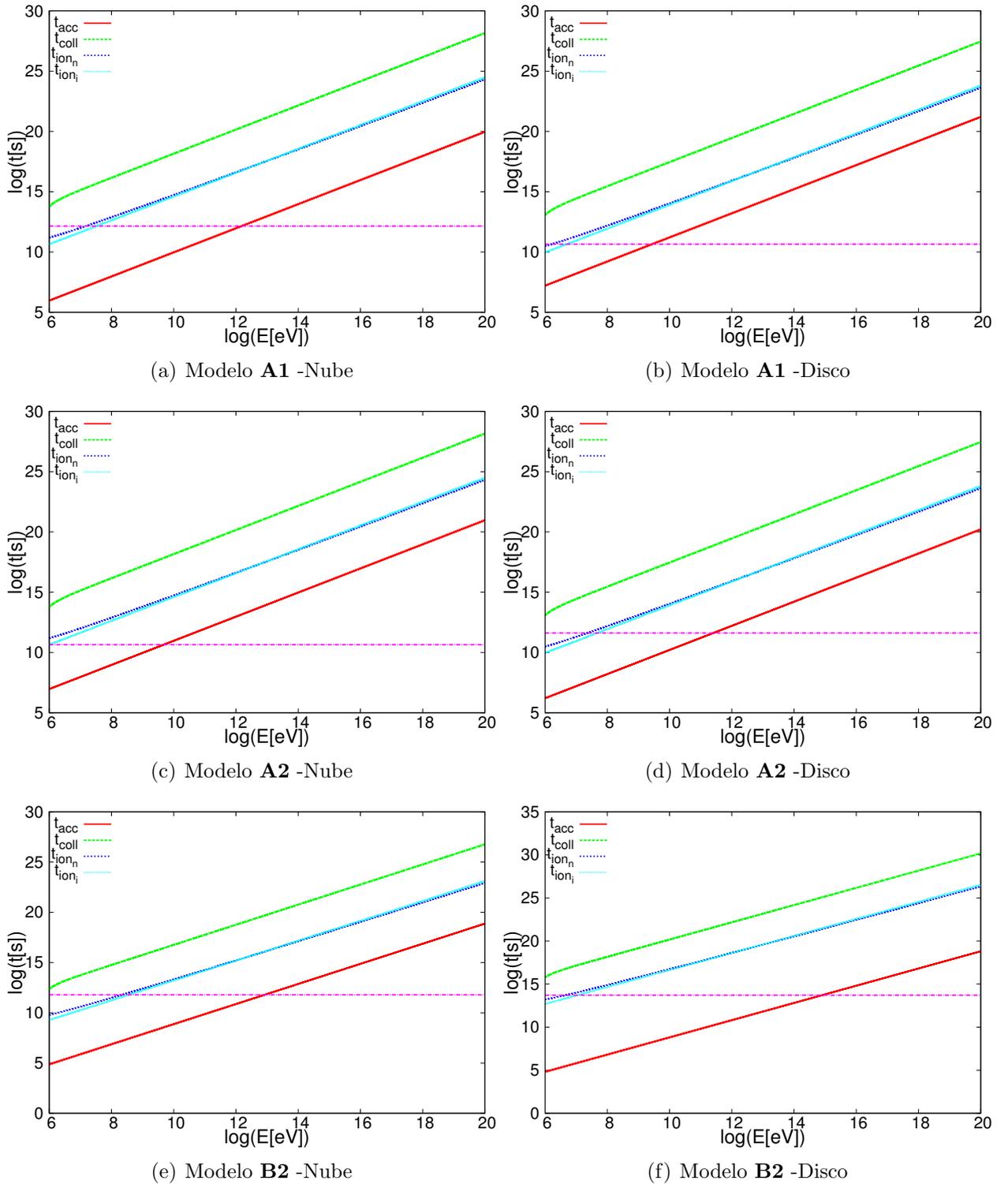


Figura 5.1: Gráficos comparativos para los **electrones** de nuestros modelos. Se muestra el tiempo de aceleración (rojo), el tiempo de pérdidas por colisiones coulombianas (verde) y los tiempos de pérdidas por ionización, considerando el medio completamente ionizado (celeste) y neutro (azul). El tiempo de pérdidas radiativas térmicas (fucsia) no corresponde a partículas de las energías graficadas, se incluye con el único fin de compararlo con el tiempo de aceleración.

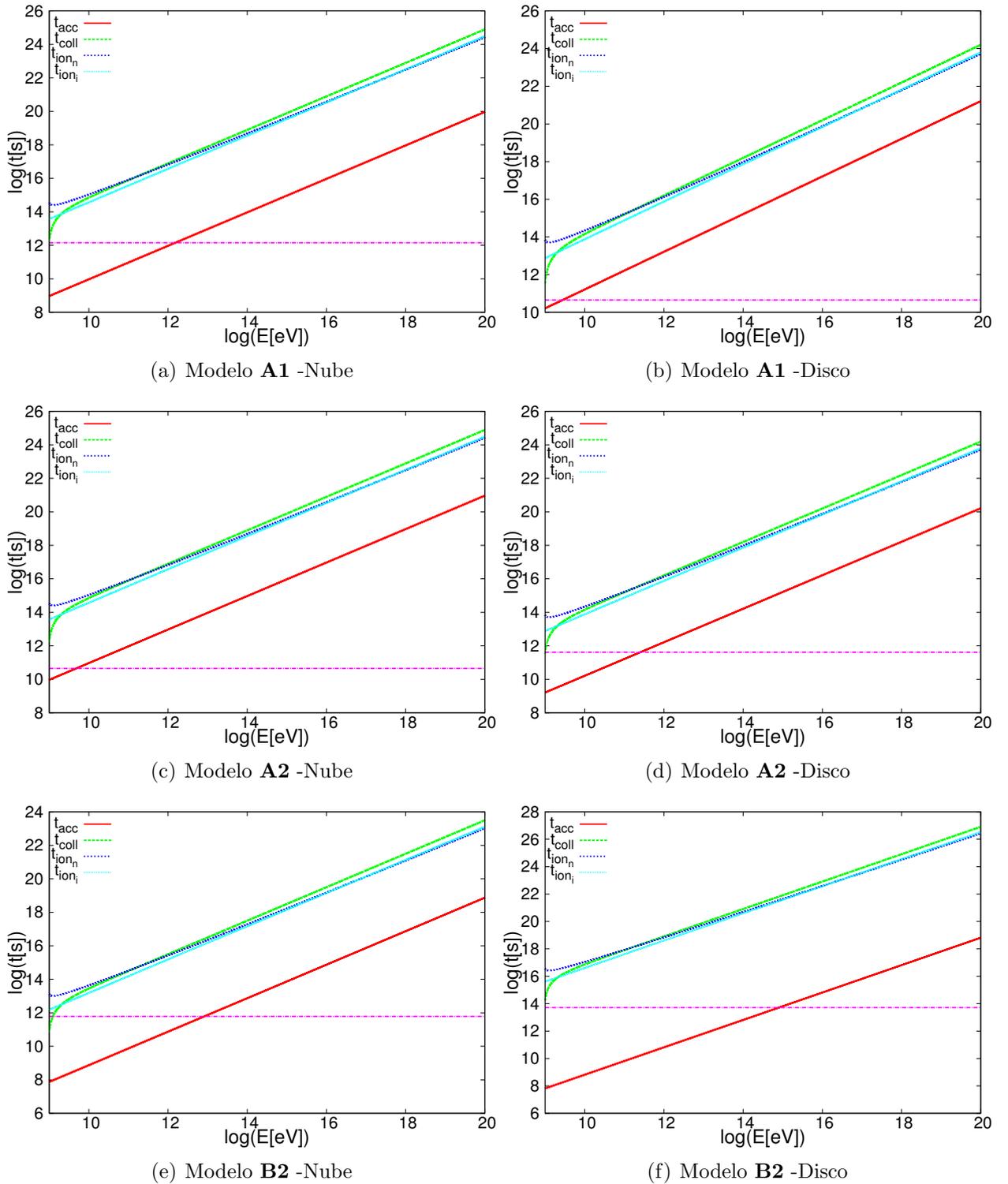


Figura 5.2: Gráficos comparativos para los **protones** de nuestros modelos. Se muestra el tiempo de aceleración (rojo), el tiempo de pérdidas por colisiones coulombianas (verde) y los tiempos de pérdidas por ionización, considerando el medio completamente ionizado (celeste) y neutro (azul). El tiempo de pérdidas radiativas térmicas (fucsia) no corresponde a partículas de las energías graficadas, se incluye con el único fin de compararlo con el tiempo de aceleración.

5.3. Pérdidas espaciales

5.3.1. Criterio de Hillas

Independientemente del mecanismo de aceleración, las partículas aceleradas por una fuente no pueden superar una cierta energía máxima $E_{\text{máx}}$. Esto se debe a que las partículas con energías superiores al valor límite poseen un giroradio mayor que el tamaño de la fuente y escapan del sistema. Pedimos entonces que las partículas de carga q , en una dada región de aceleración de tamaño característico Z y campo magnético B , tengan un radio de giro menor que dicha escala (Hillas, 1984):

$$r_g < Z \Rightarrow E < E_{\text{máx}} = Z q B. \quad (5.11)$$

En el Cuadro 5.1, presentamos las energías máximas determinadas por este criterio para nuestros modelos.

<i>Modelo</i>	<i>Objeto</i>	$E_{\text{máx}}$ [eV]
A1	Nube	4.45×10^{14}
A2	Disco	7.40×10^{15}
B2	Nube	1.52×10^{15}
	Disco	7.40×10^{15}

Cuadro 5.1: Energías máximas obtenidas con el criterio de Hillas para las regiones de aceleración eficientes de nuestros modelos.

A continuación, veremos que las partículas aceleradas pierden energía por diversos mecanismos. Este hecho, junto con la tendencia a abandonar el sistema por efecto de la difusión y convección, produce que la energía máxima resulte aún menor que la establecida por la condición (5.11).

5.3.2. Difusión

La difusión de las partículas es causada por interacciones microscópicas entre ellas y el medio. Como consecuencia, las partículas se mueven desde las regiones donde se encuentran más concentradas a aquellas donde no lo están.

El tiempo característico que le lleva a una partícula difundirse una distancia Z viene dado por (Romero & Paredes, 2011):

$$t_{\text{diff}} = \frac{Z^2}{D}, \quad (5.12)$$

donde D es el coeficiente de difusión del medio, el cual suponemos que es el de Bohm.

5.3.3. Convección

Las pérdidas de partículas por convección se dan porque el material del disco fluye por los costados de la nube luego del choque. En este movimiento del material, las partículas resultan arrastradas fuera de la región de aceleración. Este proceso lo tenemos en cuenta sólo en el disco, debido a que en las condiciones consideradas no hay pérdidas convectivas en la nube.

El tiempo de convección de partículas por los costados de la nube lo estimamos como (Araudo, 2010):

$$t_{\text{conv}} \sim \frac{R}{U_g/4}, \quad (5.13)$$

donde R es el radio de la nube y U_g es la velocidad del choque que se desarrolla en el disco. Notar que $U_g/4$ es la velocidad del material chocando en el disco (2.2).

5.4. Pérdidas radiativas no térmicas

La emisión no térmica se produce por la interacción de una población de partículas relativistas (cuya distribución en energías es no maxwelliana), con campos de materia, magnéticos o de radiación. A continuación, se listan los procesos que consideramos en este trabajo.

5.4.1. Sincrotrón

El movimiento de una partícula que posee carga q y velocidad \vec{v} en un campo magnético \vec{B} queda determinado por la fuerza de Lorentz:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{q}{c} (\vec{v} \wedge \vec{B}). \quad (5.14)$$

Como dicha fuerza resulta perpendicular a la trayectoria de la partícula, no modifica el módulo de la velocidad. A su vez, al resultar también perpendicular al campo magnético, si descomponemos la velocidad en una componente perpendicular y otra paralela a \vec{B} , resulta que ambas componentes también se conservan. En consecuencia, la partícula describe una trayectoria helicoidal alrededor de las líneas de campo, como se ilustra en la Fig. 5.3. Al estar acelerada, la partícula emite radiación electromagnética mientras describe dicho movimiento. A esta radiación se la conoce como radiación sincrotrón.

Se puede mostrar que la potencia radiada mediante este proceso resulta:

$$\left. \frac{dE}{dt} \right|_{\text{sinc}} \propto \frac{1}{m^4}, \quad (5.15)$$

por lo cual la potencia radiada por un electrón³ es $\sim 10^{12}$ veces mayor que la emitida por un protón⁴ de la misma energía. Por este motivo, consideramos dicho mecanismo sólo para los electrones.

³ $m_e = 9.11 \times 10^{-28}$ g.

⁴ $m_p = 1.67 \times 10^{-24}$ g.

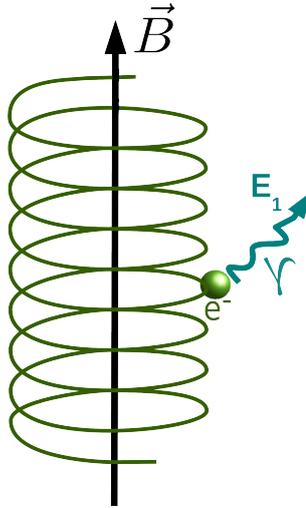


Figura 5.3: Esquema de la emisión sincrotrón.

El tiempo de las pérdidas sincrotrón para un electrón (masa m_e y carga e), que se mueve en presencia de un campo magnético B , está dado por (Ginzburg & Syrovatskii, 1964):

$$t_{\text{sinc}} = \frac{2\pi}{3c\sigma_T} \frac{(m_e c^2)^2}{E B^2}, \quad (5.16)$$

donde $\sigma_T = 8\pi r_e^2/3$ es la sección eficaz de Thomson y r_e es el radio clásico del electrón.

5.4.2. Efecto Compton inverso

La dispersión Compton inversa (IC) ocurre cuando un electrón relativista interactúa con un fotón. Durante el encuentro, el electrón transfiere energía al fotón, el cual se vuelve más energético. Esta situación se esquematiza en la Fig. 5.5.

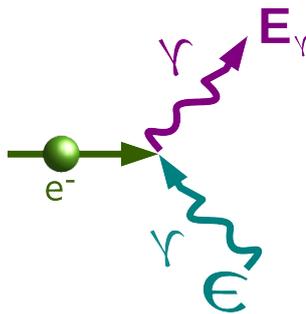


Figura 5.4: Esquema del efecto Compton inverso. Un electrón de energía E_e interactúa con un fotón de energía ϵ , el cual gana energía durante el encuentro.

Al estudiar la sección eficaz de este proceso, se encuentra que tiene el siguiente comportamiento.

Sea E_e la energía del electrón y ϵ la del fotón antes de la interacción. Si $x = E_e\epsilon/(m_e c^2)^2$:

- La sección eficaz resulta $\sigma_{IC} \approx \sigma_T(1 - 2x)$ si $x \ll 1$. Este comportamiento determina el *régimen de Thomson*.
- La sección eficaz resulta $\sigma_{IC} \approx \frac{3}{8}\sigma_T x^{-1} \ln(4x)$ si $x \gg 1$, lo que define el *régimen de Klein-Nishina*.

Mientras que en el régimen de Thomson la sección eficaz tiende a la sección eficaz de Thomson, en el límite de Klein-Nishina la sección eficaz decae rápidamente a cero (ver Fig. 5.5).

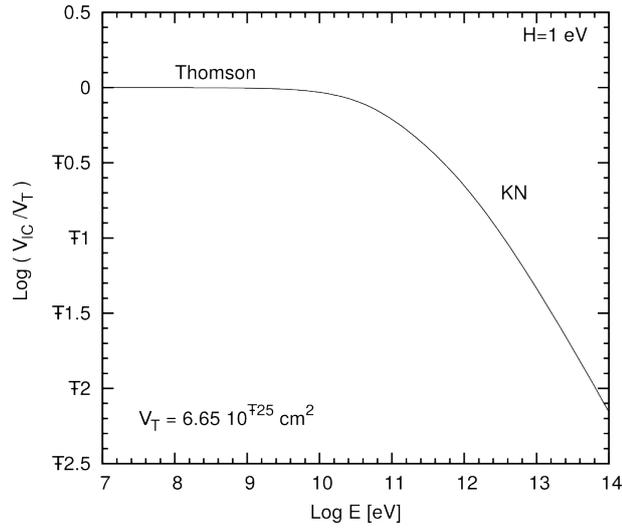


Figura 5.5: Comportamiento de la sección eficaz para el efecto Compton inverso en función de la energía del electrón. La energía del fotón blanco se supone de 1 eV.

El tiempo de enfriamiento para este proceso resulta (Blumenthal & Gould, 1970):

$$t_{IC} = \left(\frac{1}{E_e} \int_{\epsilon_{\min}}^{\epsilon_{\max}} \int_{\epsilon}^{\frac{\Gamma E_e}{1+\Gamma}} (E_\gamma - \epsilon) \frac{dN}{dt dE_\gamma} dE_\gamma \right)^{-1}, \quad (5.17)$$

donde

$$\frac{dN}{dt dE_\gamma} = \frac{2\pi r_e^2 m_e^2 c^5}{E_e^2} \frac{n_{ph}(\epsilon) d\epsilon}{\epsilon} F(q) \quad (5.18)$$

y

$$F(q) = 2q \ln(q) + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(\Gamma q)^2}{1 + \Gamma q}, \quad (5.19)$$

con

$$\Gamma = \frac{4\epsilon E_e}{(m_e c^2)^2} \quad \text{y} \quad q = \frac{E_\gamma}{\Gamma(E_e - E_\gamma)}. \quad (5.20)$$

En estas expresiones ϵ y E_γ son las energías del fotón antes y después del encuentro, respectivamente. E_e es la energía del electrón incidente y $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ es la cantidad de fotones blanco por unidad de energía y volumen.

En el caso de un campo de fotones monocromáticos, el tiempo de las pérdidas por IC queda determinado por (Bosch–Ramon & Khangulyan, 2009):

$$t_{\text{IC}} = \frac{6.1 \times 10^{12} (\epsilon/\text{erg}) (1 + 8.3x)}{(u_\epsilon/\text{erg cm}^{-3}) \ln(1 + 0.2x) (1 + 0.5x + 1.3x^2)} \text{ s}, \quad (5.21)$$

donde u_ϵ es la densidad de energía del campo de fotones blanco.

5.4.3. Bremsstrahlung relativista

La radiación de frenado relativista, o Bremsstrahlung relativista, se produce cuando una partícula relativista cargada es acelerada por el campo coulombiano producido por un núcleo atómico (ver Fig. 5.6). Para entender bien este proceso es preciso estudiarlo cuánticamente, debido a que la energía de los fotones emitidos en muchos casos es comparable con la de la partícula que lo emite. De cualquier manera, puede realizarse un tratamiento clásico bajo ciertas condiciones.

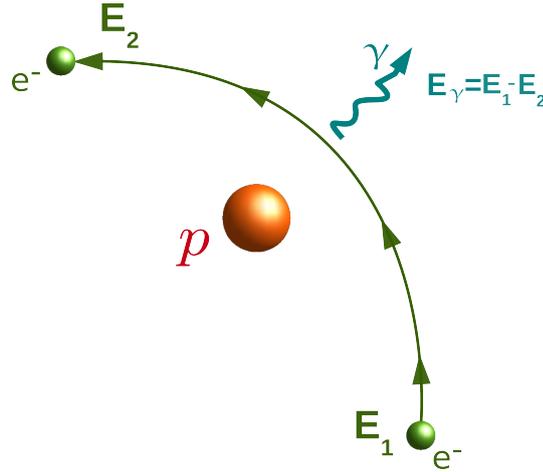


Figura 5.6: Esquema del Bremsstrahlung relativista. Un electrón es deflexionado por un protón, como consecuencia emite un fotón de energía E_γ .

Suponiendo que la interacción se produce con núcleos de H en estado neutro, y considerando que las partículas relativistas que interactúan con ellos son electrones, se encuentra que el tiempo de enfriamiento para este mecanismo es (Romero & Paredes, 2011):

$$t_{\text{Brems}} = \left[4n Z^2 r_e^2 \alpha c \left(\ln(183 Z^{-1/3}) - \frac{1}{18} \right) \right]^{-1}, \quad (5.22)$$

donde α es la constante de estructura fina, Z el número atómico del núcleo (en nuestro caso, $Z = 1$), c la velocidad de la luz, r_e el radio clásico del electrón y n la densidad del medio chocado.

5.4.4. Interacción protón-protón

Los protones relativistas interactúan con el gas del medio que los rodea. Es así que pueden ocurrir colisiones inelásticas, denominadas interacciones $p-p$, entre un protón muy energético y uno de baja energía. Durante estas colisiones, se producen partículas secundarias como piones, kaones e hiperones. Los canales principales de esta interacción son:

$$p + p \rightarrow p + p + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (5.23a)$$

$$p + p \rightarrow p + n + \pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) \quad (5.23b)$$

$$p + p \rightarrow n + n + 2\pi^+ + a\pi^0 + b(\pi^+ + \pi^-) , \quad (5.23c)$$

donde a y b son números enteros positivos denominados multiplicidades. La energía del protón relativista, en el sistema en el cual el de menor energía se halla en reposo, limitará los canales de reacción que pueden desarrollarse y los valores que pueden adoptar las multiplicidades.

Si la energía cinética del protón E_p es mayor que una cierta energía umbral $E_U \approx 280$ MeV, pueden crearse piones neutros π^0 . El tiempo de vida de estas partículas es $\tau_{\pi^0} \sim 8.4 \times 10^{-17}$ s, por lo cual decaen rápidamente en dos fotones gamma:

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (5.24)$$

Este decaimiento no es el único que puede sufrir un pión neutro, pero es el más probable, dado que ocurre el 98,8% de las veces. En la Fig. 5.7 se muestra un esquema de la interacción.

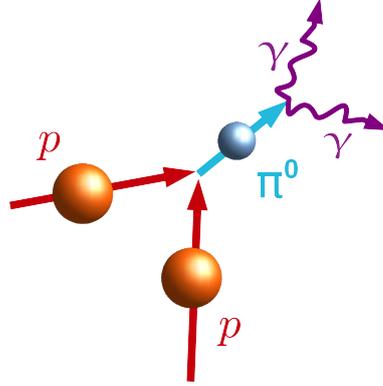


Figura 5.7: Esquema de la producción y posterior decaimiento de piones neutros mediante la interacción de un protón relativista con otro de menor energía.

El tiempo de las pérdidas producidas por esta interacción es (Araudo, 2010):

$$t_{pp} = (n \sigma_{pp} f_{pp} c)^{-1} , \quad (5.25)$$

donde f_{pp} es el coeficiente de inelasticidad⁵, σ_{pp} la sección eficaz, c la velocidad de la luz y n la densidad del medio.

Teniendo en cuenta que a energías muy altas podemos considerar que la sección eficaz promedio es $\sigma_{pp} \sim 30$ mb, y que en promedio un protón pierde la mitad de su energía durante una interacción ($f_{pp} \approx 0.5$), la expresión se reduce a:

$$t_{pp} \sim \frac{2 \times 10^{15}}{(n/\text{cm}^{-3})} \text{ s.} \quad (5.26)$$

5.4.5. Resultados

Empleando las expresiones presentadas en las secciones anteriores, calculamos los tiempos de aceleración y pérdidas para todos nuestros modelos; los resultados se muestran en las Fig. 5.8 y 5.9. Los gráficos correspondientes a procesos que ocurren en los discos, muestran que el campo de radiación más relevante para interacciones IC es el CMB, mientras que el efecto de los campos IR y UV puede despreciarse. En el caso de las pérdidas, la difusión es la que domina, por lo cual definimos la energía máxima como aquella en la cual ocurre la intersección de t_{diff} con t_{acc} . En el Cuadro 5.2 se muestran los valores que hallamos para las energías máximas.

Modelo	Objeto	$E_{\text{máx}}\text{-electrones [eV]}$	$E_{\text{máx}}\text{-protones [eV]}$
A1	Nube	5×10^{11}	5×10^{11}
A2	Disco	2×10^{12}	2×10^{12}
B2	Nube	8×10^{11}	8×10^{11}
	Disco	8×10^{12}	8×10^{12}

Cuadro 5.2: Energías máximas que alcanzan las partículas.

Dichos valores se encuentran por debajo del límite establecido por el criterio de Hillas (ver Ec. 5.1), por lo cual no entran en contradicción con tal límite.

⁵El coeficiente de inelasticidad indica que fracción de su energía pierde el p relativista durante una interacción.

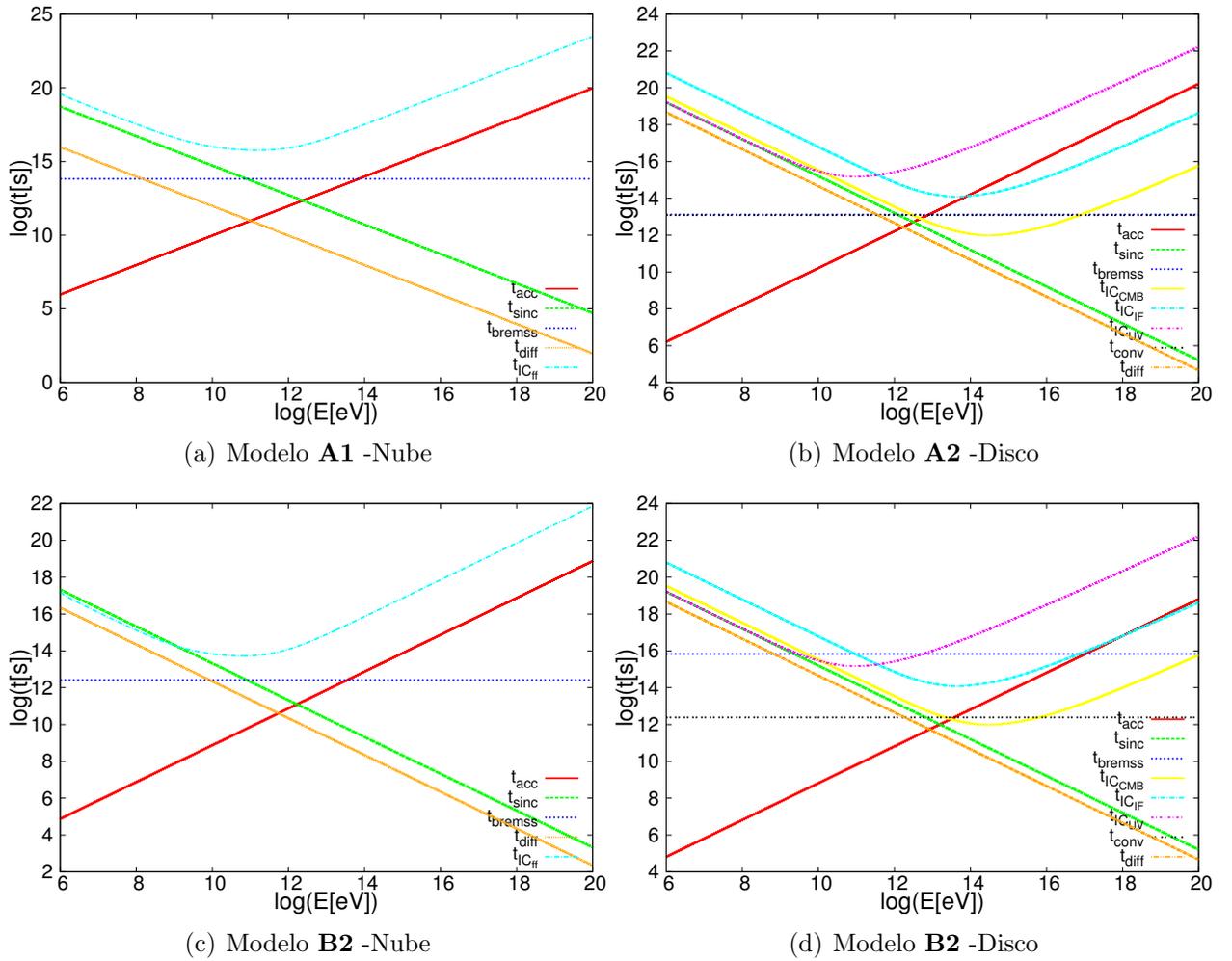


Figura 5.8: Tiempos de aceleración (rojo) y pérdidas para los **electrones** de nuestros modelos específicos: Bremsstrahlung relativista (azul), sincrotrón (verde), tiempo de pérdidas por convección (negro) y difusión (naranja). En el caso del Compton inverso, para las nubes lo calculamos usando el campo de radiación libre-libre (celeste), mientras que para los discos usamos el CMB (amarillo), el campo de radiación IR (celeste) y el UV (violeta).

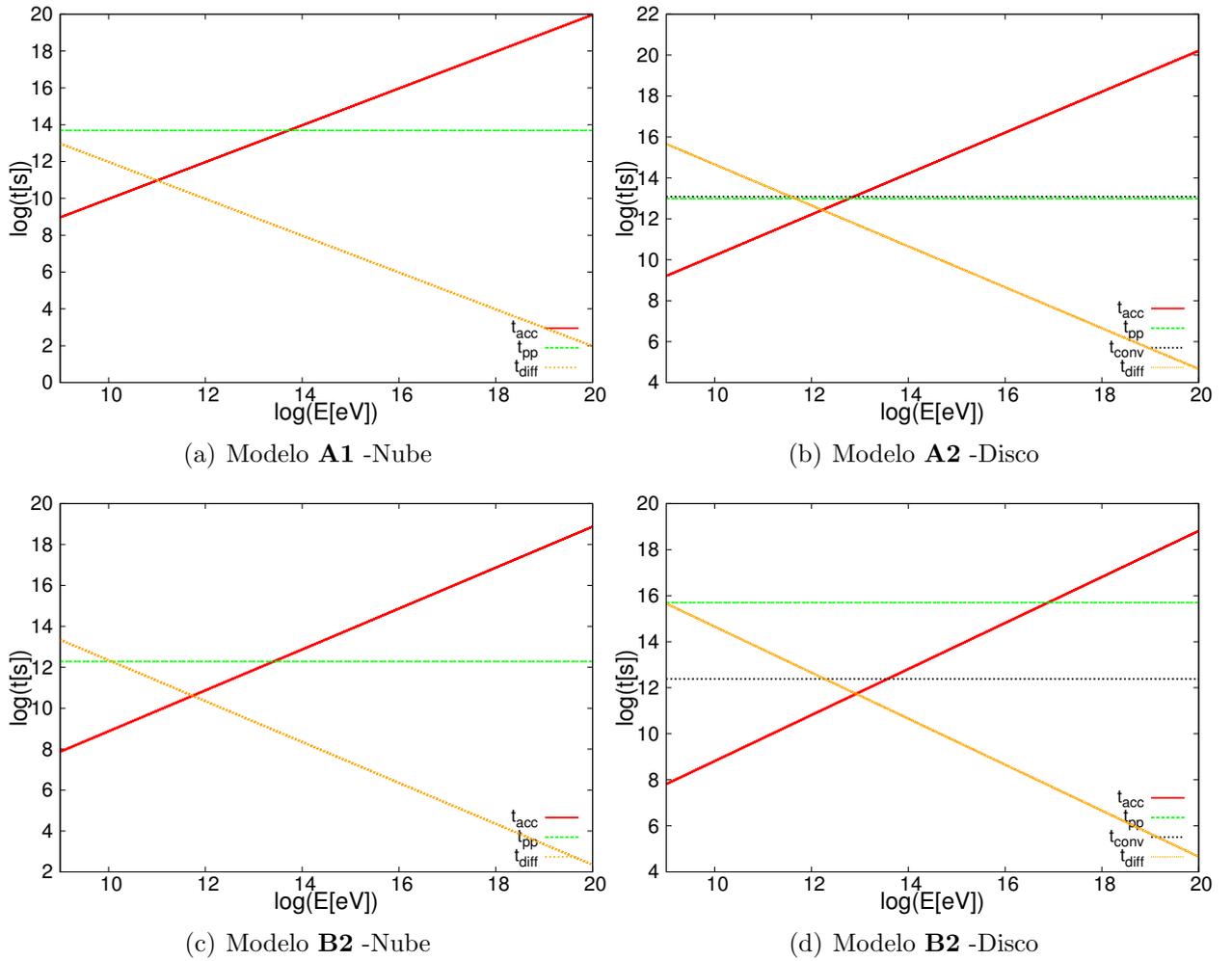


Figura 5.9: Tiempos de aceleración (rojo) y pérdidas para los **protones** de nuestros modelos específicos: interacciones $p - p$ (verde), tiempo de pérdidas por convección (negro) y difusión (naranja).

5.5. Distribuciones de partículas

Las partículas aceleradas, como ya mencionamos, pueden perder energía o escapar del sistema. Para conocer la distribución de partículas $N(E)$ resultante, se debe resolver la ecuación de transporte. Consideramos para esto que la distribución se halla en estado estacionario, es decir, que es no varía en el tiempo. También suponemos que las regiones de aceleración son del tipo “one zone”, o sea, regiones donde los campos son uniformes y homogéneos. Bajo estas condiciones, la ecuación que describe el transporte de partículas es (Ginzburg & Syrovatskii, 1964):

$$\frac{d}{dE} \left[\frac{dE}{dt} \Big|_{\text{pérdidas}} N(E) \right] + \frac{N(E)}{t_{\text{esc}}} = Q(E), \quad (5.27)$$

donde t_{esc} es el tiempo de escape de las partículas, $(dE/dt)|_{\text{pérdidas}}$ son las pérdidas radiativas de las partículas y $Q(E)$ la distribución de partículas inyectadas.

La solución analítica de dicha ecuación es:

$$N(E) = \left| \frac{dE}{dt} \Big|_{\text{pérdidas}}^{-1} \int_E^{E_{\text{máx}}} dE' Q(E') \exp \left(-\frac{\tau(E, E')}{t_{\text{esc}}} \right), \quad (5.28)$$

con

$$\tau(E, E') = \int_E^{E'} dE'' \left| \frac{dE''}{dt} \Big|_{\text{pérdidas}}^{-1}. \quad (5.29)$$

La función de inyección $Q(E)$ consideramos que se halla representada por una ley de potencias respecto a la energía de las partículas, modulada por una función de corte (“*cutoff*”):

$$Q(E) = Q_0 E^{-\zeta} e^{-E/E_{\text{máx}}}, \quad (5.30)$$

donde $E_{\text{máx}}$ es la energía máxima que pueden alcanzar las partículas de la distribución (en el caso de nuestros modelos, adoptamos las indicadas en el Cuadro 5.2) y Q_0 una constante de normalización. Este tipo de distribución es la que se espera para procesos de aceleración de partículas relativistas. En nuestro caso, adoptamos que el índice espectral $\zeta = 2$, dado que dicho valor es el que se obtiene para una distribución de partículas inyectadas por el mecanismo de Fermi de primer orden canónico (ver Apéndice A). El índice espectral de la distribución $N(E)$ no tiene por qué coincidir con ζ , sino que puede verse modificado por las pérdidas como muestra la Fig. 5.10.

Para encontrar la constante de normalización Q_0 , debemos conocer la potencia invertida en acelerar protones y electrones relativistas. El impacto de una NAV con el plano galáctico genera una potencia:

$$L_s = \frac{\lambda M_c V_c^2}{2R/V_c}, \quad (5.31)$$

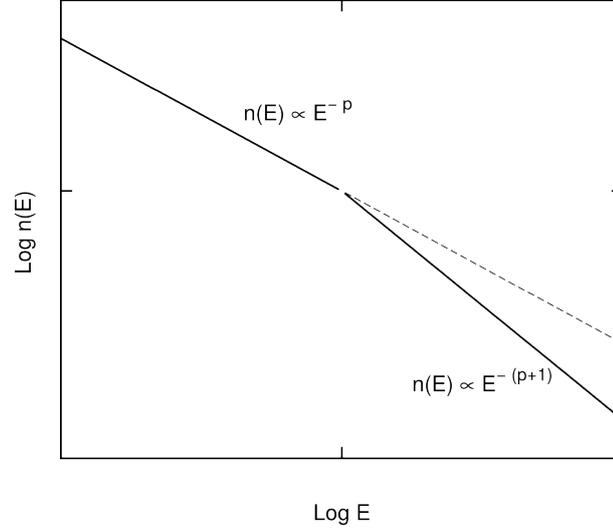


Figura 5.10: La figura muestra la distribución de partículas obtenidas para una población inyectada de índice espectral p y sujeta a pérdidas radiativas por sincrotrón. Estas pérdidas resultan proporcionales a E^{-2} , por lo cual la distribución $N(E)$ resultante tiene un índice espectral $(p + 1)$.

donde M_c es la masa de la nube, V_c la velocidad de colisión y R el radio de la nube. El factor λ depende de la cantidad de energía que la nube es capaz de perder durante la colisión. Por ejemplo, si la nube libera toda su energía, $\lambda = 0.5$.

En el caso **A1** proponemos que λ vale 0.5, esto se debe a que la nube tiene baja velocidad y baja densidad, por lo cual es probable que pierda toda su energía cinética, quedando así quieta en el interior del disco. En cambio, en los casos **A2** y **B2**, al tener mayor densidad la nube, y en el último además una velocidad tan extrema, es posible que no libere toda su energía durante la colisión y que continúe moviéndose a través del disco luego de concluida la misma. Por este motivo, suponemos que $\lambda = 0.25$ en dichos casos.

Los valores obtenidos para la potencia generada por la colisión de la NAV en cada uno de nuestros modelos se muestran en el Cuadro 5.3.

<i>Modelo</i>	λ	M_c [M_\odot]	L_s [erg s^{-1}]
A1	0.50	10.39	1.35×10^{35}
A2	0.25	103.95	6.76×10^{35}
B2	0.25	103.95	8.45×10^{37}

Cuadro 5.3: Potencia generada por la colisión de la NAV en cada uno de nuestros modelos.

Parte de la potencia L_s es cedida al disco durante el choque, es decir que $L_s = L_c + L_g$, con L_c la potencia que queda disponible en la nube y L_g la transferida al disco. Entonces $L_c = \eta_c L_s$ y $L_g = \eta_g L_s$, con $\eta_c + \eta_g = 1$. En el caso de nuestros modelos, adoptamos que para **A1** $\eta_g = 0.25$, dado que la velocidad del choque que se propaga en el disco es baja, mientras que en los casos correspondientes a **A2** y **B2** consideramos que $\eta_g = 0.5$, ya que, en

las condiciones de esas colisiones, las velocidades de los choques generados en los respectivos discos son altas, sobre todo en el caso **B2**.

La potencia que se invierte en acelerar partículas en los choques, tanto en la nube como en el disco, es una fracción de L_c o L_g , respectivamente. Consideramos que en todos los choques, de todos los modelos, es el 10 % de esa energía la que se utiliza para acelerar partículas hasta energías relativistas. A su vez, la energía disponible para acelerar partículas se debe distribuir entre los electrones y los protones; en nuestro caso suponemos que dicha distribución se da equitativamente entre ambas poblaciones de partículas. Las potencias invertidas en acelerar electrones L_e y protones L_p deben cumplir que:

$$L_{e/p} = V \int_{E_{e/p\text{mín}}}^{E_{e/p\text{máx}}} EQ(E)dE, \quad (5.32)$$

donde V es el volumen de la región de emisión (adoptamos los ya presentado en el Capítulo 4), $Q(E)$ es la dada en (5.30) y los límites de integración son las energías mínimas⁶ y máximas para los electrones o los protones, dependiendo el caso. Reemplazando $Q(E)$ obtenemos que Q_o :

$$Q_o = \frac{L_{e/p}}{V \int_{E_{e/p\text{mín}}}^{E_{e/p\text{máx}}} E^{-1} e^{-E/E_{e/p\text{máx}}} dE}. \quad (5.33)$$

5.5.1. Resultados

Calculamos las distribuciones de partículas, tanto para protones como electrones, para los distintos modelos. Empleamos que el $t_{\text{esc}}^{-1} = t_{\text{conv}}^{-1} + t_{\text{diff}}^{-1}$. En el caso de las nubes, consideramos todas las pérdidas radiativas para los electrones (sincrotrón, Bremsstrahlung relativista y Compton inverso con la radiación libre-libre), mientras que en los discos despreciamos las pérdidas por Compton inverso con los campos de radiación IR y UV.

En los gráficos correspondientes a las distribuciones de protones en los discos, graficamos conjuntamente la distribución de RCs en las cercanías del Sol para comparar ambas curvas. Dicha distribución, para RCs compuestos por protones, se halla dada por (Simpson, 1983):

$$N_{\text{RC}\odot}(E) = \frac{4\pi}{c} J_{\odot}(E) \text{ GeV}^{-1} \text{cm}^{-3}, \quad (5.34a)$$

donde

$$J_{\odot}(E) = 2.2 \left(\frac{E}{\text{GeV}} \right)^{-2.75} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{GeV}^{-1}. \quad (5.34b)$$

Tanto en el gráfico correspondiente a la nube, como así también en el del disco del modelo **B2**, puede apreciarse el cambio en la pendiente de la distribución, el cual es producto de que domina la difusión.

⁶ Adoptamos la energía en reposo de las partículas como la energía mínima.

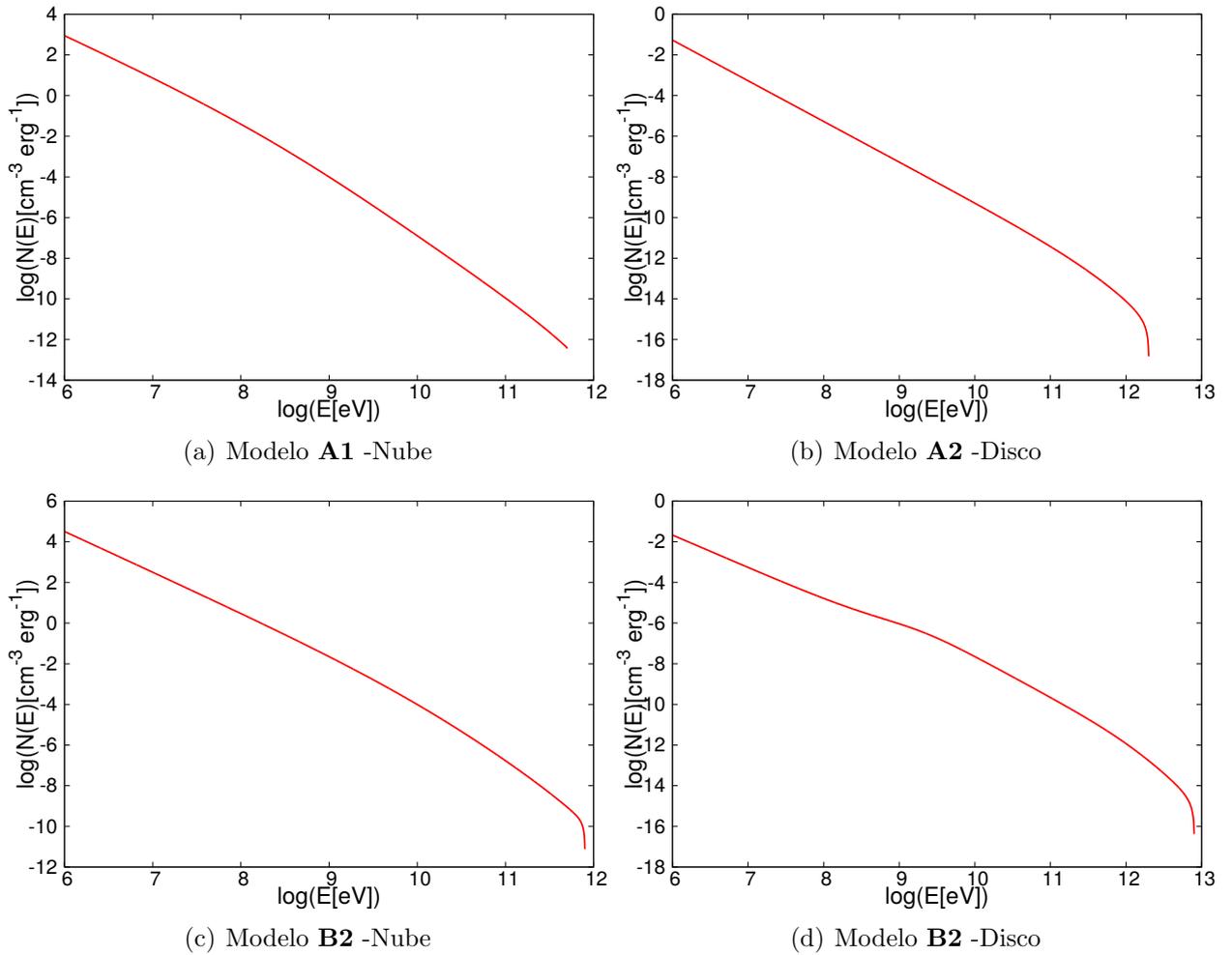


Figura 5.11: Distribuciones de **electrones** en nuestros modelos.

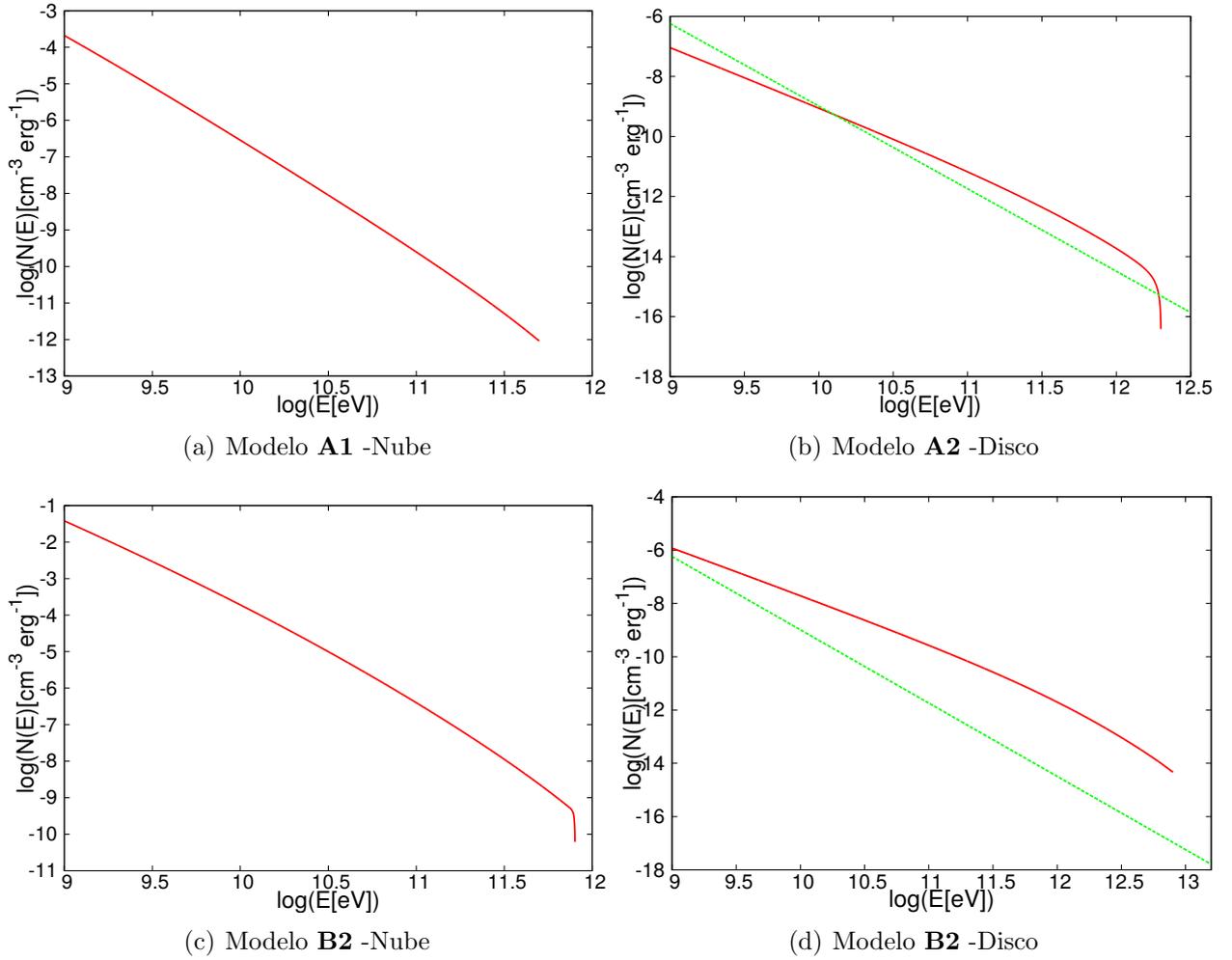


Figura 5.12: Distribuciones de **protones** en nuestros modelos (rojo). En el caso de los discos, graficamos además la distribución de protones en las cercanías del Sol (verde).

5.6. Potencia inyectada en rayos cósmicos por impactos de NAV

La tasa de masa inyectada en la Galaxia por impactos de nubes de alta velocidad es $\dot{M} \sim 0.50 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Richter, 2012). Adoptando este valor, podemos calcular la potencia inyectada en RC considerando que todos los eventos son iguales y se corresponden con uno de los escenarios modelados. En el Cuadro 5.4 mostramos los resultados obtenidos.

Recordemos que la energía inyectada por una colisión la calculamos como $E_{\text{iny}} = \lambda M_c V_c^2$ donde λ es un factor cuyo valor depende del escenario estudiado (ver Sección 5.5), M_c la masa de la nube y V_c la velocidad de impacto. En nuestro modelo suponemos que el 10% de esa energía, la cual a su vez se divide entre el disco y la nube según η_g , se emplea en acelerar partículas.

<i>Modelo</i>	λ	η_g	V_c [km s ⁻¹]	L_{iny} [erg s ⁻¹]
A1	0.50	0.25	100	1.12×10^{38}
A2	0.25	0.50	100	3.96×10^{37}
B2	0.25	0.50	500	1.98×10^{39}

Cuadro 5.4: Parámetros que utilizamos para calcular la potencia de RC inyectada por colisiones de NAV en la Vía Láctea.

La potencia de los RC en la Galaxia es de $L_{\text{RC}} \sim 5 \times 10^{40} \text{ erg s}^{-1}$ (ver Ec. 3.2). Si comparamos los valores que obtenemos para la luminosidad inyectada, podemos ver entonces que, si bien la energía por impactos de nubes de alta velocidad con el plano galáctico no llega a cubrir la totalidad de la potencia de RC, son grandes contribuyentes. En el modelo **B2**, la luminosidad inyectada en RC es del orden del 10% de la luminosidad total de RC galácticos.

Capítulo 6

Distribuciones espectrales de energía

6.1. Procesos radiativos no térmicos

A continuación, presentamos la descripción del procedimiento que empleamos para calcular la luminosidad emitida por los procesos radiativos no térmicos, mencionados ya en el capítulo anterior. Incluimos, además, los gráficos que obtuvimos para cada uno de nuestros modelos.

6.1.1. Sincrotrón

Sea un único electrón de energía E_e , carga e y masa m_e , que se mueve con velocidad \vec{v} en un campo magnético \vec{B} . El espectro de radiación sincrotrón, emitido por dicha partícula, está dado por (Blumenthal & Gould, 1970):

$$P_{\text{sinc}}(E_e, E_\gamma, \alpha) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{h m_e c^2} \frac{E_\gamma}{E_c} \int_{E_\gamma/E_c}^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi, \quad (6.1)$$

donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz, α el ángulo formado por \vec{v} y \vec{B} , $K_{5/3}(\xi)$ la función de Bessel modificada de segunda especie y E_c la energía característica. Esta última, se define como:

$$E_c = \frac{3}{4\pi} \frac{ehB \sin(\alpha)}{m_e c} \left(\frac{E_e}{m_e c^2} \right)^2. \quad (6.2)$$

La expresión dada para $P_{\text{sinc}}(E_e, E_\gamma, \alpha)$ puede simplificarse utilizando la siguiente aproximación:

$$F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(\xi) d\xi \approx 1.85 x^{1/3} e^{-x}, \quad (6.3)$$

la cual resulta válida si $0.1 \leq x \leq 10$. Suponiendo además que $\sin(\alpha) = 1$, es decir que la velocidad de la partícula es perpendicular al campo, podemos escribir la expresión (6.1) como:

$$P_{\text{sinc}}(E_e, E_\gamma) = \frac{\sqrt{3}e^3 B}{h m_e c^2} 1.85 \left(\frac{E_\gamma}{E_c}\right)^{1/3} e^{-E_\gamma/E_c}. \quad (6.4)$$

La luminosidad emitida por una distribución de electrones $N_e(E_e)$, en un volumen V , la obtenemos a partir de la siguiente expresión:

$$L_{\text{sinc}}(E_\gamma) = E_\gamma V \int_{E_{e,\text{mín}}}^{E_{e,\text{máx}}} N_e(E) P_{\text{sinc}}(E, E_\gamma) dE, \quad (6.5)$$

donde $E_{e,\text{mín}}$ y $E_{e,\text{máx}}$ son la energía mínima y máxima de los electrones, respectivamente.

Reemplazando (6.4) en (6.5):

$$L_{\text{sinc}}(E_\gamma) = E_\gamma V \frac{\sqrt{3}e^3 B}{h m_e c^2} 1.85 \int_{E_{e,\text{mín}}}^{E_{e,\text{máx}}} N_e(E) \left(\frac{E_\gamma}{E_c}\right)^{1/3} e^{-E_\gamma/E_c} dE. \quad (6.6)$$

6.1.2. Compton inverso

Un electrón de energía E_e en un campo de radiación de densidad $n_{\text{ph}}(\epsilon)$ produce un espectro de fotones dispersados dado por (Blumenthal & Gould, 1970):

$$P_{\text{IC}}(E_e, E_\gamma, \epsilon) = \frac{3\sigma_{\text{T}}c(m_e c^2)^2 n_{\text{ph}}(\epsilon)}{4E_e^2} \frac{F(q)}{\epsilon}, \quad (6.7)$$

donde

$$F(q) = 2q \ln(q) + (1 + 2q)(1 - q) + \frac{1}{2}(1 - q) \frac{(\Gamma q)^2}{1 + \Gamma q}, \quad (6.8)$$

con

$$\Gamma = \frac{4\epsilon E_e}{(m_e c^2)^2} \quad \text{y} \quad q = \frac{E_\gamma}{\Gamma(E_e - E_\gamma)}. \quad (6.9)$$

En estas expresiones, σ_{T} es la sección eficaz de Thomson, c la velocidad de la luz, m_e la masa y e la carga el electrón.

En nuestro caso, no tenemos un único electrón sino que contamos con una distribución $N_e(E_e)$ de ellos. La luminosidad producida por el efecto Compton inverso la calculamos entonces como:

$$L_{\text{IC}}(E_\gamma) = E_\gamma^2 V \int_{E_{e,\text{mín}}}^{E_{e,\text{máx}}} dE N_e(E) \int_{\epsilon_{\text{mín}}(E, E_\gamma)}^{\epsilon_{\text{máx}}(E, E_\gamma)} P_{\text{IC}}(E, E_\gamma, \epsilon) d\epsilon. \quad (6.10)$$

Si bien a la hora de estimar el tiempo de enfriamiento por IC consideramos al CMB como un campo monocromático, calculamos la luminosidad adoptando que su densidad de energía es la de un cuerpo negro a 2.73 K:

$$n_{\text{ph}}(\epsilon) = \frac{8\pi}{(hc)^3} \frac{\epsilon^2}{e^{\epsilon/(K_{\text{B}}T)} - 1}, \quad (6.11)$$

donde T es la temperatura, h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz y K_{B} la constante de Boltzmann.

6.1.3. Bremsstrahlung relativista

En el caso del Bremsstrahlung relativista, la luminosidad producida en un volumen V por una distribución de electrones $N_{\text{e}}(E_{\text{e}})$, que se hallan en un medio con densidad n , a estimamos como (Romero & Paredes, 2011):

$$L_{\text{BS}}(E_{\gamma}) = E_{\gamma}^2 V \int_{E_{\gamma}}^{\infty} n \frac{d\sigma_{\text{BS}}(E, E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} \frac{c}{4\pi} N_{\text{e}}(E) dE, \quad (6.12)$$

donde c es la velocidad de la luz y $d\sigma_{\text{BS}}/dE_{\gamma}$ la sección eficaz diferencial, la cual se encuentra que es:

$$\frac{d\sigma_{\text{BS}}(E_{\text{e}}, E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} = \frac{4\alpha r_{\text{e}}^2 Z^2}{E_{\gamma}} \phi(E_{\text{e}}, E_{\gamma}), \quad (6.13)$$

con α la constante de estructura fina, r_{e} el radio clásico del electrón, Z el número atómico y $\phi(E_{\text{e}}, E_{\gamma})$ una función que depende de que las condiciones en las que se encuentra el medio. En nuestros modelos, suponemos que el HI se halla en estado neutro, por lo cual:

$$\phi(E_{\text{e}}, E_{\gamma}) = \left[1 + \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E_{\text{e}}} \right)^2 - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E_{\text{e}}} \right) \right] \ln \left(\frac{191}{Z^{1/3}} \right) + \frac{1}{9} \left(1 - \frac{E_{\gamma}}{E_{\text{e}}} \right). \quad (6.14)$$

6.1.4. Interacción protón-protón

Para calcular la emisión gamma producida por las interacciones $p-p$ con una distribución de protones relativistas $N_{\text{p}}(E_{\text{p}})$, debemos conocer primero la emisividad de piones neutros $q_{\pi}(E_{\pi})$. Dicha emisividad la estimamos empleando el formalismo de la funcional δ (Aharonian & Atoyan, 2000):

$$\begin{aligned} q_{\pi}(E_{\pi}) &= cn \int \delta(E_{\pi} - \kappa_{\pi} E_{\text{cin}}) \sigma_{\text{pp}}(E_{\text{p}}) N_{\text{p}}(E_{\text{p}}) dE_{\text{p}} \\ &= \frac{cn}{\kappa_{\pi}} \sigma_{\text{pp}}(m_{\text{p}}c^2 + E_{\pi}/\kappa_{\pi}) N_{\text{p}}(m_{\text{p}}c^2 + E_{\pi}/\kappa_{\pi}). \end{aligned} \quad (6.15)$$

En esta aproximación, los piones neutros se llevan una fracción κ_{π} de la energía cinética del protón relativista $E_{\text{cin}} = E_{\text{p}} - m_{\text{p}}c^2$.

La luminosidad la obtenemos entonces como:

$$L_{\text{pp}}(E_\gamma) = V E_\gamma^2 2 \int_{E_{\pi_{\text{mín}}}}^{\infty} \frac{q_\pi(E_\pi)}{\sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4}} dE_\pi, \quad (6.16)$$

donde

$$E_{\pi_{\text{mín}}} = E_\gamma + \frac{m_\pi c^4}{4E_\gamma}. \quad (6.17)$$

Adoptamos que $\kappa_\pi \sim 0.17$ (Gaisser, 1990) y la sección eficaz:

$$\sigma_{\text{pp}}(E_p) = \begin{cases} 30 \times [0.95 + 0.06 \ln(\frac{E_{\text{cin}}}{\text{GeV}})] \text{ mb} & \text{si } E_p \geq 1 \text{ GeV} \\ 0 & \text{mb si } E_p < 1 \text{ GeV} \end{cases} \quad (6.18)$$

Estos valores resultan válidos para protones cuyas energías E_p cumplen que $\text{GeV} < E_p < \text{TeV}$.

6.2. Resultados

Las Fig. 6.1 muestran las distribuciones espectrales de energía que obtenemos para nuestros modelos. El Cuadro 6.1 muestra los valores máximos hasta los que se extiende el espectro de emisión en cada caso, la luminosidad máxima alcanzada y la energía en la que se alcanza dicha luminosidad (E_{peak}).

Modelo	Objeto	$E_{\text{máx}}$ [eV]	$L_{\text{máx}}$ [erg s ⁻¹]	E_{peak} [eV]	Región del espectro correspondiente a $L_{\text{máx}}$
A1	Nube	3×10^{11}	10^{31}	$\sim 10^6$	Rayos gamma
A2	Disco	10^{12}	3×10^{32}	$\sim 10^9$	Rayos gamma
B2	Nube	10^{12}	10^{34}	$\sim 10^9$	Rayos gamma
	Disco	3×10^{12}	3×10^{33}	~ 1	Visible

Cuadro 6.1: Energías y luminosidades máximas alcanzadas por las distribuciones espectrales de energía.

La máxima luminosidad no se alcanza en todos los sistemas en la misma región del espectro (ver Cuadro 6.1). En el caso del disco del modelo **B2**, la radiación en el rango de los rayos gamma resulta significativamente menor respecto del resto de los escenarios, aún cuando la potencia inyectada en partículas es mayor. Esto se debe a que el choque en dicho modelo es el único que resulta adiabático, lo cual produce que la densidad del medio resulte menor que en los medios perturbados por choques radiativos. La luminosidad máxima se alcanza entonces en el rango del visible, como consecuencia de la emisión sincrotrón.

Recordemos que en el caso de los discos del modelo **A2** y **B2**, adoptamos para ambos el mismo campo magnético para el medio chocado y el mismo volumen de emisión. Dado que la emisión sincrotrón es un proceso independiente de la densidad del medio, esta luminosidad difiere en ambos discos debido a la diferencia de potencias inyectadas en partículas en cada modelo. Remitiéndonos a los resultados del Cuadro 5.4, vemos que en el caso de **B2** la energía

inyectada en partículas es 2 órdenes de magnitud mayor a la inyectada en el disco **A2**, debido a que la velocidad de impacto es más grande. Esto, junto con la presencia de electrones más energéticos, es también lo que produce que la emisión IC sea más eficiente en el disco **B2** que en el **A2**.

Otra diferencia que podemos notar entre el disco del modelo **B2** y el de **A2**, es que el primero radía en todas las energías que se extienden entre 10^{-6} eV y 3×10^{12} eV con luminosidades mayores a 10^{26} erg s $^{-1}$, mientras que en el segundo, en el intervalo de energías comprendido entre 1 eV y 10^2 eV el sistema presenta una luminosidad extremadamente baja, por debajo del mínimo valor considerado.

Si comparamos los resultados que obtenemos para ambas nubes, encontramos que en el caso del impacto de una nube de menor densidad y menor velocidad (**A1**), la radiación sincrotrón resulta significativamente menor que la que hallamos en el caso del impacto de una nube de mayor densidad y velocidad (**B2**); aún cuando el volumen de emisión del caso **A1** resulta mayor al de **B2**. Esto se debe a que el campo magnético de la región chocada de la nube **B2** resulta mayor que el de **A1**; mientras que el campo magnético se cuadruplica, el volumen disminuye a la mitad. Debido a que la emisión sincrotrón depende del cuadrado del campo magnético, junto con los 2 órdenes de magnitud de diferencia en la potencia inyectada en partículas, la desemejanza en la luminosidad entre ambos modelos resulta muy grande.

También ocurre que en la nube **B2**, la luminosidad siempre es mayor a 10^{26} erg s $^{-1}$ en todo el rango de energías estudiado, mientras que en el modelo **A1** nuevamente tenemos un intervalo, esta vez más extendido (entre 1 eV y 10^4 eV), en el cual la misma resulta menor que el límite.

En el modelo **A1**, vemos que la emisión a altas energías es dominada por el Bremsstrahlung relativista, esto sucede como resultado de que el decaimiento de piones neutros generados en interacciones $p - p$ resulta un mecanismo poco eficiente. La causa de dicho comportamiento es que la difusión domina por sobre él en todo el rango de energías considerado (ver Fig. 5.9), en cambio, en el caso de las pérdidas que sufren los electrones, el Bremsstrahlung domina por sobre la difusión por lo menos en un pequeño intervalo (ver Fig. 5.8). La energía máxima de las partículas es menor que en otros modelos, por lo que la emisión gamma en el caso de la nube **A1** se halla concentrada en un rango de energías menor que en la nube **B2**. Este último modelo mencionado, presenta una luminosidad gamma de más de 10^{33} erg s $^{-1}$ que se extiende desde 10^6 eV hasta 10^{11} eV, producto de que tanto la radiación generada en interacciones $p - p$, como así también por Bremsstrahlung relativista, se ve favorecida por el aumento de la densidad, la cual resulta aproximadamente 25 veces mayor en el caso **B2** que en el **A1** (ver Cuadro 4.5), como así también por los 2 órdenes de magnitud diferencia en la potencia inyectada en partículas.

Otra diferencia apreciable entre las nubes es que la emisión IC se vuelve más eficiente en la nube de mayor velocidad de impacto, lo cual, además de relacionarse con la diferencia de energía inyectada, también se relaciona con la alta densidad del medio chocado en este caso, dado que la distribución de fotones del campo generado por interacciones libre-libre es proporcional al cuadrado de la densidad.

Para poder estudiar la detectabilidad de la emisión gamma, suponemos que todos los eventos ocurren a una distancia de 1 kpc. Calculamos las curvas de sensibilidad para dis-

tintos instrumentos adoptando esa distancia; incluimos los gráficos ampliados en la región correspondiente (Fig. 6.2), considerando la posibilidad de detecciones con CTA y *Fermi*. Podemos apreciar entonces que en todos los casos, salvo en **A1**, la emisión gamma tiene chances de ser detectada en el futuro por CTA. Mientras que con tal distancia adoptada, no podemos asegurar detecciones con *Fermi* de ninguno de los escenarios modelados. Sin embargo, las nubes de alta velocidad suelen tener radios característicos mayores que el que consideramos en este trabajo. Las mismas se fragmentan en nubes más pequeñas, por lo cual pueden ocurrir múltiples eventos simultáneos, como el que estudiamos, durante la colisión de una NAV. Este hecho incrementa la luminosidad, por lo cual el efecto colectivo podría ser detectado por *Fermi*.

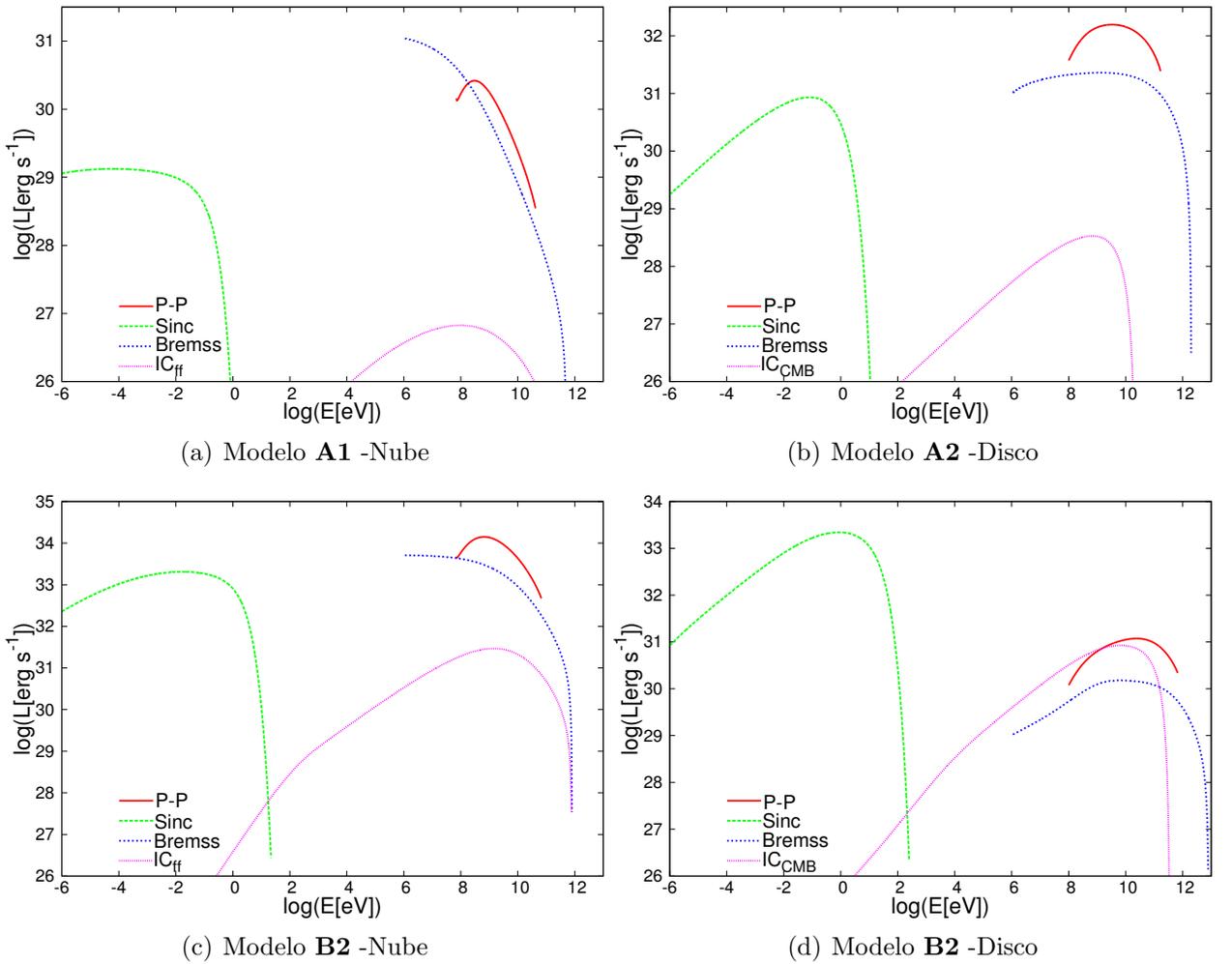


Figura 6.1: Emisión generada por interacciones $p - p$ (rojo), Bremsstrahlung relativista (azul), sincrotrón (verde) y Compton inversa (fucsia). En el caso de los discos, la radiación Compton inversa la calculamos considerando la radiación cósmica de fondo, mientras que en las nubes tenemos en cuenta el campo de fotones producido por interacciones libre-libre.

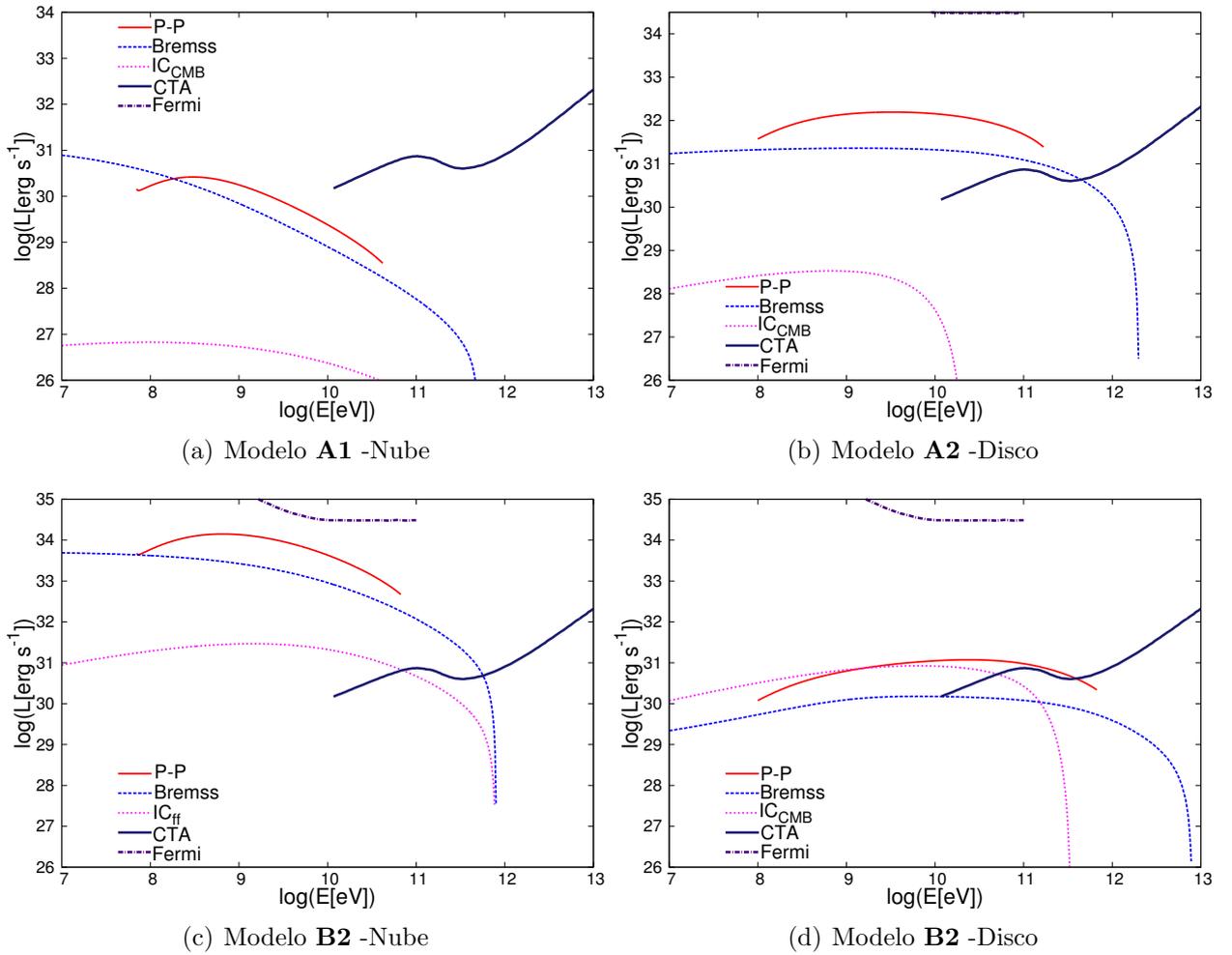


Figura 6.2: Emisión por interacciones $p - p$ (rojo), Compton inverso (fucsia) y Bremsstrahlung relativista (azul). Incluimos las curvas de sensibilidad de CTA (azul oscuro) y de *Fermi* (violeta punteado).

Capítulo 7

Discusión y conclusiones

En este trabajo construimos cuatro modelos específicos de sistemas nube-disco con el objetivo de estudiar los efectos del impacto de una NAV con el plano galáctico. Consideramos un disco galáctico homogéneo, cuyo espesor es mucho mayor que el radio de la nube. Para la nube, adoptamos un modelo esférico y homogéneo, con un radio tal que podemos considerar que la misma no se destruye en el impacto y que la onda de choque generada en el disco alcanza un estado estacionario.

Estimamos la posibilidad de que se generen inestabilidades hidrodinámicas, encontrando que las inestabilidades de Raleigh-Taylor pueden resultar relevantes en un escenario físico de estas características.

En el caso de la aceleración de partículas, investigamos si la misma ocurre tanto en el choque que se propaga en el disco como en el que lo hace en la nube y si el mecanismo responsable de ella puede ser el de Fermi de primer orden. Corroboramos que el mecanismo de aceleración difusivo resulta eficiente en algunos de los choques modelados. Durante el impacto de una nube con velocidad extrema (500 km s^{-1}), cuya densidad es menor que aquella del disco contra el que choca, encontramos que la aceleración es viable en los dos choques que se producen. Por otra parte, cuando una nube de 100 km s^{-1} colisiona con un disco de mayor densidad que ella, la producción de rayos cósmicos sólo ocurre en el choque que se propaga en la nube; si invertimos la relación de densidades, la aceleración sucede únicamente en la onda de choque del disco.

En los casos donde la aceleración resulta factible, evaluamos las tasas de pérdidas espaciales de partículas como así también las pérdidas radiativas. Encontramos que las pérdidas espaciales se hallan dominadas por la difusión de las partículas, dicho proceso también domina frente a todos los de pérdidas considerados. Las pérdidas radiativas resultan dominadas por la emisión sincrotrón para electrones cuya energía es cercana a la energía máxima que pueden alcanzar en cada modelos. Por otro lado, hallamos que las pérdidas por Bremsstrahlung relativista dominan las pérdidas radiativas para electrones de energía cercana a la energía mínima considerada.

Teniendo en cuenta los mecanismos de pérdidas y el de aceleración, calculamos las distribuciones de partículas en estado estacionario, resolviendo la ecuación de transporte correspondiente.

Por último, calculamos las distribuciones espectrales de energía asociadas a los mecanismos de emisión no térmica. Considerando eventos a 1 kpc de distancia, existe la posibilidad de que la radiación gamma generada en todos los modelos, salvo en la nube **A1**, sea detectada con CTA en el futuro. En ninguno de nuestros modelos podemos inferir detectabilidad Fermi.

La emisión a bajas energías, es decir en las longitudes de onda correspondientes a ondas de radio y el infrarrojo (pudiendo alcanzar en algunos casos el óptico), es producto de la emisión sincrotrón. La misma, alcanza su máximo en el rango de energías entre $10^{-3} - 10^{-1}$ eV para nubes de menor velocidad y entre $10^{-1} - 10$ eV para aquellas con velocidades más altas. La luminosidad alcanzada fluctúa entre $10^{29} - 10^{33}$ erg s⁻¹. La radiación en el rango de energías que abarcan los rayos X y rayos γ está dominada por el Bremsstrahlung relativista y la emisión producida por el decaimiento de piones neutros, creados en interacciones $p - p$. Las luminosidades máximas en estas bandas se alcanzan entre $\sim 10^7 - 10^{10}$ eV, con valores de entre $10^{31} - 5 \times 10^{34}$ erg s⁻¹ y puede ser detectada en algunos casos por CTA.

La posibilidad de detección del impacto de una nube de velocidad extrema (~ 500 km s⁻¹) es mayor que la concluida en este trabajo, dado que en tal situación la emisión no térmica ocurre en todas las energías tanto en el disco como en la nube. Si bien la disparidad de emisión gamma genera que no ocurra un aumento apreciable de la luminosidad a esas energías, en la región del espectro que se extiende entre las ondas de radio y el visible esto puede conllevar a que la luminosidad de la fuente se duplique.

Otro factor que puede influir en la emisión que producen estas fuentes, es el hecho de que las nubes de alta velocidad pueden tener radios característicos mayores que el que suponemos en este trabajo. Dado que las nubes grandes se fragmentan en nubes pequeñas, del tamaño que consideramos, múltiples eventos como el estudiado pueden ocurrir en simultáneo durante la colisión, incrementando la luminosidad.

Adoptando que la tasa de masa inyectada en la Galaxia por impactos de nubes de alta velocidad es $\sim 0.50 M_{\odot}$ año⁻¹, calculamos la potencia inyectada en RC, considerando que todos los eventos son iguales y se corresponden con uno de los escenarios modelados. Encontramos que la energía inyectada por impactos de nubes de alta velocidad con el plano galáctico no llega a cubrir la totalidad de la potencia de RC, pero que estos eventos son grandes contribuyentes hasta ahora no tenidos en cuenta. El aporte realizado por estos eventos resulta, en ciertos casos, mayor que el que realizan fuentes estándares de aceleración de partículas, tales como los púlsares. En el caso de impactos de NAV con velocidad extrema, la luminosidad inyectada en RC es del orden del 10% de la luminosidad total de RC galácticos.

Observando los espectros de protones acelerados localmente en los discos de nuestros modelos, podemos apreciar que en ambos casos existe un exceso local de RC respecto a la distribución de los mismos en las cercanías del Sol. En el disco del modelo **A2**, el exceso ocurre a partir de una cierta energía, $\sim 10^{10}$ eV, mientras que en el caso del disco del modelo de impacto con velocidad extrema **B2**, la sobreabundancia sucede en todo el rango de energías.

Concluimos entonces que, bajo las hipótesis consideradas, el impacto de una nube de alta velocidad contra el plano galáctico puede ocasionar la aceleración local de partículas hasta energías relativistas en los choques generados en la colisión. El mecanismo de Fermi de primer orden resulta un mecanismo factible para producir dicha aceleración. La interacción de las partículas muy energéticas con los campos presentes, producen emisión no térmica

significativa en un amplio rango del espectro electromagnético. Las partículas aceleradas también contribuyen al mar de rayos cósmicos galácticos, inyectando en algunos casos el 10% de la potencia total de RC. Además, se genera un exceso local de rayos cósmicos en la región del impacto. En algunos de los posibles escenarios, dichas partículas alcanzan una energía máxima de $\sim 10^{13}$ eV.

En el futuro, estudiaremos la difusión de los RC acelerados en estos impactos y el efecto de las inestabilidades hidrodinámicas que pueden desarrollarse. Las mismas, afectarán el proceso de aceleración de partículas, pudiendo producir que el mecanismo de Fermi de segundo orden cobre importancia en estos escenarios, y modificarán el proceso de difusión.

Apéndice A

Mecanismos de Fermi

A.1. Mecanismo de Fermi de segundo orden

En 1949, Fermi propuso un mecanismo de aceleración para explicar los RC. En este modelo, las partículas cargadas colisionan de manera aleatoria con nubes de gas magnetizadas que se hallan en el medio interestelar. El campo magnético en el interior de estos objetos es turbulento, por lo que los RC son deflectados en una dirección arbitraria luego de la interacción (Fermi, 1949). Para comprender mejor de qué forma es posible ganar energía mediante este proceso, pensemos primero en la siguiente situación.

Supongamos que arrojamos una pelota, con velocidad $-\vec{V}$, contra una pared. Si el choque es completamente elástico, la pelota rebota y vuelve hacia nosotros con \vec{V} , es decir que posee la misma rapidez pero se mueve en sentido opuesto, como puede verse en la Fig. A.1.

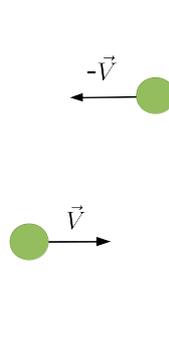


Figura A.1: Esquema del choque elástico entre la pelota y la pared, con la pared fija. Adaptado de Romero & Paredes (2011).

Si ahora suponemos que la pared también está en movimiento, pero con velocidad \vec{u} , la pelota retorna del impacto con velocidad $\vec{V} + 2\vec{u}$ ¹ (ver Fig. A.2).

¹Si nos posicionamos en el sistema de referencia en el que la pared se halla en reposo, el choque resulta completamente elástico como en el caso anterior, pero la velocidad inicial de la pelota en dicho sistema sería

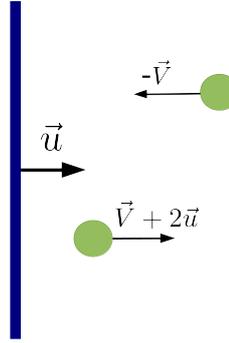


Figura A.2: Esquema del choque entre la pelota y la pared, en el sistema de referencia donde ambas se hallan en movimiento. Adaptado de [Romero & Paredes \(2011\)](#).

Entonces, si confinamos la pelota entre dos paredes, las cuales se mueve una hacia la otra, la pelota gana energía en cada impacto. De esta idea base parte el funcionamiento de los mecanismos de Fermi.

Reemplacemos las paredes por nubes de gas que poseen en su interior turbulencia magnética. Cada una de estas nubes se mueve por el medio interestelar con una velocidad \vec{u}_i . A su vez, en vez de una pelota, tomemos una partícula cargada que también se mueve por el MIE con cierta velocidad. Cuando la partícula colisiona con una de estas nubes, ingresa y se dispersa producto de las inhomogeneidades magnéticas de la nube. En el sistema de referencia de la nube, la partícula no cambia su energía debido a que allí el choque resulta completamente elástico como en el caso de la pared en reposo.

En el caso que muestra la Fig. A.3, una partícula de velocidad \vec{V}_1 y energía E_1 ingresa en una nube que se mueve con velocidad \vec{u} . El ángulo θ_1 es el formado por las direcciones de movimiento de la partícula y la nube en ese instante. Luego de varias dispersiones en las inhomogeneidades magnéticas de la nube, la partícula emerge en una dirección aleatoria, que forma un ángulo θ_2 con la dirección de movimiento de la nube. A su vez, su energía y velocidad son E_2 y \vec{V}_2 .

Considerando que la partícula se mueve inicialmente con una velocidad cercana a la de la luz y que su masa es mucho menor que la de la nube, se encuentra que el cambio promedio en la energía luego de la interacción con una nube es (ver por ejemplo [Protheroe & Clay, 2004](#)):

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \frac{4}{3}\beta^2, \quad (\text{A.1})$$

donde $\beta = \frac{u}{c}$ y c la velocidad de la luz.

El hecho de que el cambio en la energía de la partícula sea proporcional al cuadrado de la velocidad de la nube es lo que hace que este mecanismo sea de segundo orden. Este resultado se debe a que la partícula sufre casi la misma cantidad de colisiones frontales² que

² $-\vec{V} - \vec{u}$ y la final $\vec{V} + \vec{u}$.

²En un choque frontal $-1 \leq \cos(\theta_1) \leq 0$, con θ_1 medido en el mismo sentido que en la Fig. A.3. En estos choques la partícula gana energía

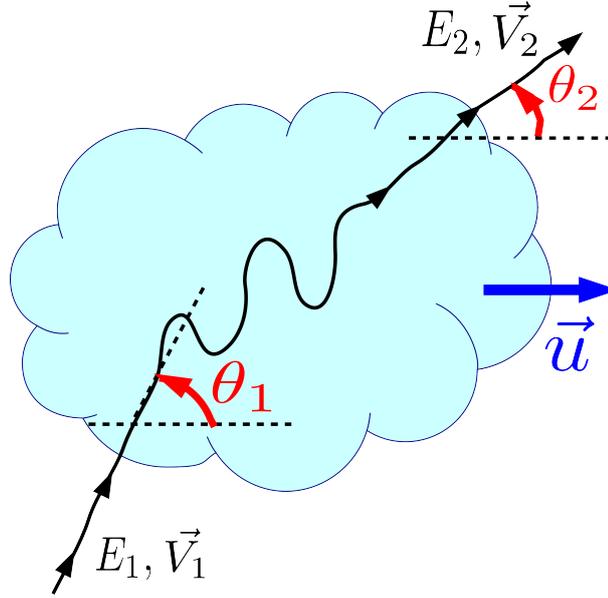


Figura A.3: Esquema de la colisión. E_1 y \vec{V}_1 son la energía y la velocidad de la partícula al ingresar a la nube, mientras que E_2 y \vec{V}_2 representan los mismos parámetros pero cuando emerge. Los ángulos θ_1 y θ_2 son los formados entre la dirección de la partícula y la de la nube en la entrada y salida respectivamente. Adaptado de Protheroe & Clay (2004).

de colisiones posteriores³ con nubes magnetizadas.

Las velocidades típicas de estas nubes son pequeñas ($\sim 15 \text{ km s}^{-1}$), por lo cual la cantidad de energía que se gana en cada colisión resulta poca. Este proceso de aceleración resulta entonces muy lento.

A.2. Mecanismo de Fermi de primer orden

El mecanismo original de Fermi fue modificado posteriormente para que resultara más eficiente (Axford et al., 1977; Krymskii, 1977; Bell, 1978; Blandford & Ostriker, 1978). Dicha modificación se desarrolló principalmente para explicar la aceleración de partículas en los choques originados en explosiones SN, pero luego se generalizó su uso a toda situación astrofísica con choques fuertes, como los que se desarrollan en el escenario estudiado en este trabajo.

Consideremos que el perfil del choque tiene geometría plana⁴ y que el mismo es no relativista (ver Sección 2.2.1). Como ya mencionamos, la onda de choque divide al espacio en dos regiones: la chocada y la no chocada. En ambas regiones puede desarrollarse turbulencia magnética. En la zona chocada, la misma se debe a la compresión del fluido producto del

³En un choque posterior el $0 \leq \cos(\theta_1) \leq 1$, con θ_1 medido en el mismo sentido que en la Fig. A.3. En estos choques la partícula pierde energía.

⁴En realidad, la presión de los RC modifica esta geometría, pero en primera aproximación pensaremos que es plana.

choque y al desarrollo de inestabilidades. En la zona no chocada, las inestabilidades serán ocasionadas por los RC que atraviesan el frente de choque.

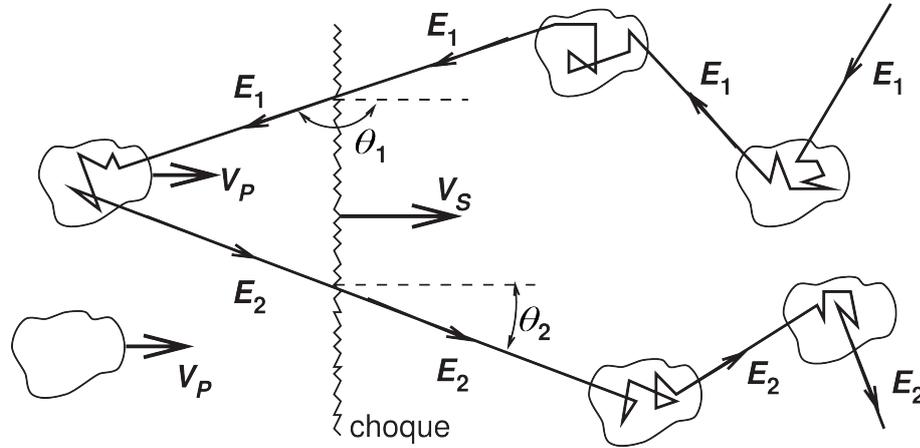


Figura A.4: En el esquema se puede ver un choque que se propaga en un medio con velocidad V_s . El plasma en la región chocada se mueve con V_p . Los grumos representan las inhomogeneidades magnéticas presentes en ambas regiones. (Protheroe & Clay, 2004).

Tomemos un choque que se mueve con velocidad V_s , como muestra la Fig. A.4. El plasma en la región chocada se mueve con velocidad V_p . Entre estas velocidades existe la siguiente relación:

$$\frac{V_s}{V_p} = \frac{\xi}{\xi - 1}, \quad (\text{A.2})$$

donde ξ es un parámetro que se denomina *factor de compresión*. En el caso de choques fuertes no relativistas $\xi = 4$.

Una partícula de energía E_1 , que inicialmente se halla en la región no perturbada, puede difundirse y cruzar el frente de choque producto de la interacción con las inhomogeneidades magnéticas del medio no chocada. Una vez en la región chocada, la partícula se encuentra con la turbulencia magnética de dicha región y puede difundirse de regreso a la región no chocada. En un ciclo que comience y termine en la zona pre choque, pasando en el medio por la post choque, puede mostrarse que la partícula gana una energía (ver por ejemplo Gaisser, 1990):

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \approx \frac{4}{3}\beta, \quad (\text{A.3})$$

con $\beta = \frac{V_p}{c}$, donde c es la velocidad de la luz.

Vemos entonces que la variación de la energía en este caso es proporcional a la velocidad del fluido del medio chocada, por lo cual este mecanismo se denomina de primer orden. Este mecanismo resulta más eficiente debido a que al cruzar de un lado a otro del choque, la partícula siempre colisiona frontalmente con las inhomogeneidades magnéticas del medio al que arriba.

La partícula tiene cierta probabilidad de cruzar el choque reiteradas veces, ganando energía en cada una de ellas. El espectro de RC que se produce por este mecanismo resulta entonces de estudiar la probabilidad de que la partícula, una vez en la zona chocada, vuelva a cruzar el choque y retorne así a la parte no chocada. No todas las partículas vuelven a cruzar el choque, sino que algunas se escapan y se pierden. Si se estudia la probabilidad de que ocurran cierta cantidad de cruces y la energía que ganan las partículas, se encuentra que el espectro es una ley de potencias de la forma $Q(E) \propto E^{-\zeta}$, con $\zeta = 2$ en el caso de $\xi = 4$.

Bibliografía

- Ackermann, M. et al. 2012, *ApJ*, 756, 4
- Aharonian, F. A. & Atoyan, A. M. 2000, *A&A*, 362, 937–952
- Araudo, A. T. 2010, Tesis Doctoral, Universidad Nacional de La Plata
- Axford, W. I., Leer, E. & Skadron, G. 1977, *International Cosmic Ray Conference*, 11, 132–137
- Baade, W. & Zwicky, F. 1943, *Phys. Rev.*, 46, 67
- Bajaja, E. et al. 1985, *ApJS*, 58, 143
- Beck, R. & Wiełebinski, R. 2013, in *Planets, Stars and Stellar Systems*, ed. T. Oswalt & G. Gilmore (Springer Netherlands), 641–723
- Bell, A. R. 1978, *MNRAS*, 182, 147–156
- Benaglia, P. et al. 2010, *A&A*, 517, L10
- Black, J. H. & Fazio, G. G. 1973, *ApJL*, 185, L7
- Blake, G. M. 1972, *MNRAS*, 156, 67
- Blandford, R. D. & Ostriker, J. P. 1978, *ApJL*, 221, L29–L32
- Blasi, P. 2013, *A&ARv*, 21, 70
- Blitz, L. et al. 1999, *ApJ*, 514, 818
- Bloemen, H. 1989, *ARA&A*, 27, 469–516
- Blumenthal, G. R. & Gould, R. J. 1970, *Rev. Mod. Phys.*, 42, 237–271
- Bosch–Ramon, V. & Khangulyan, D. 2009, *International Journal of Modern Physics D*, 18, 347–387
- Braun, R. & Burton, W. B. 1999, *A&A*, 341, 437
- Bregman, J. N. 1980, *ApJ*, 236, 577

- Castellina, A. & Donato, F. 2013, in *Planets, Stars and Stellar Systems*, ed. T. Oswalt & G. Gilmore (Springer Netherlands), 725–788
- Chandrasekhar, S. 1961, *Hydrodynamic and hydromagnetic stability* (Oxford at the Clarendon Press)
- del Valle, M. V. & Romero, G. E. 2012, *A&A*, 543, A56
- Drury, L. O. 1983, *Rep. Prog. Phys.*, 46, 973–1027
- Fermi, E. 1949, *Phys. Rev.*, 75, 1169–1174
- Fernandez, D. et al. 2013, *ArXiv e-prints*, 1305.6396
- Gabici, S. 2011, in *Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics*, ed. S. Giani, C. Leroy, & P. G. Rancoita, 343–351
- Gaisser, T. K. 1990, *Cosmic rays and particle physics* (Cambridge University Press)
- Ginzburg, V. L. & Syrovatskii, S. I. 1964, *The Origin of Cosmic Rays* (Macmillan)
- Giovanelli, R. 1980, *AJ*, 85, 1155
- Greisen, K. 1966, *Phys. Rev. Lett.*, 16, 748–750
- Haungs, A., Rebel, H. & Roth, M. 2003, *Rep. Prog. Phys.*, 66, 1145–1206
- Hayashi, K. & Mizuno, T. 2012, *AIP Conf. Proc.*, 1516, 177
- Hess, V. F. 1912, *Physikalische Zeitschrift*, 13, 1084–1091
- Hillas, A. M. 1984, *ARA&A*, 22, 425–444
- Hulsbosch, A. N. M. & Wakker, B. P. 1988, *A&AS*, 75, 191
- Hunter, S. D. et al. 1997, *ApJ*, 481, 205–240
- Kerp, J. et al. 1999, *A&A*, 342, 213
- Krymskii, G. F. 1977, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234, 1306–1308
- Landau, L. D. & Lifshitz, E. 1959, *Fluid Mechanics*
- Lee, H. M., Kang, H. & Ryu, D. 1996, *ApJ*, 464, 131–140
- Maciel, W. J. 2013, *Astrophysics of the Interstellar Medium*
- McClure-Griffiths, N. M. et al. 2010, *ApJ*, 725, 275–281
- Montmerle, T. 1979, *ApJ*, 231, 95–110

- Morras, R. et al. 2000, *A&AS*, 142, 25
- Myasnikov, A. V., Zhekov, S. A. & Belov, N. A. 1998, *MNRAS*, 298, 1021–1029
- O’C Drury, L., Duffy, P. & Kirk, J. G. 1996, *A&A*, 309, 1002–1010
- Okumura, A., Kamae, T. & for the Fermi LAT Collaboration. 2009, ArXiv e-prints
- Oort, J. H. 1970, *A&A*, 7, 381
- Protheroe, R. J. & Clay, R. W. 2004, *PASA*, 21, 1–22
- Raymond, J., Cox, P. D. & Smith, B. W. 1976, *ApJ*, 204, 290
- Richter, P. 2012, *ApJ*, 750, 165
- Romero, G. E. & Paredes, J. M. 2011, *Introducción a la Astrofísica Relativista (Publicacions i Edicions de la Universitat de Barcelona)*
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1979, *Radiative processes in astrophysics (Wiley-Interscience)*
- Santillán, A., Franco, J. & Martos, M. 1999, *ApJ*, 515, 657
- Simpson, J. A. 1983, *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 33, 323–382
- Tenorio-Tagle, G. 1980, *A&A*, 94, 338–344
- Tibaldo, L. et al. 2015, *ApJ*, 807, 161
- vanDyke, M. D. & Gordon, H. D. 1959, *Supersonic Flow past a Family of Blunt Axisymmetric Bodies*, Technical report, NASA Ames Research Center
- Wakker, B. P. 1991, *A&A*, 250, 499
- Wakker, B. P. & van Woerden, H. 1991, *A&A*, 250, 509
- Wakker, B. P. & van Woerden, H. 2013, in *Planets, Stars and Stellar Systems*, ed. T. D. Oswalt & G. Gilmore (Springer Netherlands), 586–640
- Westmeier, T. 2007, *Tesis Doctoral*, Rheinische Friedrich–Willhelms–Universität Bonn
- Zatsepin, G. T. & Kuz’min, V. A. 1966, *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 4, 78
- Zhekov, S. A. & Palla, F. 2007, *MNRAS*, 382, 1124