Capítulo 5

Astrofísica Nuclear

5.1. Nucleosíntesis del Big-Bang (BBN)

El modelo más aceptado actualmente sobre el origen del Universo se conoce con el nombre del Modelo de la Gran explosión lo del Big-Bang. Este modelo se basa en la suposición de que en un instante inicial el universo estaba reducido a un punto de densidad y temperatura infinita, conocido con el nombre de singularidad inicial (es de hecho una singularidad matemática en las ecuaciones de Einstein). Los fundamentos de este modelo son una serie de observaciones experimentales realizadas a lo largo del siglo pasado junto con una serie de propiedades experimentales de núcleos y partículas experimentales y el Modelo Standard de partículas elementales. Ingredientes no estándar como supersimetrías e inflación dan variedades diferentes de modelos del Big Bang.

5.1.1. La ley de Hubble

La observación principal en la que se fundamenta el modelo se debe a Hubble, quien descubrió que el espectro de las galaxias está corrido hacia el rojo, es decir cualquier raya espectral proviniente de una estrella lejana tiene una frecuencia menor que la que se observa en la Tierra. En los últimos decenios se ha demostrado que el corrimiento hacia el rojo de una estrella dada es independiente de la frecuencia de la línea espectral dada, y que es el mismo en los dominios de radiofrecuencia, infrarojo, visible, ultravioleta y X. Este corrimiento hacia el rojo se debe únicamente al movimiento de alejamiento de las galaxias y no a efectos gravitacionales. Existe cuna correlación entre la velocidad de alejamiento de las galaxias y su velocidad, siendo las más distantes las que se alejan más deprisa. esto se puede escribir en la forma conocida como ley de Hubble:

$$v = Hd$$

donde v es la velocidad de alejamiento de las galaxias, d es su distancia y H es una constante de proporcionalidad cuyo valor exprerimental es $H = 72 \pm 7$

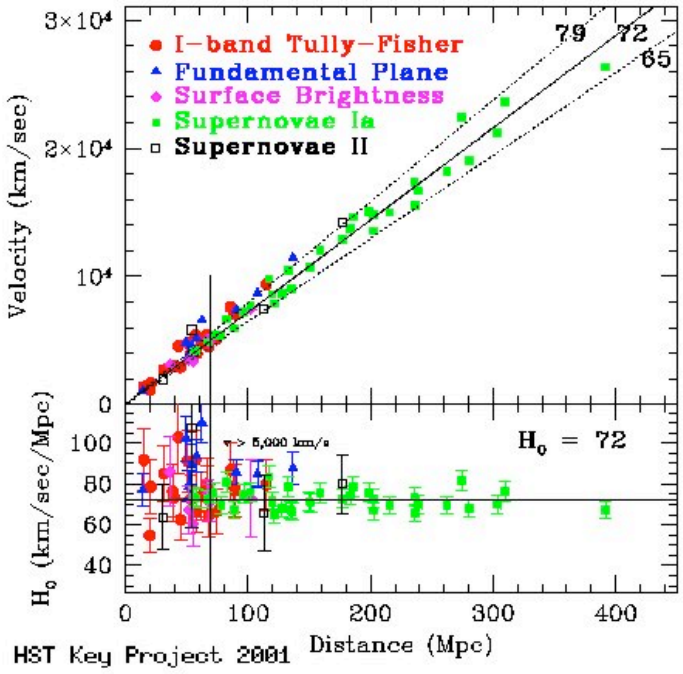


Figura 5.1: Ley de Hubble

km/s · Mpc (1 Mpc = 3,26 × 10^6 años luz).

Si R es una distancia típica del Universo, tenemos

$$H = \frac{1}{R}\frac{dR}{dt}$$

Si la velocidad de expansión no es constante, la constante de Hubble es una función del tiempo,$H = H(t)$.

Las ecuaciones de Einstein de la Relatividad General

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi G_N T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}$$

en el caso de un fluido perfecto

$$T_{\mu\nu} = -pg_{\mu\nu} + (p+\rho)u_\mu u_\nu$$

conducen a las ecuaciones de Friedmann-Lemaître

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R}\right)^2 = \frac{8\pi G_N \rho}{3} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda}{3}$$

y

$$\frac{\ddot{R}}{R} = \frac{\Lambda}{3} - \frac{4\pi G_N}{3}(\rho + 3p)$$

donde $H(t)$ es la constante de Hubble, Λ es la constante cosmológica, p y ρ la presión y la densidad del Universo y k puede valer $1, -1$ ó 0 según que el Universo sea cerrado, abierto o plano. G_N es la constante de gravitación de Newton $G_N = 6{,}67 \times 10^{-11}\mathrm{N}\cdot\mathrm{m}^2/\mathrm{kg}^2$. Si suponemos que la velocidad de expansión ha sido constante, El radio del Universo satisface $R = H^{-1}v$ por lo que la edad del Universo es $t = R/v = H^{-1} = 13{,}9\pm$ Gy (1 Gy$= 10^9$años). Cálculos más precisos que tienen en cuenta la variación observada de la constante de Hubble con la distancia dan 12Gy, mientras que estudios de formación de la estructura a gran escala del Universo y la radiación de fondo dan $T = 13{,}7 \pm 0{,}2$ Gy.

En el origen del Universo, debido a la elevada temperatura, todas las partículas eran esencialmente ultrarelativistas

$$E = pc = hc/\lambda$$

La longitud de onda de los cuantos cumple $\lambda \propto 1/R$, mientras que el número de cuantos por unidad de volumen satisface $n \propto 1/R^3$. Por lo tanto, la densidad de energía de radiación debe de variar como $\rho_r = En \propto 1/R^4$. Si escribimos $\rho_r = C/R^4$, podemos integrar la ecuación de Friedmann. Suponemos un Universo plano y que la constante cosmológica se anula. Ponemos en primer lugar la densidad de energía en función del radio del Universo, para obtener el radio en función del tiempo

$$H = \frac{\dot{R}}{R} = \sqrt{\frac{8\pi G_N \rho}{3}} = \sqrt{\frac{8\pi G_N C}{3}}\frac{1}{R^2}$$

que integrando con respecto al tiempo, previa separación de variables, da

$$R^2/2 = \sqrt{\frac{8\pi G_N C}{3}}t$$

o lo que es lo mismo

$$\frac{1}{t} = \sqrt{\frac{32\pi G_N C}{3R^4}} = \sqrt{\frac{32\pi G_N \rho_r}{3}}$$

que da una relación entre edad del Universo y densidad de energía para un universo donde domina la radiación, es decir la energía está en forma de partículas ultrarelativistas. Si suponemos un universo en equilibrio termodinámico compuesto por fotones (veremos más adelante que la relación de fotones a bariones es 10^{10}) tenemos la relación entre densidad de radiación y temperatura dada por

$$\rho_r = \frac{8\pi^5 k^4}{15c^3h^3}T^4$$

donde la constante de Boltman $k = 8{,}6171 \cdot 10^{-11}$MeV. Esta ley se obtiene también suponiendo que el universo se comporta como un cuerpo negro. El flujo de energía radiada W_r está ligada con la temperatura a través de la ley de Stefan-Boltzmann

$$W_r = \sigma T^4$$

que a su vez está ligado con la densidad de energía del cuerpo negro por

$$\rho_r = \frac{4\sigma}{c} T^4 \tag{5.1}$$

con $\sigma = 5{,}67 \times 10^{-8}$ W/m^2 $\cdot$K^4 . Tenemos una relación entre la edad del Universo y la temperatura del mismo

$$t = \sqrt{\frac{3c^3}{128\pi G \sigma T^4}}$$

Introduciendo valores numéricos obtenemos las relaciones

$$T[K] = \frac{1{,}52 \cdot 10^{10}}{\sqrt{t[s]}} \tag{5.2}$$

$$\rho_r = 4{,}7 \cdot 10^{-51} T^4 \,\mathrm{GeV} \cdot \mathrm{fm}^{-3} = \frac{2{,}38 \cdot 10^{-10}}{t^2} \,\mathrm{GeV} \cdot \mathrm{fm}^{-3}$$

5.1.2. La radiación de fondo del Universo

En 1964 Arno Penzias y Robert Wilson encontraron un ruido de fondo en la zona de radiofrecuencias de 7.35 cm, en un receptor de microondas de alta sensibilidad que diseñaron para medir radioemisiones provinientes de la Via Lactea, del que no encontraron ninguna causa aparente. Finalmente demostraron que dicho ruido de fondo correspondía a una radiación que provenía de todas las direcciones del Universo. Demostraron asímismo que la intensidad de radiación den función de la longitud de onda tenía una forma exponencial similar a la emitida por un cuerpo negro y correspondia a una temperatura de $3{,}1 \pm 0{,}1$ K. Esto estaba de acuerdo con una temperatura de fondo predicha por Dicke de acuerdo con la teoría del Big Bang. En 1970 se aceptó que esta radiación de fondo era una reliquia del Big-Bang. En 1990 El detector FIRAS del satélite COBE encontró que la coincidencia de la radiación de fondo con la teoría del cuerpo negro era asombrosa, con una temperatura de $T = 2{,}726 \pm 0{,}001$ K.

La relación entre la densidad de energía y la densidad de fotones con la temperatura en el modelo del cuerpò negro viene dada por

$$\rho_\gamma = 4{,}7 \cdot 10^3 T^4 \,\mathrm{eV/m}^3$$

$$N_\gamma = 2{,}0 \cdot 10^7 T^3 \,\text{fotones/cm}^3$$

Introduciendo el valor encontrado para la temperatura actual, obtenemos

$$\rho_\gamma = 0{,}259 \text{ eV/m}^3$$
$$N_\gamma = 405 \text{ fotones/m}^3$$
$$E_\gamma = 6{,}4 \cdot 10^{-4} eV$$

Un dato importante es la relación de bariones a fotones. Esta relación quedo fijada cuando la materia y la radiación se desacoplaron. La materia visible observada en el Universo es de $\rho_V = 3 \cdot 10^{-31}$g/cm^3= $2 \cdot 10^{-7}$nucleones/m^3. Una estima conservadora de la materia bariónica no visible conduce a $\rho_B = 3 - 4 \cdot 10^{-7}$nucleones/m^3, que da alrededor de 10^9 fotones por barión. El valor aceptado de la relación de bariones a fotones η está estimado en

$$3{,}4 \cdot 10^{-10} < \eta < 6{,}9 \cdot 10^{-10}$$

5.1.3. Los primeros instantes del Universo

Las ecuaciones 5.1 y 5.2 nos proporcionan una relación entre la edad, densidad y temperatura del Universo. En los primeros instantes la densidad era muy superior a la de la densidad de la maeteria nuclear ordinaria y la temperatura era tal que la energía térmica de cualquier tipo de partículas era muy sulerior a su masa por lo que tdas las partículas tenían energías ultrarelativistas y se comportaban como la radiación.

Para una edad de $t = 10^{-12}$ s, $T = 1{,}5 \cdot 10^{16}$ K, $E = kT = 1{,}3$ TeV y $\rho = 38{,}34 \cdot 10^{48}$J/m^3= $2{,}5 \cdot 10^{14}\rho_0$. A estas energías y densidades todas las partículas conocidas están en equilibrio térmico con la radiación

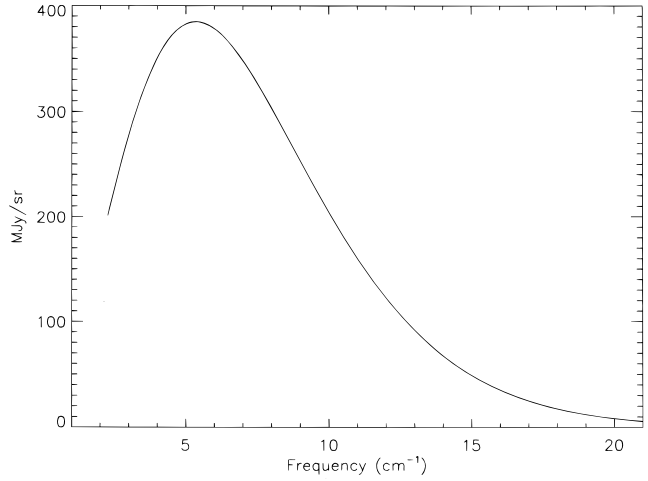
$$\gamma + \gamma \longleftrightarrow q + \bar{q}$$

salvo quizás partículas muy masivas a las que se debe la asimetría entre la materia y la antimateria que existe en el Universo. Además, a estas densidades y energías la masa de las partículas es muy baja, debida únicamente a la masa desnuda de los quarks, y la simetria chiral es prácticamente exacta.

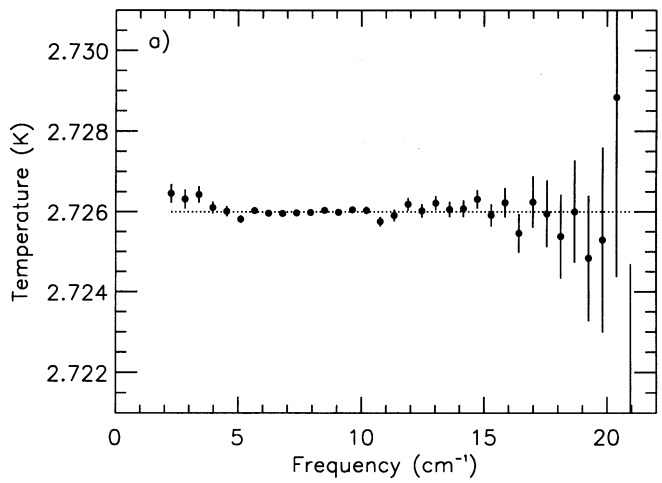
Para una edad de $t = 10^{-6}$ s, $T = 1{,}5 \cdot 10^{13}$ K, $E = kT = 1{,}3$ GeV y $\rho = 38{,}34 \cdot 10^{36}$J/m^3= $2{,}5 \cdot 10^2\rho_0$. A estas densidades los nucleones y antinucleones están todavía en equilibrio con la radiación , y la simetría chiral es aproximada:

$$p + \overline{p} \longleftrightarrow \gamma + \gamma$$

$$n + \overline{n} \longleftrightarrow \gamma + \gamma$$



(a) Espectro uniforme de energía



(b) Temperatura en función de la frecuencia determinada de los datos

Figura 5.2: Espectro de radiación de fondo medido por el espectrómetro FIRAS del satélite COBE

Poco después de este instante los nucleones dejan de estar en equilibrio térmico con la radiación. Los nucleones y antinucleones se aniquilan quedando sólo el exceso de 1 a 10^9 de nucleones originado en la etapa de violación de CP. Sin edmbargo, los protones y los neutrones todavía están en equilibrio mediante interacciones débiles:

$$p + \overline{\nu}_e \longleftrightarrow n + e^+$$

$$n + \nu_e \longleftrightarrow p + e^-$$

Para una edad de $t = 10^{-2}$ s, $T = 1{,}5 \cdot 10^{11}$ K, $E = kT = 13$ MeV y ρ= $2{,}5 \cdot 10^{-2}\rho_0$. En este instante lsólo los electrones y los neutrinos están en equilibrio con la radiación, y los μ y τ se han desintegrado:

$$e^+ + e^- \longleftrightarrow \nu_e + \bar{v}_e$$
$$e^+ + e^- \longleftrightarrow \nu_\mu + \bar{v}_\mu$$

$$e^+ + e^- \longleftrightarrow \nu_\tau + \bar{v}_\tau$$

Habra el mismo número de neutrinos de cada especie que electrones en cada uno de sus estsdos de spin($\downarrow\uparrow$) La distribución del número de partículas de cada especie con la energía viene dada por la distribución de Fermi-Dirac:

$$n(E)dE = g_i \frac{4\pi E^3}{(hc)^3} \frac{1}{e^{E/kT} + 1} dE$$

donde los números de estados g_i valen $g_i = 4$para los electrones (contados junto con los positrones y teniendo en cuenta los dos estados de spin) y $g_i = 2$ para cada sabor de neutrinos.

En $t = 1$s , $T = 1{,}5 \cdot 10^{10}$ K y $E = kT = 1{,}3$ MeV. La densidad empieza a ser muy baja ($2{,}5 \cdot 10^{10}$nucleones $\cdot\, \mathrm{fm}^{-3}$). El número relativo de protones y neutrones es el predicho por la ley de Bolzmann,

$$\frac{N_n}{N_p} = e^{-\dfrac{m_n - m_p}{kT}} \tag{5.3}$$

que a esta temperatura da $N_n = 0{,}88N_p$.A esta tenperatura las corrientes cargadas débiles son suficientemente intensas para mantener el equilibrio entre neutrones y protones. Sin embargo, este no es el caso de las corrientes neutras débiles que mantienen el equilibrio de neutrinos y radiación. Las interacciones con los neutrinos se hacen muy débiles debido a la baja densidad y los neutrinos se expanden libremente a esta temperatura. Ya no se crean ni se destruyen los neutrinos existentes, y quedan como una radiación reliquia.

En $t = 10$ s, $T = 5 \cdot 10^9$K, se rompe el equilibrio de los electrones con la radiación

$$e^+ + e^- \longrightarrow 2\gamma$$

Debido a esto, la temperatura de los fotones aumenta. Los cálculos indican que

$$\frac{T_\gamma}{T_\nu} = \sqrt{\frac{11}{4}}$$

y que el número de neutrinos de fondo es menor que el de fotones

$$\frac{n_\nu}{n_\gamma} = \frac{9}{11}$$

A partir de este momento la radiación se expande libremente, enfriándose únicamente debido al aumento del radio del Universo.

5.1.4. Formación de deuterio

Cuando neutrinos y radiación se desacoplan de la materia, protones y neutrones pueden reaccionar mediante la reacción

$$p + n \longrightarrow d + \gamma$$

para formar deuterio. Sin embargo, como la proporción de fotones a protones es tan elevada, debe de transcurrir el tiempo necesario para que el número de fotones de alta energía capaces de destruir el deuterio formado sea despreciable. Mientras que no se forma deuterio estable, los neutrones se desintegran débilmente a protones desapareciendo. La proporción de neutrones y protones del Universo es un indicador del instante en el wque se formó deuterio estable.

La energía que debe tener un fotón para fotodisociar el deuterio es igual a la energía de enlace del mismo, $E_d = 2{,}225$ MeV. Como hay una proporción de fotones a protones de 10^9, la cola del espectro de fotones juega un papel fundamental. La distribución de energía de los fotones de la cola viene dada por

$$n(E)dE = \frac{8\pi E^2}{(hc)^3} e^{-E/kT} dE$$

La condición de formación de deuterio estable es que la proporción de fotones con energía mayor que E_d sea menor que 10^{-9}. El número de fotones con energía superior a E_d es:

$$N_\gamma(E > E_d) = \int_{E_d}^{\infty} \frac{8\pi E^2}{(hc)^3} e^{-E/kT} dE = \frac{8\pi (kT)^3}{(hc)^3} e^{-E_d/kT} \left[\left(\frac{E_d}{kT} \right)^2 + 2 \left(\frac{E_d}{kT} \right) + 2 \right] \text{ fotones} \cdot \text{fm}^{-3}$$

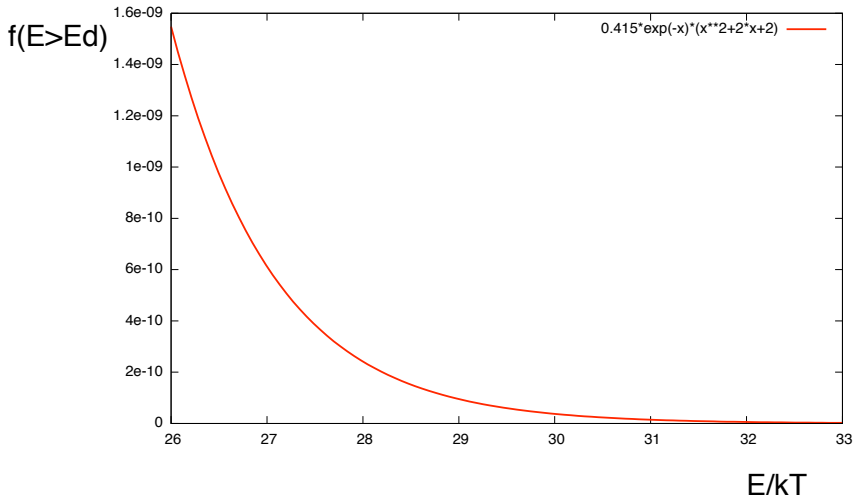


Figura 5.3: Representación de la fracción de fotones con energía suficiente para ionizar el deuterio en función de la temperatura.

mientras que el número total de fotones es

$$N_\gamma = \frac{16\pi(kT)^3}{(hc)^3}\zeta(3) = 2{,}038 \cdot 10^7 T^3 \,\text{fotones} \cdot \text{m}^{-3}$$

donde $\zeta(3) = 1{,}202$. El cociente de ambas cantidades es

$$f(E_d/kT) = \frac{N_\gamma(E > E_d)}{N_\gamma} = \frac{1}{2\zeta(3)} e^{-E_d/kT}\left[\left(\frac{E_d}{kT}\right)^2 + 2\left(\frac{E_d}{kT}\right) + 2\right]$$

Si representamos f en función de E_d/kT obtenemos que el resultado experimental $10^{-9} > f > 6 \cdot 10^{-10}$ se encuentra para $26{,}5 < E_d/kT < 27$. Por lo tanto f determina la temperatura y por lo tanto el instante a partir del cual se empieza a formar deuterio. Obtenemos $9{,}55 \cdot 10^8 K < T < 9{,}75 \cdot 10^8 K$ que nos da $243 < t < 253$ s, por lo que el instante en que se empieza a formar deuterio queda fijado con gran precisión por la relación $f = \eta$, donde η es la relación de fotones a bariones existente actualmente en el Universo. Para $E_d/kT = 32$, el número de fotones capaces de fotodisociar el deuterio es menor que el 1 % de bariones y ya no quedan prácticamente neutrones libres. Este instante es

$$t = \left(\frac{1{,}52 \cdot 10^{10}}{T}\right)^2 = \left(\frac{1{,}52 \cdot 10^{10}}{E_d/32k}\right)^2 = 354{,}85 \simeq 355 \text{ s}$$

El número de nucleones disponible para la formación de deuterio viene determinado por el número de neutrones, puesto que estos últimos son menos numerosos. Mientras existe equilibrio entre protones y neutrones, la relación entre

ambos viene dada por la relación 5.3. Lo que sabemos de interacciones débiles no da como instante en que se rompe el equilibrio $t_* = 3$s que corresponde a una temperatura $T_* = 8{,}8 \cdot 10^9$ K. En este instante

$$N_n = e^{-1{,}293/0{,}758} N_p = 0{,}182 N_p$$

Estos neutrones se desintegran hasta el instante en que se forma deuterio. Tomando un intervalo de t =250 s, y teniendo en cuenta que la vida media del neutrón es $\tau = 885{,}7 \pm 0{,}8$ s, obtenemos

$$\frac{N_n}{N_p}(t = 250\, s) = \frac{N_n}{N_p} \frac{e^{-t/\tau}}{1 + 0{,}18 e^{-t/\tau}} = 0{,}1206$$

Como veremos más adelante, estos neutrones primordiales han sido preservados hasta la época actual en forma de helio. La abundancia observada experimentalmente de He/H en masa es 0.24, por lo que la relación de neutrones a protones obtenida en el modelo del cuerpo negro coincide asombrosamente bien con las observaciones experimentales.

5.1.5. Nucleosíntesis primitiva

Una vez que se ha formado suficiente deuterio, una serie de reacciones nucleares son posibles:

$$d + n \longrightarrow^3 H + \gamma$$
$$d + p \longrightarrow^3 He + \gamma$$
$$d + d \longrightarrow^3 He + n$$

$$d + d \longrightarrow^3 H + p$$

$$^3H + p \longrightarrow^4 He + \gamma$$

$$^3He + n \longrightarrow^4 He + \gamma$$

Como la energía de enlace del tritio y de los isótopos de He es mayor que la del deuterio, una vez que la energía de los fotones es suficientemente baja para que se forme deuterio, se pueden formar también todos los demas núcleos.

Comol no existe ningún isótopo estable de masa 5, este es el resultado final de este proceso. El ^{8}Be también es inestsable, por lo que dos núcleos de ^4He no pueden fusionarse dando un elemento estable. También habrá una pequeña producción de elementos de masa 6 y 7 mediante las reacciones

$$^4He +^3 He \longrightarrow^7 Be + \gamma$$

$$^4He +^3 H \longrightarrow^7 Li + \gamma$$
$$^4He + d \longrightarrow^6 Li + \gamma$$

Sin embargo, debido a que las barreras de Coulomb de estas reacciones son alrededor de 1 MeV mientras que a $T = 9 \cdot 10^8$ K la energía media es $E = kT \simeq 0{,}1$ MeV, la probabilidad de estas reacciones es muy pequeña. Como discutimos en el siguiente apartado, sólo tenemos evidencia de que una parte del ^7Li existente en el Universo es de origen primordial, mientras que los otros elementos de masa superior a 4 se han formado por otros procesos, como nucleosíntesis estelar y reacciones con rayos cósmicos de alta energía.

En conclusión, el proceso de nucleosíntesis primitiva acaba en los primeros 5 minutos de existencia del Universo, con tres cuartas partes de hidrógeno, una cuarta parte de He y pequeñas trazas de los llamados elementos reliquia: d, ^{3}He y ^{7} Li. El conocimiento de las abundancias de estos elementos ligeros y de que porcentaje se produjo en la nucleosíntesis primordial es un aspecto clave para fijar el modelo de nucleosíntesis primitiva. El otro residuo es la radiación de fondo de fotones térmicos, en una proporción cercana a 10^9fotones por nucleón. Esta radiación de fondo gobierna la formación de átomos estables. El hidrógeno estable se formará a $E = kT = 13{,}6$ eV, que da una temperatura de $t = 13{,}6/8{,}617 \cdot 10^{-5} = 1{,}578 \cdot 10^5$ K, lo que nos dice que el hidrógeno atómico se forma en un tiempo $t = (1{,}52 \cdot 10^{10}/1{,}578 \cdot 10^5)^2 = 10^{10}$s que es alrededor de 300 años.la ionización es inexistente cuando $T = 3000$ K, lo que da $t = (1{,}52 \cdot 10^{10}/3000)^2 = 5 \cdot 10^{12}$ s. Por lo tanto en unos 800.000 años se acaba la ionización y sólo quedan gases neutros, que se agrupan para formar nebulosas, galaxias y estrellas mediante la interacción gravitacional.

5.1.6. Elementos ligeros reliquias de la nucleosíntesis primitiva

Como hemos expuesto en el apartado anterior, lo residuos de la nucleosíntesis primitiva son ^{4}He, d, ^{3}He, y ^{7}Li. Vamos a discutir en este apartado las abundancias observadas de estos elementos y que parte se debe a la nucleosíntesis primitiva.

5.1.6.1. Abundancia de ^{4}He

Se define Y_P como la fracción de ^4He a H en masa:

$$Y_P = \left[\frac{^4He}{H}\right] \quad \text{en} masa$$

El valor de Y_P se obtiene de diversos conjuntos de datos astronómicos: zonas extragalácticas de baja metalocidad. Del análisis de un conjunto de 89 regiones,

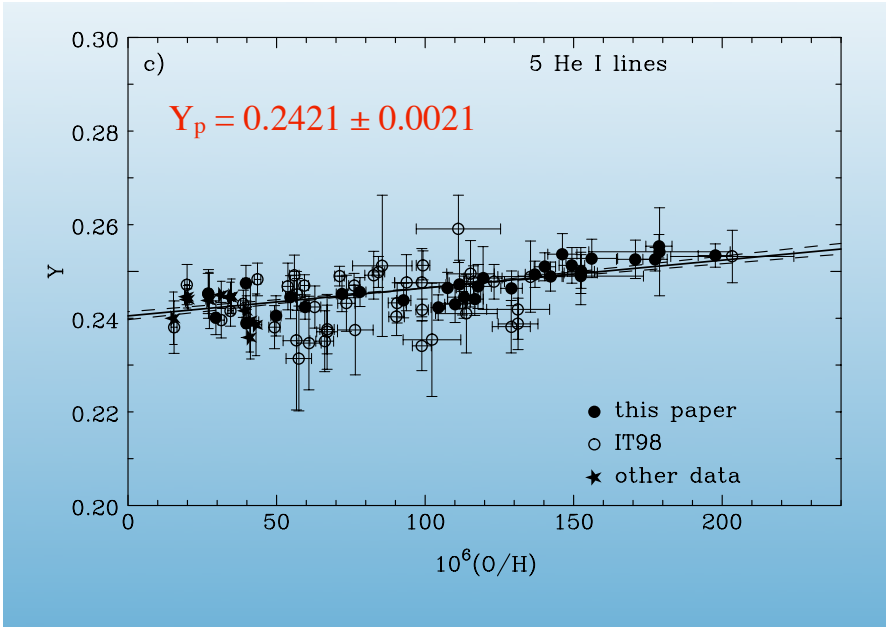


Figura 5.4: Abundancia observada de ^{4}He

Izotov, Xuan y Lipovetsky dan $Y_P = 0{,}2421 \pm 0{,}0009$. Definiendo $\eta_{10} = \eta \cdot 10^{10}$, los resultados del modelo del Big Bang Standard se ajustan a

$$Y_P = 0{,}2384 + 0{,}0016\eta_{10}$$

para el intervalo aceptado $4 < \eta_{10} < 8$, y coincide con el valor experimental con un margen de error de 0.0006.

5.1.6.2. Abundancia de deuterio

Se define la abundancia de deuterio y_D como

$$y_D = 10^5 \left[\frac{D}{H}\right] \text{ en } nmero$$

Las observaciones astronómicas dan para el deuterio de origen primordial $y_D = 2{,}6 \pm 0{,}4$. Sin embargo los diferentes datos difieren entre sí y no se observa claramente una zona plana en la gráfica de y_D para baja metalicidad y corrimiento al rojo elevado. El modelo del Big Bang predice

$$y_D = 46{,}5\eta_{10}^{-1{,}6}$$

que coincide al nivel del 1 % con los datos astronómicos.

5.1.6.3. Abundancia de ^{3}He

Se define la abundacia de ^3He como

$$y_3 = 10^5 \left[\frac{^3He}{H}\right] \text{ en } nmero$$

Los avalores observados se hallan en un estreccho intervalo $1{,}0 < y_3 < 1{,}1$, y también coinciden muy bien con el modelo del Big Bang. La evolución del ^3He despues de la gran explosión es dificil de determinasl y está sometida a procesos de creación por estrellas y rayos cósmicos y procesos de destrucción. El modelo del Big Bang predicde $y_3 \propto y_D^{0,35}$.

5.1.7. Abundancia de ^{7}Li

Se define laabundancia de ^{7}Li como

$$y_{Li} = 10^{10} \left[\frac{^7Li}{H}\right] \text{ en } nmero$$

Los estudios más recientes de estrellas halo dan $y_{Li} = 1{,}23^{+0,34}_{-0,16}$, mientras que estudios de estrellas del Cluster Globular dan $y_{Li} = 2{,}10^{+0,46}_{-0,38}$. El modelo del Big Bang standard da

$$y_{Li} = \frac{\eta_{10}^2}{8{,}5}$$

que predice un ajuste óptimo para $3 \lesssim y_{Li} \lesssim 5$, mayor que los valores observados experimentalmente.

5.1.7.1. Elementos más pesados y ^{6}Li

Los elementos más pesados no presentan una zona plana cuando vamos a zonas de alto corrimiento al rojo y baja metalicidad. En la Fig. 5.5 se presentan las abundancias dde ^{7}Li, B y Be en función de la metalicidad. Solo en el caso del Li se observa una zona plana a baja metalicidad. Por lo tanto, no existe actualmente evidencia de que parte de las abundancias de otros elementos ligeros sea de origen primordial.

El caso del ^{6}Li presenta problemas después de observaciones recientes en las que parece haber una zona plana a baja metalicidad. Esto está en contradicción con el modelo del Big Bang que predice concentraciones de ^{6}Li varios órdenes de magnitud inferiores a las de ^{7}Li, debido a que la reacción ^{4}He +d$\longrightarrow$^{6}Li + γ está inhibida por espacio de fases (el γ es de muy baja energía).

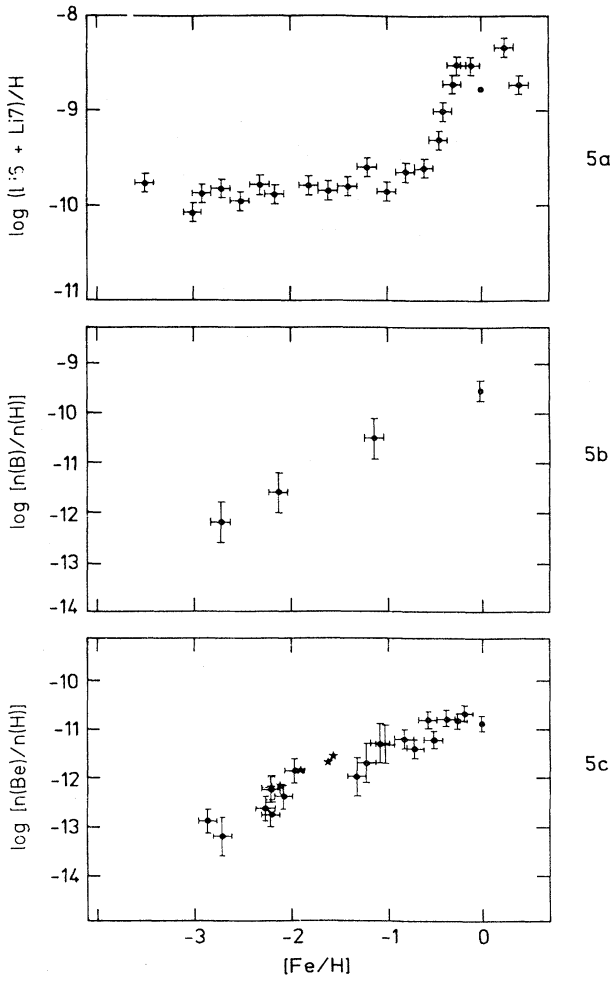


Figura 5.5: Abundancia de Li, Be y B en unción de la metalicidad. En el caso del Li se observa una zona plana a baja metalicidad, atribuida al Li primordial.

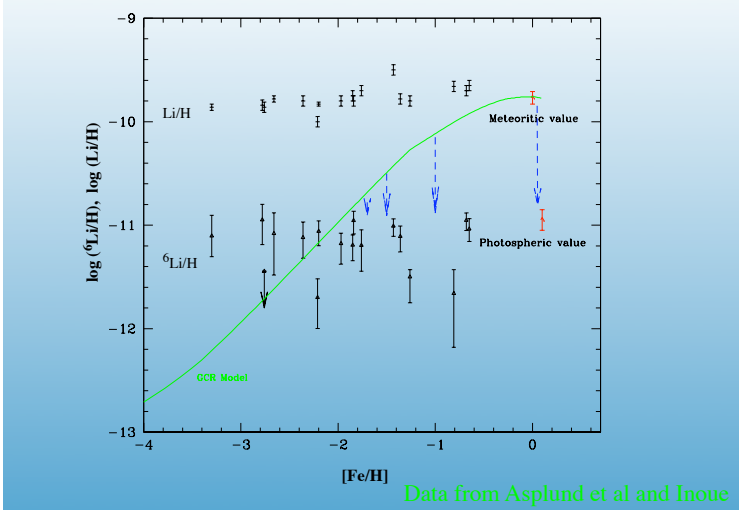


Figura 5.6: Abundancias observadas experimentalmente de ^{6}Li

5.2. Nucleosíntesis estelar

5.2.1. Combustión de hidrógeno

5.2.2. Combustión de Helio

5.2.3. Tasas de reacciones estelares

5.2.4. Combustión de carbono

5.2.5. Combustión de silicio

5.2.6. Procesos s

5.2.7. Procesos r

5.2.8. Procesos p