

+ Historia térmica y Big Bang caliente.

Vimos que en el "Universo temprano" las especies se describen como partículas ultrarelativistas en equilibrio térmico a temperaturas muy altas dando un universo dominado por radiación: $\rho \sim a^{-4} \sim T^4 \Rightarrow H^2 \sim \frac{T^4}{M_p^2}$

$$\Rightarrow a \sim t^{1/2} \Rightarrow H = \frac{1}{2t} \Rightarrow t \sim \left(\frac{M_{\text{eV}}}{T} \right) \text{ seg.}$$

A medida que baja la temperatura la densidad de las partículas disminuye y puede ocurrir que ciertas interacciones dejen de ser eficientes. Si una especie deja de estar en equilibrio térmico con el resto, se dice que dicha especie se desacopla.

Desacople de neutrinos:

El equilibrio se mantiene por interacciones débiles

$$\nu_e + \bar{\nu}_e \leftrightarrow e^+ + e^-, \quad e^- + \bar{\nu}_e \leftrightarrow e^- + \bar{\nu}_e \dots$$

Peró $E \ll m_W, m_Z$, se puede aproximar $\left| \text{diagrama} \right|^2$ por $\left| \text{diagrama} \right|^2$

$$G_F = \frac{\sqrt{2} g_{W,Z}^2}{8 m_W^2} \sim \frac{\alpha^2}{m_W^2} \quad \left(\alpha \sim \frac{1}{128}, m_W \sim 81 \text{ GeV} \right)$$

$$\Rightarrow \text{Peró } E \ll 100 \text{ GeV} \quad \sigma \sim G_F^2 E^2;$$

$$\text{Estimando } n \sim T^3, \quad E \sim T \Rightarrow \Gamma = n \sigma n \sim n \sigma \sim \frac{\alpha^2 T^5}{m_W^4}$$

$$\gamma \quad H \sim \frac{T^2}{M_p} \Rightarrow \Gamma \sim H \Leftrightarrow T \sim T_d \sim \left(\frac{m_W^4}{\alpha^2 M_p} \right)^{1/3} \sim \text{MeV}$$

Nucleosíntesis Primordial: Proceso en el que se forman los núcleos de los elementos más ligeros a partir de neutrones y protones.

El modelo estándar indica que esto ocurre a $T \sim 1 \text{ MeV}$ (en los "primeros 3 minutos" - $t \sim (\frac{\text{MeV}}{T})^2 \text{ seg}$).

* ¿Cómo era la composición del Universo a $T \sim 1 \text{ MeV}$?

- Partículas relativistas: e^+ , e^- , γ , ν

(los $e^\pm$ y γ 's se encuentran en equilibrio térmico por interacciones electromagnéticas pero no con los ν 's)

- Partículas no-relativistas: Protones, neutrones

* ¿Cómo es el Universo actual?

- El elemento más abundante es el H.

- La abundancia relativa del ^4He es significativamente mayor a la que podría haberse producido en estrellas. Núcleos más pesados se producen en procesos astrofísicos

Ídea cualitativa:

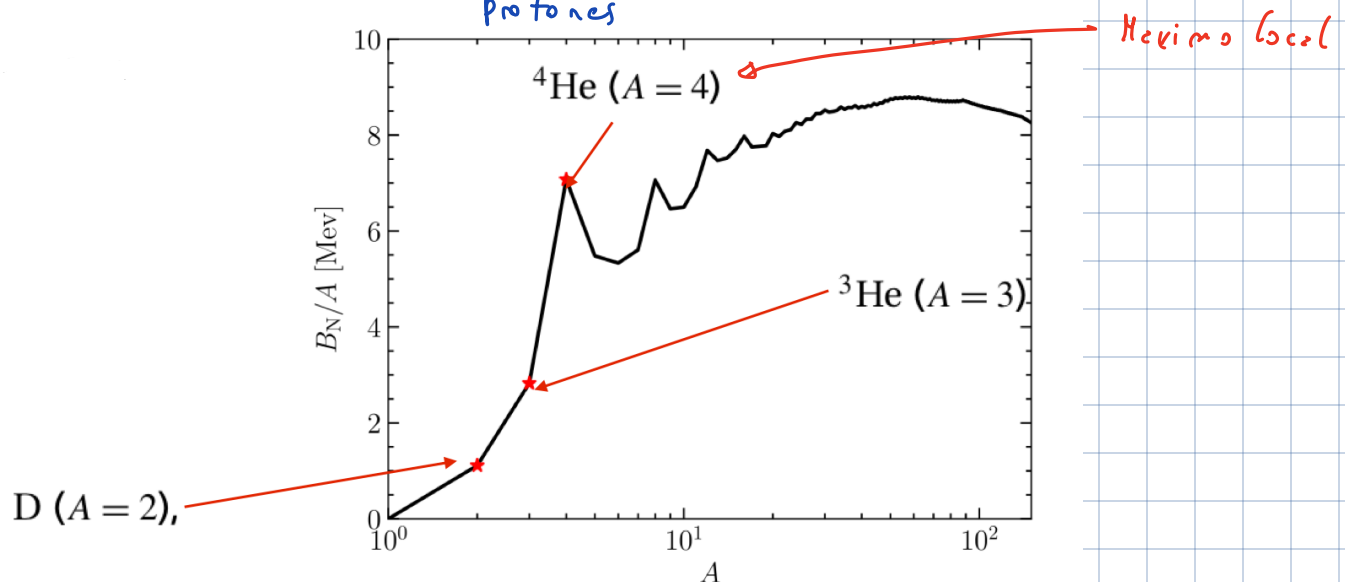
$$B_N = Z m_p + (A-Z) m_n - m_N$$

Energy de ligadura del nucleón "N" (green arrow pointing to B_N)

Número de protones (green arrow pointing to Z)

Número de protones + neutrones (green arrow pointing to $A-Z$)

Massa del nucleón "N" (green arrow pointing to m_N)



* Conversión entre p y n (interacciones débiles)



* Si permanecieran en equilibrio a medida que la temperatura baja, todo se convertiría en el que tiene menor energía por barión. (hidrógeno). Pero no es lo que ocurre. La densidad de energía es suficientemente baja de manera que los procesos entre más de dos nucleones pueden despreocuparse.

Como no hay un isótopo estable con $A=5$, no se producen elementos más pesados que ${}^4\text{He}$ mediante ${}^4\text{He} + p \rightarrow X$. (En estrellas se produce ${}^{12}\text{C}$ vía ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C}$)

- Reacción de botella del Deuterio:

Orden de procesos de 2 en 2:



Aunque $B_{{}^4\text{He}} > B_D$, no se produce suficiente ${}^3\text{He}$ hasta que no se produce suficiente D. Apenas se produce D, se produce ${}^4\text{He}$

- Los cálculos precisos de las abundancias finales se realizan implementando en un código numérico un conjunto de ecuaciones acopladas de la forma.

$$\frac{dY_i}{dt} = \sum \left(\Gamma_{ij} Y_j + \Gamma_{ik} Y_j Y_k + \dots \right) \quad i = p, n, {}^3\text{He}, {}^4\text{He} \text{ etc.}$$

$Y_i = \frac{n_i}{n_b}$ = Abundancia relativa
b = "bariones"

Γ_{ij} = Tasas de conversión o decaimiento
Se calculan y/o se determinan experimentalmente

- Ya desde 1966 existen códigos numéricos para predecir las abundancias relativas de los elementos más livianos!
 - Las abundancias relativas se pueden inferir a partir de observaciones!
 - Para ${}^4\text{He}$ se usan observaciones espectroscópicas en regiones de hidrógeno ionizado que contienen pocos "metales" (elementos $\neq$ H y ${}^4\text{He}$)
- La abundancia primordial (que depende del modelo de dichos regiones) inferida es:

$$Y_p = \underbrace{4}_{\text{"Mass Fraction"}} \frac{n_{{}^4\text{He}}}{n_b} = 0.245 \pm 0.003$$

- Materia ordinaria en cosmología = "bariones": Es el hecho de protones y neutrones. También hay e^- s pero su masa es 2000 veces menor y no contribuyen significativamente a la densidad de energía.

- Para D se usan las líneas espectrales de absorción en el espectro de objetos cuasistelares distantes por el método interpolativo (el igual que para las líneas de H). D solo puede ser descrito en estrellas.

Así se obtuvo:

$$\frac{n_D}{n_H} \times 10^6 = 25.47 \pm 0.29$$

Combinando las observaciones y contrastándolas con las predicciones, se obtuvo:

$$\Omega_b h^2 = 0.02205 \pm 0.00043 \quad (\text{hor})$$

$\Rightarrow$ La materia bariónica es solo $\sim 5\%$ de la densidad crítica.

Se define $\Omega_b = \frac{n_b}{n_{gr}} = 6 \times 10^{-10} \left(\frac{\Omega_b h^2}{0.022} \right) \ll 1$ Muchos fotones por barión!

Da una idea de la asimetría materia-antimateria.

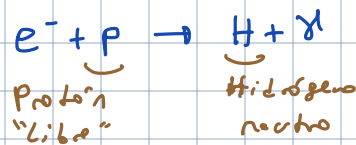
Recombinación: Proceso en el que los núcleos y los electrones se combinan.

* Antes de recombinación:

- Los protones y núcleos livianos (mayoritariamente helio) estaban ionizados
- Los electrones y los fotones estaban acoplados por scattering de Thompson.



* Recombinación:



Energía de ligadura del H neutro:

$$\epsilon_0 = 13.6 \text{ eV}$$

Si llamamos χ_e = densidad de e^- 's libres $\Rightarrow \chi_e$ decrece en este proceso.

Como hay muchos fotones por barión ($\eta_b \ll 1$), esto ocurre a una temperatura

$$T \ll \epsilon_0. \text{ Resulta que } T_{\text{rec}} \sim 0.3 \text{ eV} = \frac{T_0}{2(t_{\text{rec}})} = \underbrace{T_0}_{2.7 \text{ K}} (1 + z_{\text{rec}})$$

$$\Rightarrow z_{\text{rec}} \simeq 1320$$

Desacople de los Fotones: $e^- + \gamma \leftrightarrow e^- + \gamma$

$$\Gamma_\gamma \simeq n_e \sigma_T \simeq n_\gamma \eta_b \chi_e \leftarrow \text{Depende de } \chi_e$$

El universo es neutro $\Rightarrow n_e = \underbrace{n_b}_{\eta_b n_\gamma} \chi_e$

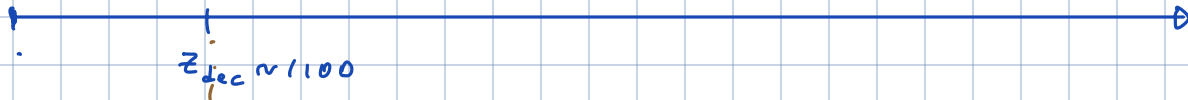
Se desacoplan cuando Γ_γ cae por debajo de H

Se puede estimar (no lo veremos así) que $\Gamma_\gamma \sim H$ cuando $\chi_e \sim 0.7 \cdot 10^{-2}$

$$\Rightarrow T_{\text{des}} \sim 0.27 \text{ eV} \rightarrow z_{\text{des}} \sim 1100 \Rightarrow \text{ocurre durante recombinación.}$$

Los fotones "se liberan"

~~~~~



Superficie

• Fotones y bariones se acoplan (los  $e^-$  están acoplados con los bariones por interacción coulombiana)

• Los fotones viajan prácticamente sin ser afectados por esos acoplamientos y debe ocurrir que:

① El número de fotones con frecuencia  $\nu$  y  $\nu + d\nu$  no cambia.

② Las frecuencias se corren al rojo.

• Equilibrio térmico

⇓

espectro de cuerpo negro.

$$n(\nu) = \frac{8\pi \nu^2}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1}$$

$$\textcircled{1} N_{\nu, d\nu} \propto \underbrace{z_{dec}^3}_{\text{Número de fotones en } \nu \text{ y } \nu + d\nu} \underbrace{n(\nu, t) d\nu}_{\text{Densidad número de fotones en } \nu \text{ y } \nu + d\nu} = N_{\nu, dec} d\nu_{dec} = z_{dec}^3(t_{dec}) \underbrace{n(\nu_{dec}) d\nu_{dec}}_{\text{Distribución de cuerpo negro}}$$

( $z_{dec} \nu = \nu_{obs}$  en  $t > t_{dec}$ )

$$\textcircled{2} \frac{\nu}{\nu_{dec}} = \frac{z(t_{dec})}{z(t)} \rightarrow \nu_{dec} = \nu \frac{z(t)}{z(t_{dec})}$$

$$\begin{aligned} \text{Entonces, } n(\nu, t) d\nu &= \left( \frac{z(t_{dec})}{z(t)} \right)^3 n\left( \frac{\nu z(t)}{z(t_{dec})} \right) d\left( \frac{\nu z(t)}{z(t_{dec})} \right) \\ &= \left( \frac{z(t_{dec})}{z(t)} \right)^3 \frac{8\pi \nu^2}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu z(t)}{z(t_{dec}) T_{dec}} - 1}} \left( \frac{z(t)}{z(t_{dec})} \right)^2 d\nu \end{aligned}$$

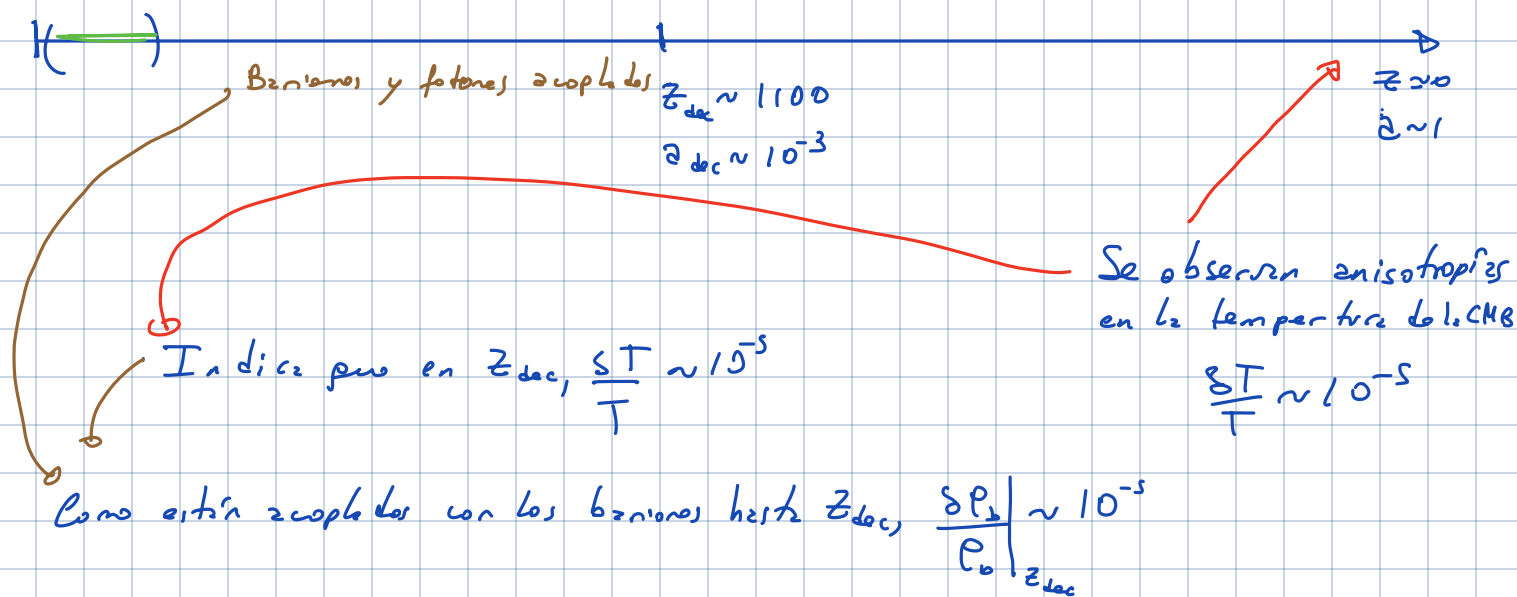
⇒ Obtenemos un espectro de cuerpo negro también para  $t > t_{dec}$ , pero con una temperatura distinta, dada por

$$T = T_{dec} \frac{z(t_{dec})}{z(t)} \quad \text{Se enfría.}$$

# Anisotropías en la radiación cósmica de fondo (CMB) y materia oscura (DM)

Nucleosíntesis  
primera día

se liberan los CMB



Se puede ver que para luego de Z<sub>dec</sub>  $\frac{\delta \rho_b}{\rho_b}$  puede crecer a lo sumo como  $a(t)$ .

$$\Rightarrow \left. \frac{\delta \rho_b}{\rho_b} \right|_{\text{hoy}} \sim 10^3 \cdot 10^{-5} \sim 10^{-2} \ll 1.$$

Pero observamos inhomogeneidades más grandes, grandes estructuras con  $\left. \frac{\delta \rho_b}{\rho_b} \right|_{\text{hoy}} \sim \mathcal{O}(1)$ .

Si suponemos que existe materia oscura (que no interactúa prácticamente con los fotones) sus inhomogeneidades  $\frac{\delta \rho_{DM}}{\rho_{DM}}$  pueden ser mayor que  $10^{-5}$  en Z<sub>dec</sub> y su evolución puede dar lugar a regiones con  $\frac{\delta \rho_{DM}}{\rho_{DM}} > 1$ , atrayendo gravitacionalmente a los bariónes hacia las mismas, formando así las estructuras observadas (galaxias, cúmulos, etc).