

Tema 13:

Historia evolutiva del Universo

Consultar: "An Introduction to Modern Cosmology", Liddle, libro entero (en especial, Temas 10-15)

"Galaxies and Cosmology", Jones & Lambourne, 2007, Cambridge, temas 5-7 (J&L07).

NASA Extragalactic Database (NED) Level 5: <http://ned.ipac.caltech.edu>.

Ned Wright's Cosmology web pages: <http://www.astro.ucla.edu/~wright/cosmolog.htm>.



Objetivos del tema

- **Presentación modelo estándar de Big Bang caliente:**
 - ◆ **Etapas evolutivas del Universo.**
 - ◆ **¿Qué procesos se han dado en el Universo desde su origen?**
 - ◆ **¿Qué repercusiones tienen esos procesos y cómo se estudian en la actualidad (con galaxias)?**



Introducción: evolución en temperatura

La densidad de radiación varía como:

$$\rho_{rad} = \frac{\rho_{rad,0}}{a^4}$$

Por otra parte sabemos que en un Universo de radiación en equilibrio, esta radiación sería la de un cuerpo negro:

$$\varepsilon_{rad} \equiv \rho_{rad} c^2 = \alpha T^4$$

donde la constante vale:

$$\alpha = \frac{\pi^2 k_B^4}{15 \hbar^3 c^3} = 7.565 \times 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$$

Contando con que la temperatura de la CMBR ahora es $T_0 = 2.725 \pm 0.001$ K.

$$\varepsilon_{rad}(t_0) = 4.17 \times 10^{-14} \text{ J m}^{-3}$$

$$\Omega_{rad,0} = \frac{\rho_{rad,0}}{\rho_{c,0}} = \frac{\varepsilon_{rad}(t_0)}{c^2 \rho_{c,0}} = 2.47 \times 10^{-5} h^{-2}$$



Introducción: evolución en temperatura

Combinando la ecuación de la densidad de energía de radiación y de la variación de la temperatura:

$$T \propto \frac{1}{a}$$

Ejercicio sencillo (y erróneo!): ¿Cuándo se produjo la recombinación? La energía de ionización del hidrógeno es 13.6 eV. Esto equivale a:

$$E \sim 3kT \Rightarrow 13.6 \text{ eV} \rightarrow 50000 \text{ K}$$

Para que la temperatura del Universo baje a $T=2.7 \text{ K}$:

$$\frac{T(t=0)}{T(t_r)} = \frac{a(t_r)}{a(t=0)} \Rightarrow a(t_r) \sim 5 \times 10^{-5} = \frac{1}{1+z} \Rightarrow z \sim 19000$$

En realidad en el Universo había mucho más fotones que bariones, por lo que la reacción de recombinación es mucho más probable. Además la recombinación puede producirse a un estado excitado, que luego debería relajarse. Contando con esto, la recombinación debió empezar con $T \sim 4500 \text{ K}$.

Un cálculo más realista establece que la mitad del H se recombinó a una temperatura de unos 3000 K (0.25 eV), lo que sucedió a $z \sim 1100$.



Introducción: desacoplo

El desacoplo o decoupling es un concepto de gran importancia en Cosmología. El desacoplo se produce cuando el tiempo típico en el que se produce una interacción se hace más grande que el tiempo de Hubble en un determinado lugar espacio-tiempo del Universo. Esto quiere decir que esa interacción no es probable que se produzca más, pues hay que esperar más que la vida del Universo.

Visto de otra manera, una partícula tiene un recorrido libre medio para una determinada interacción y ese recorrido libre medio depende de la densidad de partículas y de la sección eficaz, que decrece con la temperatura. Según el Universo se enfría, el rlm crece y puede hacerse más grande que el Universo en ese momento. Esas partículas ya no interaccionan y su temperatura y abundancia se congelan en los valores que tenían en el equilibrio antes del desacoplo.

Por ejemplo, las reacciones que producen neutrinos se desacoplaron a $z=10^{10}$, y los fotones interaccionaron por última vez con la materia en equilibrio a $z\sim 1000$.

Estos desacoplos tienen implicaciones cosmológicas porque establecen cuántos neutrinos o cuántos fotones cósmicos hay en el Universo ahora mismo. Esas partículas cósmicas hay que distinguirlas de las creadas más tarde. El desacoplo más importante es el de los fotones y a veces se habla de decoupling solo para ellos.



Introducción: Historia evolutiva del Universo

Era	Tiempo	Tamaño	E/T	Restos Observables	Sucesos
Planck	$< 10^{-43}$ s	$< 10^{-50}$ cm	$> 10^{19}$ GeV	espacio-tiempo, expansión	Comienza expansión, todas las fuerzas unidas
Grand Unified Theory	$< 10^{-35}$ s	$< 10^{-47}$ cm	$> 10^{14}$ GeV	partículas superpesadas, interacciones fundamentales	Separación espacio-tiempo y materia
Inflación	$< 10^{-32}$ s	< 1000 cm	$> 10^{13}$ GeV	LSS	Vacío inestable, fluctuaciones cuánticas
CERN LHC $E \sim 7$ TeV = 7000 GeV					
Electro-débil	$< 10^{-10}$ s	$< 10^{14}$ cm	> 100 GeV	radiación, exceso de materia sobre antimateria; separación de campos de materia y energía	Bariogénesis: Bariones se imponen a antibariones, origen de la masa

iii Especulativo!!!

<http://universe-review.ca>

Astrofísica Extragaláctica y Cosmología

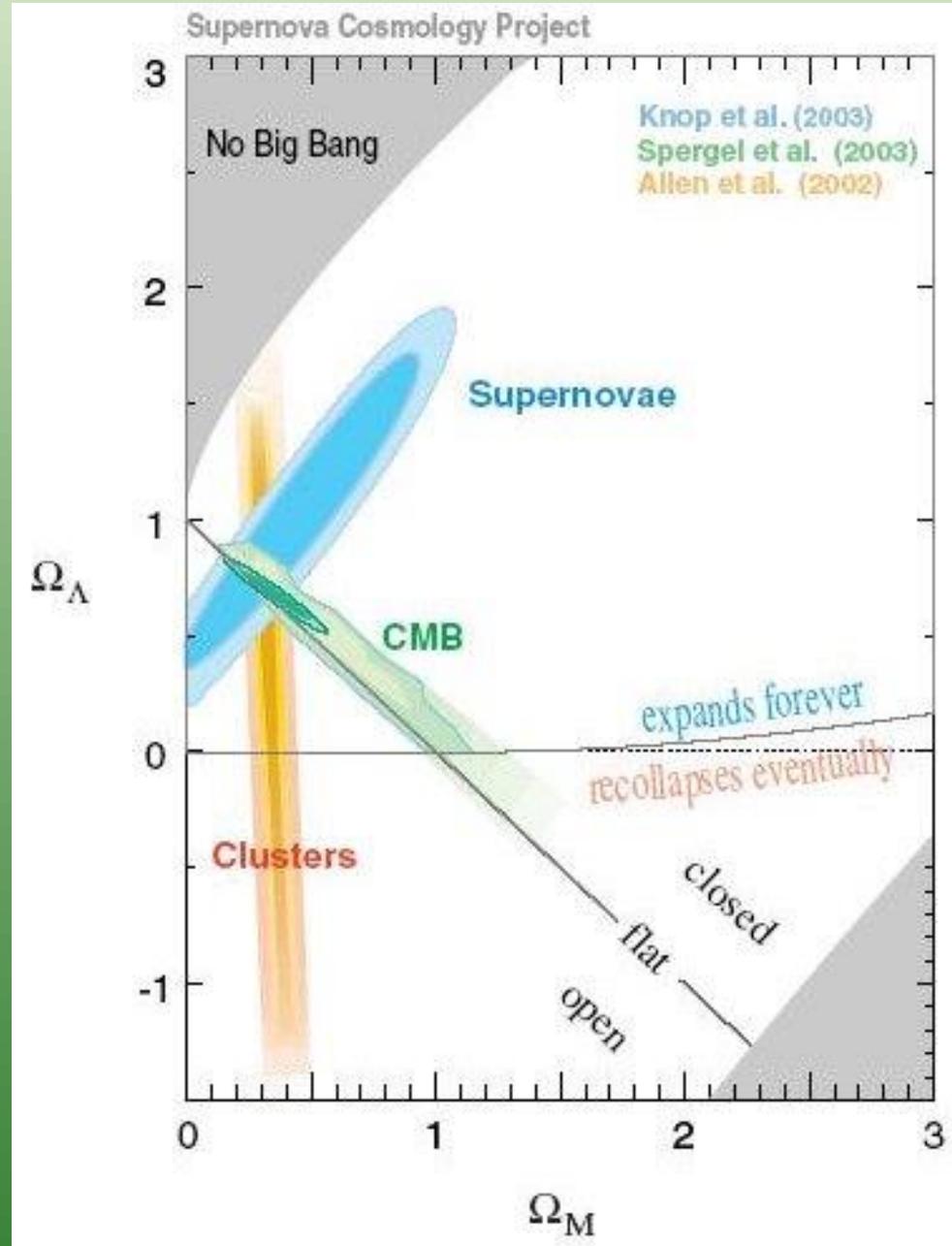


Introducción: Historia evolutiva del Universo

Era	Tiempo	Tamaño	E/T	Restos Observables	Sucesos
Fuerte	$<10^{-4}$ s	$<10^{17}$ cm	> 200 MeV	Formas exóticas de materia oscura	quarks forman hadrones
Desacoplo débil	<1 s	$<10^{19}$ cm	> 3 MeV	Dominio del H^+	desacoplo neutrinos; p^+-n fijo
Aniquilación e^-e^+	<5 s	$<10^{20}$ cm	> 1 MeV	Fotones más calientes que neutrinos	Fotones creados por aniquilación
Nucleosíntesis	<100 s	$<10^{20}$ cm	> 200 keV	Abundancias de elementos ligeros: D, He, Li	Formación elementos estables
Radiación ~ materia	$<10^4$ yr	$<10^{25}$ cm	> 3 eV	Fluctuaciones densidad/materia	Densidades (de energía) se igualan
Recombinación	<0.4 Myr	$<10^{26}$ cm	> 3000 K	CMBR	Átomos de H creados; Universo transparente
Dark Ages	<1 Gyr	$<10^{28}$ cm	> 15 K	Primeras estrellas, elementos pesados	Coalescencia primeros objetos
Reionización	<2 Gyr	$<10^{28}$ cm	> 10 K	Gunn-Peterson	IGM reionizado
Presente	13.7 Gyr	$\sim 10^{28}$ cm	~ 2.73 K	Galaxias, cúmulos	LSS

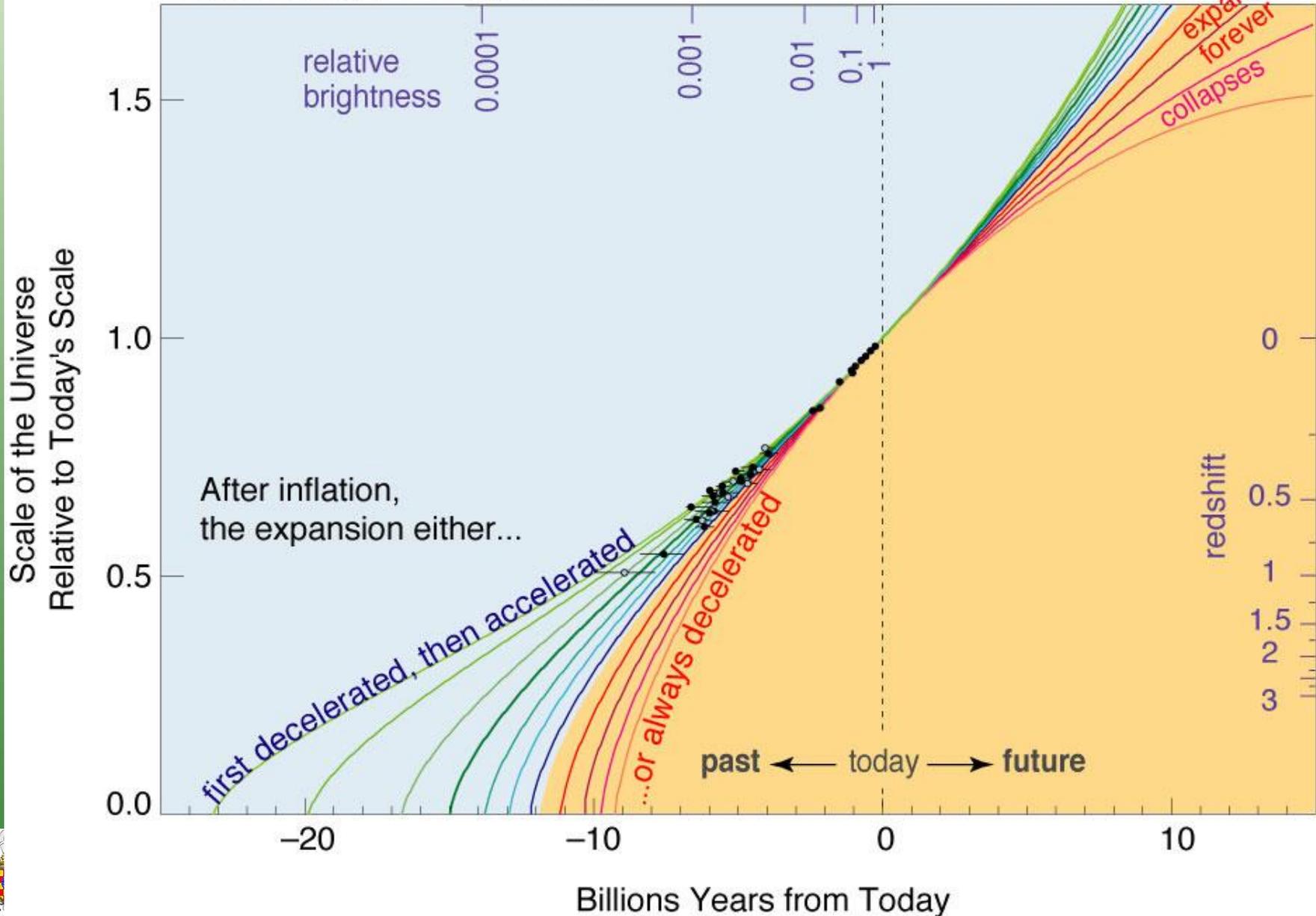


13.1. La singularidad inicial



13.1. La singularidad inicial

Perlmutter, Physics Today (2003)



13.1. La singularidad inicial

Las medidas actuales de los parámetros cosmológicos predicen que el Universo era cada vez más caliente y denso a medida que nos movemos atrás en el tiempo. Y para el factor de escala nuestros resultados siempre predicen que a $t=0$ $a(t=0)=0$. Esto es la singularidad inicial o el momento del Big Bang, y la Teoría que explica toda la evolución del Universo a partir de ese momento es la **Teoría del Big Bang Caliente (HBBT)**.

La evolución del Universo a partir de unos 10^{-4} s tiene una teoría bien definida que cuenta con numerosos éxitos y algunos problemas. Entre los éxitos destacan la nucleosíntesis y el origen de la CMB, que se explican en términos de “desacoplos”.

Antes de ese momento, a medida que $a(t) \rightarrow 0$ y $T \rightarrow \infty$ las leyes de la Física que conocemos no son aplicables. Cuando la longitud de onda típica de las partículas (longitud de onda de de Broglie) se iguala a su radio de Schwarzschild (aquel en el que una la velocidad de escape sería la velocidad de la luz si toda la masa estuviera concentrada en un punto) nuestras teorías fallan.

$$\lambda_{deB} = \frac{2\pi\hbar}{mc} \quad r_s = \frac{2Gm}{c^2}$$



13.1. La singularidad inicial

Si igualamos ambas expresiones nos da una masa típica donde se debería aplicar la gravedad cuántica y que se conoce como masa de Planck (salvo un factor raíz de π). Esta masa y la longitud y tiempos correspondientes delimitan la Era de Planck, límite para aplicar la Física que hoy conocemos.

$$m_{Planck} \equiv \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} \approx 10^{19} \text{ GeV}$$

$$l_{Planck} \equiv \sqrt{\frac{\hbar G}{c^3}} \approx 10^{-35} \text{ m}$$

$$t_{Planck} \equiv \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} \approx 10^{-43} \text{ s}$$

Por debajo de este valor de tiempo no tenemos Leyes Físicas válidas en la actualidad, así que no podemos saber qué pasó a $t=0$ y mucho menos a $t<0$.

Este momento se identifica como el comienzo del espacio-tiempo y el origen de la materia tal y como la conocemos.



13.2.Inflación

¡¡Siguiete tema!!



13.3.El Universo temprano: neutrinos

Las partículas relativistas en la actualidad son de 2 tipos: **fotones y neutrinos**. La densidad de energía en forma de fotones es:

$$\Omega_{rad,0} = 2.47 \times 10^{-5} h^{-2}$$

La densidad de neutrinos es mucho más difícil de calcular porque su detección es muy difícil. Debe ser, bajo la suposición de que no tienen masa:

$$\Omega_{\nu} = 3 \times \frac{7}{8} \times \left(\frac{4}{11} \right)^{4/3} \Omega_{rad} = 0.68 \Omega_{rad} = 1.68 \times 10^{-5} h^{-2}$$

Donde se ha tenido en cuenta que hay 3 clases de neutrinos (electrón, muón y tauón), que la temperatura de los neutrinos debe ser un factor $(4/11)^{4/3}$ menor que la de los fotones porque la aniquilación de electrones y positrones debió calentar los fotones pero no los neutrinos, y que la constante de radiación de los neutrinos debe ser 7/8 la de los fotones (debido a que unos son fermiones y otros bosones).

Sumando los neutrinos y los fotones podemos considerar el parámetro de densidad en partículas relativistas:

$$\Omega_{rel} = 4.15 \times 10^{-5} h^{-2}$$



13.3.El Universo temprano: radiación=materia

La densidad de partículas relativistas se puede comparar con la de partículas no relativistas, que sería la densidad de materia. Sabiendo que la densidad de materia depende de a^{-3} y la de partículas relativistas de a^{-4} .

$$\frac{\Omega_{rel}}{\Omega_{mat}} = \frac{4.15 \times 10^{-5}}{\Omega_0 h^2} \frac{1}{a}$$

Con esta expresión se puede saber la relación entre densidades de materia relativista y no relativista en cualquier momento. Por ejemplo, a $z \sim 1000$ (que veremos que es un redshift interesante):

$$\left(\frac{\Omega_{rel}}{\Omega_{mat}} \right)_{z=1000} = \frac{0.04}{\Omega_0 h^2}$$

El denominador no es muy grande con lo que ese cociente es aprox. un 30%, es decir, el Universo estaba dominado por materia a $z=1000$.

La materia relativista y no relativista fueron igual de importantes a:

$$\frac{\Omega_{rel}}{\Omega_{mat}} = 1 \Rightarrow a \sim \frac{1}{24000 \Omega_0 h^2} \Rightarrow z_{rel=no-rel} \sim 3500$$



13.3.El Universo temprano: radiación=materia

En un Universo de materia con $k=0$ y $\Lambda=0$, el factor de escala evoluciona como:

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{2/3} \quad T(t) \propto t^{-2/3}$$

Imponiendo que actualmente el Universo tiene unos 12 Gyr (no es cierto, pero tampoco que $\Lambda=0$):

$$\frac{T}{2.725K} = \left(\frac{4 \times 10^{17}}{t} \right)^{2/3}$$

Esta relación es válida para después del momento de equilibrio entre la materia y la radiación, es decir, para temperaturas más bajas:

$$T < T_{eq} = \frac{2.725}{a_{eq}} \approx 66000 \Omega_0 h^2 K$$

Donde se ha usado la expresión del factor de escala para el momento de equilibrio



13.3.El Universo temprano: radiación=materia

El momento en el que la materia era igual a la radiación:

$$t_{eq} \approx 1.0 \times 10^{11} \Omega_0^{-3/2} h^{-3} s = 3400 \Omega_0^{-3/2} h^{-3} yr$$

Aplicando la evolución de la edad del Universo en función de la temperatura y asumiendo $T=3000$ K (importante cantidad, de nuevo):

$$t_{dec}(3000K) = 10^{13} s = 350000yr$$

Por otra parte, antes de la igualdad entre la materia y la radiación, la última dominaba, y en ese escenario:

$$a(t) = \left(\frac{t}{t_0} \right)^{1/2}$$

Y la temperatura evoluciona como:

$$\frac{T}{T_{eq}} = \left(\frac{t_{eq}}{t} \right)^{1/2}$$



13.3.El Universo temprano: solo radiación

Se puede obtener un resultado más preciso (siempre para un Universo de radiación) con la ecuación de Friedmann y sabiendo cómo evoluciona el factor de escala y la densidad con el tiempo en un Universo de radiación. Al final queda:

$$\left(\frac{1\text{ s}}{t}\right)^{\frac{1}{2}} \approx \frac{T}{1.3 \times 10^{10}\text{ K}} = \frac{k_B T}{1.1\text{ MeV}}$$

Es decir, cuando el Universo tenía 1 s de edad, la temperatura debía ser $1.3 \times 10^{10}\text{ K}$ y la energía típica de una partícula 1.1 MeV. Esto es del orden de la energía típica de **ligadura nuclear** de los elementos más ligeros.

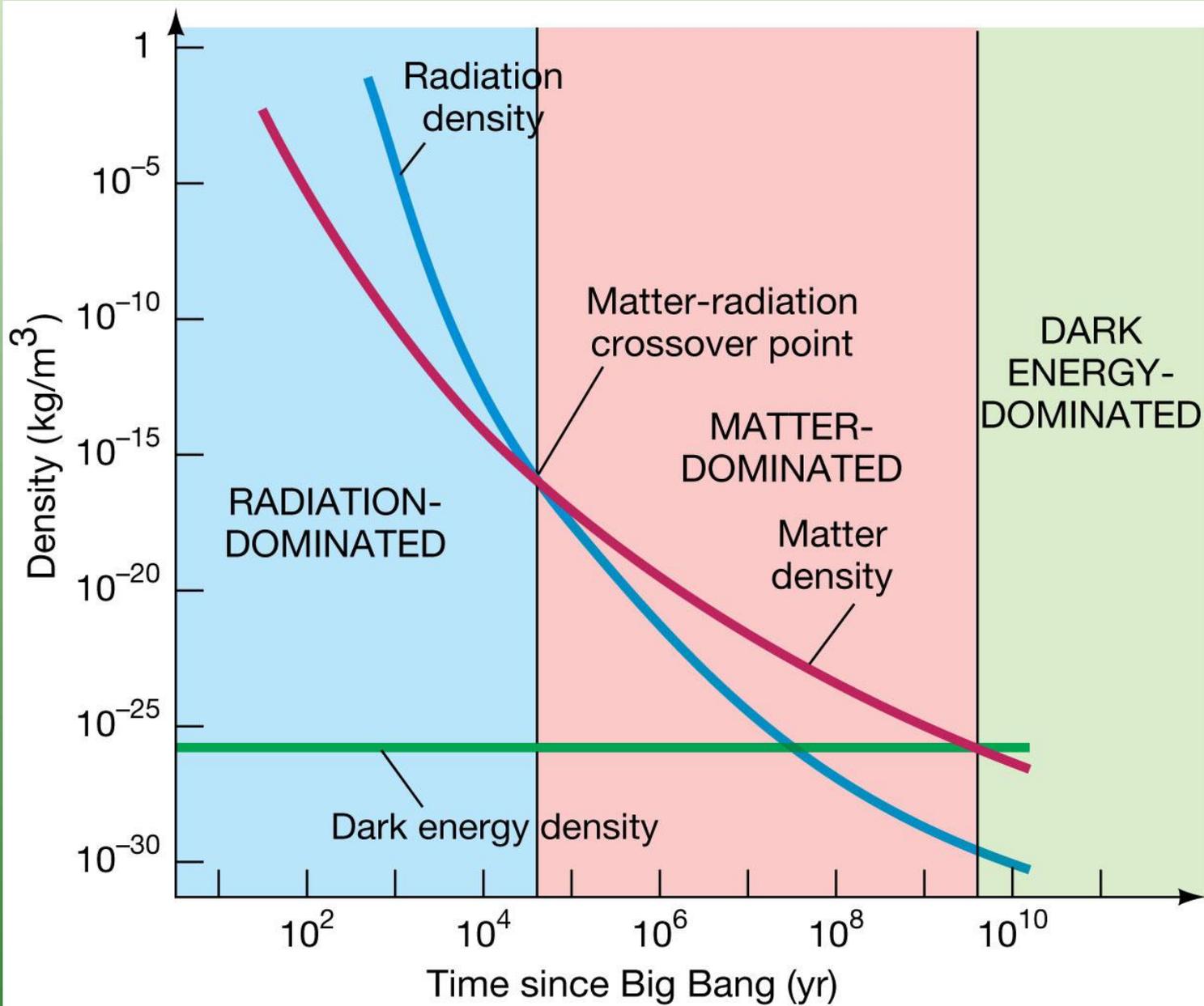
Antes de esta época la energía de los fotones debería ser tal que podrían romper los núcleos, e incluso antes, podría romper los protones y los neutrones en quarks, con energías del orden del GeV.

La época donde los quarks se condensaron en protones y neutrones se conoce como la de transición de fase quark-hadrón.

Y así se puede seguir hacia el pasado, pero no tenemos datos sobre la Física en estas energías (LHC llegará a 7000 GeV) por lo que el comportamiento del Universo es muy especulativo en estos momentos.



13.3.El Universo temprano: solo radiación



<http://physics.uoregon.edu/~jimbräu/ast123/Notes/Exam3rev.html>



13.3.El Universo temprano: solo radiación

Conceptos importantes hasta ahora:

- ◆ Al principio domina la densidad de radiación.
- ◆ ¿Cuándo se llega a una energía de 1 MeV? ¿Por qué es importante ese momento?
- ◆ En algún momento se iguala con la densidad de materia. ¿Cuándo?
- ◆ ¿Cómo evoluciona la temperatura con la edad del Universo? (antes y después de la época de igualdad materia-radiación).
- ◆ ¿Cuándo se llega a una temperatura de 3000 K? ¿Cuál es el tamaño del Universo? ¿Domina la radiación o la materia en ese momento? ¿Por qué es importante esa temperatura?
- ◆ ¿Qué relación hay entre la densidad de materia y de radiación ahora?



13.3.El Universo temprano: bariogénesis

La **bariogénesis** es la teoría que pretende explicar la densidad de bariones del Universo (que debe estar en torno a $\Omega_b \sim 0.02$ según observaciones directas y consideraciones de la nucleosíntesis, que veremos después). Además esta teoría debe explicar que el número de fotones es mucho más grande (10^9 veces) que el número de bariones (lo trataremos más adelante).

El problema que se formula es cómo se llega de un Universo en equilibrio con igual número de bariones y antibariones a un Universo con la densidad bariónica actual, donde domina la materia sobre la anti-materia y hay muchos más fotones que bariones.

Las teorías suelen basarse en un pequeño exceso de bariones con respecto a anti-bariones debido a una partícula muy masiva (bosón X) que se desacopla muy pronto en la historia del Universo y luego decae dando lugar a unos pocos bariones en exceso. Cuando los bariones se desacoplan se aniquilarían todos los bariones con los anti-bariones y solo quedaría ese exceso de bariones.

El exceso inicial debería ser muy pequeño, una partícula cada 10^9 fotones para explicar el número de bariones con respecto a la de fotones.

No existe una teoría robusta que explique con detalles este proceso, pero deberían darse 3 condiciones: el bosón X debe decaer **violando** el **número bariónico** y el **C (charge)** y **CP (charge-parity)** y debe haber momentos en los que **no hay equilibrio térmico**.

13.3.El Universo temprano: desacoplo neutrinos

La evolución de los neutrinos en el Universo se explica en función de las reacciones típicas que implican neutrinos (igual que en el caso de cualquier otra partícula). Estas reacciones son:



En algún momento de la historia del Universo los neutrinos estuvieron en equilibrio con los fotones y con otras partículas.

Los neutrinos interaccionan con la materia de manera mucho más débil que los fotones, por lo que se necesitan temperaturas más altas para que los neutrinos estén en equilibrio con la materia, en comparación con los fotones. Si el tiempo típico entre interacciones neutrino-materia es menor que el factor de escala, los neutrinos están en equilibrio con la materia. En caso contrario, los neutrinos dejan de interaccionar y estar en equilibrio con la materia y se **desacoplan**. Esto se produce a ~ 3 MeV o algo menor.

En el momento del desacoplo, los neutrinos empiezan a evolucionar solo por la expansión del Universo, y su temperatura va disminuyendo por la misma. Esto se conoce como el desacoplo de los neutrinos y la radiación de fondo de neutrinos (cósmicos).



13.3.El Universo temprano: desacoplo neutrinos

Interesantemente después del desacoplo de los neutrinos, cuando la energía típica es unos 0.5 MeV, los positrones y los electrones dejan de crearse por interacción de fotones:



Cuando la temperatura era mayor que unos 0.511 MeV (masa en reposo de un electrón), había tantos electrones como positrones gracias a esa reacción en equilibrio. Por debajo de 0.511 MeV los fotones ya no pueden crear pares electrón-positrón y la reacción solo se produce en el sentido de la aniquilación. Esto crea fotones de alta energía que se termalizan con el resto y suben la temperatura de la radiación de fotones.

Esto significa que la CMB de fotones tiene una temperatura más alta que la de neutrinos, y el factor de diferencia es $\sqrt[3]{\frac{4}{11}}$. Sabiendo que la temperatura actual de los fotones es 2.725 K, la de los neutrinos debe ser unos 1.95 K.

Los detectores de neutrinos actuales no pueden detectar neutrinos tan poco energéticos como los de la CvB, pero se puede medir la cantidad de neutrinos primordiales a través de la cantidad de Helio e hidrógeno, que depende del momento de desacoplo de neutrinos porque depende de la cantidad de protones y neutrones. También se puede medir a través del espectro de potencias de la CMB ya que determinados picos del espectro dependen de la CvB.

13.3.El Universo temprano: importancia neutrinos

La masa de los neutrinos tiene implicaciones cosmológicas importantes.

Si la masa de los neutrinos es mucho menor que 1 MeV, lo que se denomina que los neutrinos son ligeros (light neutrinos), los neutrinos podrían explicar la densidad de materia oscura que se necesita en los modelos cosmológicos. Se necesitarían neutrinos de unos 14 eV. Este valor es más alto que el límite superior medido para neutrinos electrónico, pero es posible para los neutrinos muónicos y tauónicos.

Sin embargo, si los neutrinos son ligeros supondrían un gran problema porque serían relativistas hasta un tiempo bastante avanzado de la historia del Universo y evitarían la formación de galaxias (que depende de la DM).

Si los neutrinos son pesados (masas del orden de 1 MeV), y si llegan a 1 GeV, los neutrinos podrían explicar la densidad de materia oscura observada y no serían relativistas mucho tiempo, con lo que no evitarían el colapso gravitatorio. Sin embargo, las cotas superiores de masa de los 3 tipos de neutrino conocidos están muy por debajo de 1 GeV. Pero puede haber un neutrino estéril, que solo interacciona con otros neutrinos.

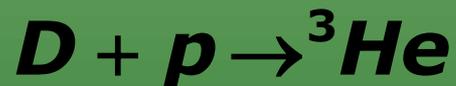
La masa de los neutrinos es muy importante para comprender la formación de los elementos ligeros y de la LSS del Universo. La medida de su fondo cósmico no es posible ahora.

13.4. Nucleosíntesis

La producción de protones y neutrones se produce cuando el Universo está lo suficientemente frío como para que los quarks se fusionen. La producción de núcleos atómicos se produce cuando la densidad de energía es suficientemente baja para que estos subsistan, es decir, sea más baja que la energía de enlace de los nucleones (protones y neutrones). Esta energía es del orden de décimas de MeV, unas 100000 veces mayor que la energía de ligadura de un electrón. Por tanto el proceso de formación de núcleos, denominado nucleosíntesis, se debió en un Universo muy joven (1 s) y caliente.

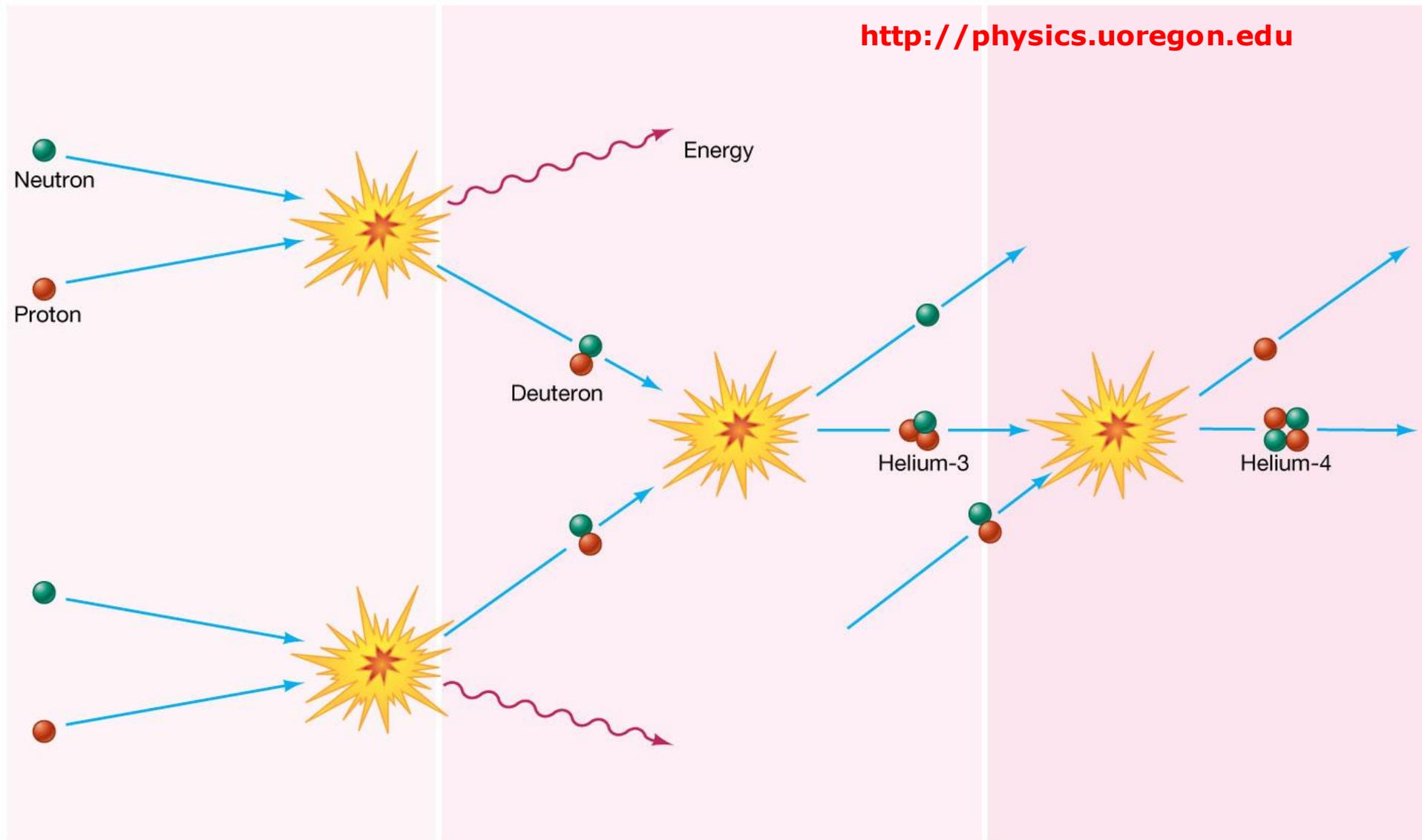
La producción de elementos ligeros es una de las pruebas más fuertes que apoyan la Teoría del Big Bang caliente, ya que no hay otra forma de explicar la **abundancia de hidrógeno, helio, deuterio y litio**, que no se pueden formar en estrellas.

Para explicar la abundancia de elementos ligeros hay que tener en cuenta todas las reacciones nucleares implicadas. Las principales son:



13.4. Nucleosíntesis

<http://physics.uoregon.edu>



© 2011 Pearson Education, Inc.



13.4. Nucleosíntesis

Para entender la abundancia de elementos ligeros, hay que empezar por estudiar la creación de protones y neutrones.

Los protones y neutrones, tras crearse por fusión de quarks, están en equilibrio, es decir, hay el mismo número de protones que neutrones, y la reacción de equilibrio es:



Estas reacciones se producen hasta que la temperatura del Universo alcanza unos 0.8 MeV. A esta temperatura los protones y neutrones se desacoplan y su número se bloquea. Esta energía es algo inferior a la diferencia de masa en reposo de los protones y neutrones, 1.3 MeV. Esto provoca que en el Universo haya más protones que neutrones. ¿Cuántos?

Para calcular eso se considera un momento en el que los protones y neutrones están formados, son no relativistas con lo que $k_B T \ll m_p c^2$, y su densidad sigue la distribución de Maxwell-Boltzmann:

$$N \propto m^{3/2} e^{\left(-\frac{mc^2}{k_B T}\right)}$$



13.4. Nucleosíntesis

La densidad de neutrones entre la de protones sería:

$$\frac{N_n}{N_p} = \left(\frac{m_n}{m_p} \right)^{3/2} e^{\left(-\frac{(m_n - m_p)c^2}{k_B T} \right)}$$

En el momento de desacople de los protones y neutrones:

$$\frac{N_n}{N_p} = \left(\frac{939.565}{938.272} \right)^{3/2} e^{\left(-\frac{1.3 \text{ MeV}}{0.8 \text{ MeV}} \right)} \approx \frac{1}{5}$$

Así que en el Universo de 1s de vida hay 1 neutrón por cada 5 protones, y así seguiría siempre salvo los neutrones que hayan decaído después del desacople.

La producción de elementos ligeros se mantiene en equilibrio hasta que la temperatura es unos 0.06 MeV, momento en el que las reacciones solo se producen en un sentido. Esa energía se alcanza 340 s después del Big Bang (nota: estamos en la Era de la radiación).

Esta edad es muy cercana a la vida media del neutrón: 614 s (half-life time, vs. mean lifetime $\tau = 881.5\text{s}$, con $\tau = t_{1/2} / \ln(2)$ –saldría 611s pero Liddle utiliza 614s-). Esta "coincidencia" es muy importante para el cálculo de la cantidad de helio en el Universo.

13.4. Nucleosíntesis

La fracción de neutrones frente a protones debe corregirse de los que han decaído antes de que se formen núcleos, donde los neutrones son mucho más estables. Los neutrones decaen desde que se desacoplan (0.8 MeV, unos 2s después del Big Bang), hasta los 340s donde se fusionan.

$$\frac{N_n}{N_p} \approx \left(\frac{939.565}{938.272} \right)^{3/2} e^{\left(-\frac{1.3 \text{ MeV}}{0.8 \text{ MeV}} \right)} e^{\left(-\frac{(340-2)s \times \ln 2}{614s} \right)} \approx \frac{1}{7.3}$$

Nota: los protones que se crean (tantos como neutrones que decaen) o decaen (casi ninguno, $t_{1/2} = 10^{36}$ yr) son una pequeña corrección.

Así que finalmente tenemos 1 neutrón por cada 7.3 protones. En la época de la nucleosíntesis virtualmente solo se forman núcleos de He-4, porque es el núcleo ligero más estable, e hidrógeno, porque sobran protones.

De esta manera se puede calcular una primera estimación de la abundancia de helio primordial, denominada Y o Y_4 , como (sabiendo que las abundancias se miden en razones entre masas):

$$Y_4 = \frac{N_{4\text{He}} m_{4\text{He}}}{N_{4\text{He}} m_{4\text{He}} + N_{1\text{H}} m_{1\text{H}}} = \frac{\binom{N_n}{2} (2m_n + 2m_p)}{N_n m_n + N_p m_p} \approx \frac{2N_n}{N_n + N_p} = \frac{2}{1 + N_p/N_n} = \frac{2}{1 + 7.3} \approx 0.24$$



13.4. Nucleosíntesis

Este cálculo sencillo establece que un 76% de la masa bariónica del Universo primordial estaría en forma de hidrógeno y prácticamente todo el restante en forma de helio-4, aunque también debió sobrevivir deuterio, helio-3 y litio-7, con abundancias primordiales del orden de 10^{-4} , 10^{-5} y 10^{-10} , respectivamente.

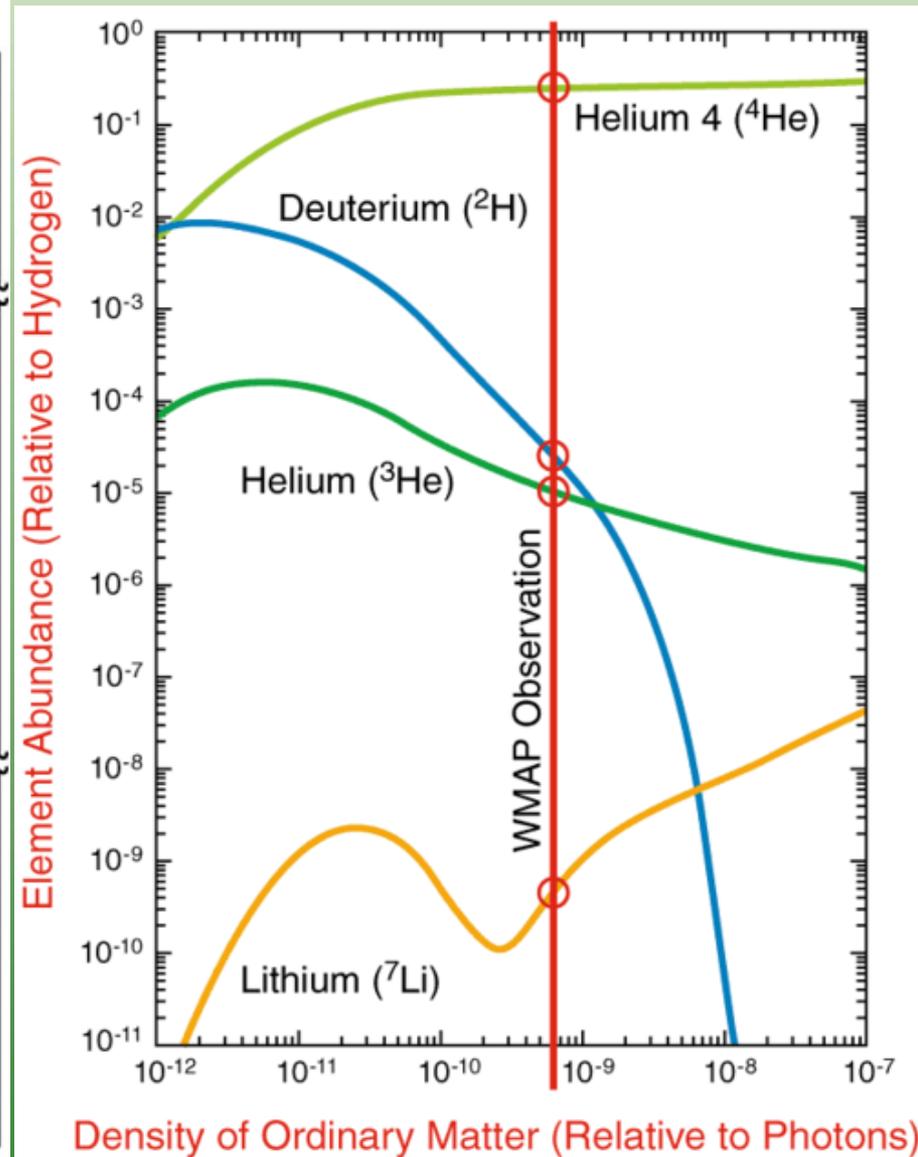
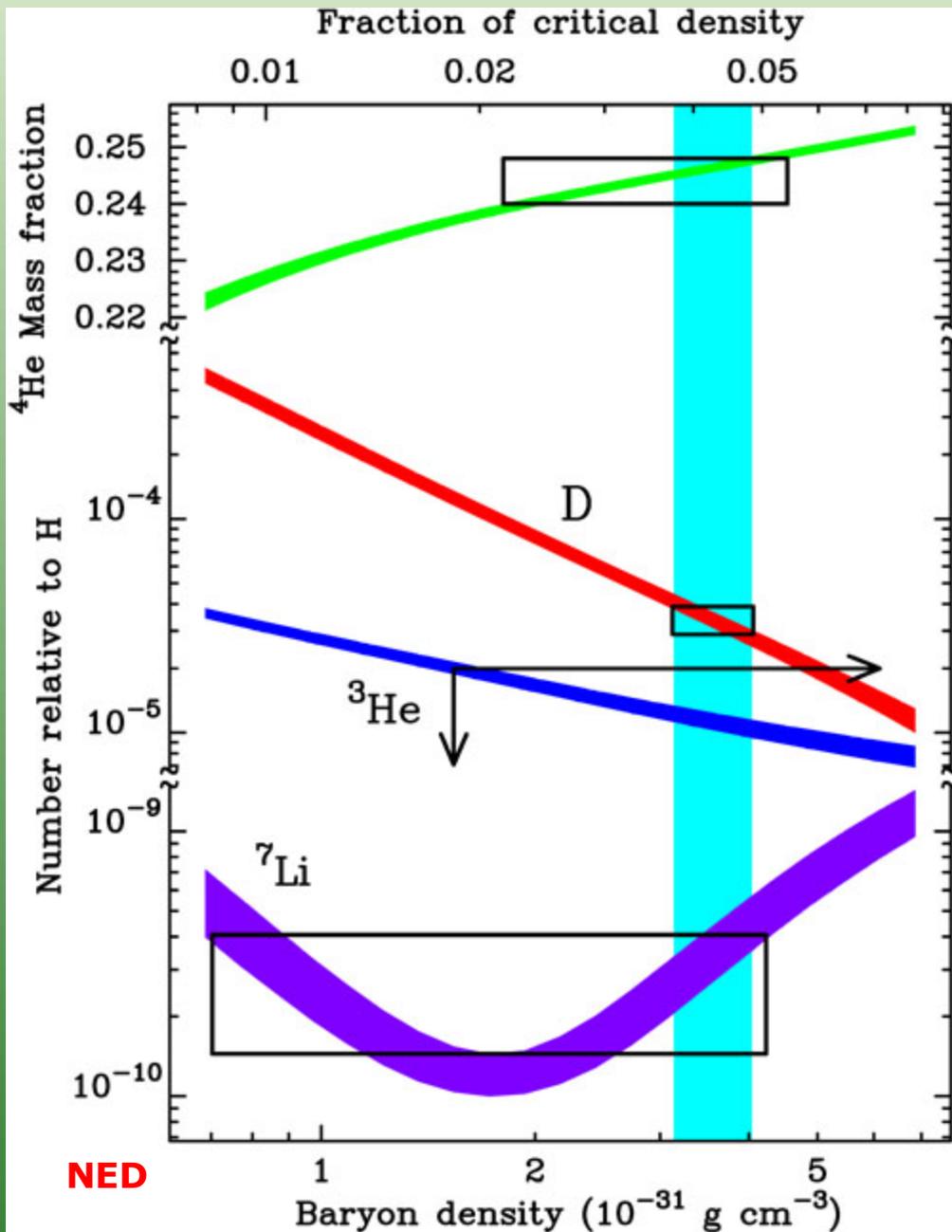
La teoría estándar del Big Bang calcula con mayor precisión estas abundancias teniendo en cuenta todas las reacciones posibles, las probabilidades de dichas reacciones, el equilibrio energético con el Universo en expansión, la cantidad de neutrinos sin masa que hay en el Universo (por ejemplo, la existencia del neutrino estéril), que afectaría a la expansión y, por tanto, a los procesos de nucleosíntesis, y finalmente, la cantidad de materia bariónica (Ω_B), que afecta a la cantidad de protones y neutrones. Estos cálculos dan valores entre el 23% y el 24%.

Estas abundancias se pueden medir en el Universo, lo que supone una de las pruebas más convincentes de la Teoría del Big Bang caliente.

La Teoría del Big Bang establece que solo hay 3 clases de neutrinos, que fueron detectados en el CERN (experimento LEP) a través del estudio del decaimiento de las partículas Z_0 .

Las abundancias de helio se miden a partir del bosque de Lyman y establecen $0.016 \leq \Omega_B h^2 \leq 0.024$.

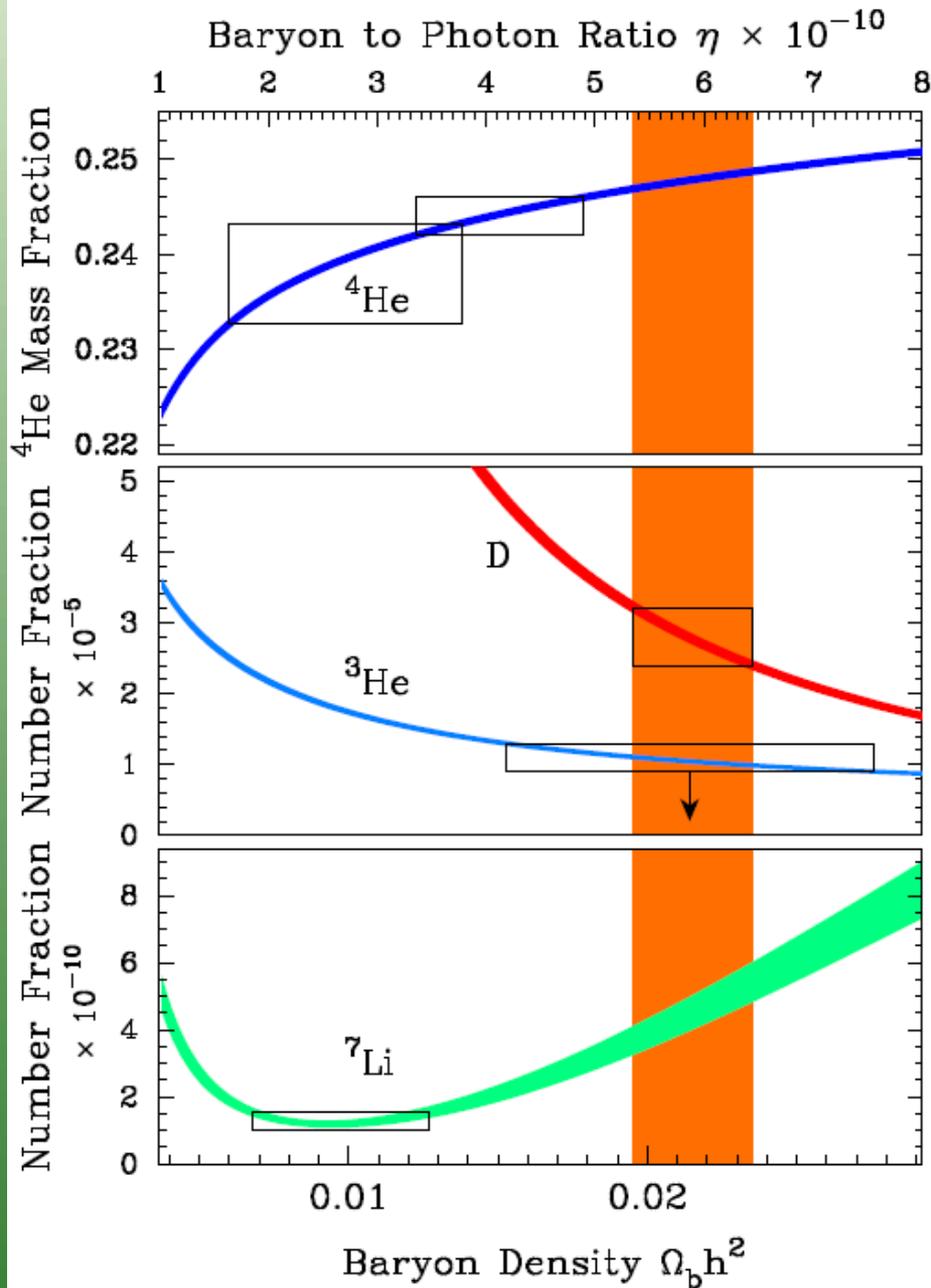
13.4. Nucleosíntesis



NASA WMAP Science Team
WMAP101067

Element Abundance graphs: Steigman, Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics (Institute of Physics) December, 2000

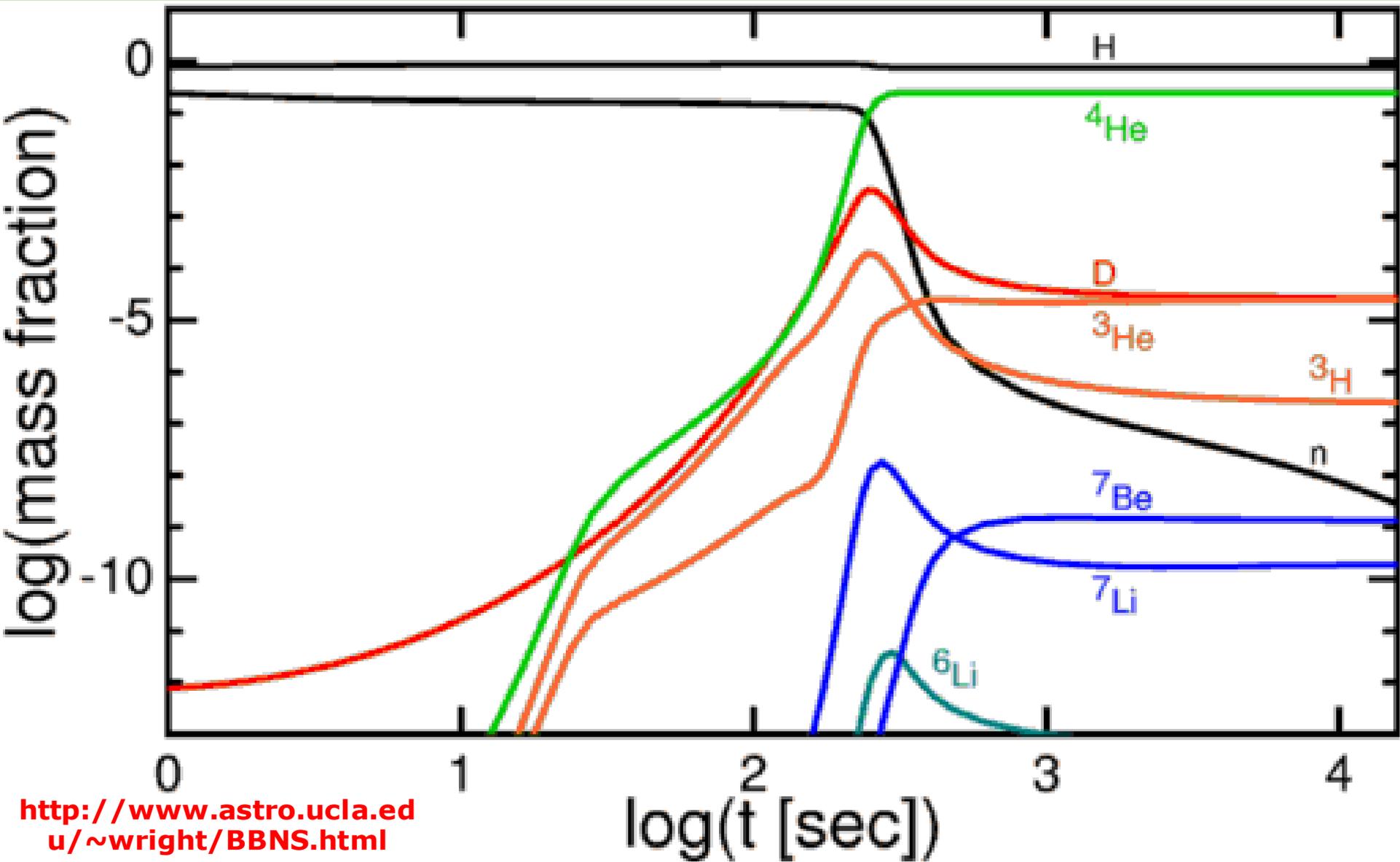
13.4. Nucleosíntesis



Kirkman et al.
(2003)



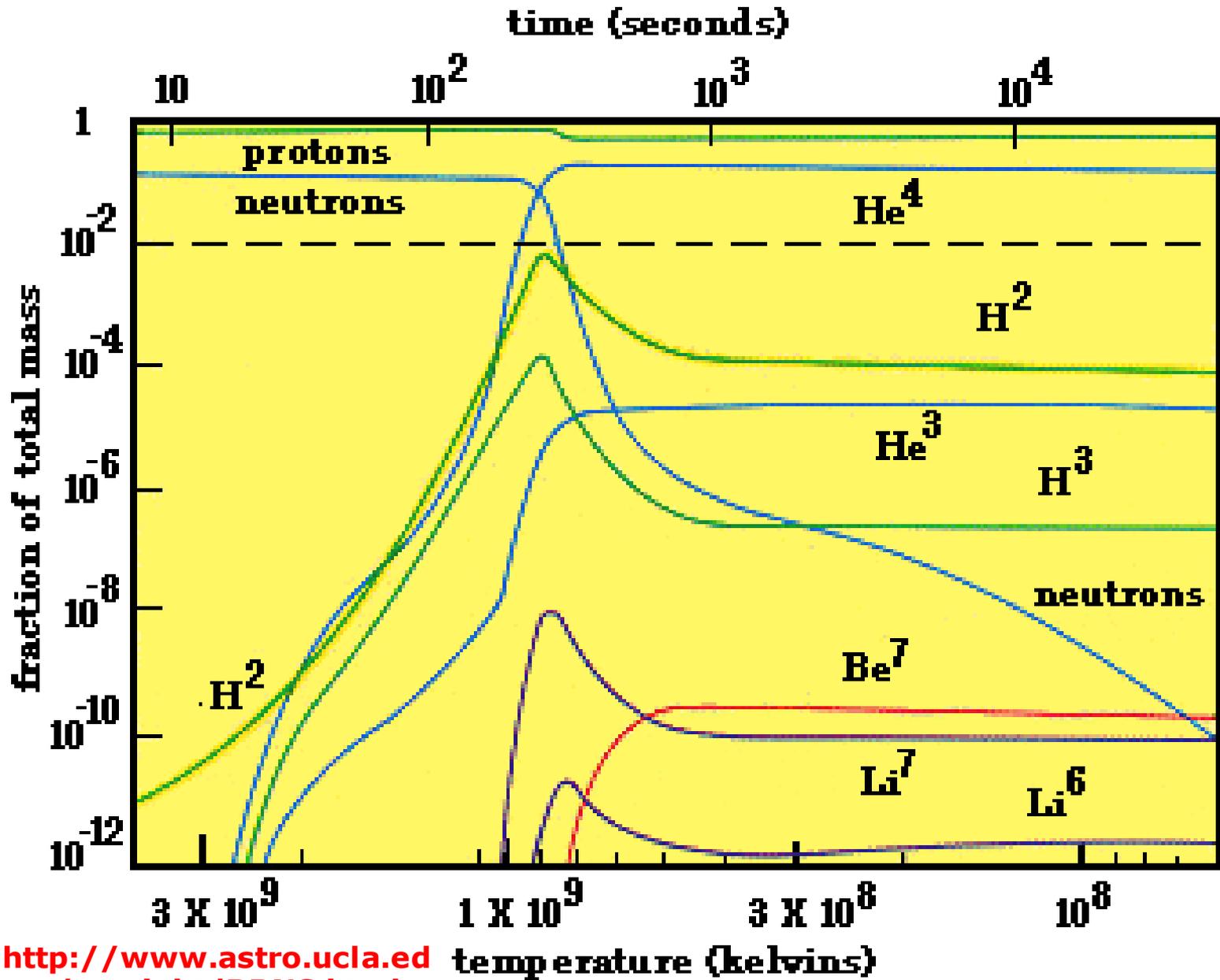
13.4. Nucleosíntesis



<http://www.astro.ucla.edu/~wright/BBNS.html>



13.4. Nucleosíntesis

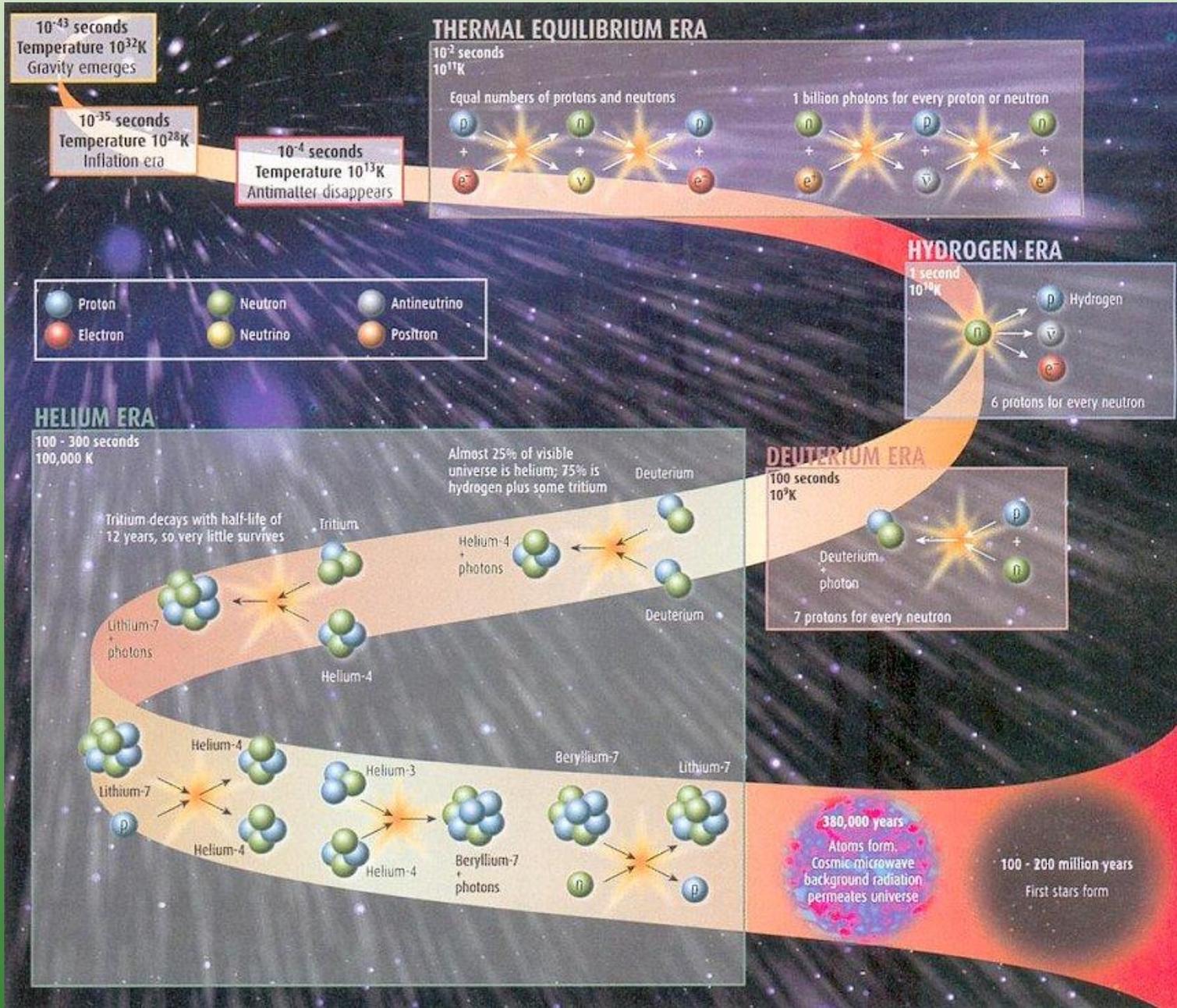


<http://www.astro.ucla.edu/~wright/BBNS.html>

temperature (kelvins)

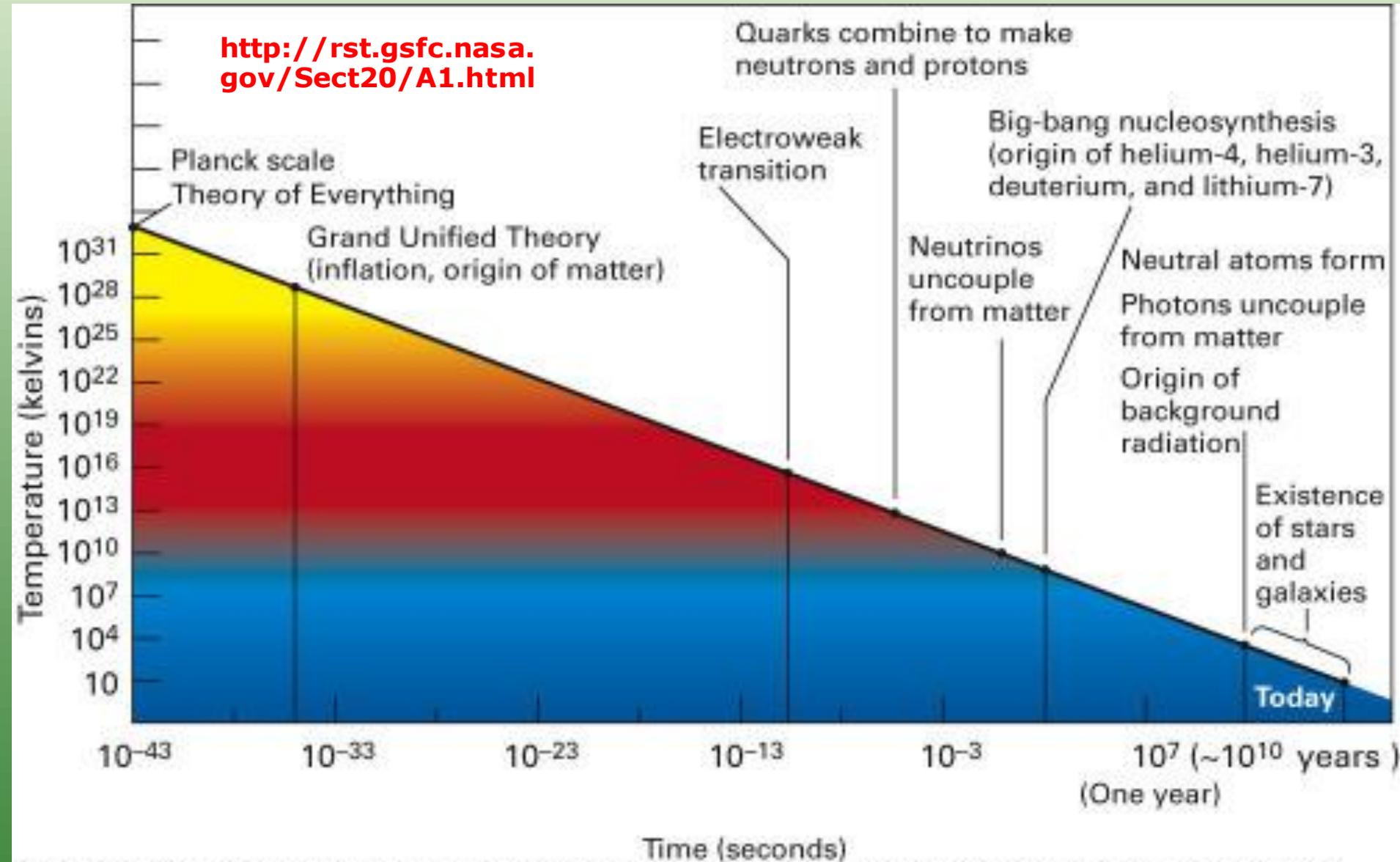


13.4.Nucleosíntesis



13.4. Nucleosíntesis

<http://rst.gsfc.nasa.gov/Sect20/A1.html>



(Adapted from "Particle Accelerators Test Cosmological Theory" by David N. Schramm and Gary Steigman. © 1988 by Scientific American, Inc. All rights reserved. Drawn by Andrew Christie.)



13.5.Recombinación

La radiación cósmica de fondo proviene de la época en que el Universo alcanzó una temperatura en la que los protones se pudieron recombinar con electrones para formar hidrógeno neutro.

Cálculos que tienen en cuenta las energías de ligadura del hidrógeno, las energías y probabilidades de las transiciones del hidrógeno y la cantidad de fotones con respecto a bariones (protones/neutrones) establece que la mitad del hidrógeno estaba recombinado a:

$$z_{recomb.} \sim 1100$$

El Universo debía ser entonces un factor 1100 más pequeño (en tamaño), 1100^3 en volumen, y la temperatura unos 3000 K (**temperatura de desacoplo**).

Antes de este momento existía una combinación de protones y electrones. Los fotones interaccionan fácilmente con los electrones libres (scattering Thompson), con lo que el recorrido libre medio de un fotón antes de la recombinación es:

$$l_{m} = \frac{1}{n_e \sigma_e} \ll \ll \text{Universo}$$

A medida que el Universo se expande, los fotones pierden energía, su densidad disminuye y las interacciones se hacen menos frecuentes. Se produce la recombinación.



13.5.Recombinación

La densidad numérica actual de electrones en el Universo es de unos 0.2 m^{-3} . ¿Cuál fue la densidad de electrones antes de la recombinación, cuando el factor de escala era un millón de veces mayor que ahora?

Considerando el volumen como $V=a^3$: $n_e=2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ a $z=10^6$.

En esta época el recorrido libre medio de los electrones sería:

$$rlm = \frac{1}{n_e \sigma_e} = \frac{1}{(2 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}) \cdot (6.7 \times 10^{-29} \text{ m}^2)} = 7.5 \times 10^{10} \text{ m}$$

Este recorrido libre medio equivale a un tiempo típico entre interacciones para los fotones:

$$t = \frac{rlm}{c} \approx 250 \text{ s}$$

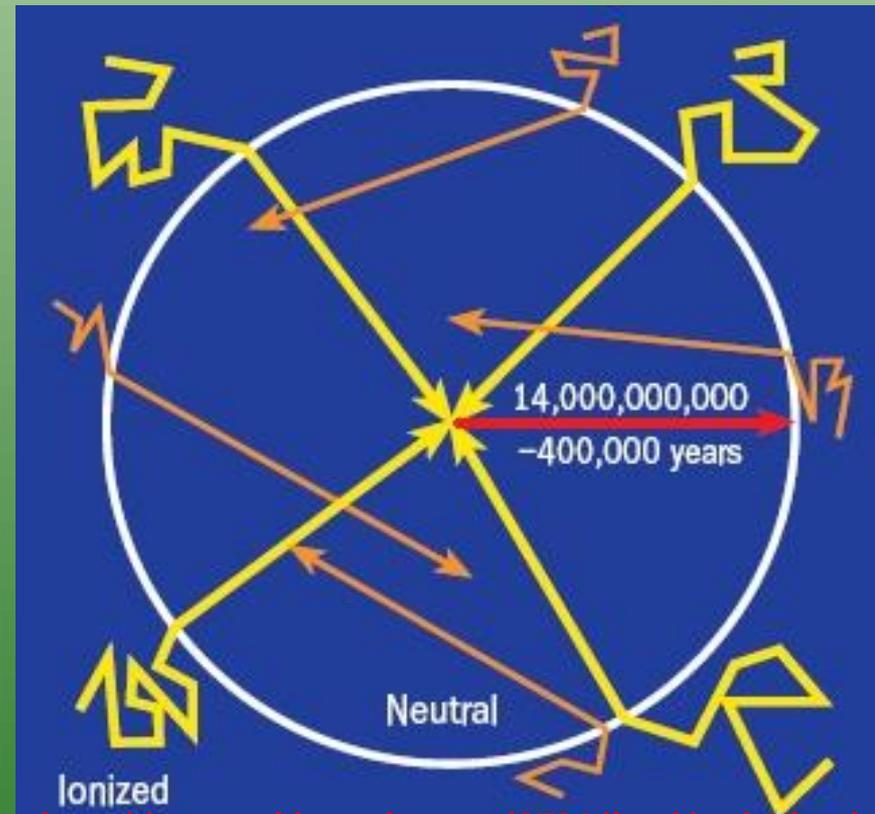
El Universo debería tener 10^4 yr en ese momento, con lo que los fotones estarían interaccionando continuamente y el Universo es "opaco". Hasta la recombinación los fotones no pueden moverse libremente y viajar distancias comparables al tamaño del Universo. Este es un límite observacional clásico, aunque podemos obtener información de eventos anteriores a la recombinación a través de partículas y las huellas de los desacoplos, por ejemplo, a través de las abundancias primordiales o de la $C_V B$.

13.5.Recombinación

Tras la recombinación todos los fotones son libres de circular por el Universo: el Universo se hace transparente y la radiación que existe en ese momento se congela en el tiempo, pasando a evolucionar solo por la expansión del Universo y llenando todo el espacio-tiempo. Este proceso se denomina desacoplo (de fotones/materia).

En la actualidad la temperatura de esa radiación de fondo es de unos 2.7 K, pica en el rango de las microondas y se denomina Cosmic Microwave Background Radiation (CMB o CMBR).

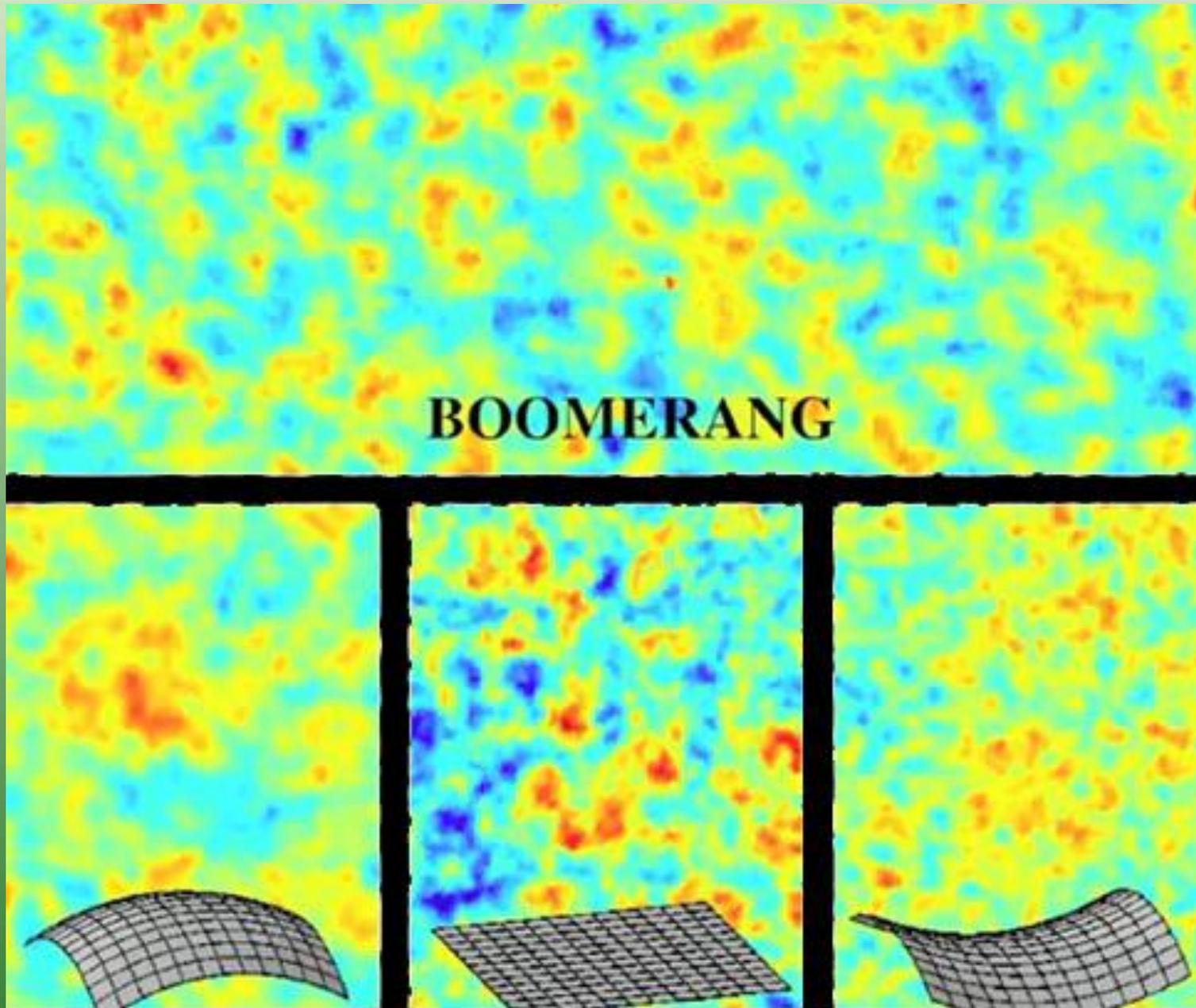
Los fotones de la CMBR provienen de la época de recombinación, por lo que han viajado una gran distancia en el espacio-tiempo, cercana al tamaño del Universo. Se considera que estos fotones provienen de una gran esfera de radio igual a unos $6000h^{-1}$ Mpc que se conoce como superficie de última difusión (**surface of last scattering**). Esta es una esfera subjetiva, habría otra diferente para cualquier otro observador en otra parte del Universo. Debería ser una "corteza" esférica de last scattering.



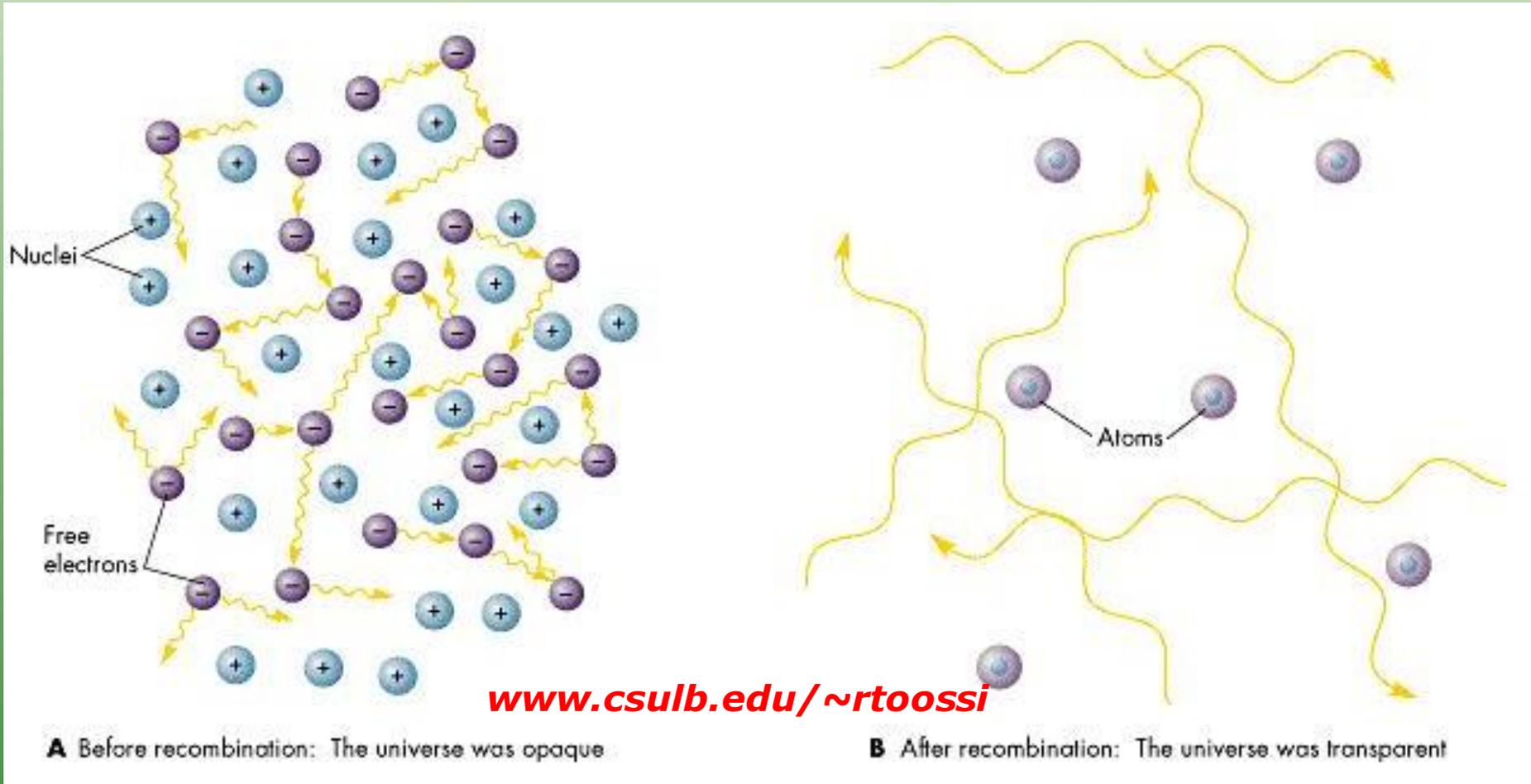
<http://www.scidacreview.org/0704/html/cmb1.html>



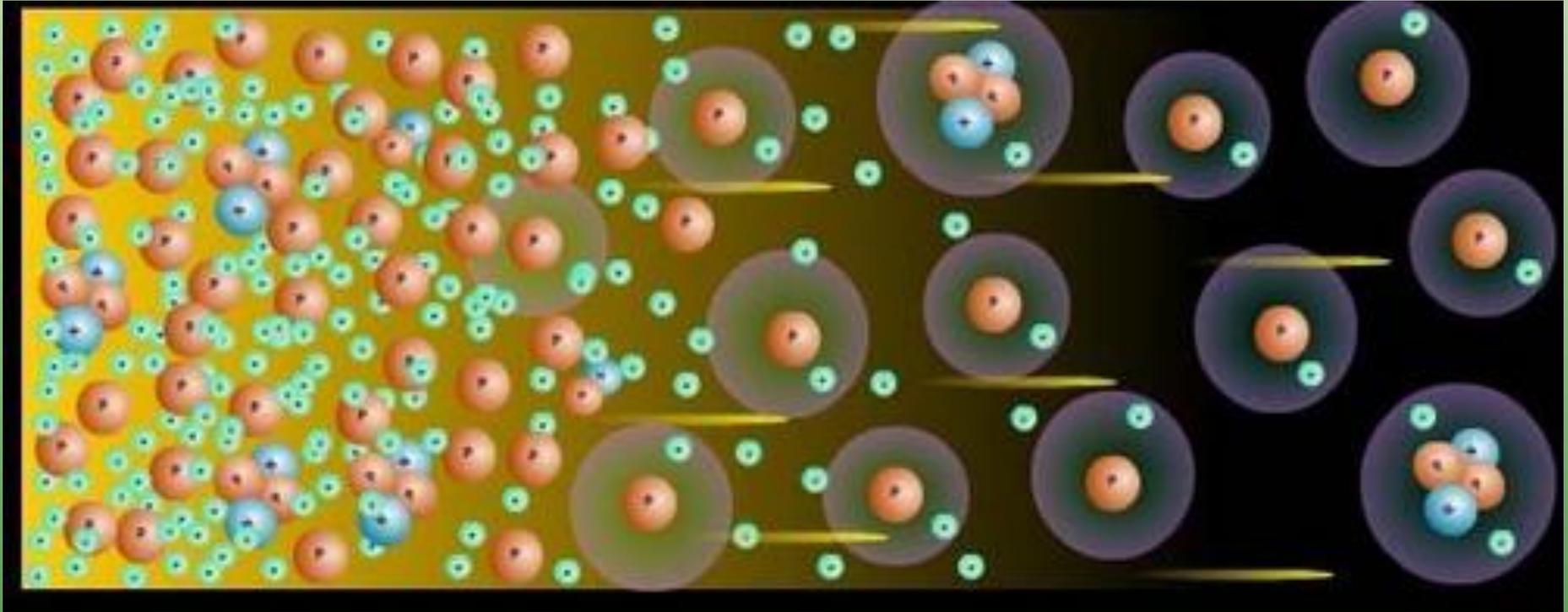
13.5.Recombinación



13.5.Recombinación: la CMB



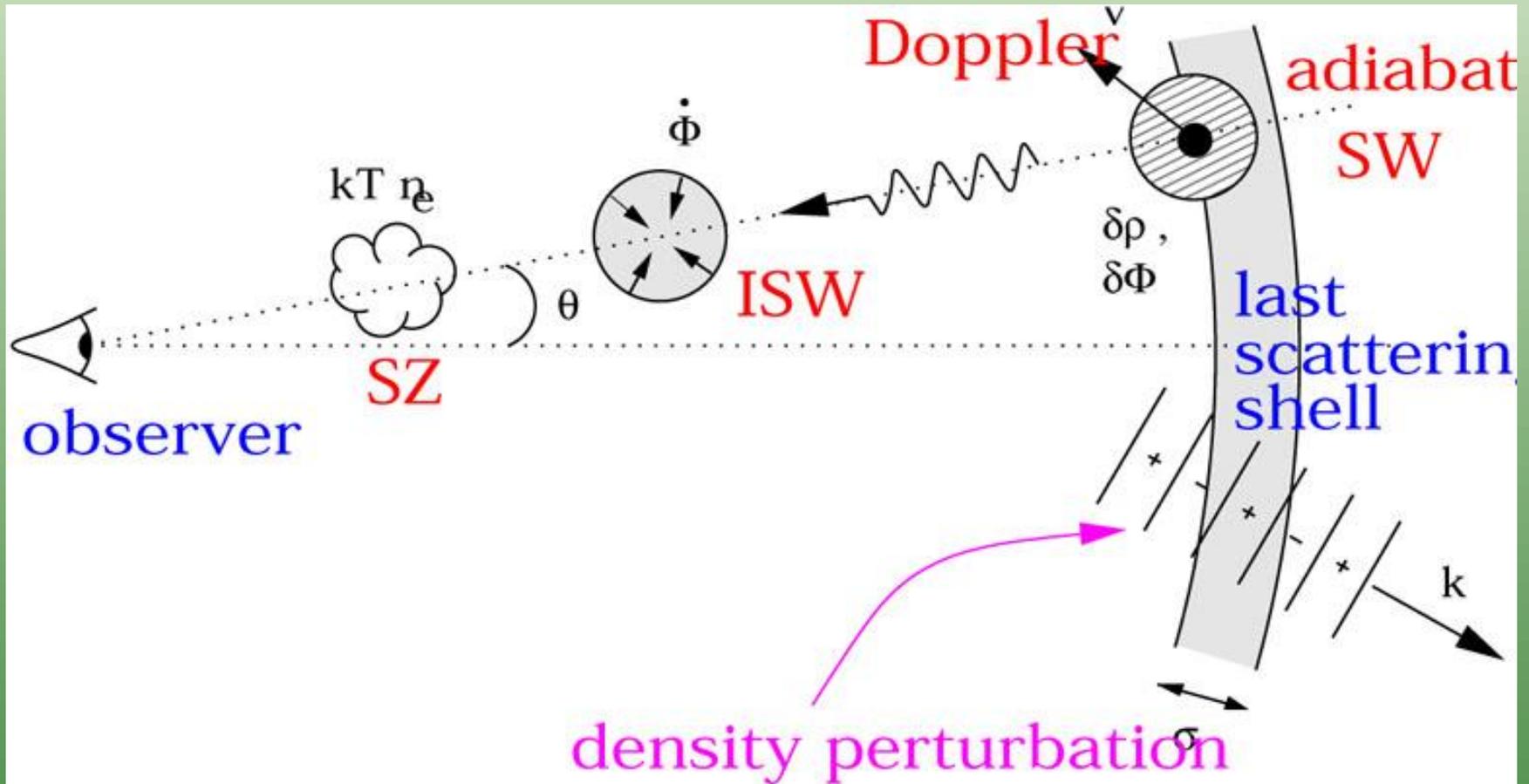
13.5.Recombinación



[http://scienceblogs.com/startswithabang/
2010/06/how_do_we_use_the_cmb_to_le
arn.php](http://scienceblogs.com/startswithabang/2010/06/how_do_we_use_the_cmb_to_learn.php)



13.5.Recombinación



NED Level 5

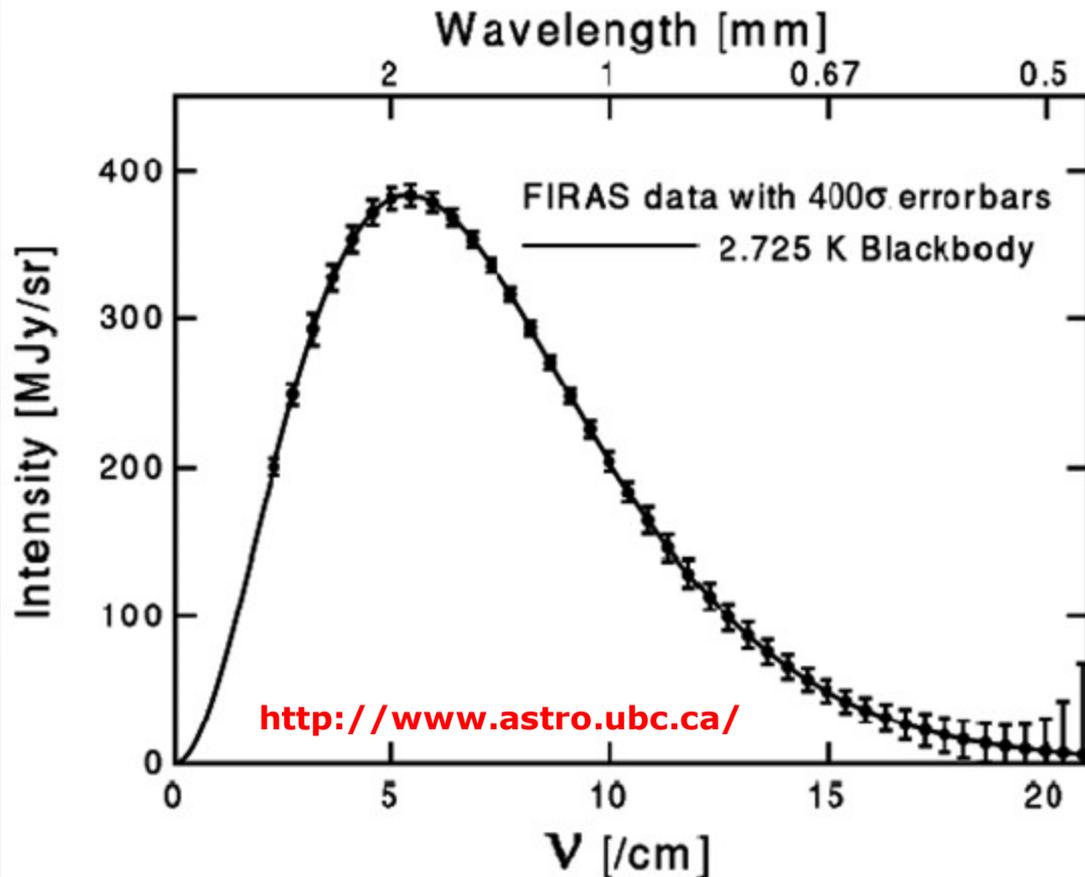


13.5.Recombinación

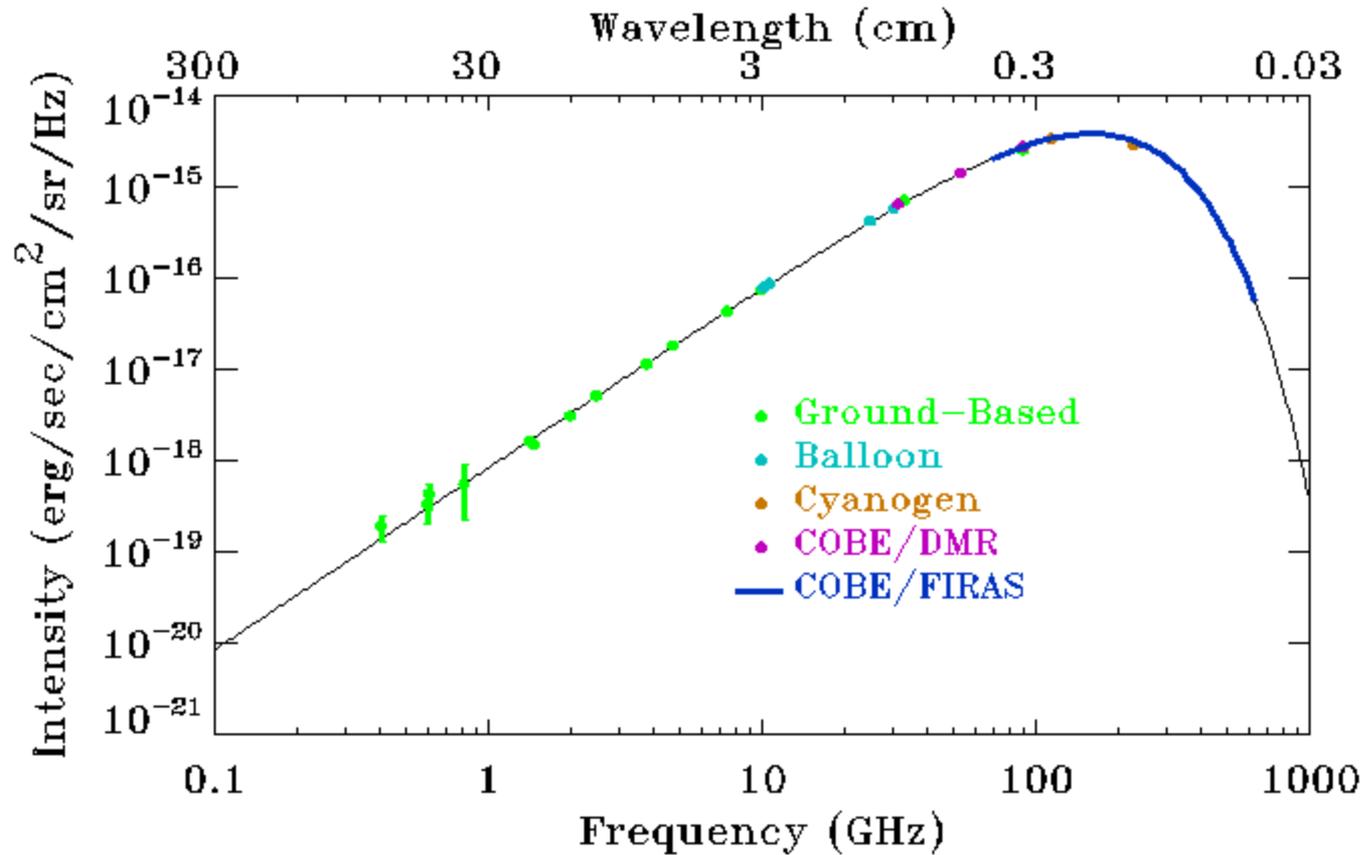
La radiación de cuerpo negro de la época de la recombinación seguiría la Ley de Planck:

$$\varepsilon(\nu) = \frac{8 \pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

A medida que el Universo se expande, la frecuencia de un fotón se reduce en un factor $(1+z)$, pero la forma espectral se mantiene debido a que la frecuencia y la temperatura evolucionan igual, lo cual se cancela en el denominador de la Ley de Planck, y el numerador varía como el volumen del Universo, que se está expandiendo, con lo que la forma no se ve afectada (pero el resultado es un cuerpo negro más frío y con una densidad de energía menor). Esto es cierto para cualquier radiación de este tipo (por ejemplo, un fondo cósmico de neutrinos).



13.5.Recombinación: la CMB

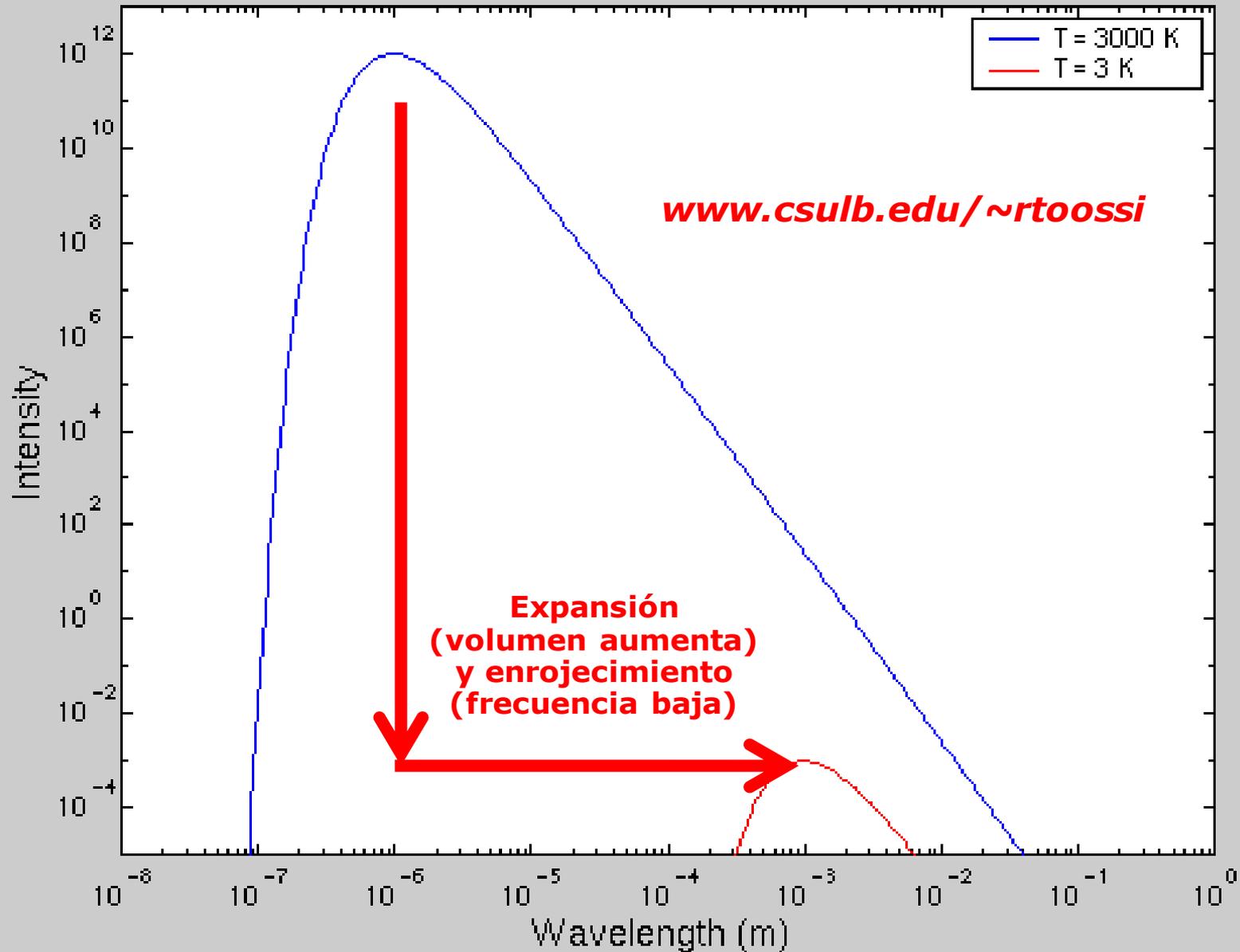


http://arcade.gsfc.nasa.gov/cmb_spectrum.html



13.5.Recombinación: la CMB

Blackbody spectra for $T = 3000$ and $T = 3$ Kelvin



13.5.Recombinación: la CMB

En el cálculo de la temperatura del Universo en el momento de la recombinación hay que tener en cuenta el contenido de partículas.

Existe un principio fundamental en este razonamiento y es que el número de partículas es constante si no hay interacciones. Así que si los fotones viajan libres por el Universo sin interactuar con electrones después de la recombinación, su número debe mantenerse constante.

Esto es cierto para protones y neutrones, es decir, bariones, y para fotones. ¿Cuántas partículas hay de cada tipo?

La densidad de energía de radiación actual era:

$$\varepsilon_{rad}(t_0) = 4.17 \times 10^{-14} \text{ J m}^{-3}$$

La energía típica de un fotón de la CMB es la correspondiente a su temperatura $T=2.725 \text{ K}$, aprox. $E=3k_B T=7.05 \times 10^{-4} \text{ eV}$. Combinando ambos números obtenemos la densidad de fotones actual:

$$n_\gamma = 3.7 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$$

El número de bariones se calcula a partir de su parámetro de densidad $\Omega_{bar} \sim 0.02 h^{-2}$ y la masa de un barión, aprox. 939 MeV .

$$n_B = 0.22 \text{ m}^{-3}$$

$$\frac{n_B}{n_\gamma} \approx 10^{-9}!!!!$$



13.5.Recombinación: la CMB

$$\frac{n_B}{n_\gamma} \approx 10^{-9}!!!!$$

$$\frac{\Omega_{B,0}}{\Omega_{\gamma,0}} \approx 1000!!!!$$



13.5.Recombinación vs. Nucleosíntesis

	Nucleosíntesis	Recombinación
Edad Universo	pocos minutos	300000 yr
Temperatura	10^{10} K	3000 K
energía típica	<1 MeV	1 eV
Proceso	Protones y neutrones forman núcleos. Los electrones siguen libres.	Los núcleos y los electrones forman átomos neutros.
Universo	La radiación domina.	La materia domina.
Radiación	Continúa interactuando con materia.	Deja de interactuar con la materia y se fija el fondo cósmico (hoy CMB).



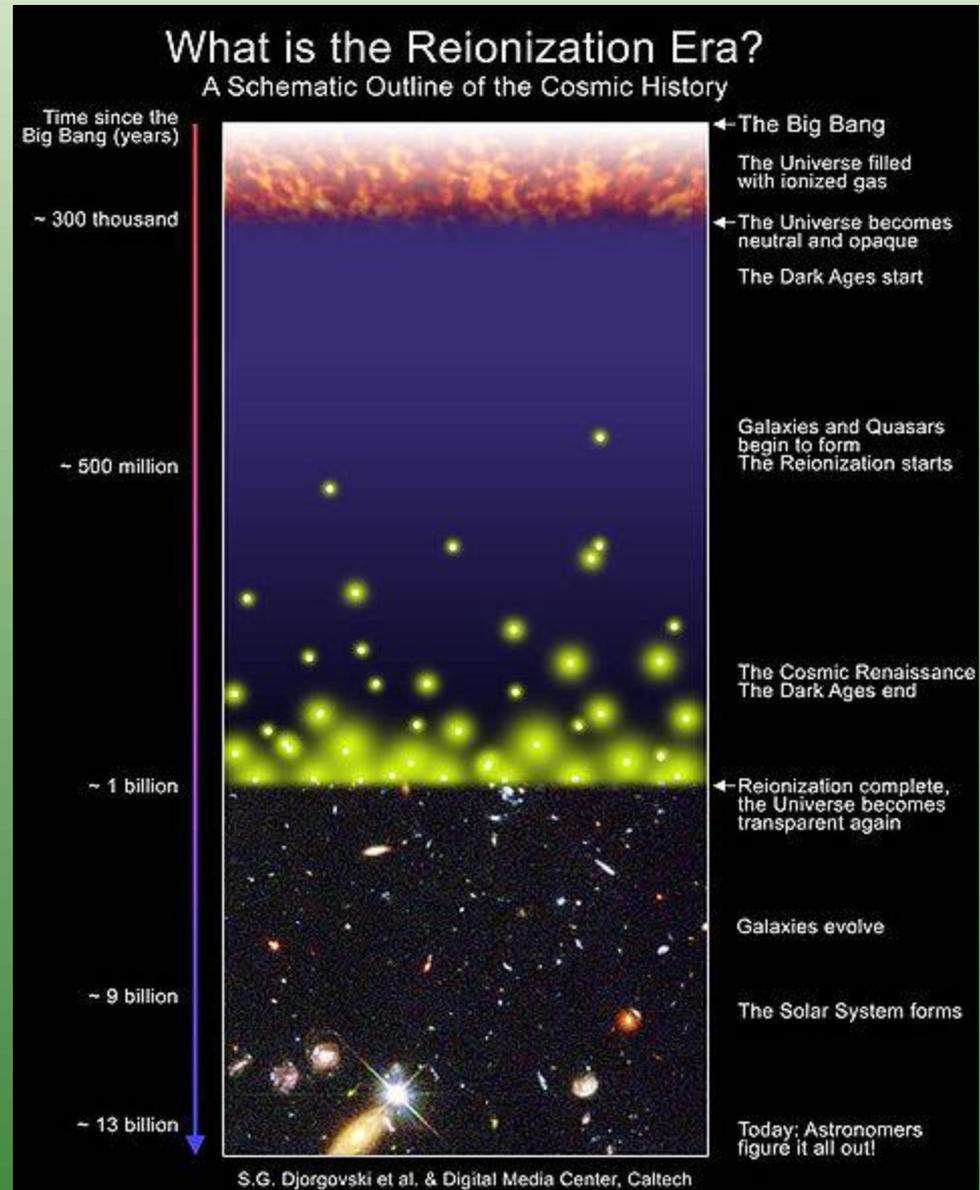
13.6. La época oscura (“Dark Ages”)

Entre la recombinación y la formación de las primeras estrellas hay un periodo de tiempo en el que no había más que fotones libres provenientes de la superficie de último scattering y materia que está colapsando para eventualmente llegar a la densidad necesaria como para formar estrellas.

También podría existir radiación proveniente de hidrógeno neutro, por ejemplo, a través de la línea de 21 cm en el radio.

La época en la que se estaban empezando a formar las estructuras del Universo y no se había “encendido” ninguna estrella se denomina “Época Oscura” o “Dark Ages”.

Actualmente se cree haber detectado una galaxia a 13 Gyr-luz, con lo que los Dark Ages podrían haber durado hasta unos 480 Myr después del Big Bang.

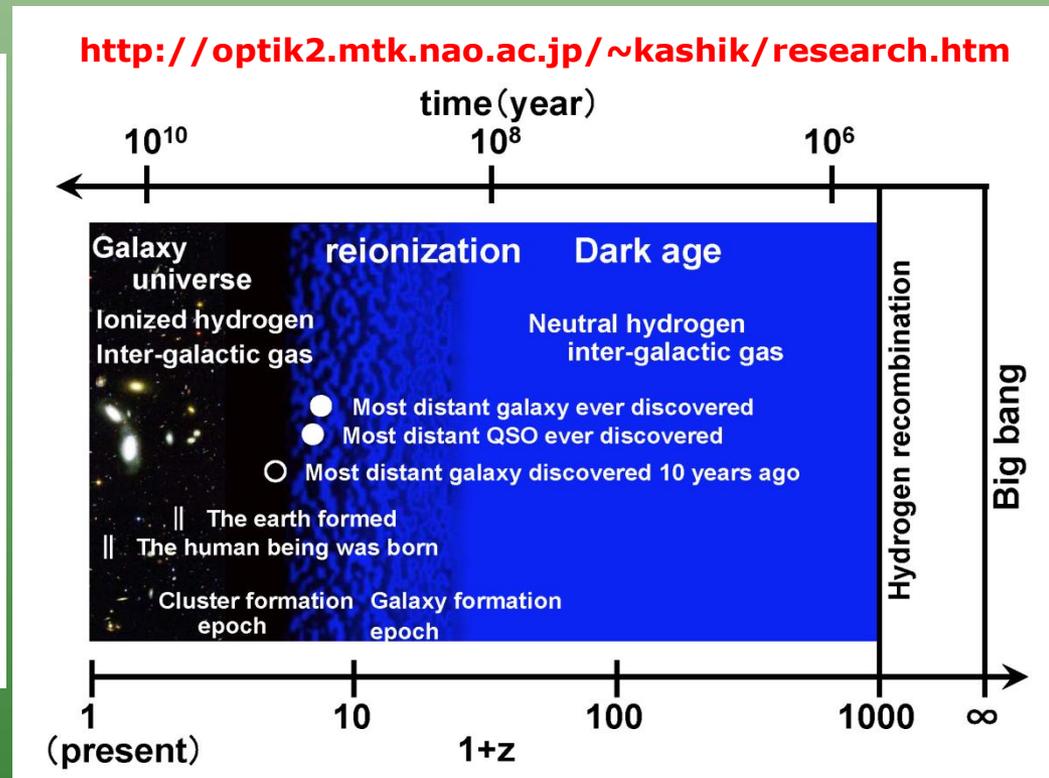
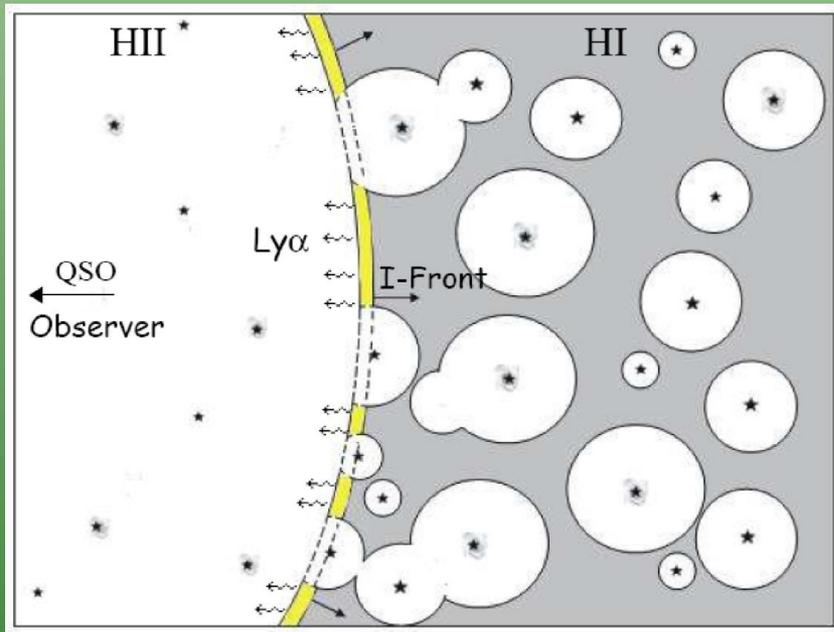


13.7.Reionización

En algún momento comienzan a formarse las primeras estrellas, que se piensa que eran muy masivas (más de $100 M_{\odot}$) y exploran como SN muy pronto. Se pueden formar los primeros QSO, las primeras galaxias, y todos pueden contribuir a una reionización del IGM.

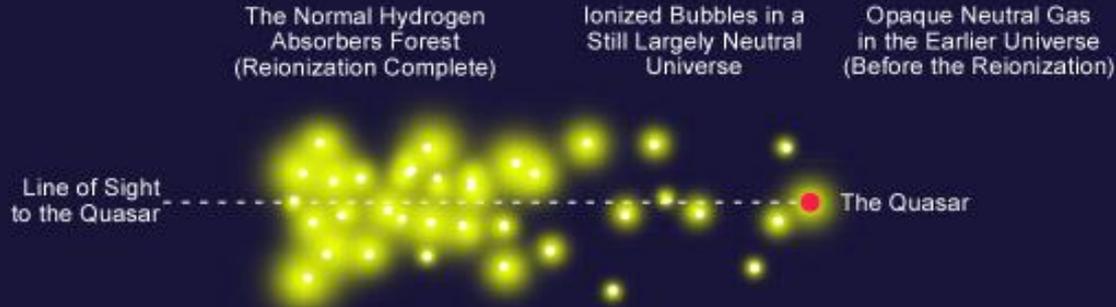
Esto explicaría el efecto Gunn-Peterson observado en QSO lejanos.

Se piensa que la reionización se completó a $z > 5-6$, quizás empezó a $z = 10$ o tan lejos como $z = 20$ (150 Myr a 1 Gyr después del Big Bang).

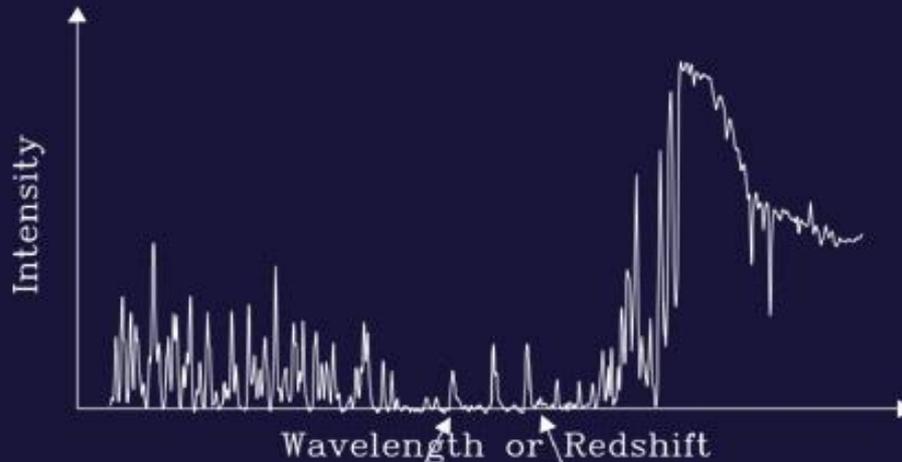


13.7.Reionización

How the Discovery Was Made



The Observed Spectrum:



Isolated Transmission Spikes Correspond to the Ionized Bubbles Along the Line of Sight

Dark Regions Correspond to the Still Opaque, Neutral Gas Along the Line of Sight



13.7.Reionización

<http://reionization.org/>



13.8. Formación de galaxias

La formación de las galaxias y cúmulos se explica en función de los modelos jerárquicos. Estos modelos establecen que las fluctuaciones de densidad en el Universo temprano, que se observan en la CMB, crecen y acretan materia hasta dar lugar a formación estelar y la aparición de galaxias, grupos, cúmulos, etc...

Las fluctuaciones de densidad se discuten en función de sus valores relativos, lo que permite librarse de la influencia de la expansión del Universo:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} \equiv \frac{\rho - \langle\rho\rangle}{\langle\rho\rangle}$$

De acuerdo con las observaciones de la CMB estas fluctuaciones son del orden de 10^{-5} .

La evolución de las fluctuaciones de densidad depende del equilibrio entre la gravedad y la presión. Si la gravedad "vence", la fluctuación acretará materia y se podrá llegar a formar estrellas y galaxias. Si la presión está equilibrada con la gravedad no puede haber formación estelar.



13.8. Formación de galaxias

Uno de los parámetros que gobierna la evolución de las fluctuaciones es la **masa de Jeans**. Esta masa establece el punto en el que una fluctuación puede colapsar. Si una fluctuación primordial tiene una masa inferior se mantendrá estable. Si se supera la masa de Jeans, colapsa. La masa de Jeans depende de la temperatura y de la densidad:

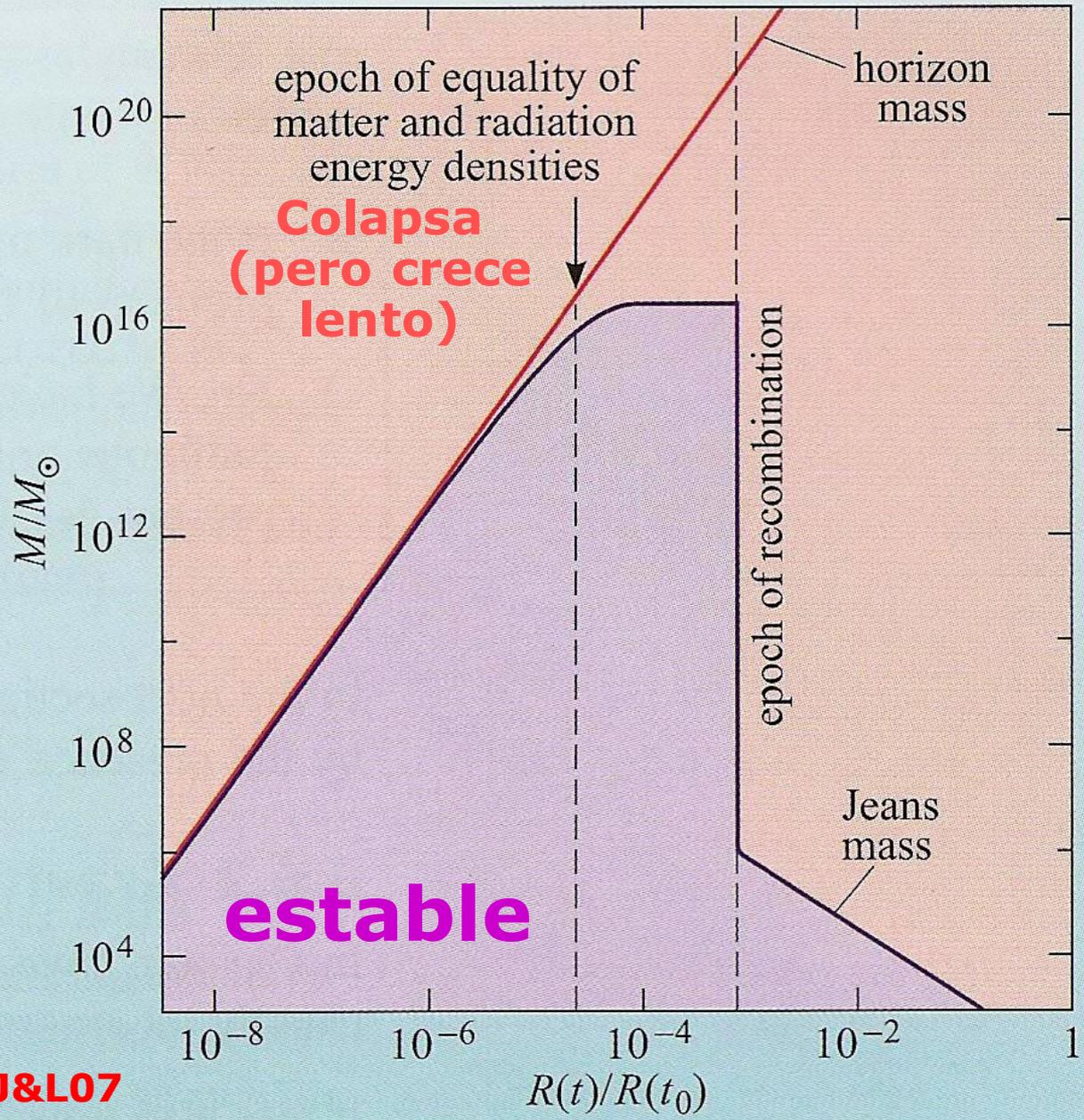
$$M_J = 45M_{\odot} T_K^{\frac{3}{2}} n_{\text{cm}^{-2}}^{-\frac{1}{2}}$$

También es importante el concepto de **horizonte**. Si una región sobre-densa es mayor que su horizonte, entonces la región debe colapsar porque la presión no puede actuar sobre toda la región (no da tiempo a que actúe la presión) ya que ésta se propaga a la velocidad del sonido en el medio, que es menor que c . Además una sobre-densidad puede incrementarse en su comienzo porque la expansión del Universo es más lenta en la sobredensidad. En algún momento el horizonte puede crecer hasta englobar toda la sobre-densidad y se puede hacer estable.

La masa de Jeans depende de la densidad y de la presión (o de la temperatura), y éstas varían con la expansión del Universo, por lo que la masa de Jeans varía también.

También es interesante hablar de la **masa de horizonte**, o la masa típica contenida en una esfera de tamaño igual al horizonte. Regiones por encima de esa masa crecen muy lentamente como se explica arriba.

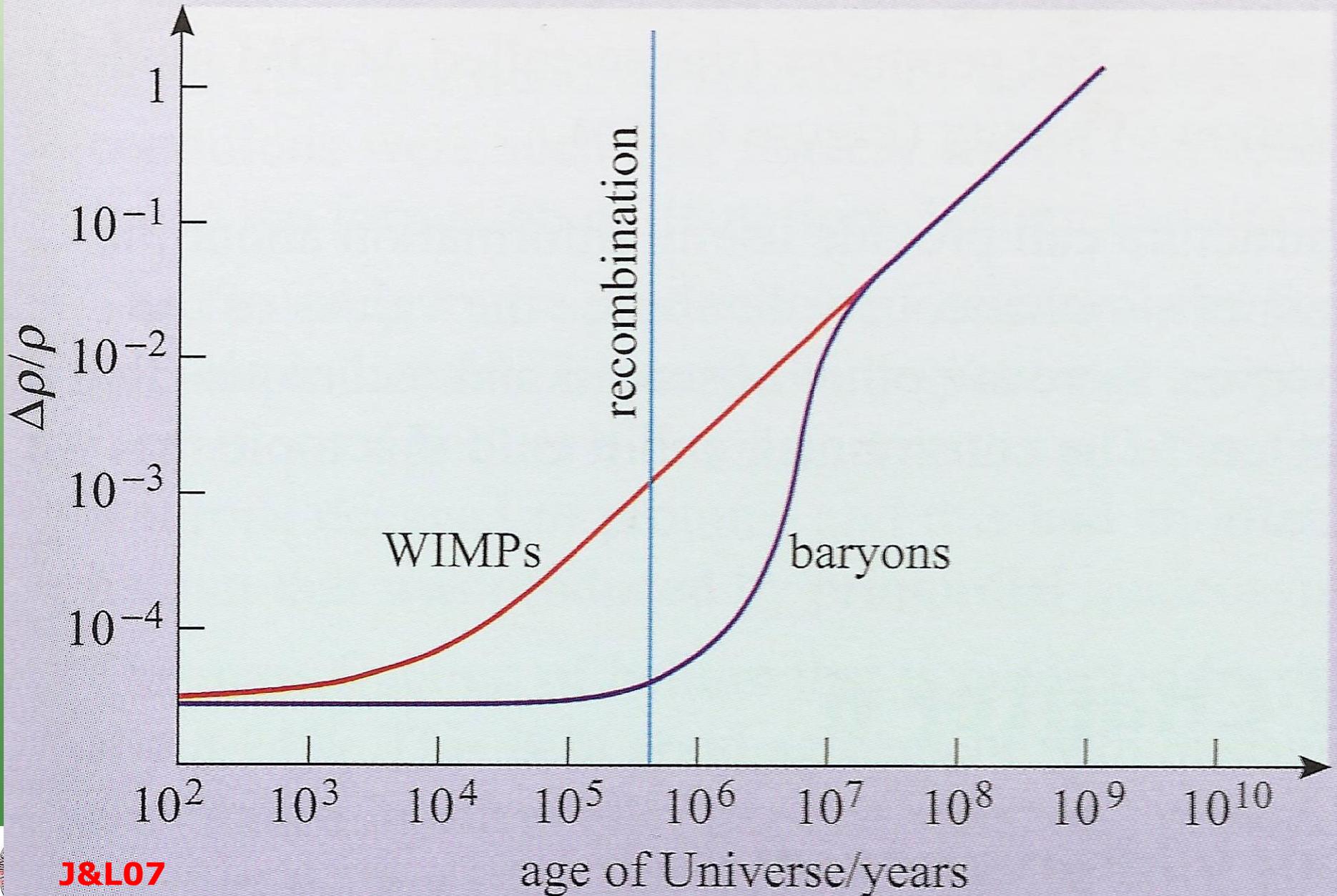
13.8. Formación de galaxias



J&L07

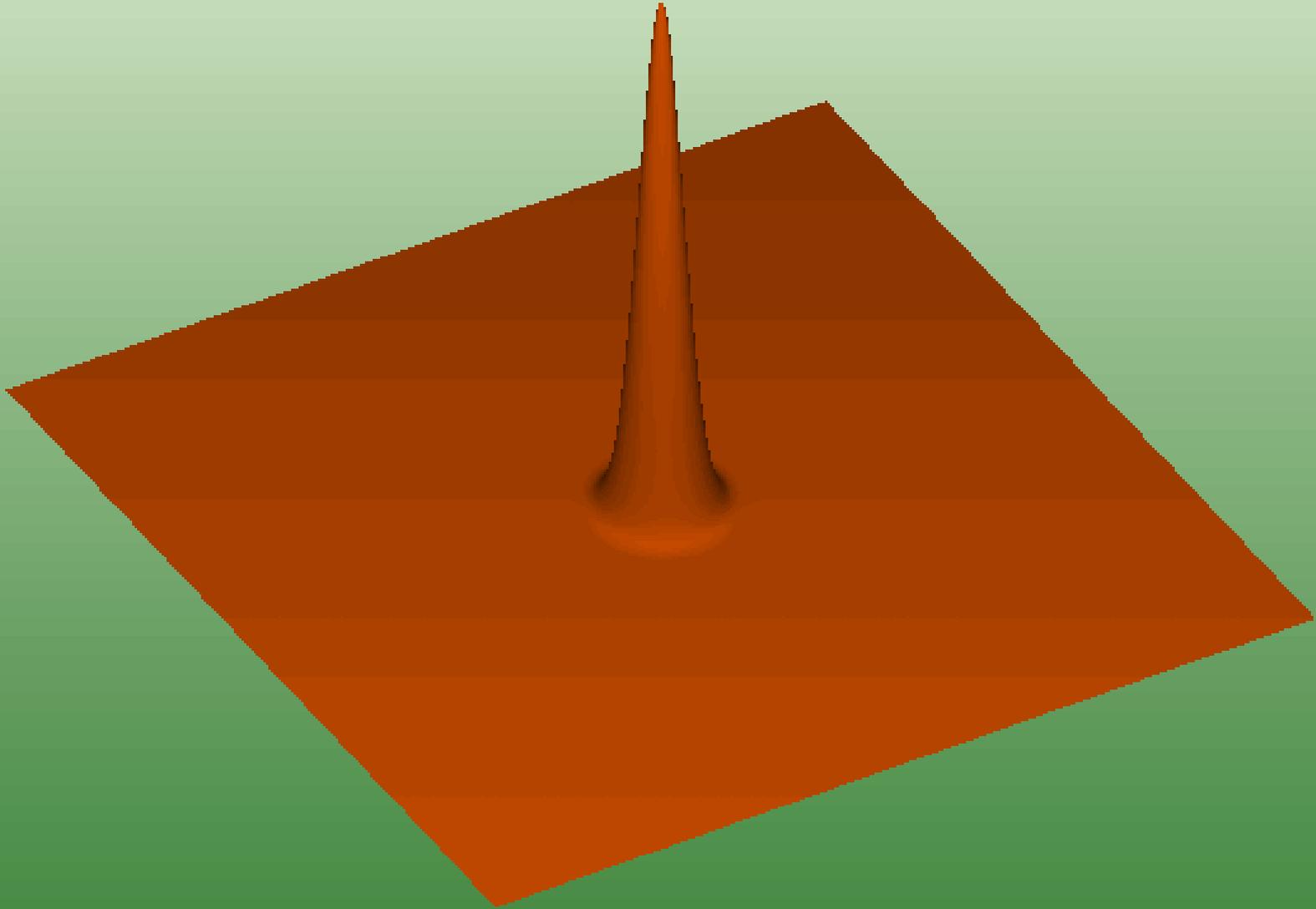


13.8. Formación de galaxias



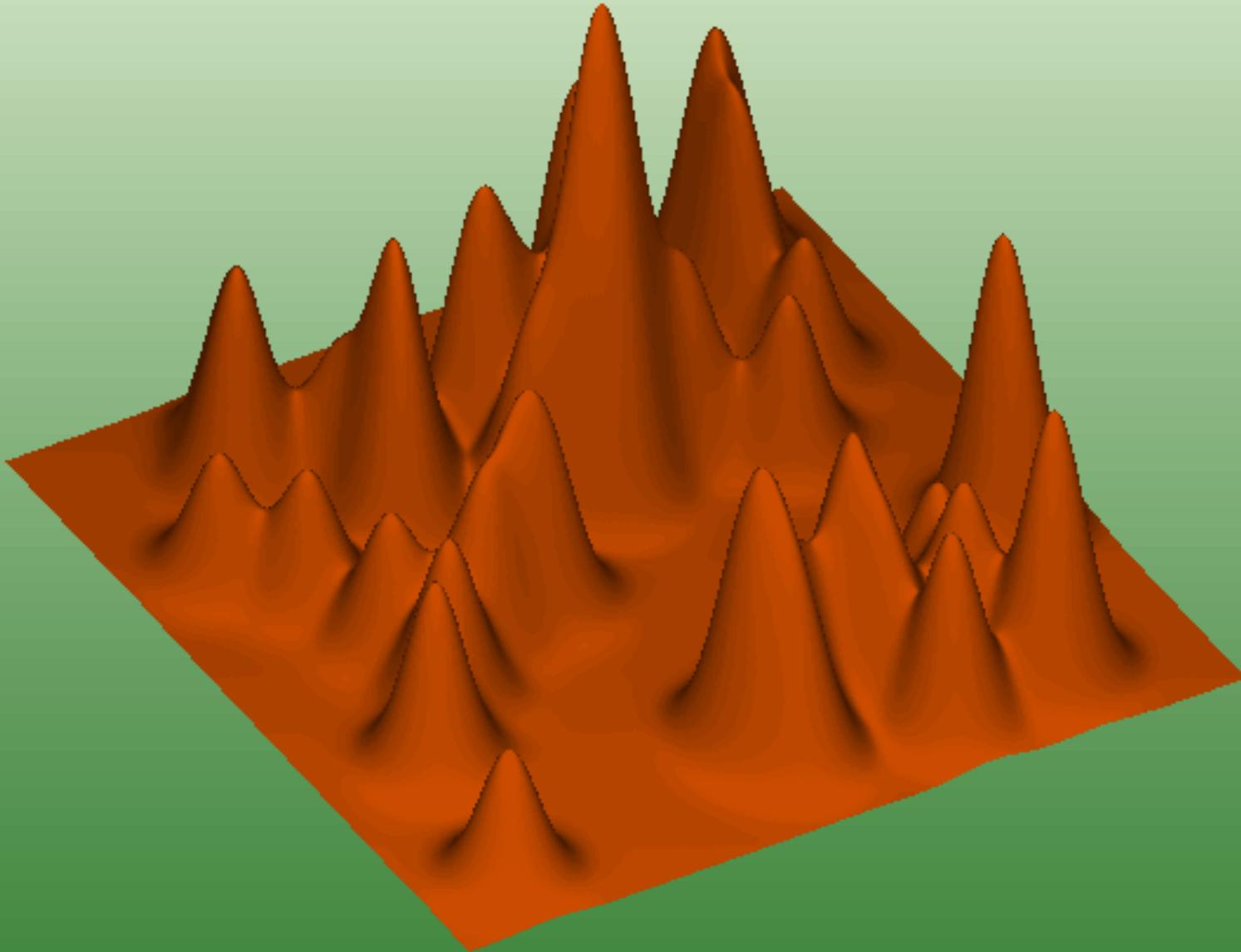
13.8. Formación de galaxias: BAOs

<http://cmb.as.arizona.edu/~eisenste/acousticpeak/>



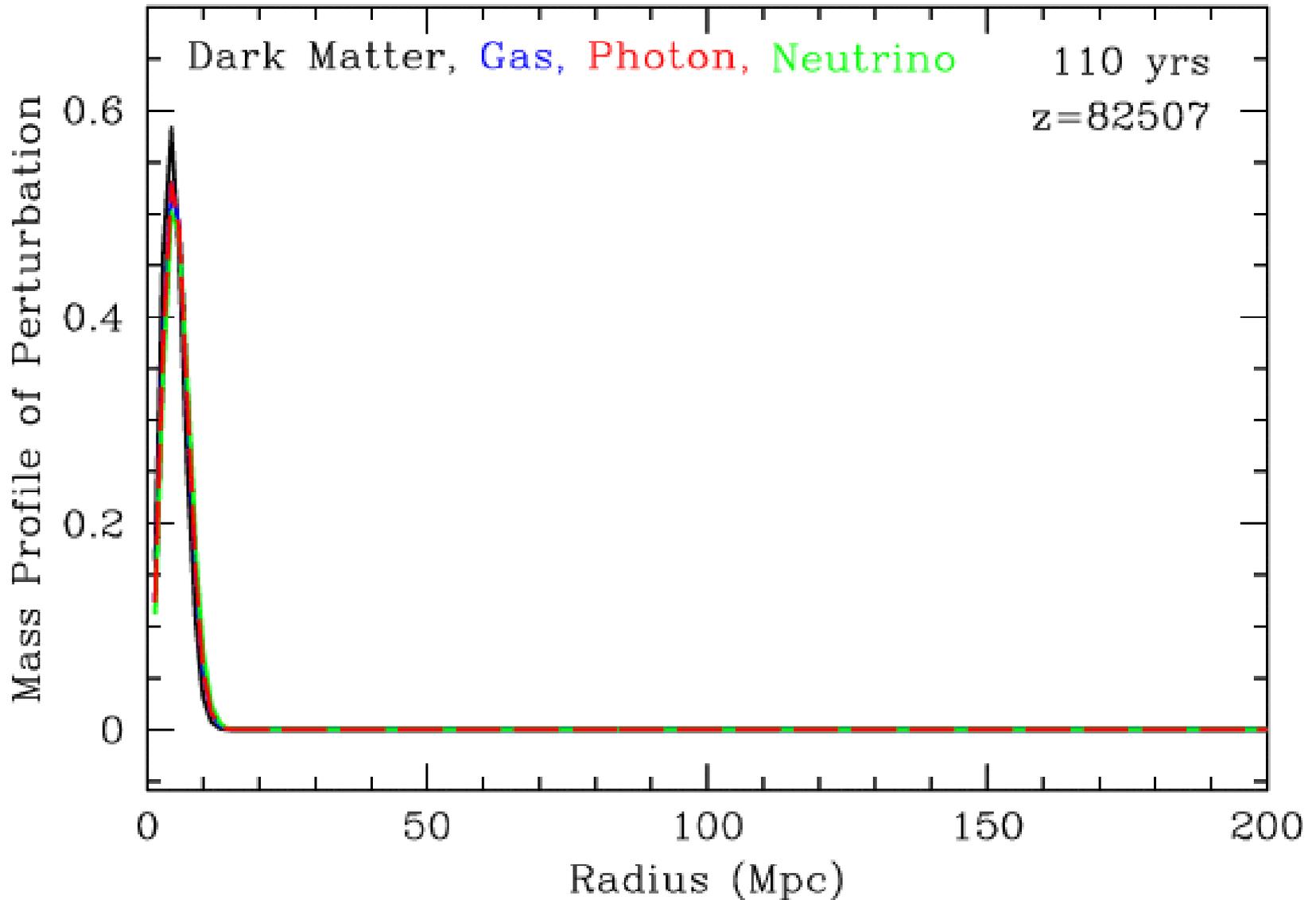
13.8. Formación de galaxias: BAOs

<http://cmb.as.arizona.edu/~eisenste/acousticpeak/>



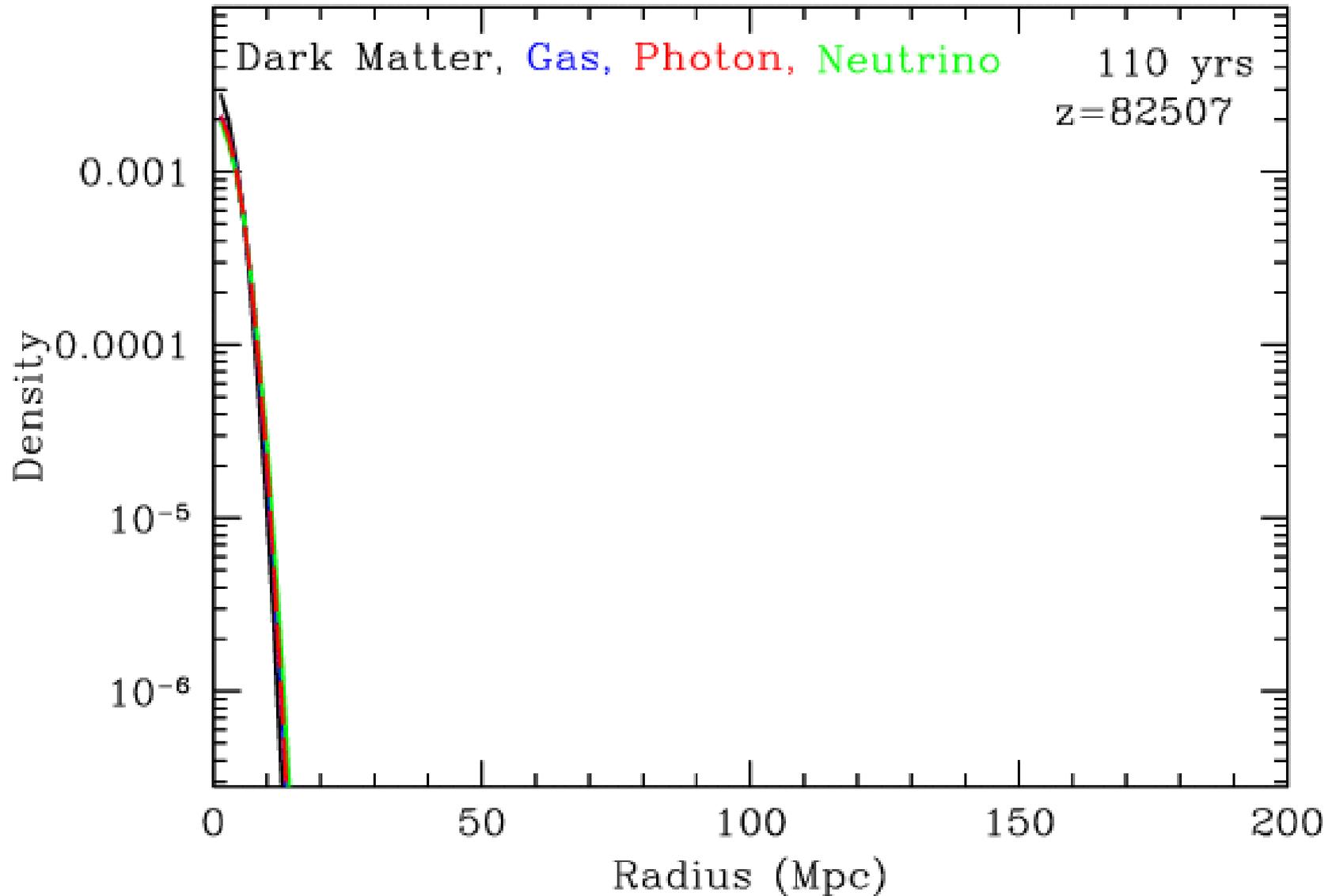
13.8. Formación de galaxias: BAOs

<http://cmb.as.arizona.edu/~eisenste/acousticpeak/>



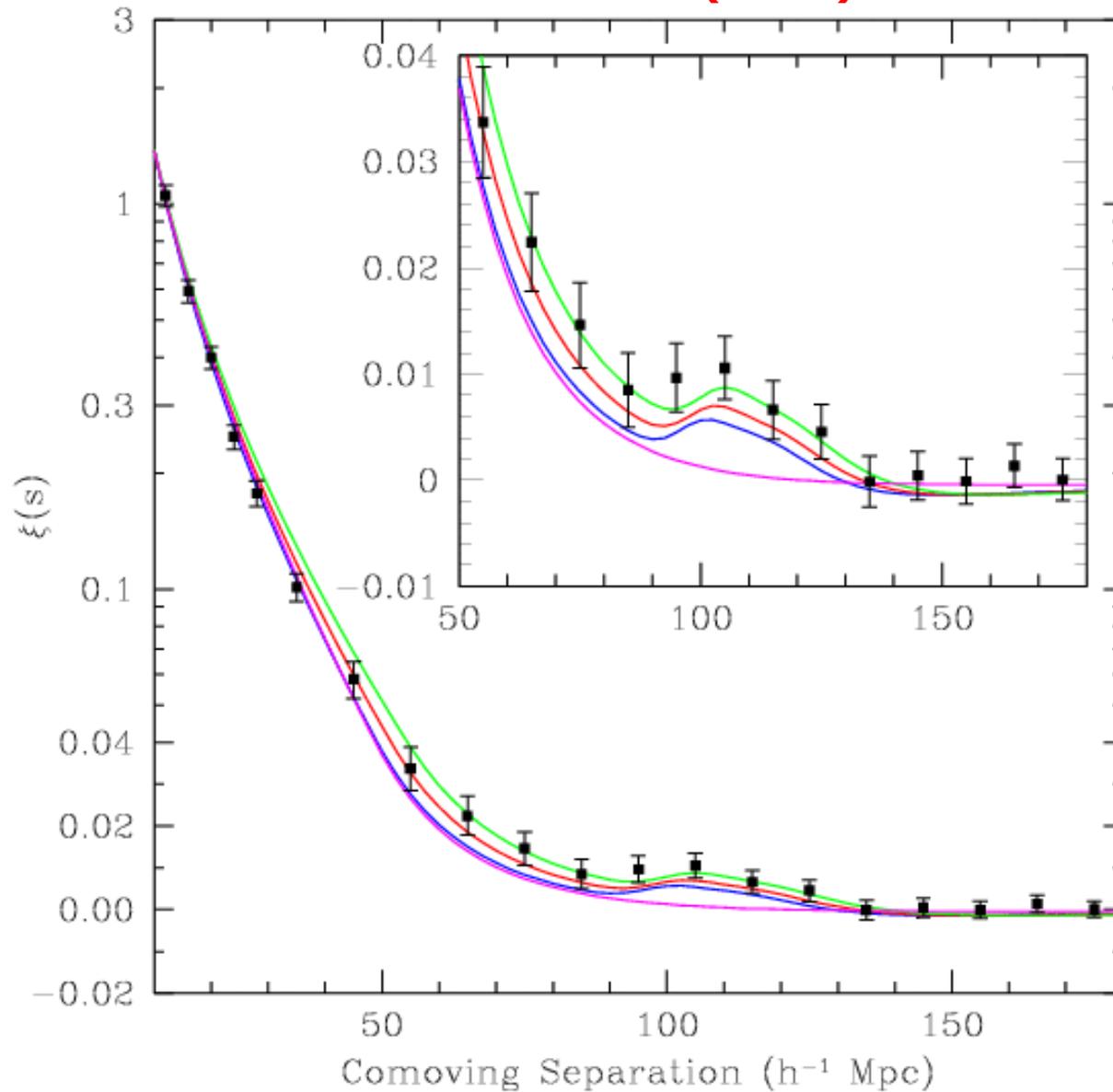
13.8. Formación de galaxias: BAOs

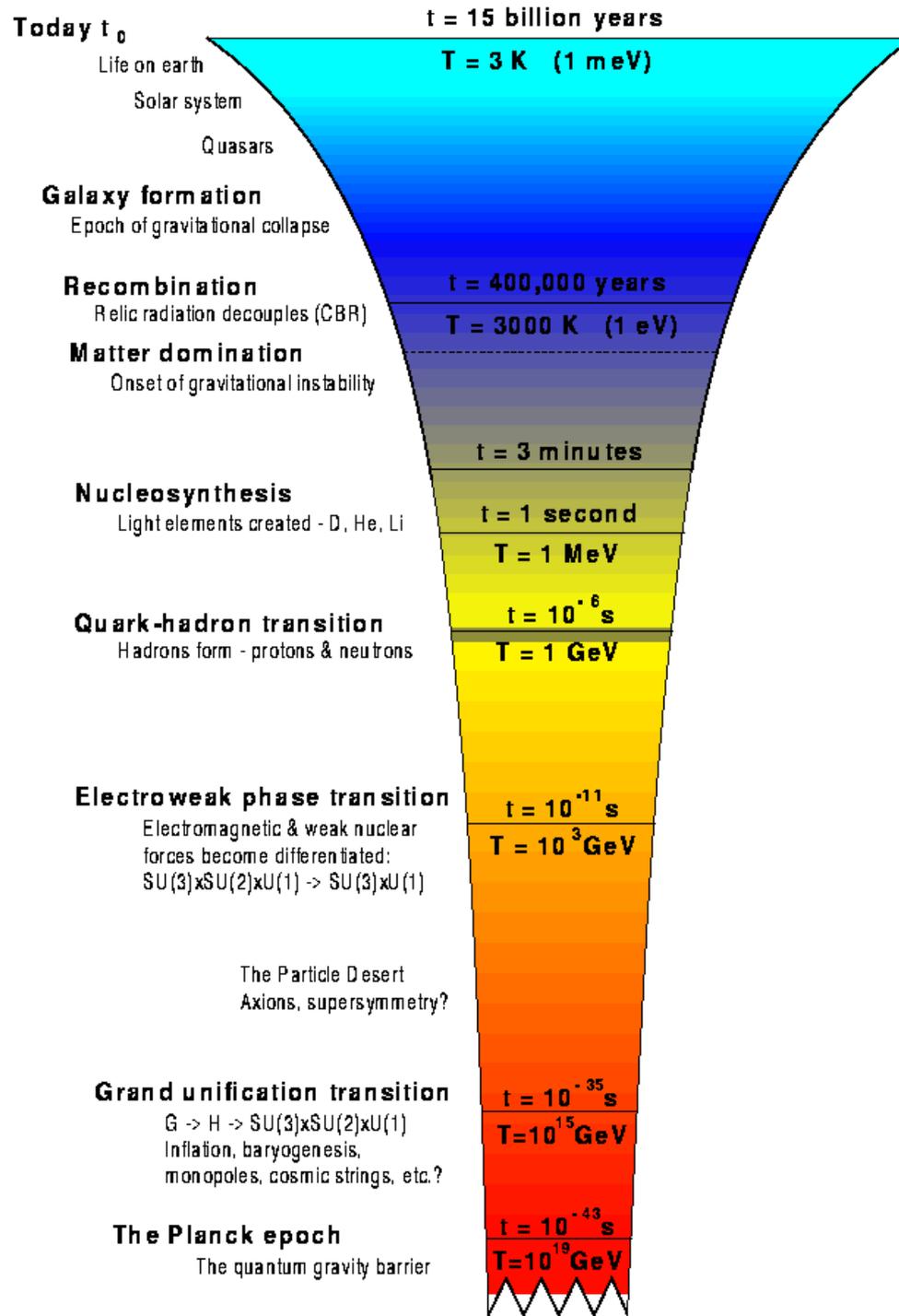
<http://cmb.as.arizona.edu/~eisenste/acousticpeak/>



13.8. Formación de galaxias: BAOs

Eisenstein et al. (2005)





http://www.lsw.uni-heidelberg.de/users/mcamenzi/images/bb_history.gif



Hadrons form - protons & neutrons

$T = 1 \text{ GeV}$

Electroweak phase transition

Electromagnetic & weak nuclear forces become differentiated:
 $SU(3) \times SU(2) \times U(1) \rightarrow SU(3) \times U(1)$

$t = 10^{-11} \text{ s}$

$T = 10^3 \text{ GeV}$

The Particle Desert
Axions, supersymmetry?

Grand unification transition

$G \rightarrow H \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$
Inflation, baryogenesis,
monopoles, cosmic strings, etc.?

$t = 10^{-35} \text{ s}$

$T = 10^{15} \text{ GeV}$

The Planck epoch

The quantum gravity barrier

$t = 10^{-43} \text{ s}$

$T = 10^{19} \text{ GeV}$

http://www.lsw.uni-heidelberg.de/users/mcamenzi/images/bb_history.gif



Today t_0

Life on earth

Solar system

Quasars

Galaxy formation

Epoch of gravitational collapse

Recombination

Relic radiation decouples (CBR)

Matter domination

Onset of gravitational instability

Nucleosynthesis

Light elements created - D, He, Li

Quark-hadron transition

$t = 15$ billion years

$T = 3$ K (1 meV)

$t = 400,000$ years

$T = 3000$ K (1 eV)

$t = 3$ minutes

$t = 1$ second

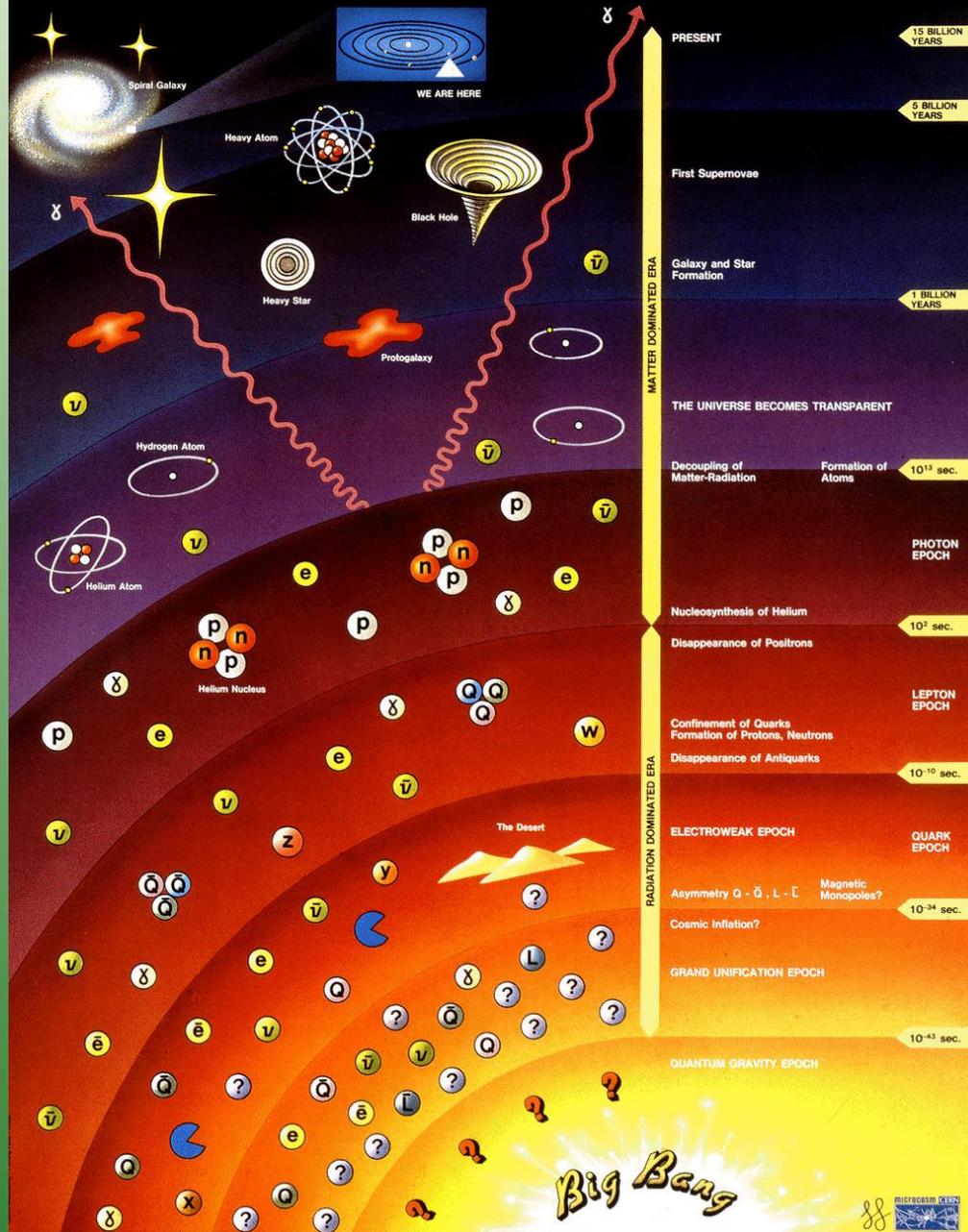
$T = 1$ MeV

$t = 10^{-6}$ s

http://www.lsw.uni-heidelberg.de/users/mcameni/imagenes/bb_history.gif



History of the Universe



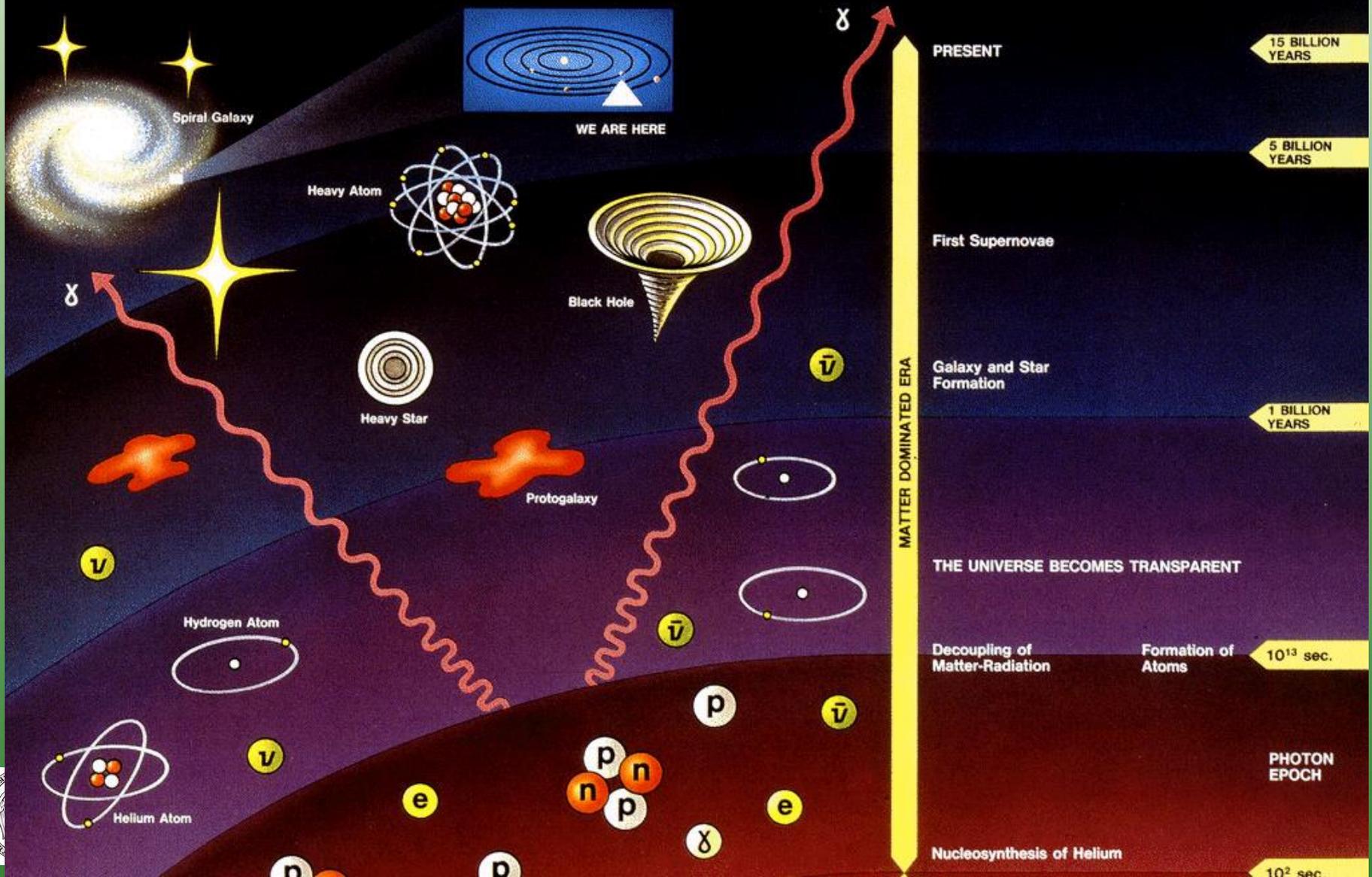
<http://aliensandthefos.blogspot.com/2010/07/interesting-thought-on-evolution.html>

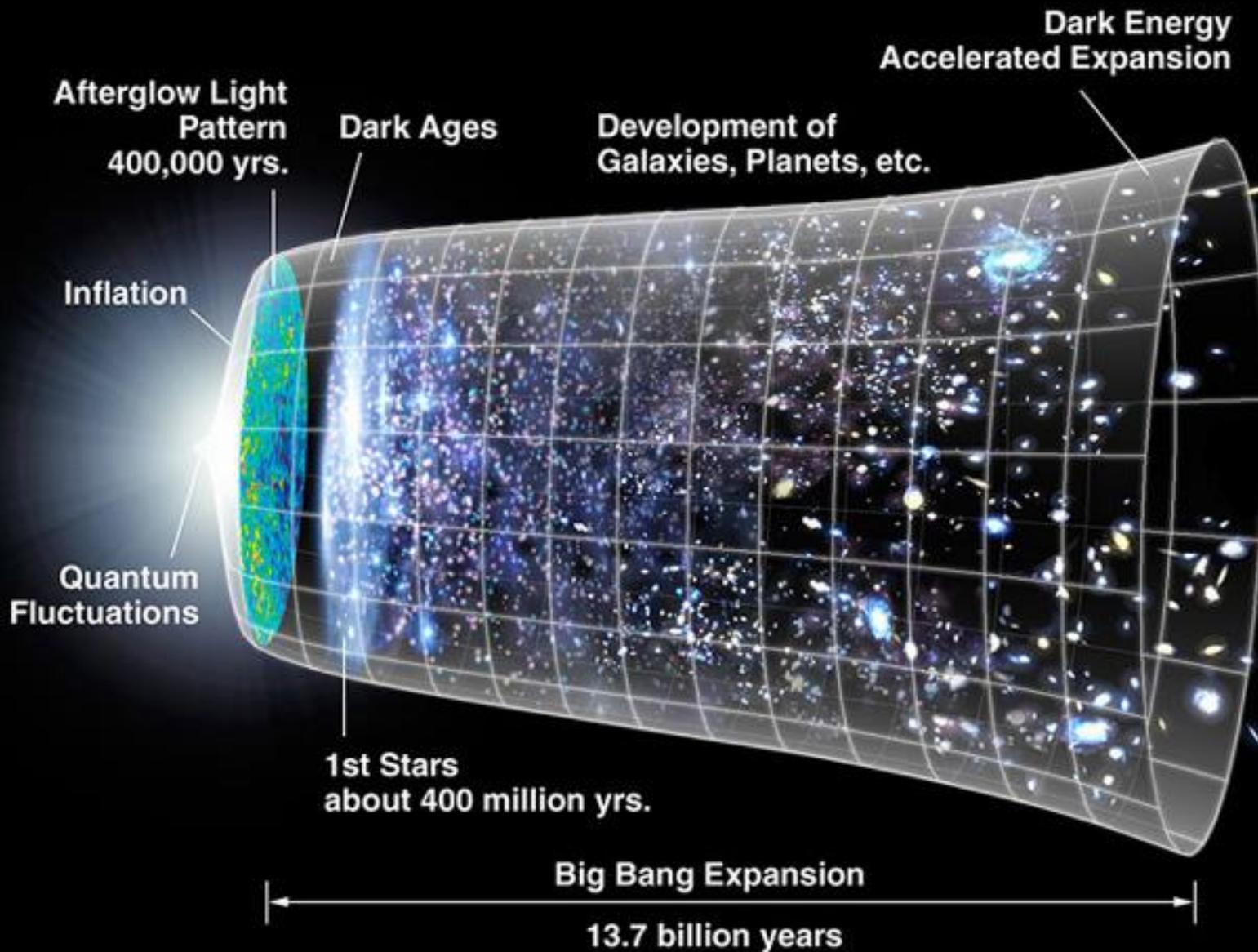




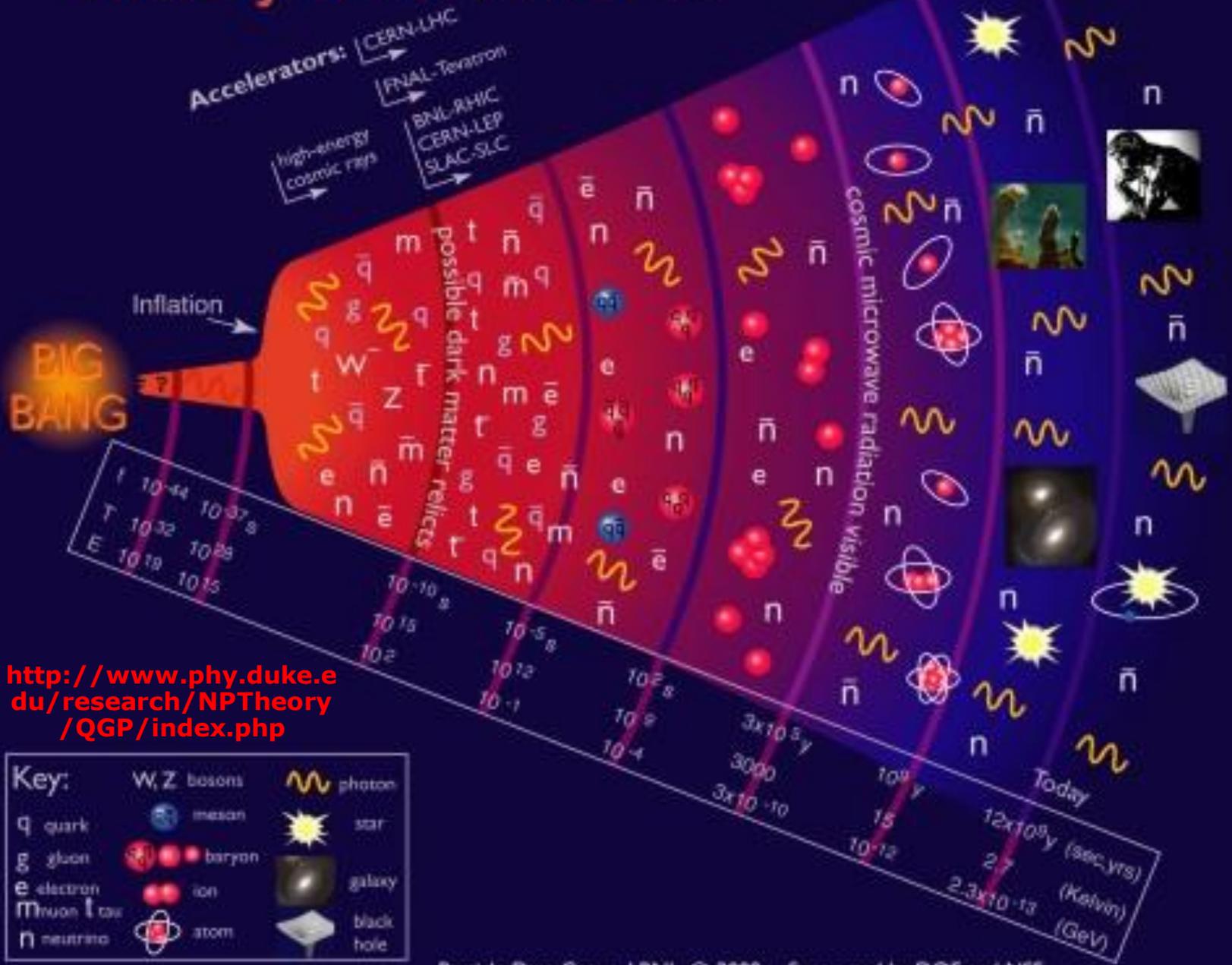
History of the Universe

aliensandthefos.blogspot.com/2010/07/interesting-thought-on-evolution.html





History of the Universe



<http://www.phy.duke.edu/research/NPTheory/QGP/index.php>



Resumen

- **Épocas en la historia evolutiva del Universo.**
- **Concepto de desacoplo.**
- **Bariogénesis, nucleosíntesis, recombinación, dark ages, reionización, formación de galaxias,...**
- **Evolución de la temperatura y edades típicas del Universo en cada proceso.**
- **Observables que se explican con la Teoría Estándar del Big Bang Caliente.**

