

# **Un Universo en evolución**

por

**Vladimir Avila-Reese**

Este es un capítulo separado que integra el libro

## **Fronteras de la Física en el Siglo XXI**

**Octavio Miramontes y Karen Volke** (Editores)

CopIt-arXives, 2013

México, D.F.

ISBN: 978-1-938128-03-5

©CopIt-arXives

<http://scifunam.fisica.unam.mx/mir/copit/TS0011ES/TS0011ES.html>

# Índice general

Vladimir Avila-Reese	<b>Un Universo en evolución</b>	<b>1</b>
1.	Preámbulo . . . . .	1
2.	El Universo homogéneo . . . . .	2
	2.1. Dinámica y geometría . . . . .	2
	2.2. Historia térmica . . . . .	5
	2.3. Inflación . . . . .	8
	2.4. Radiación Cósmica de Fondo en Microondas (RCFM) . . . . .	8
3.	El Universo inhomogéneo: formación de estructuras . . . . .	10
	3.1. Evolución lineal de las perturbaciones: Materia oscura exótica (MO). . .	11
	3.2. Evolución no lineal de las perturbaciones: el Universo en computadora	13
4.	Éxitos y retos a futuro . . . . .	15
	4.1. Mediciones de los parámetros cosmológicos . . . . .	17
	4.2. Consistencia y predicciones . . . . .	18
	4.3. Retos a mediano plazo . . . . .	19
5.	Perspectivas y Epílogo . . . . .	23
6.	Algunas lecturas recomendadas . . . . .	25

# Un Universo en evolución

Vladimir Avila-Reese, Instituto de Astronomía, UNAM, México

## 1. Preámbulo

En los últimos lustros, gracias a las observaciones astronómicas, la cosmología pasó de una ciencia especulativa a ser una ciencia de alta precisión, consolidándose así el modelo cosmológico estándar actual. Sus pilares son las bien cimentadas teorías de la Relatividad General (TGR) y de la Gran Explosión, el modelo Inflacionario y el paradigma gravitacional. De acuerdo a este último, las estructuras cósmicas de gran escala -galaxias, grupos y cúmulos de galaxias, así como la compleja red de filamentos, paredes y huecos- son el producto de la evolución por acción de la gravedad de desviaciones infinitesimales de la homogeneidad (el campo de perturbaciones primordial). El modelo cosmológico estándar describe exitosamente: (1) la dinámica y geometría del Universo bajo la hipótesis *-a posteriori* comprobada- de homogeneidad e isotropía del espacio (Principio Cosmológico); (2) el contenido material y energético del cosmos y su variación global con la expansión; (3) el origen cuántico del campo de perturbaciones y su evolución gravitacional ulterior, pasando por las anisotropías de la Radiación Cósmica de Fondo en Microondas (RCFM) al finalizar la era caliente, y dando lugar posteriormente a las galaxias y estructuras de gran escala del Universo actual cuya edad es de 13.7 mil millones de años. Una característica peculiar que revela el modelo cosmológico estándar es el proceso constante de transformación a estados y sistemas cada vez más complejos. Tomando prestado el término de la biología, diremos entonces que el Universo está en un constante proceso de evolución<sup>1</sup>.

A pesar del éxito del modelo estándar, éste ha planteado interrogantes tan profundas que ponen a la física en el umbral de algo radicalmente nuevo. De acuerdo a las mediciones astronómicas, la densidad cósmica actual está constituida sólo en un 4.5% por materia ordinaria, es decir las partículas y campos conocidos del Modelo Estándar de la física de partículas elementales<sup>2</sup>. Otro 22.5% lo constituye la así llamada materia oscura fría, misma que produce gravedad pero que no interactúa electromagnéticamente y

---

<sup>1</sup>Para una visión complementaria, véase el capítulo “Evolución y materia compleja”, de Octavio Miramontes, en este libro.

<sup>2</sup>Véase el capítulo “Física de altas energías”, de Myriam Mondragón, en este libro.

que es no relativista (fría) desde muy temprano. El restante 73 %, requerido para explicar la expansión acelerada del Universo y el faltante en densidad cósmica para hacer plana la geometría, podría estar en forma de un campo repulsivo, bautizado ante nuestra ignorancia con el nombre genérico de energía oscura, siendo la constante cosmológica la que mejor la describe observacionalmente. Haciendo énfasis en la inverosímil composición que implica el modelo cosmológico actual, en la jerga científica se lo llama el modelo MOF- $\Lambda$  (Materia Oscura Fría con constante cosmológica  $\Lambda$ ). La materia y energía oscuras, componentes invisibles que constituyen el 95.5 % del Universo actual, se proponen como nuevos sectores oscuros del Modelo Estándar de partículas y campos, mismo que pronto dejará de ser el estándar seguramente. La unidad entre el micro- y macro-cosmos en su máxima expresión. Pero podría ser también que el problema de la materia y energía oscuras estén señalando la necesidad de introducir modificaciones a la TGR o de pensar en más dimensiones espaciales.

Los retos en el campo están lanzados, la caja de Pandora está abierta. Las respuestas que se logren al resolver estos retos, estimularán en el futuro nuevos paradigmas hacia el entendimiento del Universo, su evolución y de la naturaleza en general. Parece ser que un atributo de la naturaleza es la complejidad, misma que es máxima en el caso del Universo como sistema físico, de tal manera que su comprensión puede darse sólo a través de enfoques que integren esa complejidad. Por eso, para plantear cuáles son los retos en el siglo XXI de la cosmología, hay que entender primero las múltiples aristas del problema.

En este Capítulo se hará un recuento de los ingredientes relevantes que llevaron a la consolidación del modelo cosmológico actual, tanto a nivel del Universo homogéneo como de evolución de sus inhomogeneidades. Se describirán los principales éxitos y posibles conflictos de este modelo, así como los grandes retos que se plantean para resolver tales conflictos. Finalmente se especulará sobre los nuevos caminos que podrán surgir en la cosmología del futuro, mismos que rayan en la metafísica si no ponemos bien los pies en el cielo.

## 2. El Universo homogéneo

### 2.1. Dinámica y geometría

La cosmología moderna surgió con la aplicación de la TGR a un sistema físico llamado Universo. Tal "atrevimiento" no pudo haber sido más que por parte de Albert Einstein. Sus famosas ecuaciones de campo conectan el contenido material y energético (fuente) con la geometría del espacio-tiempo<sup>3</sup>. El movimiento (dinámica), interpretado en la mecánica newtoniana como producto de la fuerza gravitacional, es en realidad una consecuencia de la curvatura que sufre el espacio-tiempo por la presencia de materia y campos. En este esquema el universo no puede ser estacionario. Los prejuicios y observaciones limitadas

---

<sup>3</sup>Véase el capítulo "Agujeros Negros", de Miguel Alcubierre, en este mismo libro.

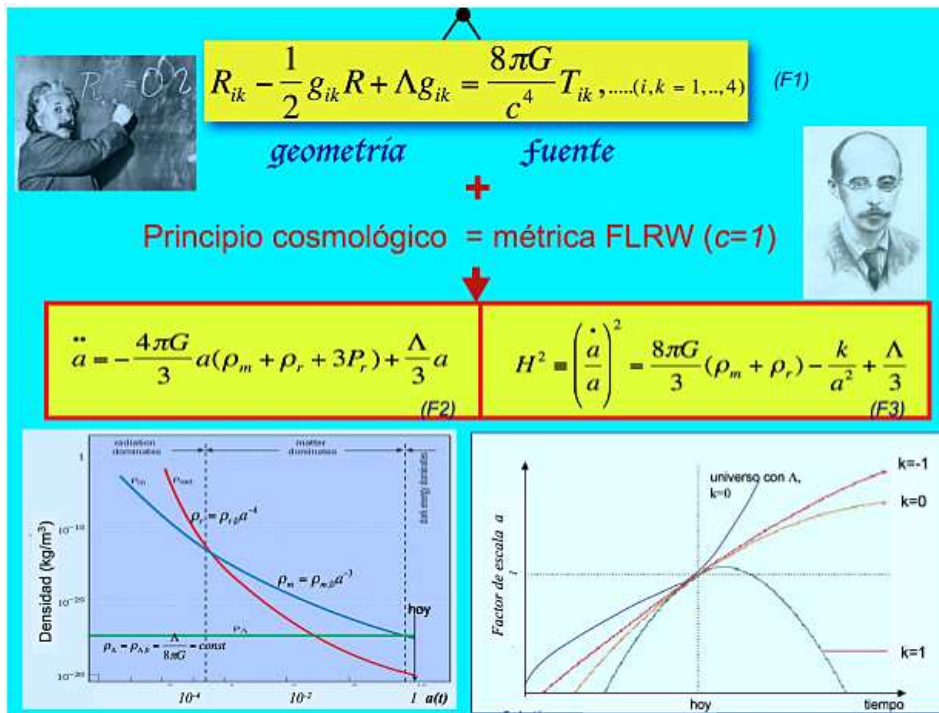


Figura 1: Ecuación de campo de Einstein en forma tensorial y las ecuaciones de Friedmann con  $\Lambda$  que se derivan de ella al suponer una métrica FLRW. Las densidades de las diferentes componentes del Universo decrecen con el factor de escala (expansión)  $a$  con diferentes leyes (ver panel inferior izquierdo) de tal manera que hay una era cuando dominaba la radiación, luego la materia y después la constante cosmológica. Las soluciones genéricas de las ecuaciones de Friedmann dan diferentes posibles comportamientos del factor de escala con el tiempo,  $a(t)$  como se ve en el panel inferior derecho.

de principios del s. XX, indujeron a Einstein a considerar como hipótesis un universo estacionario (y finito). Para lograrlo, introdujo entonces un término dado por el tensor métrico multiplicado por una constante  $\Lambda$  en la parte geométrica de la ecuación de campo, misma que se escribe entonces en su notación tensorial como la ecuación (F1) de la figura 1<sup>4</sup>. En (F1),  $R_{ik}$ ,  $R$  y  $g_{ik}$  tienen que ver con la estructura del espacio-tiempo,  $T_{ik}$  con la fuente de materia y energía y  $G$  y  $c$  son la constante gravitacional y velocidad de la luz en

<sup>4</sup>Los tensores son objetos geométricos que describen relaciones lineales entre escalares, vectores y otros tensores de una manera que sean independientes del sistema de coordenadas elegido. En ese sentido, los tensores son los objetos matemáticos ideales para describir las propiedades cuadri-dimensionales del espacio-tiempo y su conexión con la distribución de materia. Así como Newton tuvo que introducir el cálculo diferencial e integral para enunciar la mecánica clásica, Einstein encontró en el campo tensorial la herramienta adecuada para enunciar la TGR.

el vacío. Usando la métrica homogénea e isotrópica de Friedmann-Lemaitre-Roberston-Walker (FLRW), es decir el Principio Cosmológico, las  $4 \times 4 = 16$  ecuaciones de campo se reducen a las dos ecuaciones de Friedmann (F2 y F3 en la figura 1), donde  $a(t)$  es el factor de escala en función del tiempo cósmico, el punto indica derivada con relación al tiempo,  $\rho$  y  $P$  son la densidad y presión de las diferentes componentes ( $m =$  materia no relativista,  $r =$  radiación),  $k$  es la curvatura del espacio y  $H$  es el parámetro de Hubble. Estas dos ecuaciones describen por completo la dinámica del universo FLRW, es decir el cambio con el tiempo de las distancias expresadas a través del factor de escala o expansión; en el panel inferior derecho de la figura 1 se muestran los casos genéricos de la dinámica, es decir cómo se comporta  $a(t)$ , mismos que están asociados a la curvatura.

La expansión del espacio descrita por  $a(t)$  produce que la longitud de onda de la radiación se estire por el mismo factor. El *corrimiento al rojo* de la luz de galaxias alejadas,  $z = (\lambda_{obs} - \lambda_{em})/\lambda_{em}$ , se relaciona entonces con  $a$  así:  $a(t) = 1/(1 + z(t))$ , donde  $t$  es el tiempo cuando fue emitida la radiación y se define que al tiempo de observación actual,  $t_0$ ,  $a(t_0) = 1$ . Entonces, cuando se dice que la luz de una galaxia está corrida a  $z = 1$ , significa que las escalas eran un factor 2 menores en la época que se emitió esa luz. Para saber a qué tiempo cósmico corresponde eso, hay que definir el modelo cosmológico:  $z \rightarrow a \rightarrow t$ .

La ecuación (F2), despreciando los términos de radiación ( $\rho_r$  y  $P_r$ ), se puede escribir en forma de una ley de fuerzas en una esfera de masa  $M = (4\pi/3)R^3\rho_m$ :  $F = -GM/R^2 + (\Lambda/3)R$ , donde  $R \equiv a$ , lo cual muestra que la constante cosmológica se puede interpretar como una *fuerza repulsiva* que aumenta con la distancia. Por cierto, el estado estacionario en equilibrio ( $F = 0$ ) que Einstein deseaba no se logra con este término pues el equilibrio no es estable: una perturbación en  $R$  se amplifica rápidamente por la forma de la ecuación. Pero además, años después E. Hubble descubrió que las galaxias se alejan con una velocidad proporcional a su distancia,  $v = H_0 \times D$ , lo cual significa que es todo el espacio el que se está expandiendo con una tasa igual a  $H_0$  (la constante de Hubble): el Universo no es estacionario. Einstein aceptó su error. ¡Sin embargo, las observaciones actuales muestran que ese término repulsivo que acelera la expansión sí es necesario!

La ecuación (F3) se puede reescribir en términos de valores al tiempo presente  $t_0$ :

$$(H/H_0)^2 = \Omega_r a^{-4} + \Omega_m a^{-3} - (k/H_0) a^{-2} + \Omega_\Lambda \quad (1)$$

donde  $\Omega_i \equiv \frac{\rho_i(t_0)}{\rho_c(t_0)}$  y  $\rho_c$  es la densidad crítica; recuerde que el factor de escala a  $t_0$  se normaliza a 1,  $a(t_0) = 1$ . En la ecuación (1) se hizo uso de la segunda ley de la termodinámica aplicada a la primera ecuación; considerando que la ecuación de estado de una componente dada es  $P_i = w_i \rho_i c^2$ , se obtiene entonces que  $\rho_i \propto a^{-3(1+w_i)}$ . En el caso de la radiación  $w_r = 1/3$ , de la materia  $w_m = 0$  y de la constante cosmológica,  $w_\Lambda = -1$  (como resultado, ver cómo decrecen las densidades con el factor de expansión  $a(t)$  en la figura 1). En la generalización a energía oscura (EO), el índice de la ecuación de estado  $w_{EO}$  puede tomar otros valores (siempre menores a  $-1/3$  para producir aceleración tardía) e incluso cambiar con el tiempo. La determinación de los parámetros  $H_0$ ,  $\Omega_m$ ,  $\Omega_r$ ,  $\Omega_\Lambda$  (u

$\Omega_{EO}$  y  $w_{EO}$ ) y  $k$  es el principal reto de la cosmología observacional. Integrando la ecuación (1), ellos definen el comportamiento del factor de escala con el tiempo,  $a(t)$ , es decir la dinámica del Universo homogéneo. Cada término en la parte derecha de la ecuación (1) refleja el rol que juegan en la dinámica los diferentes componentes. Muy en el pasado, cuando  $a(t) \ll 1$ , domina el término de la radiación. Debido a que  $\rho_r$  decrece más rápido que  $\rho_m$  con la expansión (figura 1), hay un tiempo ( $t_{ig} \approx 70,000$  años) cuando ambas se hace iguales; antes domina en la dinámica la radiación y luego de ella, domina la materia. Posteriormente la dinámica dependerá de la curvatura del espacio, pudiendo ser la velocidad de expansión más lenta o más rápida de acuerdo a si la curvatura es negativa o positiva. Todo indica que la geometría es plana, entonces este término es 0. El término de  $\Omega_\Lambda$  es constante, es decir empieza a dominar tardíamente, cuando  $\rho_m(a)$  ha decrecido por debajo del valor constante de  $\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi G$  (ver figura 1). Integrando la ecuación (1) cuando domina radiación, materia y  $\Lambda$ , es fácil mostrar que respectivamente  $a(t) \propto t^{1/2}$ ,  $a(t) \propto t^{2/3}$ , y  $a(t) \propto \exp(\frac{\Lambda}{3}H_0t)$ ; en los dos primeros es expansión frenada y en el último es expansión acelerada (exponencial con  $t$ ).

## 2.2. Historia térmica

En un universo en expansión, hacia el pasado las densidades y temperaturas de sus componentes se hacen mayores, a excepción de la asociada a la constante cosmológica,  $\rho_\Lambda$ . Los estados del plasma cosmológico a las altas temperaturas y presiones del pasado y sus cambios a medida que el volumen aumenta (historia térmica del Universo, figura 2) se describen por la *Teoría de la Gran Explosión*<sup>5</sup>. La temperatura de la radiación cósmica de fondo,  $T_r$ , se usa como indicadora de la temperatura del fluido cosmológico pues a altas energías los diferentes campos y partículas se acoplan con la radiación y están en equilibrio térmico con ella. La temperatura pico de la distribución de Planck de los fotones,  $T_r$ , decrece proporcional a la expansión:  $T_r = T_0/a$ , donde  $T_0 = 2.725$  K es al día de hoy. La historia térmica tiene una descripción formal a partir de  $a \approx 10^{-15}$  ( $t \approx 10^{-10}$  s), cuando  $T_r \approx 10^{15}$  K o  $E = kT_r \sim 10^2$  GeV, cercano al límite de los experimentos de laboratorio y del Modelo Estándar de partículas. En esta época se rompe la simetría electrodébil y las partículas estándar adquieren su masa a través del mecanismo de Higgs; a partir de entonces existen 4 campos y las familias de partículas/antipartículas de quarks y leptones más las partículas portadoras de las interacciones (ver figura 2).

Todas las partículas estándar al principio eran relativistas y estaban en equilibrio térmico con la radiación. Una partícula  $p$  se vuelve no relativista (n.r.) cuando su energía cinética decrece por debajo de la energía en reposo por lo que ese tiempo depende de su masa:

$$kT_p \approx m_p c^2 \quad \text{y} \quad T_p \approx T_r = T_0/a \propto t^{-1/2} \quad \rightarrow \quad t_{n.r.} \propto m_p^{-2} \quad (2)$$

<sup>5</sup>Este nombre es muy desacertado pues nunca hubo una explosión como tal; para ello tiene que haber gradientes de temperatura y presión, cosa que viola el Principio Cosmológico. Surgió de una expresión peyorativa de F. Hoyle en una entrevista en la BBC en los 50's.

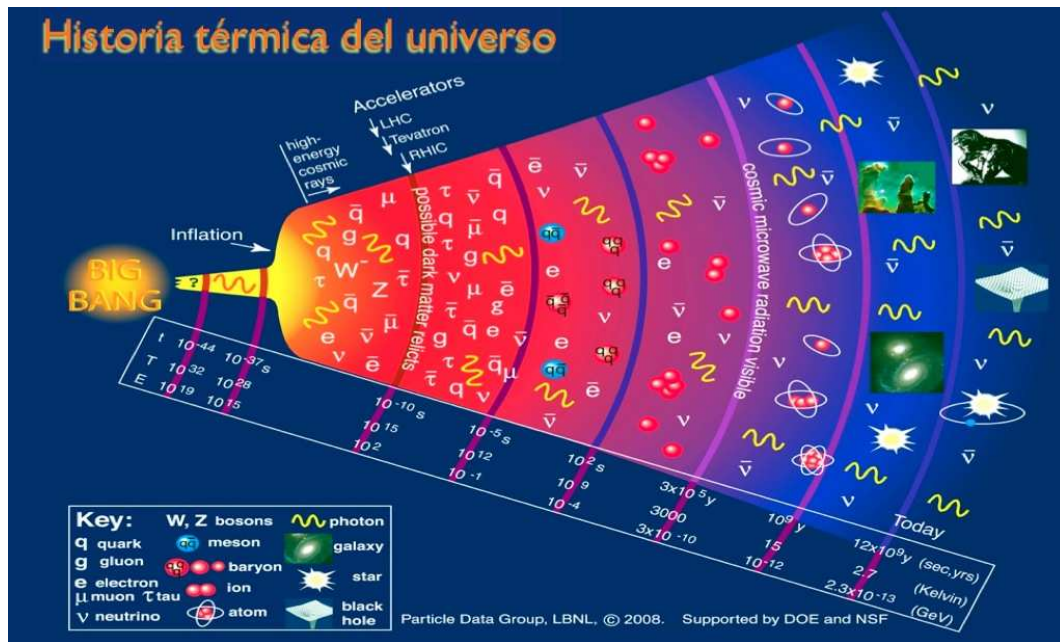


Figura 2: Etapas relevantes de la historia térmica del Universo (*Particle Data Group, LBNL*). Tiempo  $t$  en segundos (s) y años (y), temperatura  $T$  en grados Kelvin (K) y energía  $E$  en GeV.

El que las partículas abandonen el equilibrio térmico depende de dos escalas de tiempo: su tasa de reacción y la tasa de expansión del Universo. Si la tasa de reacción es menor que de la tasa de expansión, entonces la distancia entre las partículas aumenta más rápido de lo que ellas pueden interactuar y esas partículas se *desacoplan*. La fascinante historia térmica del Universo depende entonces de la dinámica global y de las propiedades de las partículas y campos (masas y secciones de choque). Con la expansión partículas cada vez menos masivas dejan de ser relativistas y un poco antes o después, dependiendo del tipo de interacción, se desacoplan del resto de las partículas y la radiación, permitiendo la formación de sistemas más complejos. Entre los procesos relevantes *después de la ruptura de la simetría electrodébil* están (figura 2):

- La *aniquilación de los hadrones, incluyendo bariones*, antes de 1 s de edad, y de *los leptones* a los  $\sim 10$  s. Previo a estas épocas las respectivas partículas/antipartículas se aniquilaban y se creaban eficientemente en interacción con la radiación caliente. Con la expansión la radiación se enfría y no le alcanza ya la energía para crear los pares, primero de hadrones y luego de leptones. Sin embargo, debido a la asimetría bariónica (y leptónica), por cada  $\sim 10^9$  parejas de partículas-antipartículas, había una sin antipartícula, siendo esta fracción la que constituye la materia bariónica estable actual. El cuándo y cómo se produjo la *asimetría bariónica* es aún un problema abierto, pero más allá de eso, gracias a esta minúscula asimetría estamos aquí... ¡y además con la capacidad de medir que por cada  $\sim 10^9$  fotones



en la RCFM hay justamente 1 barión!

- El *desacoplamiento de los neutrinos* a  $\sim 1$  s; antes las tasas de reacciones electrodébiles de los neutrinos eran más rápidas que la tasa de expansión por lo que, a través de estas reacciones, protones y neutrones estaban en equilibrio sin poder existir uno separado del otro. Al decaer la temperatura, la tasa de interacción de los neutrinos es superada por la de expansión y dejan de ser eficientes sus reacciones, congelándose entonces la fracción de neutrones a protones, aunque el neutrón en estado libre continúa desintegrándose. En los primeros minutos es posible ya la formación de los núcleos atómicos de los elementos más ligeros (*nucleosíntesis primigenia*), principalmente del H y del He. Fracciones en masa de aproximadamente 3/4 y 1/4 para el H y el He quedan fijas en esos primeros minutos, mismas que cambiarán muy poco luego por las reacciones termonucleares en las estrellas.

- El *desacoplamiento de la radiación* a  $\sim 380,000$  años; antes de eso, el plasma electrónico interactúa eficientemente por dispersión elástica con los fotones, pero con la expansión incluso la pequeña fracción de los fotones más energéticos ya no alcanza para dispersar a los electrones mismos que se *recombinan* para formar átomos, primero de H y luego de He. A partir de entonces, los fotones viajan libremente y hoy los detectamos en microondas como la RCFM a  $T_0 = 2.725$  K, la información más remota que tenemos del Universo.

Sobre la historia térmica *antes de la ruptura de la simetría electrodébil* ( $t \lesssim 10^{-10}$  s), se conjeturan una serie de procesos que esperan su comprobación cuando se alcancen las energías involucradas en laboratorio. Algunos de ellos son las rupturas de *supersimetrías* propuestas en los modelos más allá del estándar; estos ocurren a temperaturas superiores a  $\sim 10^2 - 10^3$  GeV, siendo desde entonces que las masas de las partículas estándar y las de sus pares supersimétricos se harían muy diferentes; además estas últimas no interactúan electromagnéticamente pero sí débilmente, es decir antes de la ruptura de la simetría electrodébil podían estar en equilibrio térmico con el resto de las partículas, quedando fijada su densidad de reliquia  $\Omega_X$  antes de esta ruptura. Dicha densidad es cercana a la que se infiere para la materia oscura, razón por la que las partículas supersimétricas, en especial las más ligeras como son los *neutralinos*, son el principal *candidato a materia oscura*.

En la era electrodébil prima un denso plasma de quark-gluones, así como de partículas masivas que se crean a esas energías, por ej. los bosones W y Z y los bosones de Higgs (todos ya descubiertos en el laboratorio). Cuando la temperatura supera los  $\sim 10^{31}$  K ( $\sim 10^{19}$  GeV), se debe dar la *Gran Unificación de los campos fuerte y electrodébil*. Hacia esta época, llamado el *tiempo de Planck* ( $t_P = 5.1 \times 10^{-43}$  s), las densidades son tales que los efectos gravitacionales y de mecánica cuántica se hacen igual de importantes; se requiere entonces de una *teoría cuántica de la gravedad* para describir la física anterior a esa época. En este sentido, se especula que antes del tiempo de Planck se puede haber dado la Super Unificación (Teoría del Todo) entre el campo fuerte-electro-débil (cuántica) y la gravedad (TGR); teorías como la de cuerdas y M-branas logran esto a costa de introducir más dimensiones que se propone se compactifican a las escalas de Planck, dejando sólo las

3+1 dimensiones que conocemos<sup>6</sup>. Se puede decir que el límite de posibles descripciones físicas del Universo es hasta el tiempo de Planck.

### 2.3. Inflación

Con la expansión, hacia los  $10^{-36}$  s la temperatura decae a  $\sim 10^{27}$  K ( $\sim 10^{15}$  GeV), propiciando la *separación del campo fuerte del electrodébil*. Esta transición de fase se cree puede haber generado un campo escalar llamado *inflatón*, el cual al asentarse en su estado mínimo de energía a través de una transición de fase, genera una fuerza repulsiva (falsos vacíos con ecuación de estado  $P = -\rho_{vac}c^2$ ) que expande exponencialmente al Universo, sacando fuera del horizonte prácticamente a todas las escalas antes conectadas -y por ende en equilibrio térmico- y haciendo plana la curvatura del espacio si es que antes no lo era. La enorme energía potencial que libera el inflatón hasta el fin de la inflación ( $t \approx 10^{-33}$  s) recalienta al Universo, repoblándolo con el plasma de quarks-gluones y otras partículas surgidas antes, durante la ruptura de simetría del campo fuerte con el electrodébil. Es importante notar que la cuestión del punto cero del campo no está resuelta; formalmente el tensor de energía-momento del vacío diverge por lo que se introduce un corte ‘ultravioleta’ a la energía de Planck ( $10^{19}$  GeV), lo cual da un valor para este tensor de  $10^{76}$  GeV<sup>4</sup> y se supone que se cancela por completo con el recalentamiento. ¡Nótese que este valor es  $\sim 10^{122}$  veces mayor que el que se infiere para la constante cosmológica hoy en día!

La inflación fue propuesta para resolver limitaciones que tiene la teoría de la Gran Explosión: el problema de la planitud (¿por qué la geometría del espacio es plana?), del horizonte (¿cómo es que la RCFM está en equilibrio termodinámico en regiones que al momento de haberse producido estuvieron causalmente desconectadas?), y el origen de las perturbaciones. Estas últimas provienen de las fluctuaciones cuánticas del punto cero del vacío, las cuales al ser sacadas fuera del horizonte, adquieren naturaleza relativista como perturbaciones a la métrica del espacio-tiempo. Además, la ‘sobredensidad’ en función de la escala de estas perturbaciones al finalizar la inflación se predice como

$$\delta \propto \ell^{-2} \propto M^{-2/3} \quad (3)$$

y con una distribución gaussiana;  $\ell$  y  $M \propto \ell^3 \bar{\rho}$  son el tamaño y masa de la perturbación. El factor de proporcionalidad (amplitud) no se predice en la teoría.

### 2.4. Radiación Cósmica de Fondo en Microondas (RCFM)

Esta radiación producida a los 380,000 años o  $a \approx 10^{-3}$  es la huella del Universo caliente de la Gran Explosión y marca el límite de información cósmica que podemos tener a través de la radiación electromagnética. Toda señal que provenga de antes pierde “in-

<sup>6</sup>Ver el capítulo de Saúl Ramos, “El universo de las supercuerdas”, en este mismo libro.

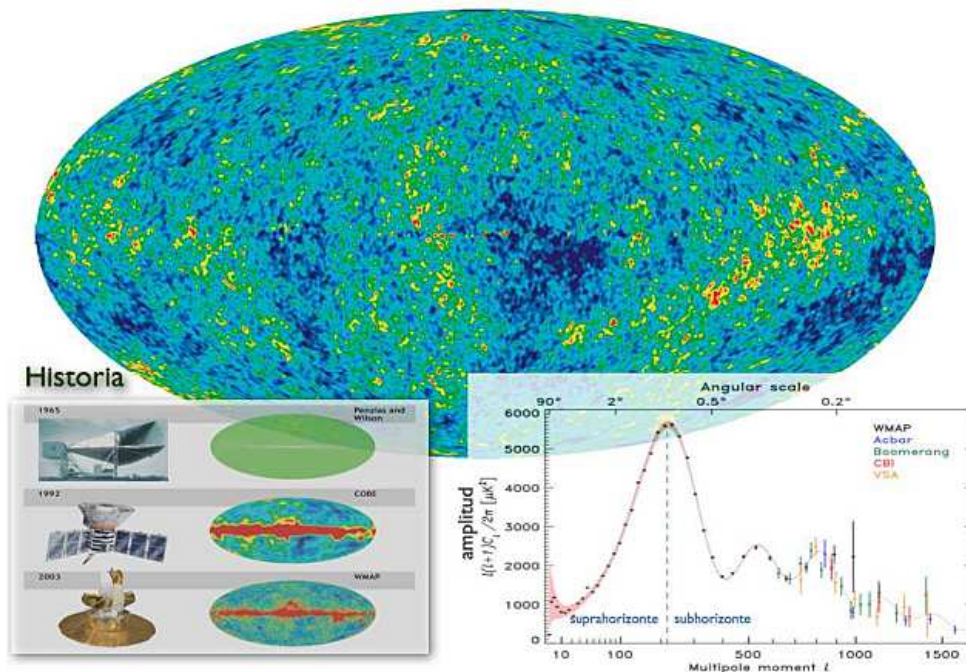


Figura 3: Anisotropías de la RCFM en el cielo obtenidas con el satélite WMAP. Las fluctuaciones en la imagen son de  $\pm 200 \mu\text{K}$  ( $\mu\text{K} = 10^{-6}\text{K}$ ) alrededor de  $2.725\text{ K}$  y corresponden a las semillas de las estructuras de gran escala actuales. *Recuadro inferior a la derecha*: Espectro de potencias angular de esas fluctuaciones (diferentes símbolos corresponden a datos del WMAP y otros experimentos; el área sombreada rosa corresponde al modelo cosmológico estándar, MOF- $\Lambda$ ). El primer pico acústico determina el tamaño angular con el que hoy vemos lo que fue el horizonte en la época en que se generó la RCFM. Ese tamaño implica geometría plana.

dividualidad” por su termalización<sup>7</sup>. En la astrofísica lidiamos con una situación similar con las estrellas: es tan alta la opacidad del plasma en el interior de ellas que la radiación llega a la fotosfera termalizada. No obstante, confrontando los modelos de los interiores estelares con detalladas observaciones de la fotosfera, se ha desarrollado una teoría completa de la física estelar. Entenderá usted entonces por qué el gran interés de estudiar la ‘fotosfera cosmológica’. Dos Premios Nobel en Física han sido ya otorgados por este tipo de estudios. El primero, a los dos radioastrónomos que descubrieron en 1965 esa radiación en microondas que llega uniformemente de todo el cielo. El segundo, a los dos líderes del satélite COBE que a principios de los 90 midió con alta precisión el espectro de la RCFM (¡una planckiana perfecta!) y descubrió las esperadas anisotropías en la misma

<sup>7</sup>Si algún día construimos detectores de neutrinos cosmológicos, entonces esa frontera se podrá mover hasta  $\sim 1\text{ s}$ ; antes de eso, incluso los neutralinos se termalizan.

(figura 3). Estas anisotropías son tenues desviaciones espaciales en la temperatura, cuyas amplitudes el COBE midió en  $\delta T/T \approx 10^{-4}$ . Debido a que la RCFM proviene de la última superficie dispersora, cuando materia y radiación todavía estaban acopladas, las fluctuaciones en  $T$  están asociadas a perturbaciones en la densidad del plasma de esa época,  $\delta = \delta\rho/\rho \approx 3\delta T/T$ .

El COBE tenía una resolución angular pobre, 7 grados. Con experimentos en tierra, globos y satélites, se medían las anisotropías a escalas angulares cada vez menores y con mayor precisión. En la década del 2000, el satélite WMAP permitió literalmente escuchar el pulso del Universo temprano hasta 0.2 grados de resolución angular. A una escala angular  $\Theta \approx 1$  grado se detectó el primer pico acústico y a escalas menores, los picos 2 y 3 (figura 3). Estos picos son las oscilaciones gravito-acústicas del plasma de bariones-radiación causalmente conectado; a escalas mayores a las del horizonte (las que midió inicialmente el COBE) no pueden haber oscilaciones. La escala del primer pico está entonces asociada al tamaño físico del horizonte a  $z = 1081$  ( $a \approx 10^{-3}$ ); el tamaño angular que subtende el mismo al día de hoy depende principalmente de la geometría del espacio. El valor medido para  $\Theta$  implica que la geometría es plana con alta probabilidad. La diferencia en amplitud entre el primer y segundo pico depende principalmente de la densidad bariónica,  $\Omega_b$ . En general, toda la forma del espectro de potencias angular depende, además de la amplitud (normalización), geometría y  $\Omega_b$ , de la mayoría de los parámetros cosmológicos. En conclusión, la RCFM contiene gran parte del "código genético" del Universo y sus estructuras.

### 3. El Universo inhomogéneo: formación de estructuras

El modelo cosmológico sería incompleto -y aburrido- si se limitara sólo al Universo homogéneo e isotrópico. El estudio de las perturbaciones (inhomogeneidades) y su evolución es clave para entender las estructuras cósmicas observadas, así como las anisotropías en la RCFM, cuando ni átomos existían. Como vimos, ellas corresponden a perturbaciones muy tenues cuyo origen se remonta posiblemente a fluctuaciones cuánticas generadas antes de  $10^{-32}$  s de edad del Universo. El proceso de evolución gravitacional de las perturbaciones durante el Universo caliente ocurre en el régimen lineal, es decir cuando todavía  $\delta \ll 1$ , y depende de qué están hechas esas perturbaciones. En este régimen cada perturbación de una dada escala evoluciona prácticamente aislada -independiente de lo que pasa en otras escalas- y se expande casi como lo hace el Universo. Cuando  $\delta > 1$  entramos al régimen no lineal donde la gravedad de todas las escalas se hace importante y para  $\delta \gg 1$  la perturbación colapsa gravitacionalmente, separándose de la expansión del Universo.

### 3.1. Evolución lineal de las perturbaciones: Materia oscura exótica (MO).

Dado el campo de fluctuaciones primigenio, p. ej. el generado en la inflación, el desarrollo ulterior del mismo en un medio en expansión se da en dos fases:

▷ (a) suprahorizonte: al principio perturbaciones de todas las escalas fueron sacadas del horizonte por la inflación; sin embargo, a pesar de estar causalmente desconectadas, ellas crecen en amplitud cinematicamente según la TGR:  $\delta \propto a^2$  ( $t < t_{ig}$ ) y  $\delta \propto a$  ( $t > t_{ig}$ ); en este caso no importa de qué estén hechas, son simplemente perturbaciones a la métrica.

▷ (b) subhorizonte: las escalas más pequeñas son las primeras en lograr conectarse causalmente, es decir que su tamaño queda por debajo del horizonte a un dado tiempo  $t$ ,  $\ell < L_H \sim ct$ ; se activan entonces los procesos microfísicos y la evolución depende de la composición de la perturbación. Si son de *bariones+radiación*, el análisis perturbativo del fluido muestra que hay una escala de Jeans  $L_J$  tal que si la perturbación es mayor a ella puede colapsarse pero si es menor, es estable, mostrando una solución de *oscilación gravito-acústica*, es decir el gradiente de presión (principalmente debido a la radiación) equilibra a la gravedad. Es fácil mostrar que durante el dominio de la radiación ( $t < t_{ig}$ )  $L_J(t) \approx L_H(t)$  de tal manera que las perturbaciones de bariones-radiación que cruzan el horizonte son estables y se describen como ondas gravito-acústicas. Sin embargo, con el enfriamiento de la radiación, el fluido es cada vez menos ideal en el sentido de que el camino libre medio de los fotones aumenta (difusión fotónica). Esto produce que el estado de oscilación gravito-acústica de perturbaciones cada vez mayores se amortigüe, proceso conocido como *amortiguamiento de Silk*. Los cálculos muestran que hasta la época de la recombinación se borraron perturbaciones de escalas menores a  $\sim 5 \times 10^{13} M_\odot$ , ¡es decir desaparecieron las semillas para formar grupos de galaxias y las mismas galaxias!

La teoría de formación de galaxias estaba en crisis. Al auxilio llegaría en los años 80 la propuesta de MO<sup>8</sup>. Las *perturbaciones primigenias de MO*, al no interactuar con la radiación, no están sujetas a pasar por la fase de oscilaciones gravito-acústicas y mucho menos de sufrir el amortiguamiento de Silk. No obstante, existe otro proceso de borrado para las perturbaciones de este tipo: el de *flujo libre*. Si las partículas de MO son relativistas, estas se mueven libremente por su geodésica ( $v = c$ ) abandonando las regiones sobredensas más pequeñas que el tamaño del horizonte a una época dada  $t$ . Entonces mientras más tiempo permanecen relativistas las partículas de MO, perturbaciones más grandes son borradas por el flujo libre. De acuerdo a la ecuación (2), la época en que una partícula térmica se hace no relativista es inversamente proporcional al cuadrado de su masa. Partículas poco masivas se vuelven no relativistas muy tarde alcanzando a borrarse así perturbaciones de grandes escalas, mientras que para las muy masivas, el borrado por flujo libre deja de operar desde épocas muy tempranas, sobreviviendo casi todas las escalas.

---

<sup>8</sup>La MO era ya aceptada en la astronomía para explicar el problema de las fuerzas faltantes en estudios dinámicos de galaxias, grupos y cúmulos de galaxias suponiendo gravedad newtoniana. Estudios basados en lentes gravitatorias vendrían a confirmar dichas conclusiones. Las galaxias parecen estar embebidas en enormes halos de MO, veinte y más veces más masivos que ellas, responsables de las fuerzas faltantes.

**MO caliente, tibia y fría:** el amortiguamiento por flujo libre da lugar a esta clasificación de la MO, dependiendo de la masa de la partícula en la mayoría de los casos. De hecho, las únicas partículas de MO confirmadas experimentalmente son los neutrinos, pero por su baja masa ( $m_{\nu_e} < 2 \text{ eV}$ ) se trata de MO caliente, perturbaciones de la cual se habrían borrado desde escalas de cúmulos de galaxias para abajo. En cambio, para MO fría (MOF), por ej. partículas de  $\sim 100 \text{ GeV}$  como serían los neutralinos, se borran perturbaciones sólo de escalas  $< 10^{-5} M_\odot$ , es decir para fines prácticos sobreviven todas las escalas.

Si en la densidad de materia del Universo domina la MOF, entonces las perturbaciones dominantes son de MOF y ellas no sufren de procesos de amortiguamiento. El campo gravitacional de las mismas atrae a los bariones que formarán luego galaxias. Esto a grandes rasgos. En más detalle, el objetivo es calcular el espectro de potencias del campo de perturbaciones acopladas de MOF-bariones-radiación a la época de la recombinación, partiendo del espectro primordial. La convolución del espectro de potencias con una función de ventana se traduce en una cantidad más intuitiva, la varianza o exceso promedio de masa en esferas de una dada masa  $M$ ,  $\sigma(M) \equiv \langle \delta M/M \rangle$ . En el régimen lineal,  $\sigma(M) \sim \delta(M)$ . Vimos que este último es predicho en la inflación como  $\delta \propto M^{-\alpha}$ , con  $\alpha \approx 2/3$  (ecuación 3).

Para perturbaciones de MOF que en principio crecen en amplitud fuera y dentro del horizonte, sucede un efecto interesante llamado *estancamiento por expansión o efecto Mészáros*. La perturbación subhorizonte de MOF es inestable gravitacionalmente siendo la escala temporal de esta inestabilidad  $t_{grav} \sim 1/(G\rho_m)^{1/2}$ . Por otro lado, la escala temporal de la expansión es  $t_{exp} \sim 1/(G\rho_r)^{1/2}$ ; entonces, en épocas  $t < t_{ig}$ , debido a que  $\rho_m \ll \rho_r$ , sucede que  $t_{grav} \gg t_{exp}$ , es decir la expansión es más rápida que la inestabilidad gravitacional, quedando prácticamente estancado el crecimiento de  $\delta$ . Cuando domina la materia,  $t > t_{ig}$ , este estancamiento ya no ocurre. Por lo tanto, las perturbaciones que fueron cruzando el horizonte antes de  $t_{ig}$ , primero las más pequeñas y luego las más grandes, congelaron su evolución temporalmente hasta que domina la materia. Esto produce el aplanamiento de la varianza  $\sigma(M)$  a masas menores a la del horizonte en la igualdad,  $M_H(t_{ig}) \approx 3 \times 10^{13} M_\odot$ : a masa menores, se deformó de tal manera que  $\sigma(M) \propto 1/\ln M$ , es decir, es casi constante; masas mayores ya no sufrieron del estancamiento conservando la varianza su forma inicial,  $\sigma(M) \propto M^{-2/3}$ . Este aplanamiento a escalas de galaxias tendrá profundas implicaciones en las propiedades de las galaxias.

**Campo de fluctuaciones procesado.-** Como producto de la evolución gravitacional lineal, la varianza  $\sigma(M)$  (o  $\delta$ ) del campo de perturbaciones a la época de la recombinación queda en principio así (figura 4): para masas menores a  $\approx 3 \times 10^{13} M_\odot$ , sólo sobrevivieron perturbaciones de MOF y su espectro de potencias procesado es tal que  $\sigma(M) \propto 1/\ln M$ ; el gas bariónico es gradualmente atrapado en los pozos de potencial de estas perturbaciones salvando así el problema de formación de galaxias. A escalas mayores, la dependencia de  $\sigma$  con  $M$  es la originalmente producida en la inflación:  $\sigma(M) \propto M^{-2/3}$ . Por otro lado, las perturbaciones de bariones-radiación que sobreviven al amortiguamiento de Silk (mayores a  $\approx 5 \times 10^{13} M_\odot$ ) presentan oscilaciones gravito-acústicas que se diluyen parcialmente



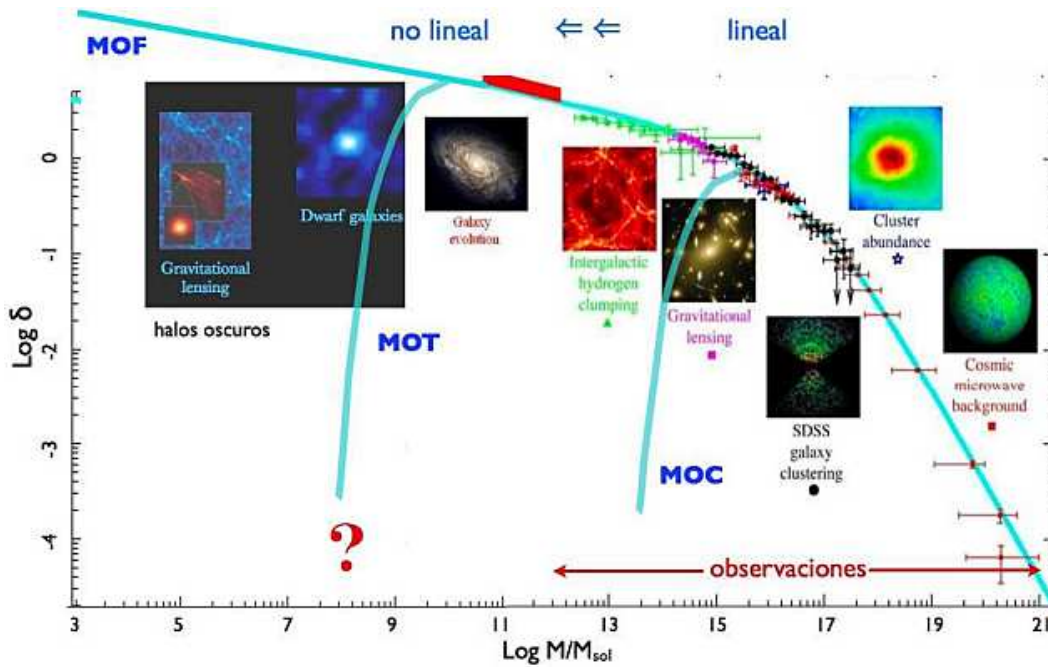


Figura 4: Contraste de densidad  $\delta$  de las perturbaciones en función de su masa en la recombinación pero linealmente extrapolado al día de hoy (se multiplicó por un factor de  $\approx 10^4$ ). La varianza  $\sigma(M)$  es proporcional a  $\delta$ . Curvas turquesas: diferentes modelos cosmológicos de acuerdo al tipo de materia oscura (MOF, MOT y MOC); el caso MOC (neutrinos) queda descartado. Puntos con barras de error: sondeos observacionales a diferentes escalas, donde las perturbaciones aún están en el régimen lineal o cuasi-lineal. El reto actual es constreñir el espectro de potencias a las escalas menores o al menos determinar si existen o no halos oscuros en las pequeñas escalas que predice el modelo de MOF.

por la presencia de la MOF; menor es la densidad bariónica  $\Omega_b$ , más diluidas resultarán las oscilaciones. Es por esto que los cocientes de amplitudes entre los picos acústicos en las anisotropías de la RCFM reflejan con precisión  $\Omega_b$ . En la figura 4 se ilustra el  $\sigma(M)$  del modelo MOF- $\Lambda$  comparado con una serie de observaciones a diferentes escalas y tiempos.

### 3.2. Evolución no lineal de las perturbaciones: el Universo en computadora

El campo de perturbaciones procesado en la época de la recombinación, caracterizado por la varianza  $\sigma(M)$ , es la condición inicial para calcular el proceso ulterior de formación de estructuras cósmicas. En un modelo donde la MOF domina, este proceso será en su primera fase de carácter netamente gravitacional. En el régimen no lineal ( $\delta > 1$ ), la evolución gravitacional de las perturbaciones ya no permite estudiarlas por separado de

acuerdo a sólo su escala; todas las escalas se afectan unas a otras en el complejo proceso de colapso gravitacional. Por eso se requiere de simulaciones numéricas de  $N$  cuerpos. En la década de los 80 se realizaron las primeras simulaciones cosmológicas con  $\sim 30,000$  partículas; hoy en día se superan las  $10^{10}$  partículas en volúmenes de cientos de Megaparsecs por lado. En el método de los  $N$  cuerpos se usa un conjunto finito de partículas que muestrean la función de distribución subyacente. La discretización del sistema en  $N$  partículas “representativas” que se mueven a lo largo de las características del sistema subyacente, lleva a dos ecuaciones acopladas para calcular la aceleración instantánea que recibe cada partícula y así estimar su desplazamiento. La primera ecuación es la segunda ley de Newton para un campo gravitacional aplicada a cada partícula y la segunda describe el potencial gravitacional producido por la distribución de todas las partículas alrededor.

El problema de formación de estructuras cósmicas requiere entonces considerar un enorme intervalo de escalas. Para estudiar la estructura y evolución de esferoides colapsados (halos) de escalas galácticas, hay que usar partículas poco masivas para que el halo quede compuesto por miles o millones de ellas. Pero al mismo tiempo, hay que tomar en cuenta las escalas mayores al halo pues ellas influyen sobre su ensamblaje; además para lograr una muestra representativa del Universo, hay que simular volúmenes grandes lo cual multiplica el número de partículas y por ende el tiempo de cómputo. Los astrofísicos computacionales han ideado muchas técnicas para optimizar el cálculo y usan supercomputadoras cada vez más poderosas. Es toda una industria. Mencionemos algunos de los principales resultados obtenidos sobre la formación de estructuras cósmicas de puro MOF:

- ▶ La evolución gravitacional del campo de perturbaciones produce una estructura a gran escala conformada por paredes, filamentos, nudos y enormes huecos; se la bautizó como la esponja o telaraña cósmica (figura 5). Tal resultado es debido a que el colapso gravitacional es más eficiente siempre en el eje semi-menor de las estructuras: un elipsoide se achata formando una pared, una pared confluye hacia un filamento y el filamento confluye en un nudo. Todas estas estructuras conviven en la distribución de estructuras a gran escala.

- ▶ El grado de acumulamiento o correlación espacial de la materia es tal que a escalas más pequeñas mayor es el acumulamiento; hacia escalas grandes,  $> 20 - 100$  Mpc, la distribución promedia de masa llega a ser incluso disgregada pues dominan los huecos. Esto es consecuencia directa del espectro de potencias inicial: la amplitud de las perturbaciones disminuye con la escala (figura 4).

- ▶ Las estructuras más pequeñas colapsan gravitacionalmente en promedio más temprano, formando sistemas en equilibrio virial soportados contra la gravedad por la dispersión de velocidades de sus partículas. Son los halos oscuros, estructuras en cuyos centros se forman las galaxias. La *función de masa de los halos*, es decir cuántos hay de cada masa por unidad de volumen, es una ley de potencias que decrece con la masa y a partir de cierta masa grande el decrecimiento se hace exponencial. Además, con el tiempo van apa-



reciando halos más masivos, producto de la fusión de los más pequeños y de la acreción de materia difusa (*ensamblaje jerárquico*). Los halos muy masivos al día de hoy pueden serlo tanto como los cúmulos ricos de galaxias.

► El perfil de densidad de los halos es aproximadamente universal, siendo los menos masivos más concentrados. Hacia el centro la densidad crece como  $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$ , con  $\gamma \approx 1$ . La velocidad circular de los halos,  $V_c(r) = \sqrt{\frac{GM(<r)}{r}}$ , correlaciona con la masa como  $V_c \propto M^{1/3}$ . Los halos adquieren un pequeño momento angular por torcas de marea y muestran una muy rica población de subhalos con una función de masa tal que el número acumulativo de subhalos va como  $N(> m_{sub}) \propto m_{sub}^{-1}$ .

Todo lo descrito se refiere a estructuras de pura MOF. ¿Qué tiene que ver esto con las galaxias luminosas y las estructuras que ellas tejen a gran escala? Se entiende que el gas bariónico es atrapado gradualmente en los pozos potenciales de la MOF, disipa energía por procesos radiativos y fluye entonces hacia los centros de los halos oscuros formando sistemas en equilibrio, las galaxias. En el interior de ellas transcurre el drama cósmico de la formación y evolución estelar; la retroalimentación energética que éstas ejercen sobre el gas, en particular las explosiones de supernovas y los estallidos de rayos gamma; los choques de galaxias cuando sus halos se fusionan; el engorde de hoyos negros supermasivos en los centros galácticos y las poderosas eyecciones de gas que se producen en el disco de acreción hacia estos hoyos negros<sup>9</sup>; y así, una larga lista de complejos procesos astrofísicos, muchos de ellos poco entendidos aún. A través de simulaciones cosmológicas que incluyen la hidrodinámica y los mencionados procesos, así como con métodos semi-analíticos y semi-empíricos, se está buscando llevar el modelo cosmológico actual a sus últimas consecuencias: las propiedades y evolución de las galaxias, incluso de las más pequeñas.

#### 4. Éxitos y retos a futuro

De las fluctuaciones cuánticas a las galaxias luminosas, del plasma caliente dominado por radiación y otras partículas relativistas al Universo frío en expansión acelerada y con estructuras tan complejas como los seres con conciencia. Así de ambicioso es el modelo cosmológico. Su principal base, la TGR y la teoría de la Gran Explosión, han pasado todo tipo de pruebas de refutabilidad haciendo predicciones hasta ahora comprobadas. En particular, hay tres predicciones fundamentales de la teoría de la Gran Explosión que han sido demostradas observacionalmente: (1) el corrimiento al rojo de las galaxias debido a la expansión (prueba de que el Universo no es estacionario, tal como predijeron las ecuaciones de Friedmann), (2) las abundancias de los elementos ligeros producidas en la nucleosíntesis primigenia y (3) la RCFM que proviene de todo el cielo con una temperatura promedio de  $T_0 = 2.725$  K y una distribución de cuerpo negro perfecta. Además las

<sup>9</sup>Véase el capítulo “Agujeros negros” de Miguel Alcubierre, en este mismo libro.

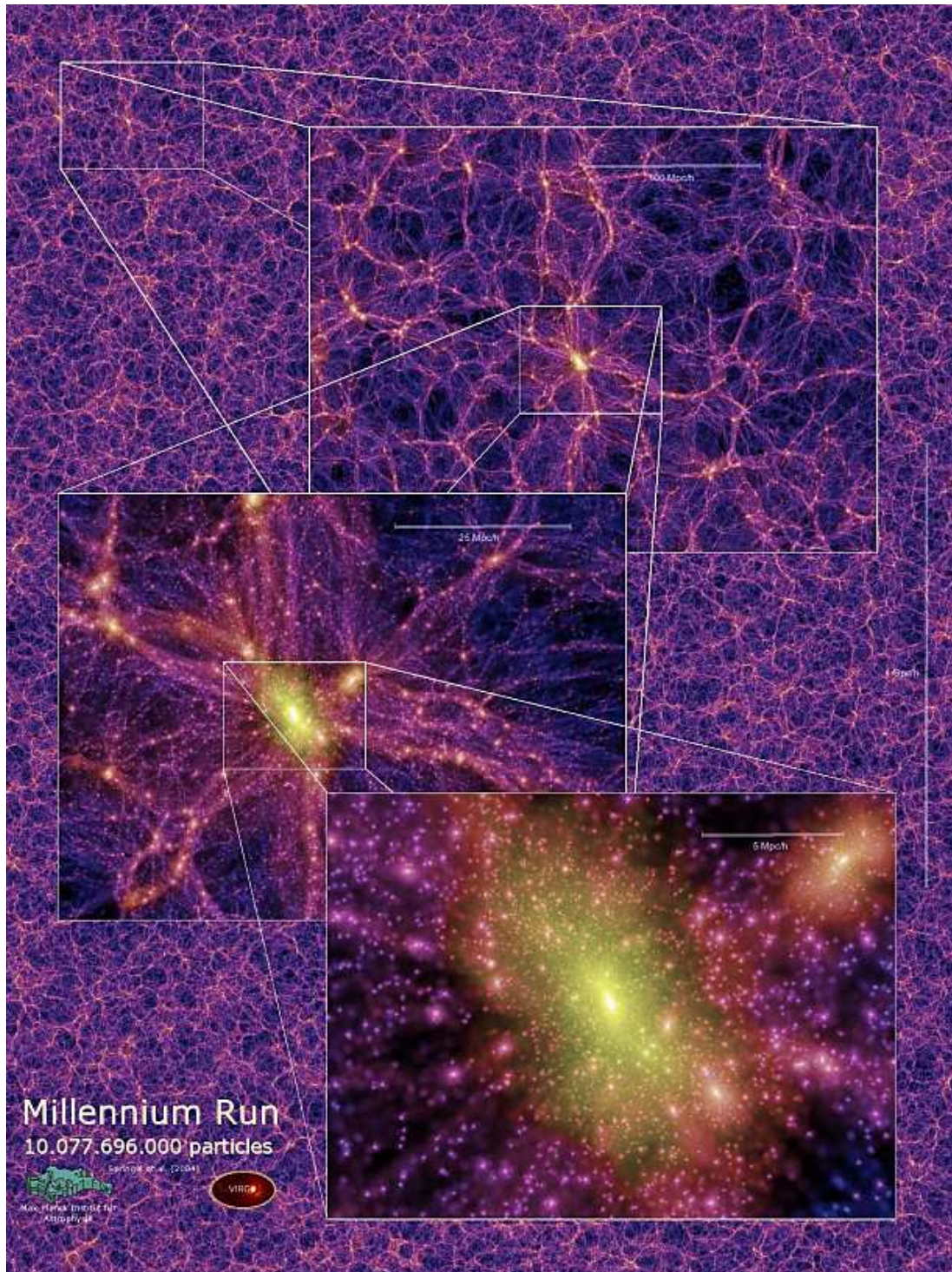


Figura 5: La telaraña cósmica de gran escala obtenida en la simulación cosmológica de puro MOF *Millennium*. Se muestran acercamientos a diferentes escalas, correspondiendo el recuadro inferior a la escala de un halo de cúmulo de galaxias; nótese la riqueza de subhalos al interior de dicho halo. El gas bariónico tiene que ser atrapado gravitacionalmente por los (sub)halos y al disipar energía radiativamente, cae al centro de los mismos donde formará galaxias luminosas.

observaciones de la distribución de galaxias a grandes escalas así como la uniformidad de la RCFM comprueban que el Principio Cosmológico es válido en la época de la recombinación y actualmente a escalas mayores a  $\sim 300$  Mpc; a escalas mucho menores, la gravedad ha hecho que la distribución de materia sea altamente inhomogénea localmente.

El modelo MOF- $\Lambda$ , como todo modelo estándar, por un lado tiene parámetros que deben ser constreñidos con las mediciones y por otro, hace predicciones finas que deben ser comprobadas con el experimento/observación. Y claro, tiene limitaciones, como ser la explicación de por qué los parámetros tienen los valores que se miden. ¿Cuál es el estatus del modelo cosmológico estándar en estos aspectos?

#### 4.1. Mediciones de los parámetros cosmológicos

Para el modelo MOF- $\Lambda$  plano, entre los parámetros del universo homogéneo (ver §2.1) y los relacionados a las perturbaciones suman media docena. Si se relajan suposiciones como la de curvatura cero y se generaliza la constante cosmológica a otras formas de energía oscura (EO), los parámetros aumentan a más de una docena. Es casi imposible que un único sondeo cosmológico pueda constreñir todos los parámetros de manera independiente. Por eso la estrategia ha sido combinar varios sondeos observacionales. En orden de precisión y menor degeneración (dependencias) entre los parámetros, los principales sondeos usados han sido: las anisotropías de la RCFM medidas con el satélite WMAP; el diagrama de Hubble con supernovas tipo Ia (SN Ia)<sup>10</sup>; el tamaño angular de la huella de las oscilaciones acústicas bariónicas (ver §3.1) en la distribución espacial de galaxias a  $z > 0$ ; la distribución a gran escala de las galaxias luminosas, misma que permite reconstruir el espectro de potencias de las perturbaciones; la densidad de materia  $\Omega_m$  que se infiere de estudios en rayos X de cúmulos de galaxias y suponiendo que la fracción de materia oscura a bariónica de los cúmulos es la misma del Universo; el valor del parámetro de Hubble local,  $H_0$ , medido de la ley de Hubble,  $v_r = H_0 \times D$  usando patrones lumínicos precisos (p. ej. estrellas cefeidas) a grandes distancias con el 'Hubble Space Telescope'.

La última década ha sido espectacular en resultados de sondeos cosmológicos que han permitido constreñir la mayoría de los parámetros con precisiones menores al 5 – 10 %. Como resultado, las mediciones indican que el Universo en el que vivimos tiene las siguientes propiedades (por lo menos en nuestra idealización de cosmologías tipo FLRW):

- Curvatura del espacio: es plana (euclideana) al 0.6 %  $\Rightarrow \Omega_{tot} = 1$
- Composición:  $\Omega_b = 0.046 \pm 0.002$ ,  $\Omega_{MOF} = 0.227 \pm 0.014$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.728 \pm 0.016$

---

<sup>10</sup>Usando las SN Ia como patrones lumínicos, la observación de las mismas hasta  $z \sim 1.7$  permitió calcularles sus distancias lumínicas  $d_L$  y ponerlas en el diagrama  $d_L - z$  donde cada modelo cosmológico tiene su curva, dependiendo principalmente de la historia de tasa de expansión del dado modelo. Desde las primeras mediciones por dos grupos independientes que recibieron el Nobel en Física 2011 por eso, los modelos que mejor ajustan son aquellos que muestran expansión acelerada desde  $z \approx 0.5$ , siendo antes desacelerada. Esto implica entonces densidad positiva de constante cosmológica  $\Omega_\Lambda$  o energía oscura en general.



- Tasa de expansión:  $H_0 = 74.3 \text{ kms}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 1/13.198 \text{ Gaño}^{-1}$  al 3 %
- Espectro de potencias:  $\sigma_8 = 0.812 \pm 0.026$  (normalización),  $n_s = 0.960 \pm 0.013$  (pendiente, equivalente a  $\alpha \approx 2/3$  en  $\sigma(M) \propto M^{-\alpha}$ , ver. ecuación 3)

La edad actual que implican estos parámetros es de 13.72 Gaños al 1 % y el volumen para la geometría plana es infinito. A costa de aumentar parámetros, se puede relajar la condición de que el índice de la ecuación de estado de la EO es  $-1$  (válido para el caso de constante cosmológica). Suponiendo que  $w_{EO}$  es constante, se encuentra que  $w_{EO} \approx -1$  (entre  $-0.9$  y  $-1.1$ ). Suponiendo que  $w_{EO}$  cambia con  $z$  como una función de 2 parámetros, se encuentra que el caso de  $w_{EO} = -1$  y constante es compatible con las inferencias dentro del  $1\sigma$ . Las mediciones permiten también constreñir el número efectivo de familias de neutrinos,  $N_{eff}$ . Esto depende bastante del valor de  $H_0$ ; para la determinación reciente reportada arriba,  $N_{eff} = 4.13 \pm 0.67$ , sugiriendo la existencia de una cuarta especie de neutrinos. Para determinar  $H_0$  con precisión se requirió de un estudio muy detallado de calibración de estrellas cefeídas cercanas con el telescopio infrarojo 'Spitzer'. Es asombroso que la astronomía, una vez más, ponga restricciones a las propiedades de las partículas elementales: cortesía de la unidad que prima en la naturaleza.

## 4.2. Consistencia y predicciones

Habiendo quedado definidos los parámetros del modelo estándar MOF- $\Lambda$ , es importante constatar que el mismo sea consistente globalmente con las diversas observaciones que se usaron para constreñirlos y que, aquello que sean predicciones a nivel de evolución de estructuras cósmicas, concuerde con la realidad.

La primera gran consistencia a remarcar es el *espectro de potencias angular de las anisotropías de la RCFM* (figura 3). Este espectro contiene el código genético del Universo y tiene que ver con la riqueza de los procesos físicos tempranos descritos en §§3.1. Cuesta creer que un modelo que se desvíe de la TGR y no contenga la fracción dominante de MOF del modelo estándar pueda ser consistente con semejante acuerdo conceptual como es para el modelo MOF- $\Lambda$ . Para rematar, según el modelo, el efecto de las *oscilaciones acústicas bariónicas* del plasma caliente detectadas en la RCFM tienen que dejar impresa su huella en la distribución de galaxias a gran escala  $\sim 13,000$  millones de años después, algo que se observa en los catastros modernos de cientos de miles de galaxias.

La segunda consistencia a remarcar tiene que ver con escalas menores a las detectadas en las anisotropías de la RCFM. El espectro de potencias o varianza  $\sigma(M)$  de las perturbaciones en el régimen lineal que predice el modelo MOF- $\Lambda$  no se deforma demasiado a escalas intermedias y/o épocas remotas pero aún accesibles al telescopio. Entonces, aplicando correcciones por evolución gravitacional lineal bien entendidas, se puede inferir de ciertas observaciones el valor de  $\sigma$  a diferentes escalas; de mayor a menor, algunos de estos sondeos observacionales son (ver figura 4): las abundancias de cúmulos en el Universo local, la función de autocorrelación de dos puntos medida en catastros de galaxias locales, mediciones de lente débil alrededor de galaxias, el espectro de potencias de las nubes de

$\text{Ly-}\alpha$  en absorción a  $z \sim 2 - 3$  (protogalaxias), etc. *El acuerdo de estas observaciones con el  $\sigma(M)$  del modelo MOF- $\Lambda$  consistente con la RCFM es remarkable.*

Las simulaciones cosmológicas descritas en §§3.2 hacen *predicciones detalladas de la estructura a gran escala de MOF* (figura 5). Sembrando galaxias con métodos semi-analíticos o semi-empíricos en la telaraña oscura, se obtienen enormes catastros simulados de galaxias que se pueden comparar con los catastros reales. El acuerdo es asombroso. La estructura filamentaria del Universo observado es indistinguible de la predicción. Las propiedades estadísticas que se miden en ambos casos, como ser la función de autocorrelación de dos puntos, coinciden muy bien. Esta función para galaxias reales de distintos tipos, es diferente: galaxias más rojas y viejas suelen estar más acumuladas que las más azules y jóvenes. Lo mismo ocurre con las galaxias modeladas. Pero este acuerdo no se limita al Universo local sino que se da también en las comparaciones que se han hecho a altos corrimientos al rojo.

En el caso de los cúmulos y grupos, la masa total (dominada por MO) de estos sistemas se puede medir a través de la cinemática de las galaxias que los conforman o por la temperatura del gas en rayos X que abunda en ellos. Haciendo conteos de estos objetos se puede entonces medir cuántos de una dada masa total hay por unidad de volumen (*función de masa*). La función de masa de grupos/cúmulos observada es similar a la función de masa de halos grandes ( $M > 10^{13} M_{\odot}$ ) obtenida en el modelo MOF- $\Lambda$  (ver §§3.2).

A escalas más pequeñas (galaxias), las predicciones directas se complican (1) por la alta no linealidad involucrada y (2) por el efecto de los bariones cuya física es mucho más compleja que la gravitacional que rige a la MOF. No obstante, hay ciertas propiedades y correlaciones que no se afectan tanto aparentemente por estos efectos. Una de ellas es la estrecha relación entre la masa estelar (o luminosidad) de las galaxias de disco, como la nuestra, con su velocidad de rotación:  $M_s \propto V_{rot}^n$  con  $n \approx 3.3$  (*relación de Tully-Fisher*). Esta dependencia es muy similar a la predicha para los halos de MOF (ver §§3.2).

### 4.3. Retos a mediano plazo

El modelo MOF- $\Lambda$  es totalmente consistente con la compleja física involucrada en las anisotropías de la RCFM así como con el espectro de potencias en masa a escalas intermedias que se infiere de múltiples observaciones. El modelo hace predicciones asombrosas en lo que respecta a la estructura de gran escala del Universo y las abundancias de cúmulos y grupos de galaxias. Los retos y el principal desarrollo lógico en el campo para los siguientes 5-10 años están ahora en: **(1)** sondear las predicciones del modelo a escalas galácticas y subgalácticas para lo cual se requiere consolidar una teoría de formación y evolución de galaxias acorde con las observaciones actuales y las que vendrán, y **(2)** entender y comprobar la naturaleza de las componentes invisibles dominantes que son parte del modelo. Veamos más en detalle estos retos.

**(1) Sondeos a pequeñas escalas.** En la actualidad se debaten acaloradamente potenciales problemas del modelo MOF- $\Lambda$  a estas escalas. Los más relevantes son: (a) los halos de

MOF parecen ser más concentrados hacia el centro (ver sobre el perfil de densidad §§3.2) que lo que se infiere de determinaciones dinámicas en galaxias enanas y de bajo brillo superficial; (b) el número y concentración de los subhalos al interior de halos galácticos (ver §§3.2) parecen ser excesivos comparados a lo que trazan las galaxias satélites en la Vía Láctea y Andrómeda; (c) el ensamblaje de masa estelar de las galaxias formadas en los halos menos masivos de MOF parece ser demasiado temprano con relación a lo que se infiere de las observaciones para estas galaxias.

En general, estos problemas podrían señalar que el MOF- $\Lambda$  implica demasiada potencia (densidad) a escalas  $\lesssim 10^{10} M_{\odot}$ . Desde el punto de vista de formación de estructuras, el MOF- $\Lambda$  es el modelo más simple: un espectro de potencias (o varianza  $\sigma(M)$ ) sin corte, partículas oscuras con velocidad  $\approx 0$  y completamente no auto-interactantes (no colisionales). Se pueden introducir modificaciones. Por ejemplo, si se propone **MO tibia (MOT)** en vez de fría, aparece un corte natural en el espectro de potencias a escalas  $\sim 10^8 - 10^{10} M_{\odot}$ . Partículas exóticas de MOT pueden ser los *neutrinos estériles*, los *gravitinos*, etc. Los halos menores a  $\sim 10^{10} M_{\odot}$  ya no se forman en este caso a no ser por fragmentación tardía de estructuras mayores. Los halos mayores al corte son algo menos concentrados que en el caso de MOF y a escalas más grandes ya todo es igual que en el caso de MOF. El modelo tibio (MOT- $\Lambda$ ) mantiene el éxito del frío (MOF- $\Lambda$ ) a grandes escalas y resuelve el aparente problema de los satélites (y quizá el de ensamblaje estelar muy temprano).

No obstante, en el escenario de MOF- $\Lambda$ , considerando correctamente los procesos astrofísicos de formación de galaxias, se puede también explicar por qué habiendo tantos subhalos pequeños en el halo de la Vía Láctea es que se observan tan pocas galaxias satélites: el potencial gravitacional en ellos es tan débil que el gas calentado por el fondo de radiación UV no puede ser atrapado y el que se atrapa se pierde fácilmente con unas pocas supernovas que exploten. Eso sí, tendría entonces que existir una gran cantidad de subhalos oscuros poblando el halo de nuestra y otras galaxias. En el caso de MOT, esta población no existe. Entonces un reto observacional clave para decidir entre MOF (por ej. neutralinos) y MOT (p. ej. neutrinos estériles) es *descubrir si existe esa abundante población de subhalos oscuros*, para lo cual se están aplicando técnicas de lente gravitacional, el futuro de la astronomía observacional (figura 4). También se planea explorar la distribución del gas de hidrógeno en el remoto pasado, cuando aún no se formaban las galaxias ( $z \sim 10 - 20$ ), y ver si hay sobredensidades a escalas muy pequeñas lo cual descartaría a la MOT. Es muy emocionante la situación: con telescopios se podría definir sobre la naturaleza de las partículas elementales exóticas dominantes en el Universo; en un caso se trata de partículas de modelos supersimétricos, en el otro, de introducir algunas especies más de neutrinos.

Otro tipo de modificación que se introduce es la de proponer que las partículas oscuras puedan auto-interactuar moderadamente, en cual caso el proceso de colapso gravitacional implica cierto grado de efectos gravo-térmicos que afectaría principalmente las regiones centrales de los halos, pudiéndolos hacer menos concentrados ahí.

Sin embargo, es importante recalcar que las pruebas a pequeñas escalas son muy de-

pendientes de la “gastrofísica”, es decir de los complejos procesos de formación y evolución de las galaxias bariónicas. Por eso, uno de los retos claves es contar con una teoría para estos procesos por un lado y por otro, perfeccionar las observaciones locales y del pasado de la población de galaxias de baja masa. Es muy probable que los potenciales problemas mencionados arriba se deban más que a un problema del MOF- $\Lambda$ , a procesos físicos aún no entendidos en la evolución de las galaxias y en la interpretación de las observaciones.

**(2a) ¿Qué es la materia oscura?** misma que en el modelo estándar constituye el 22.5% de la densidad cósmica en el Universo actual y que se evoca para explicar las fuerzas faltantes inferidas en observaciones de galaxias, grupos/cúmulos de galaxias, de lente gravitatoria y de movimientos de bulto a gran escala. Desde el punto de vista de formación de estructuras (§3), la MO debe ser de tipo fría, aunque podría ser también tibia (ver el punto (1) arriba). La propuesta más aceptada para la MOF es que son *partículas masivas débilmente interactuantes*, como las de los modelos *supersimétricos* introducidos para superar las limitaciones del Modelo Estándar actual de partículas y campos. La combinación lineal más ligera de partículas supersimétricas son los *neutralinos*,  $\chi$ ; éstas son partículas neutras, sin carga de color, interactuantes sólo a nivel electrodébil y gravitacional, no decaen en partículas ordinarias y su densidad cósmica, establecida en el Universo temprano, concuerda con el valor de  $\Omega_{MOF}$  actual. Estas propiedades y sus masas, predichas en valores  $m_\chi \gtrsim 100$  GeV, es lo que se requiere como MOF en el modelo cosmológico estándar.

*Evidencias experimentales de la existencia de los neutralinos o partículas similares;* es el gran reto. Se dice que el Premio Nobel está asegurado para el grupo que descubra tales partículas. Y no es para menos pues se confirmaría, por un lado, la propuesta de supersimetría y por otro, el modelo cosmológico actual. Existen muchos experimentos bajo tierra o en minas a la caza de estas elusivas partículas. Si existen, al no interactuar electromagnéticamente, atraviesan átomos y moléculas de manera desapercibida. No obstante, hay una mínima probabilidad de dispersión elástica (colisión) con los núcleos atómicos; si se da esta dispersión, el núcleo rebota y excita algunos niveles electrónicos del átomo; la desexcitación produce fotones de una cierta energía que se esperan detectar en los experimentos. Hasta el momento, los reportes de algunos experimentos han sido marginalmente positivos (v. gr. DAMA/LIBRA, CREST-II, CoGeNT) y otros negativos (v. gr. CDMS Xenon10, Xenon100). La búsqueda continúa, aunque aún limitada a un reducido espacio de parámetros. Existen también candidatos a MOF de naturaleza diferente como los axiones.

*Evidencias indirectas de los neutralinos* pueden darse a través de observaciones en rayos gamma hacia ciertas regiones del cielo donde se estima que la MOF es densa (centro de la Galaxia, galaxias satélites cercanas, cúmulos de galaxias). Resulta que, al ser partículas Majorana, el  $\chi$  es su propia antipartícula, de tal manera que si chocan, se aniquilan en fotones de rayos gamma de una dada energía. Detectores directos de rayos gamma en el espacio así como aquellos en tierra basados en la detección de los chubascos de partículas que producen los fotones gamma en la atmósfera, están en la incesante busca de este tipo

de evidencias; algunos dicen tener ya cierta señal pero no aún con la exactitud necesaria. La aniquilación de  $\chi\bar{\chi}$  produce también pares  $e^+e^-$ ,  $\nu\bar{\nu}$ , etc. que se están buscando con diversos tipos de detectores.

Por último, cabe la posibilidad de que a las energías que alcance el LHC se pueda dar la producción y descubrimiento (indirecto) de partículas supersimétricas de existir ellas.

**(2b) ¿Qué es la energía oscura?** o más en general, ¿qué causa la expansión acelerada reciente del Universo (apenas desde  $z \sim 0.5$  ó  $a \sim 0.67$ )? El caso de la constante cosmológica (con  $\Omega_\Lambda=0.73$ ) es consistente con las observaciones actuales. La encarnación física más inmediata de  $\Omega_\Lambda$  es la de una remanente del vacío cuántico de la inflación tal que desde  $z \sim 0.5$  supera al término de materia en la ecuación (1) de Friedmann y actúa por ende repulsivamente dada su presión negativa,  $P = -\rho_{vac}c^2$  (ver §§2.1). Esta propuesta tiene dos conflictos estéticos: (1) es un ajuste increíblemente fino el que después de la inflación quede un valor del campo del vacío  $\sim 10^{122}$  veces menor (§§2.3) y (2) es anticopernicano que esta despreciable fracción de vacío empiece a dominar justo cuando el factor de escala del Universo,  $a \sim 0.67$ , es cercano al actual,  $a = 1$ .

En vista de estos problemas, se ha desarrollado un enorme número de alternativas para explicar la expansión acelerada. En lo más general, se las puede dividir en aquellas:

(1) que plantean que existe físicamente la EO -es un término más en la parte derecha de la ecuación de Einstein (F1, figura 1);

(2) que modifican la TGR (parte izquierda de dicha ecuación) y/o introducen más dimensiones, siendo la gravedad la única interacción que se propaga por todas;

(3) que proponen que la expansión acelerada no es global sino que debido que estamos en una subdensidad de gran escala o es el producto de la acción recíproca de las inhomogeneidades (perturbaciones) de gran escala.

También se han planteado alternativas que combinan (1) y (2). En el caso de EO como un término fuente, se proponen modelos con campos escalares que tienen índices de ecuación de estado diferentes de  $w_{EO} = -1$  y que cambian con el tiempo (v. gr., quintaesencia, energía Fantasma, campos camaleónicos, etc.) o de plano con ecuaciones de estado distintas a la usual (v. gr. gas de Chaplygin.).

*Los astrónomos abrieron la caja de Pandora, ellos deben cerrarla.* Ha habido una explosión de ideas teóricas con relación al problema de la EO; sin duda es tierra fértil para la creatividad físico-matemática. No obstante, la guía metodológica para avanzar en este fascinante problema en los siguientes años está estrechamente relacionada con las observaciones. Lo más sensato es enfocarse primero en comprobar si la EO tiene las propiedades de  $\Lambda$ , es decir si  $w_{EO} = -1$  y constante. Proyectos astronómicos en curso buscarán extender el diagrama de Hubble hasta  $z \sim 3-5$  con alta precisión, de tal manera que  $w_{EO} = -1$  se pueda constreñir con una exactitud  $< 5\%$ , así como constatar que  $w_{EO}$  no cambia en el tiempo. Una mayor exactitud en la determinación del espectro de potencias de las perturbaciones es también clave para explorar si la EO es uniforme, como lo es para  $\Lambda$ , o si está sujeta a desviaciones de la uniformidad. Los sondeos deben también ser capaces de discriminar posibles modificaciones a la TGR, para lo cual se requieren de determinaciones de  $w_{EO}$



que sean sensibles al mismo tiempo a la historia de expansión (escala global) como a la tasa de crecimiento de las estructuras cósmicas (escalas menores). Diferencias entre ambas determinaciones señalarían la necesidad de modificar la TGR. Creatividad y mucho esfuerzo deben ser dedicados para realizar estos asombrosos experimentos astronómicos donde, en cierta manera, el objeto “manipulado” es el Universo y sus estructuras.

## 5. Perspectivas y Epílogo

A lo largo de este Capítulo vimos cómo se fue integrando el conocimiento básico de la física y astrofísica en un modelo capaz de describir la evolución del Universo y sus perturbaciones y cuyos parámetros, gracias al impetuoso avance de la astronomía, han sido determinados con precisión. Sin embargo, este modelo dista mucho aún de ser una teoría; es más bien un punto de partida para empezar la exploración integral de lo que será seguramente un nuevo paradigma en la ciencia, un paradigma que atañe a los aspectos más fundamentales de la naturaleza física, el espacio-tiempo y la integración del micro- y macro-cosmos en un contexto evolutivo. Los valores medidos de los parámetros del modelo estándar no dejan de ser sorprendidos, con una composición del Universo dominada en más de un 95 % hoy en día por posibles componentes invisibles y ajenas a las partículas y campos del Modelo Estándar de la física de altas energías. Cuando mejor parecía que llegamos a conocer observacionalmente nuestro Universo, se vienen a revelar nuevos grandes misterios.

Ante la pléora de propuestas teóricas surgidas para abordar estos misterios, el camino a seguir en la siguiente década será seguramente el descrito en §4.3: más que confirmar propuestas concretas, la estrategia es ir descartando muchas de ellas así como regiones del espacio de parámetros de dichas propuestas. Para ello se requiere lograr más precisión, tanto en la determinación de los parámetros cosmológicos, como de las posibles familias de partículas y campos más allá de los modelos estándar respectivos. Si el modelo MOF- $\Lambda$  persiste en el marco de observaciones más precisas y hacia las escalas galácticas/subgalácticas, y la propuesta que la MOF son partículas supersimétricas (p. ej. los neutralinos) se confirma directa o indirectamente (ver §4.3), entonces la reveladora unidad entre “partículas y galaxias” abrirá el camino a una nueva teoría unificada de campos. Esto aplica también si es que hay un corte en el espectro de potencias y la MOT (v. gr. neutrinos estériles) es favorecida.

Es muy probable que en el contexto de una nueva teoría unificada de campos, las dos componentes oscuras del modelo MOF- $\Lambda$  sean en realidad más y tengan cierto tipo de interacción en el sector oscuro. De comprobarse algo así, esto abriría las puertas para una descripción unificada de la MO y EO ( $\Lambda$  en este caso) y de la posibilidad de escudriñar más allá de la era de Planck ( $t \lesssim 10^{-43}$  s, ver §2.2), hacia lo que llaman Teorías del Todo.

Una pregunta que raya en lo metafísico por ahora es si hubo o no un principio, un tiempo cero. Como vimos en §2.2, si no se toman en cuenta los efectos cuánticos sobre la

gravedad, existe entonces una singularidad gravitacional y por ende un tiempo cero. No obstante, no hay razón para obviar dichos efectos en vista de su rol fundamental en todo proceso de altas energías y de unificación de los campos de interacción. Desde el punto de vista cuántico, las partículas no pueden ocupar un espacio menor a su longitud de onda, cosa que ocurre a escalas menores a la de Planck. Entonces el espacio-tiempo tiene que ser cuantizado, lo cual implica que pierde su propiedad de continuidad y ya no tiene sentido preguntarse que pasó antes del tiempo de Planck; el tiempo como tal no existía. Definitivamente una de las grandes cuestiones abiertas para el futuro es la física de la época de Planck y antes, donde surgen formulaciones cuánticas como las del Multiverso.

El modelo MOF- $\Lambda$  tiene en la inflación aún una frontera que carece de evidencias observacionales directas. La señal más tangible que se predice son las ondas gravitacionales que se manifiestan en la polarización de las anisotropías de la RCFM. Dicha polarización (modo  $B$ ) es muy tenue y con el WMAP se logró poner sólo cierta cota superior a su valor, lo cual descartó por lo pronto algunos modelos de inflación. Con el satélite Planck, ya en órbita, se espera detectar el modo  $B$  y si es que no se logra, entonces pondrá una nueva cota superior. Se puede pensar entonces en experimentos para detectar dicho modo, aunque este tipo de experimentos, costosos y con un único objetivo, no son la mejor estrategia. Es un reto a futuro encontrar la manera adecuada de lograr evidencias más directas de esa fase clave que se propone en la historia del Universo, la inflación.

El problema de la EO, de encontrarse que  $w_{EO} \neq -1$ , podría despuntar también en la dirección de modificaciones a la TGR y/o de introducir dimensiones extra que se proyectan sobre nuestra brana 3D. Nótese que la validez de la TGR y de la gravedad newtoniana como su límite de campo débil, ha sido comprobada experimentalmente sólo hasta escalas del sistema solar. En los contextos de modificación a la TGR y dimensiones extra hay también cabida para descripciones unificadas, es decir que resuelvan tanto el problema de la EO, como de la MO, bajo el mismo esquema. De ser estas las explicaciones a los problemas de la MO y EO, faltaría rehacer toda la cosmología y formación de estructuras de tal manera que logre el acuerdo con las observaciones como lo hace el modelo MOF- $\Lambda$ .

Finalmente, los avances en la cosmología, astrofísica y física de partículas -en un enfoque multidisciplinario- permitirán seguramente al intelecto humano en las siguientes décadas abordar científicamente cuestiones como las del principio antrópico y la teleología. Por ahora, simplemente es una curiosidad la marcada tendencia observada en nuestro Universo a desarrollar estructuras cada vez más complejas, tal como son los observadores que lo estudian. Nuestra civilización y otras civilizaciones, sin ser el fin último, podemos constatar que un camino evolutivo hacia formas de existencia aún más complejas está en nuestras manos y esto requiere, antes que nada, capacidad de entender la naturaleza y a nosotros como parte de ella. El rol de la cosmología en el quehacer humano es clave. A este propósito cito, para culminar, palabras del Karl Popper:

“Creo, sin embargo, que al menos existe un problema filosófico por el que se interesan todos los hombres que reflexionan: es el de la cosmología, el proble-

ma de entender el mundo... incluidos nosotros y nuestro conocimiento como parte de él. Creo que toda ciencia es cosmología, y, en mi caso, el único interés de la filosofía, no menos que el de la ciencia, reside en los aportes que ha hecho a aquella; en todo caso, tanto la filosofía como la ciencia perderían todo su atractivo para mí si abandonasen tal empresa."

## 6. Algunas lecturas recomendadas

A continuación sigue una lista de publicaciones del mismo autor, recomendadas para profundizar en este tema.

1. V. Avila-Reese, "La historia del universo," en *Origen, naturaleza y conocimiento del universo. Un acercamiento interdisciplinario*, Ed. H. Velázquez Fernández, pp. 51–66, 2004.  
[http://miro.fisica.unam.mx/var/171\\_4.pdf](http://miro.fisica.unam.mx/var/171_4.pdf)
2. V. Avila-Reese, "El espacio y el tiempo en la astronomía," en *Diccionario Tiempo Espacio*, Eds. B. Berenzon & G. Calderón, vol. Tomo I, pp. 73–90, 2008.  
[http://miro.fisica.unam.mx/var/e\\_t\\_full.pdf](http://miro.fisica.unam.mx/var/e_t_full.pdf)
3. V. Avila-Reese, "Un universo inverosímil," *Ciencia*, vol. 60, no. 1, pp. 55–66, 2009.  
<http://miro.fisica.unam.mx/var/08-UniversoInverosimil.pdf>
4. V. Avila-Reese, "Un universo inverosímil o ¿necesidad de un nuevo paradigma en la física?" *Boletín de la Sociedad Mexicana de Física*, vol. 23, no. 3, pp. 143–146, 2009.  
<http://miro.fisica.unam.mx/var/Boletin-electronico-233.pdf>
5. V. Avila-Reese, "En el mundo de las galaxias," *Revista Digital Universitaria*, vol. 12, no. 5, 2011.  
<http://www.revista.unam.mx/vol.12/num5/art50/>
6. V. Avila-Reese and L.F. Rodríguez, "En expansion acelerada: el Premio Nobel de física 2011," *Boletín de la Sociedad Mexicana de Física*, vol. 25, no. 4, pp. 231–236, 2011.  
<http://miro.fisica.unam.mx/var/bol-25-4.pdf>
7. V. Avila-Reese, "Materia invisible en el Universo", Memorias de la Reunión "Ciencia y Humanismo", Academia Mexicana de Ciencias, pp. 41–50, 2012.  
<http://miro.fisica.unam.mx/var/MI-Avila.pdf>