

Materia y energía oscuras, ¿qué son?

G.A. Caldera-Cabral y L.A. Ureña-López
Instituto de Física, Universidad de Guanajuato,
León, Guanajuato, 37150 México,
e-mail: gcaldera@fisica.ugto.mx, lurena@fisica.ugto.mx

Recibido el 1 de mayo de 2006; aceptado el 1 de noviembre de 2006

Uno de los problemas más importantes de la cosmología actual es el determinar la naturaleza de la materia oscura y la energía oscura. Presentaremos un resumen de las evidencias observacionales de la existencia de la materia oscura, y se revisarán algunos de los posibles candidatos propuestos en la literatura. De igual manera, describiremos modelos dinámicos de energía oscura como Quintessence y Phantom.

Descriptores: Cosmología; materia oscura; energía oscura.

One of the most important problems in modern cosmology is the determination of the nature of dark matter and dark energy. We present a summary of the observational evidence for the existence of dark matter, and we make a revision of some of the candidates that appear in the literature. Likewise, we describe dynamical models for dark energy in the case of Quintessence and Phantom energy.

Keywords: Cosmology; dark matter; dark energy.

PACS: 98.80.-k; 95.35.+d; 95.36.+x

1. Introducción

¿De qué está hecho el universo?, es una de las preguntas recurrentes de la humanidad. Como en ninguna otra época, los avances científicos nos permiten ahora obtener al menos una respuesta parcial a tal interrogante. Dos observaciones en particular merecen especial atención. Por un lado, están las llamadas *anisotropías* de radiación del fondo cósmico (RFC), siendo las realizadas por el satélite (WMAP) las más recientes[1,2]. Por otro lado, tenemos las mediciones de luminosidad y distancia hechas sobre las supernovas del tipo Ia (SnIa)[3-6]. Se concluye de estas observaciones, en conjunto con otras observaciones independientes, que la abundancia (ó proporción) de *materia*ⁱ en el universo es de

$$\Omega_M h^2 = 0.135^{+0.008}_{-0.009}$$

(aprox. 27 %); aquí $h = 0.71$ es el valor actual del parámetro normalizado de Hubble. Una parte de esta materia es de naturaleza bariónica (b, principalmente en forma de protones y neutrones), cuya abundancia es de $\Omega_b h^2 = 0.0224 \pm 0.0009$ (aprox. 4.4 %)[7].

Lo que salta a la vista es que las observaciones parecen indicar la existencia de una gran cantidad de materia no bariónica, si como podemos ver $\Omega_M/\Omega_b \simeq 6$. Este resultado es consistente con lo observado en escalas menores del orden de galaxias y cúmulos de galaxias. En conjunto, las observaciones cosmológicas parecen entonces indicar la existencia de un tipo de materia de naturaleza hasta hoy desconocida, que interactúa sólo gravitatoriamente con la materia bariónica, pero cuya presencia es fuerte en el universo actual. Esta materia es conocida con el nombre genérico de *materia oscura*[8].

Por otro lado, las observaciones de las SN Ia realizadas a partir de finales de la década pasada, mostraron que el universo parecía haberse expandido más de lo que hasta entonces se creía. Si suponemos que la formación de las SN Ia ocurre de

la misma manera en cualquier lugar del universo, y entonces que su magnitud absoluta M es independiente de su corrimiento al rojo (redshift) z , podemos usar a las SN Ia como objetos luminosos de referencia estándar (en inglés, *standard candles*). Como resultado, se obtiene que el universo debe encontrarse ahora en una etapa en que su expansión se está acelerando [3-6].

La explicación más sencilla para esta expansión acelerada del universo es la existencia de un tipo de materia especial, capaz de contrarrestar la fuerza gravitatoria de la materia total del universo, incluida ella misma. El nombre genérico para este nuevo tipo de materia es el de *energía oscura*, para distinguirla de la anteriormente mencionada materia oscura (ésta última sólo puede desacelerar la expansión del universo). Según las observaciones actuales[1,2], el contenido actual de energía oscura es $\Omega_\Lambda \simeq 0.7$.

Nuestro propósito en este artículo es presentar algunos resultados generales que pueden ser aplicados a distintos modelos de materia y energía oscuras. No hablaremos de candidatos particulares, sino de ciertos modelos que ilustran de manera sencilla las características generales de la parte no bariónica del universo.

En la Sec. 2, presentaremos los distintos tipos en que se clasifica a la materia oscura, y las abundancias predichas para cada uno. En la Sec. 3 estudiaremos los modelos de la *constante cosmológica* (Λ), y de energía oscura del tipo *quintessence* y *phantom* con campos escalares. Las conclusiones finales se presentarán en la Sec. 4.

2. Materia Oscura

El primero en proponer la existencia de *materia oscura*ⁱⁱ fue Zwicky[8]. En 1933, al realizar estudios de las velocidades de las galaxias individuales del cúmulo Coma, observó que eran muy grandes. Concluyó entonces que este cúmulo podía

estar ligado gravitatoriamente sólo si la masa total fuera mucho más grande que la suma de las masas de las galaxias que lo componen.

En galaxias individuales, la presencia de materia oscura se establece determinando la llamada *curva de rotación* $v(r)$ a una distancia radial dada del centro galáctico usando la tercera ley de Kepler,

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}}, \quad (1)$$

donde $M(r)$ es la masa contenida dentro del radio r (asumiendo una distribución esférica). Al observar las velocidades de la materia a grandes distancias del centro galáctico, más allá de la llamada parte luminosa central de la galaxia, se observa que la curva de rotación se "aplana", $v(r) \sim \text{const.}$. De acuerdo a la Ec. (1), esto implica una distribución de masa tal que $M(r) \propto r$, y entonces que la mayor parte de la masa total de una galaxia es *oscura*[9,10]. Esto se ilustra en la Fig. 1.

Los modelos de física de partículas proponen que la materia oscura está compuesta de partículas masivas débilmente interactuantes denominadas WIMP's, por las siglas en inglés de *Weakly Interacting Massive Particles*, las cuales se produjeron en los momentos cercanos al Big Bang. En esta sección presentamos los argumentos generales para entender y establecer las características de los WIMP's.

Los WIMP's se clasifican en *materia oscura caliente* y *materia oscura fría* (HDM y CDM, respectivamente, por sus siglas en inglés). Cuando hablamos de HDM estamos asumiendo que las partículas se desacoplan del resto del plasma cósmico cuando eran relativistas, por lo que tenían una velocidad de dispersión muy grande. Por el contrario, la CDM son partículas que se desacoplaron cuando tenían velocidades de dispersión no-relativistas.

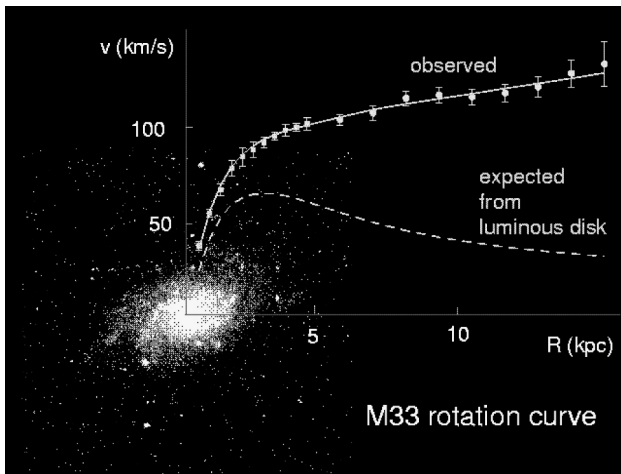


FIGURA 1. Curvas de rotación de la galaxia espiral M33, la curva observada se extiende considerablemente más allá de su luminosa (imagen tomada de Ref. 8). Ver la Ec. (1) y parte del texto para más detalles.

2.1. Materia oscura caliente (HDM)

El momento en que desaparecen las interacciones de las partículas con el resto del plasma cósmico es llamado *desacoplamiento*, en el resto del artículo lo llamaremos por su nombre en inglés *freeze-out*, a partir de ese momento la abundancia actual de WIMP's queda fija.

El número de partículas relativistas, cuando

$$x_f \equiv m/T_f \gg 1,$$

donde m_{WIMP} es la masa del WIMP y T_f es la temperatura del plasma cósmico al momento del desacoplamiento, está dado por[11,12],

$$N_{\text{WIMP}} = \frac{45\zeta(3)g_{\text{eff}}}{2\pi^4 q(T_f)}, \quad (2)$$

donde asumimos que el WIMP es un fermión, por lo que utilizamos la estadística de Fermi-Dirac y $g_{\text{eff}} = (3g/4)$ donde g es el parámetro de degeneración de espín de la especie que se está desacoplando, y $q(T_f)$ son los grados de libertad de entropía a la temperatura T_f . La densidad de energía actual de esta especie es entonces

$$\rho_{\text{WIMP}} = 619 \frac{g}{q(T_f)} \left(\frac{m}{\text{eV}} \right) \text{eV cm}^{-3}. \quad (3)$$

Al dividir el resultado anterior por la densidad crítica actual, obtenemos la abundancia actual relativa, la cual viene dada por

$$\Omega_{\text{WIMP}} h^2 = 0.058 \left(\frac{m}{\text{eV}} \right) \cdot \left[\frac{g}{q(T_f)} \right]. \quad (4)$$

Y de la restricción puramente cosmológica[11,12], $\Omega h^2 \leq 1$, podemos obtener una cota superior para la masa que debería de tener el WIMP que se desacopla siendo relativista. El valor preciso de la masa dependerá de la temperatura al tiempo del desacople de la forma:

$$m \leq \frac{17.2q(T_f)}{g} \text{eV}. \quad (5)$$

2.2. Materia oscura fría (CDM)

Ahora pasemos al caso en que los WIMP's se desacoplan cuando son no-relativistas, *i.e.* $m \geq 3T_f$. Ahora el número de partículas está dado por[11,12]

$$N_{\text{WIMP}} = 0.145 \left[\frac{g}{q(T_f)} \right] \left(\frac{m}{T_f} \right)^{3/2} \exp(-m/T_f), \quad (6)$$

donde hemos asumido una distribución de Maxwell-Boltzmann.

Al contrario del caso de HDM, ver Ec. (2), ahora N_{WIMP} depende de la masa m de la partícula. Y usando el mismo razonamiento que llevó a la Ec. (4), la abundancia actual es

$$\Omega_{\text{WIMP}} h^2 = 0.81 q^{1/2} \left(\frac{m}{T_f} \right)^{k+1} \left(\frac{m}{1\text{GeV}} \right)^{-2}. \quad (7)$$

donde k depende de los detalles del proceso de aniquilación dominante, usualmente se toma como la unidad.

2.3. Restricciones cosmológicas en la masa del WIMP

Si la masa del WIMP es mucho menor que 100 MeV o está entre 10 GeV y 0.1 TeV, los WIMP's no contribuyen significativamente a la densidad de energía. El rango de masas entre 100 eV a pocos GeV, y más allá de unos cuantos TeV, está cosmológicamente prohibido. Los intervalos de masa permitidos van de 100 a 1000 eV, de unos cuantos GeV, y de casi 1 TeV. Para mayores detalles se puede consultar la tabla en el capítulo 3 de la Ref. 11.

3. Energía Oscura

En esta sección nos enfocaremos a los modelos de energía oscura, la cual, como mencionamos anteriormente, sería la responsable de acelerar la expansión actual del universo.

3.1. La constante cosmológica y la energía de vacío

La Constante Cosmológica (también conocida como Λ) fue introducida por Einstein en la parte geométrica de sus ecuaciones de la Relatividad General para poder generar soluciones estáticas del universo[13-16]ⁱⁱⁱ. Sin embargo, Λ también puede verse como una componente material con un tensor de energía-momento de la forma $T_\Lambda = (\Lambda/8\pi G)g_{\mu\nu}$, donde Λ es una constante con unidades de masa², y $g_{\mu\nu}$ es el tensor métrico [14].

Vista como componente de materia, Λ se asocia a la energía del vacío asociada a las fluctuaciones del punto cero. Para ilustrarlo, consideremos un campo escalar Φ de masa m_Φ que se propaga en el espacio-tiempo plano. La ecuación de movimiento es la conocida ecuación de Klein-Gordon (KG)[17,18]

$$(\square - m^2)\Phi = 0, \quad (8)$$

donde \square es el operador d'Alembertiano.

Para cuantizar el campo escalar, se le considera como un operador

$$\Phi(x) = \sum_k [a_k \phi_k(\vec{x}, \eta) + a_k^\dagger \phi_k^*(\vec{x}, \eta)],$$

donde $\phi_k = (1/\sqrt{2L^3\omega}) \exp(ikx - i\omega_k t)$ es solución de la Ec. (8), de número de onda k y eigenfrecuencia ω_k . Los operadores a y a^\dagger son operadores de aniquilación y creación, respectivamente.

Del tensor de energía-momento, se obtiene el Hamiltoniano $H = \sum_k (a_k^\dagger a_k + 1/2)\omega_k$. El valor de expectación del vacío, el cual es diferente de cero, es entonces

$$\rho_\Lambda = \langle 0|H|0 \rangle = \pm \frac{1}{2} \sum_k \omega_k. \quad (9)$$

Al sumar sobre todos los modos, ¡se obtiene una densidad de energía infinita! El signo (+) corresponde a bosones, y el signo (−) a fermiones, de tal manera que si se asume supersimetría, las dos contribuciones del vacío se cancelan.

Sin embargo, si nos atenemos a la interpretación de Λ como energía del vacío, nos encontramos ante la paradoja, conocida como *el problema de la constante cosmológica*, de que tal energía no debe ser cero, ni tampoco infinita, sino que debe tener un valor pequeño y finamente ajustado de $\rho_\Lambda \sim 10^{-120} m_{\text{Pl}}^4$.

3.2. Campos escalares: quintessence y phantom

Los campos escalares han jugado un rol importante, debido a su flexibilidad, para explicar muchos modelos fenomenológicos en la Cosmología moderna. En esta sección presentaremos varias de las soluciones típicas cuando un campo escalar mínimamente acoplado a la gravedad es utilizado como energía oscura.

Por sencillez, elegimos presentar los resultados que se obtienen con un potencial escalar de tipo exponencial, $V(\phi) = V_0 \exp(-\lambda \kappa \phi)$, donde V_0 y λ son los parámetros libres del potencial, y $\kappa^2 = 8\pi G$. Suponemos además que el campo escalar convive con un fluido perfecto con presión p_γ , y densidad de energía ρ_γ , cantidades relacionadas a través de una ecuación de estado $0 < \gamma < 2$, de la forma $p_\gamma = (\gamma - 1)\rho_\gamma$.

Para un universo homogéneo e isotrópico con curvatura cero, las ecuaciones de movimiento son las de Einstein-Klein-Gordon (EKG) [19], que escribimos de la forma

$$\begin{aligned} \dot{H} &= -\frac{\kappa^2}{2} (\gamma \rho_\gamma \pm \dot{\phi}^2), \\ \ddot{\phi} &= -3H\dot{\phi} \mp \frac{dV}{d\phi}, \\ \rho_\gamma &= -3H\gamma\rho_\gamma, \end{aligned} \quad (10)$$

donde H es el parámetro (de expansión) de Hubble. El signo superior corresponde a las soluciones de tipo Quintessence[19], y el signo inferior a las soluciones tipo Phantom[20]. También debemos considerar la ecuación (de restricción) de Friedmann:

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{\kappa^2}{3} \left(\rho_\gamma + \frac{1}{2}\dot{\phi}^2 + V\right). \quad (11)$$

Si definimos ahora las nuevas variables[19]

$$x \equiv \frac{\kappa\dot{\phi}}{\sqrt{6}H}, \quad y \equiv \frac{\kappa\sqrt{V}}{\sqrt{3}H}, \quad (12)$$

las ecuaciones de EKG las podemos escribir como un *sistema dinámico* de la forma $\mathbf{x}' = \mathbf{f}(\mathbf{x})$,

$$\begin{aligned} x' &= -3x \pm \lambda \sqrt{\frac{3}{2}} y^2 + \frac{3}{2} x [\pm 2x^2 + \gamma(1 \mp x^2 - y^2)], \\ y' &= -\lambda \sqrt{\frac{3}{2}} x y + \frac{3}{2} y [\pm 2x^2 + \gamma(1 \mp x^2 - y^2)], \end{aligned} \quad (13)$$

donde la prima significa derivada respecto al llamado número de *e-foldings* $N \equiv \ln[a(t)]$, con $a(t)$ el factor de escala del universo. Las soluciones en las que estamos interesados son las correspondientes a los *puntos fijos* \mathbf{x}_0 del sistema dinámico, aquellas que son soluciones de las ecuaciones $\mathbf{f}(\mathbf{x}_0) = 0$.

Para determinar la estabilidad de los puntos fijos, es suficiente con hacer perturbaciones lineales de la forma $\mathbf{x} = \mathbf{x}_0 + \mathbf{u}$, la cual resulta en ecuaciones de movimiento linealizadas

$$u'_i = \sum_{j=1,2} \left. \frac{\partial f_i}{\partial x_j} \right|_{\mathbf{x}_0} u_j. \quad (14)$$

Las soluciones interesantes, y su estabilidad, son:

- Dominación del fluido perfecto. Para los valores de $x = 0$ y $y = 0$, tenemos la solución de fluido dominante, donde $\Omega_\phi = 0$. Para $\gamma > 0$ y cualquier valor de λ . La solución es inestable, y la ecuación de estado de campo escalar γ_ϕ no está definida.
- Dominación del campo escalar. $\Omega_\phi = 1$, esta solución en quintessence existe para potenciales planos $\lambda^2 < 6$, mientras que para phantom existe para todos los valores de λ . El valor de la ecuación de estado de campo escalar es: $\gamma_\phi \pm \lambda^2/3$, con la convención de signos que estamos usando hasta ahora. Para quintessence hay un nodo estable para $\lambda^2 < 3\gamma$, y para phantom la solución estable es para $\gamma > -\lambda^2/3$.
- Solución *scaling*. Tenemos ahora $\Omega_\phi = \pm 3\gamma/\lambda^2$, la densidad de energía del campo escalar es proporcional a la del fluido barotrópico, lo que significa que la ecuación de estado del campo escalar es la misma del fluido perfecto $\gamma_\phi = \gamma$. La solución es un punto silla para phantom con $0 > \gamma > -\lambda/3$, la solución

estable se obtiene para $\gamma < -\lambda^2/3$, con $\Omega_\phi > 1$. En el caso de quintessence el punto estable es para $3\gamma < \lambda^2 < 24\gamma^2/(9\gamma - 2)$.

Para una mayor comprensión de estas soluciones se pueden consultar las Refs. 19 y 20.

4. Conclusiones

Debido a la evidencia observacional, queda clara la importancia de resolver el problema de la materia y energía oscuras. Para la parte de materia oscura, los WIMP's parecen ser los candidatos más viables, aunque también hemos considerado como candidatos a las reliquias calientes, las predicciones de la física de partículas indican que los candidatos más viables, son las reliquias frías [7].

En la parte de energía oscura, los principales caballos de batalla son los campos escalares, aunque no puede aún descartarse la existencia de una constante cosmológica.

Acknowledgments

GC agradece la beca de maestría otorgada por CONACYT. Otros apoyos parciales para este trabajo son los: proyectos CONACYT (42748, 46195 y 47641), CONCYTEG (05-16-K117-032), PROMEP (UGTO-CA-3) y DINPO (00085).

- i Llamaremos en general *materia* (M) al total de componentes del universo capaces de formar estructuras ligadas gravitatoriamente.
 - ii En sentido estricto, Zwicky se refería a materia no-luminosa, lo que no implicaba que fuera materia de tipo no-bariónico, como se cree actualmente.
 - iii Es interesante el hecho de que el tensor de Einstein más general permitido por las identidades de Bianchi incluye una constante cosmológica [?].
1. C.L. Bennett et al (2005), Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results, <http://lambda.gsfc.nasa.gov>
 2. D.N. Spergel et al (WMAP), *Astrophys. J. Suppl.* **148** (2003) 175, astro-ph/0302209.
 3. A.G. Riess et al (Supernova Search Team), *Astrophys. J.* **607** (2004) 665, astro-ph/0402512.
 4. High Redshift Supernova, Search Supernova Cosmology Project, <http://supernova.lbl.gov>
 5. P. Astier et al, *Astron. Astrophys.* **447** (2006) 31, astro-ph/0510447.
 6. S. Perlmutter et al, B.P. Schmidt (2003), astro-ph/0303428.
 7. G. Lazarides (2006), hep-ph/0601016.
 8. V. Sahni, *Lect. Notes Phys.* **653** (2004) 141, astro-ph/0403324.

9. E. de Blok, S. McGaugh y V. Rubin (2001), astro-ph/0107366.
10. H.K.P.K.H.O.M. Poutanen et al y K. Donner, *Fundamental Astronomy* (Springer, 2000).
11. T. Padmanabhan, *Structure formation in the Universe* (Cambridge University Press, 1994).
12. E.W. Kolb and M.S. Turner, *The Early Universe* (Addison Wesley, 1993).
13. W. Rindler, *Relativity special, general and cosmological* (Oxford University Press, 2001).
14. V. Sahni and A.A. Starobinsky, *Int. J. Mod. Phys. D* **9** (2000) 373, astro-ph/9904398.
15. C.W. Misner, K.S. Thorne, and J. Wheeler, *Gravitation* (San Francisco, 1279p, 1973).
16. S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology* (Wiley, 1972).
17. L. Ryder, *Quantum Field Theory* (Cambridge University Press, 1985).
18. Birrell y P. Davies, *Quantum Fields in Curved Space* (Cambridge University Press, 1980).
19. E.J. Copeland, A.R. Liddle y D. Wands, *Phys. Rev. D* **57** (1998) 4686, gr-qc/9711068.
20. L.A. Urena-Lopez, *JCAP* **0509** (2005) 013, astro-ph/0507350.
21. Llamaremos en general *materia* (M) al total de componentes del universo capaces de formar estructuras ligadas gravitatoriamente.

22. En sentido estricto, Zwicky se refería a materiano-luminosa, lo que no implicaba que fuera materia de tipo no-bariónico, como se cree actualmente.
23. Es interesante el hecho de que el tensor de Einstein más general permitido por las identidades de Bianchi incluye una constante cosmológica [16].