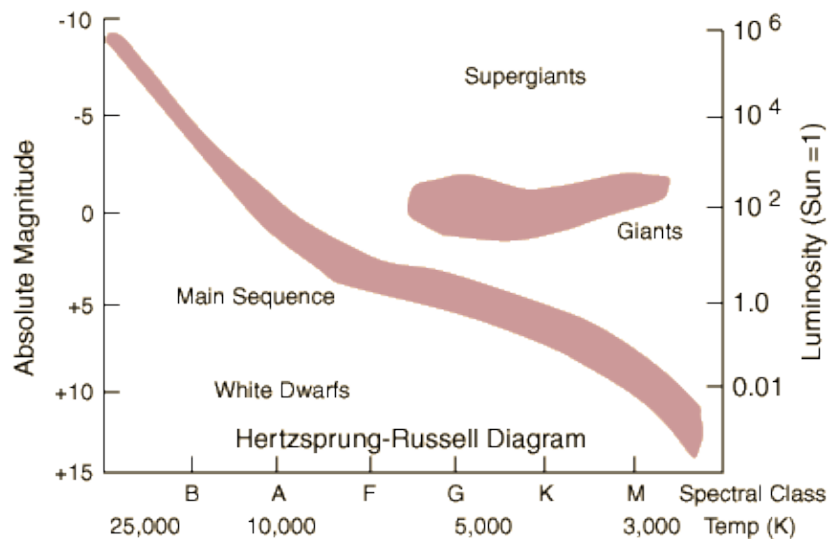


OLIMPIADAS COLOMBIANAS DE ASTRONOMÍA, ASTRONÁUTICA Y ASTROFÍSICA



INTRODUCCION DE CONCEPTOS BÁSICOS A TENER EN CUENTA
PARA ESTUDIANTES DE OLIMPIADAS
NO ES DE USO COMERCIAL

Secuencia Principal en el Diagrama de Hertzsprung-Russell



Alrededor del 90% de las estrellas conocidas se encuentran en la Secuencia Principal y tienen luminosidades que siguen aproximadamente la relación masa-luminosidad. El diagrama de Hertzsprung-Russell es un gráfico de temperatura vs luminosidad, excepto que la temperatura desciende a la derecha en el eje horizontal. La luminosidad se expresa tanto en múltiplos de la luminosidad del Sol, como en magnitud absoluta.

Relación Masa-Luminosidad

En las estrellas de la secuencia principal, la luminosidad aumenta con la masa con la ley de potencia aproximada:

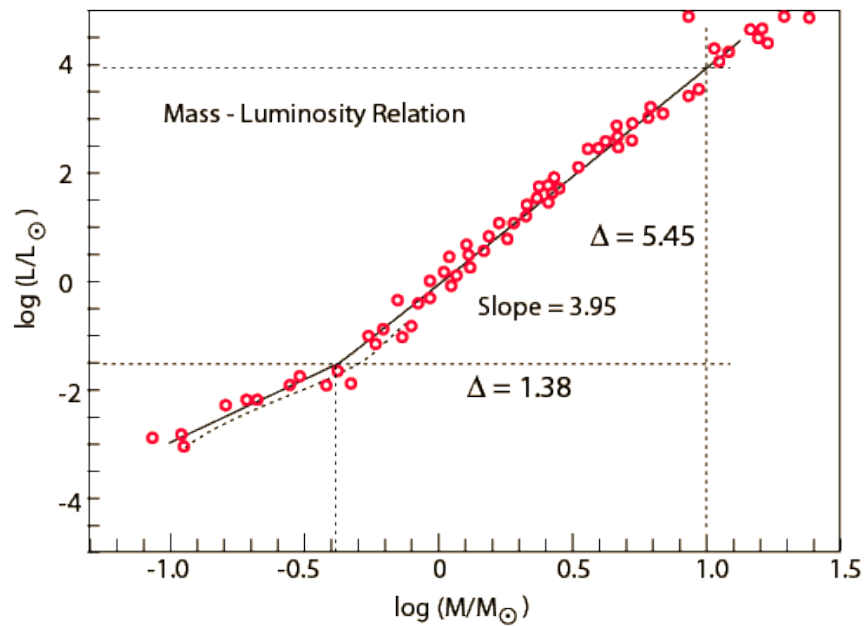
$$L = L_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{3.5}$$

L_{\odot} = luminosity of Sun
 M_{\odot} = mass of Sun

Un enfoque más conservador utilizado en una serie de textos de astronomía es utilizar la relación con la potencia tomando esta un rango de valores.

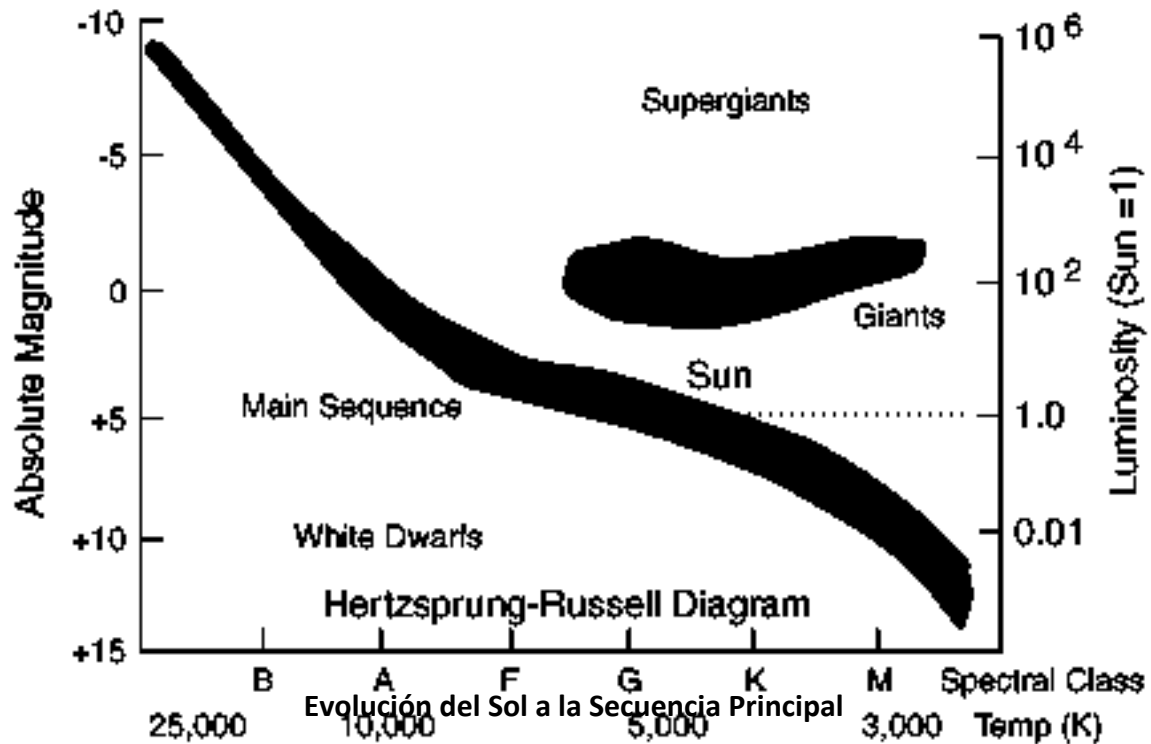
$$L = L_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^a \quad 3 \lesssim a \lesssim 4$$

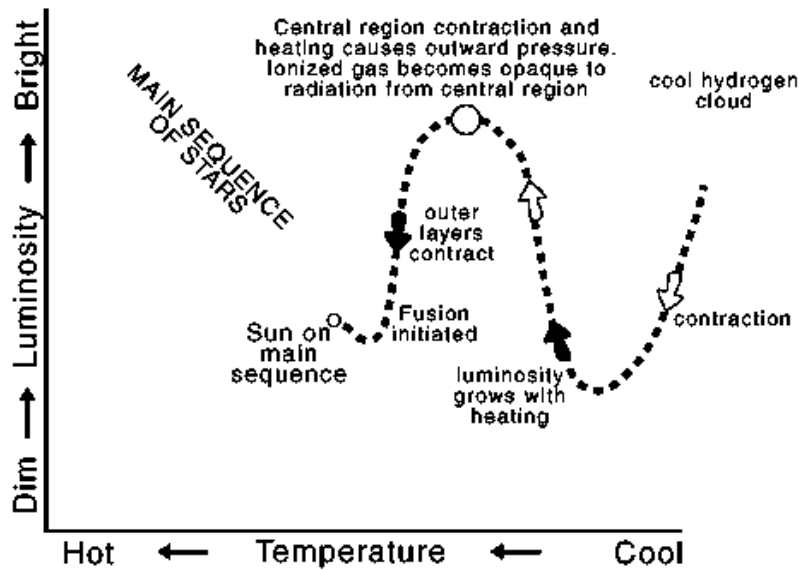
Para determinar el valor de la potencia se puede hacer una gráfica log-log de luminosidades y masas. La pendiente de tal gráfica da la potencia. Abajo se muestra un gráfico de los datos incluidos en Harwit y atribuido a la Royal Astronomical Society.



La potencia de 3,95 obtenida de la parte superior de estos datos muestra un enfoque, pero el intervalo de masas es bastante pequeña. El valor de 3,5 es el más comúnmente usado, y se utiliza en la estimación de las longevidades estelares.

El Sol en la Secuencia Principal





Tiempos de Vidas Estelares

La luminosidad de una estrella es una medida de su producción de energía, y por lo tanto una medida de la rapidez con que se está utilizando su suministro de combustible. Si la luminosidad fuese constante, el tiempo de vida de una estrella sería simplemente proporcional a la masa de combustible disponible dividido por la luminosidad. Más allá de estas declaraciones, se debe confiar en los datos empíricos recogidos y en los modelos de esos datos, para estimar el tiempo de vida de una estrella dada.

Un paso útil hacia la modelación de las vidas estelares es la relación empírica masa-luminosidad.

$$L = L_{\odot} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{3.5}$$

L_{\odot} = luminosity of Sun
 M_{\odot} = mass of Sun

Como la masa de la estrella es el combustible para los procesos de fusión nuclear, se puede entonces suponer que el tiempo de vida en la secuencia principal es proporcional a la masa estelar dividido por la luminosidad. Depende de la fracción de masa que está realmente disponible como combustible nuclear. Se ha realizado un esfuerzo considerable en modelar esa fracción para el Sol, dando como resultado una vida solar de 10×10^9 años. Usando esa vida prevista, el tiempo de vida estelar entonces se puede expresar como:

$$\tau \approx 10^{10} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{2.5} \text{ yrs}$$

Téngase en cuenta que esto es sólo un modelo aproximado y que el número de dígitos en el cálculo del modelo no es ciertamente significativo. Si tenemos en cuenta la gama de potencias asociadas comúnmente con la fórmula de potencias, se puede apreciar la incertidumbre en el tiempo de vida del modelo.

El Límite de Chandrasekhar para las Enanas Blancas

El cálculo de la masa máxima de 1,44 masas solares para una enana blanca fue hecho por Subrahmanyan Chandrasekhar en un barco, durante el camino desde la India a Inglaterra para iniciar estudios de posgrado en física en la Universidad de Cambridge!. Este cálculo inicial se hizo cuando ¡sólo tenía 20 años y cuidadosamente refinado cuando tenía 22 años!. El nombre del límite de su descubridor, parece particularmente apropiado a la luz de la intensa historia personal que lo rodea. Chandrasekhar estaba interesado en los estados finales de las estrellas colapsadas según lo determinado por la degeneración de electrones y había utilizado la obra de Arthur S. Eddington y Ralph H. Fowler para iniciar sus cálculos. Se dio cuenta de que no habían incluido la relatividad en sus cálculos. Cuando revisaron sus ecuaciones de la relatividad para incluirlas, encontró que por encima de un cierto límite, no había solución. Esto implicó que para las masas por encima de 1,44 masas solares no podía haber un equilibrio entre la degeneración de electrones y la fuerza de aplastamiento gravitacional y que la estrella seguiría colapsando.

Lo patético de la situación de este joven esencialmente autodidacta, era que el físico Eddington resistió fuertemente sus ideas durante años!. La oposición pública y vocal de Eddington hizo la vida de Chandrasekhar tan difícil, que a los 29 años escribió un libro definitivo sobre el tema de la estructura estelar, decidido a cerrar este asunto y volcarse sobre otros intereses. En el proceso, produjo una obra que definió el tema durante años después, y es considerada como un clásico.

A favor de Eddington, que más tarde reconoció el valor y la exactitud del trabajo de Chandrasekhar y escribió sobre la notable enana blanca Sirio-B: "El mensaje de la compañera de Sirio cuando fue descifrado decía: 'Estoy compuesta de material 3.000 veces más denso que todo lo que has encontrado, una tonelada de mi material sería una pequeña pepita que se podría poner en una caja de cerillas'. ¿Qué respuesta se puede dar a tal mensaje?. La respuesta que la mayoría de nosotros hicimos en 1914 fue: ¡Cállate, no digas tonterías.!".

Chandrasekhar mismo no tenía ni idea de lo que sucedería cuando se superase el límite de 1,44 masas solares, salvo que la estrella seguiría colapsando. Nuestro conocimiento actual es que el colapso continuará hasta que sea detenido por la degeneración de neutrones, con la formación de una estrella de neutrones. Pero incluso eso no es el último límite, ya

que la degeneración de neutrones también pueden ser superados por las masas mayores de 3 masas solares y el colapso final sería hacia un agujero negro.

Expresión Matemática

El cálculo explícito del límite de Chandrasekhar depende de ciertos detalles relacionados con la composición de los núcleos atómicos que forman una estrella Chandrasekhar proporciona la siguiente expresión, basada en la ecuación de estado de un gas ideal de Fermi:

$$M_{\text{limit}} = \frac{\omega_3^0 \sqrt{3\pi}}{2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} \frac{1}{(\mu_e m_H)^2},$$

dónde:

\hbar es la constante de Planck racionalizada = \hbar es la constante de Planck racionalizada ($\hbar = h/2\pi = 1'054589 \times 10^{-34}$ Julios segundo) y c es la velocidad de la luz (299.792.458 m/s).

c es la velocidad de la luz

G es la constante de la gravitación

μ_e es el peso molecular por electrón, que depende de la composición química de la estrella.

m_H es la masa del átomo de hidrógeno.

$\omega_3^0 \approx 2.018236$ es una constante relacionada con la solución de la ecuación de Lane-Emden.

Puesto que $M_{Pl} \sqrt{\hbar c / G}$ es la masa de Planck, el límite se puede escribir como:

$$\frac{M_{Pl}^3}{m_H^2}$$

En resumen el Límite de Chandrasekhar Vs límite de Tolman-Oppenheimer-Volkoff

El límite de Chandrasekhar es el límite de masa allá del cual la degeneración de electrones no es capaz de contrarrestar la fuerza de gravedad en un remanente estelar, produciéndose un colapso que origina una estrella de neutrones, un agujero negro o una estrella de quarks. El valor límite de Chandrasekhar es proporcional al cuadrado de la fracción de masa de los electrones. (El límite de Chandrasekhar equivale a 1,44 masas solares).

El límite de Tolman-Oppenheimer-Volkoff fue calculado por Julius Robert Oppenheimer y George Michael Volkoff en 1939, usando el trabajo anterior de Richard Chace Tolman.

Este límite se utiliza con las estrellas de neutrones, y se calculó que su valor es entre 1,5 y 3 masas solares. Si una estrella de neutrones supera el límite de TOV esta colapsará, y vendrá a dar a un agujero negro, o cambiar su composición y sostenerse a algún otro mecanismo (por ejemplo convertirse en una estrella de quarks).

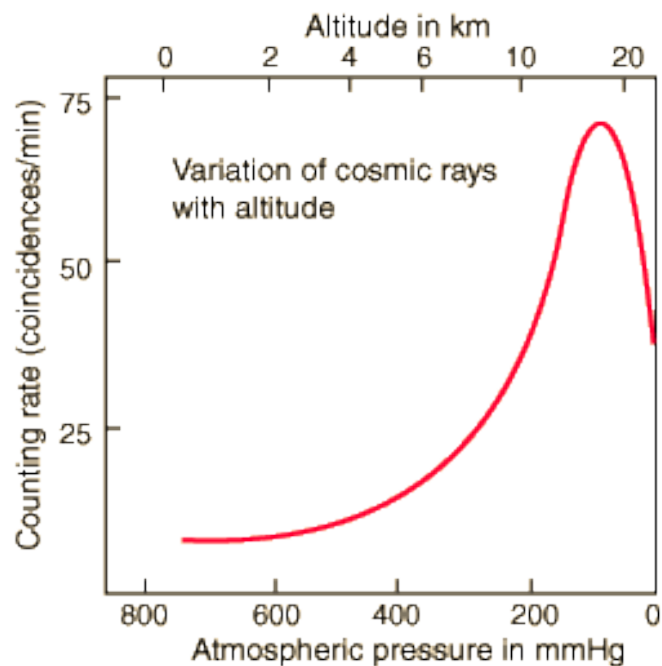
Agujeros negros formados por el colapso de estrellas individuales tienen masa en el intervalo de 1.5-3.0 (límite TOV) a 10 masas solares.

Rayos C3smicos

Rayos c3smicos es el t3rmino dado a la radiaci3n de alta energ3a que llega a la Tierra desde el espacio. Algunos de ellos tienen energ3as ultra-altas en el rango de 100 - 1000 TeV. Tales energ3as extremas provienen de solo unas pocas fuentes, como Cygnus X-3. El m3ximo de la distribuci3n de energ3a es de aproximadamente 0,3 GeV.

La intensidad de la radiaci3n c3smica aumenta con la altitud, lo que indica que viene del espacio exterior. Cambia con la latitud, lo que indica que consiste al menos en parte de part3culas cargadas que se ven afectadas por el campo magn3tico de la tierra. La ilustraci3n de la derecha muestra que el flujo de rayos c3smicos detectados, tiene su m3ximo a unos 15 km de altitud y despu3s cae bruscamente (n3tese la escala logar3tmica de la altitud). Este tipo de variaci3n fue descubierto por Pfozter en 1936. Sugiere que el m3todo de detecci3n utilizado fue principalmente detecci3n de part3culas secundarias, en lugar de las part3culas primarias que llegan a la Tierra desde el espacio.

El an3lisis de las poblaciones de part3culas de los rayos c3smicos proporciona pistas sobre sus or3genes.



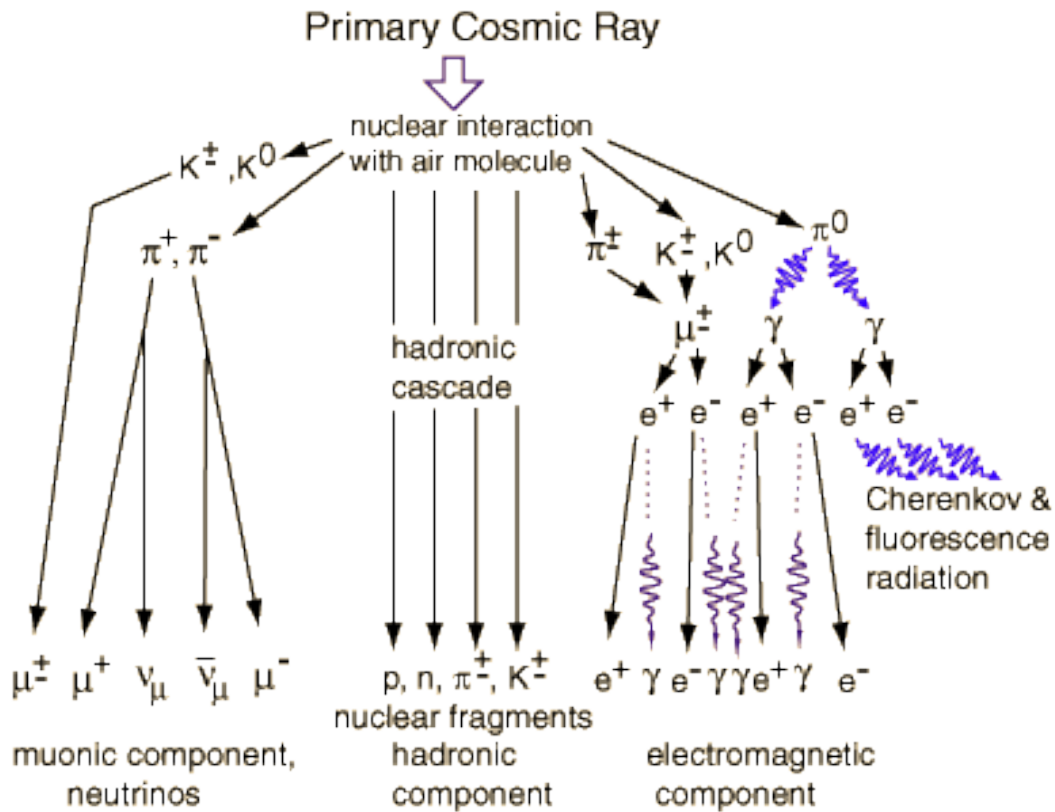
Las Partículas de los Rayos Cósmicos

Casi el 90% de los rayos cósmicos que golpean la atmósfera terrestre son protones (núcleos de hidrógeno), y el 9% son partículas alfa. Según Chaisson y McMillan, la cantidad de electrones es aproximadamente un 1%. Hay una pequeña fracción de partículas más pesadas que producen cierta información interesante. Alrededor del 0,25% son elementos ligeros (litio, berilio y boro), sin embargo esto constituye una gran riqueza en comparación con la abundancia de estos elementos en el universo que es sólo alrededor de 1 mil millonésima! A partir de esta evidencia se da a entender que estos elementos ligeros se han producido como fragmentos en las colisiones de alta velocidad, cuando partículas de rayos cósmicos primarios como los protones, golpean elementos más pesados de la muy tenue materia del espacio interestelar, como el carbono y el oxígeno. Se han hecho intentos para modelar la cantidad de materia ordinaria que se necesitaría a lo largo de su ruta de colisión para producir la población observada de estos elementos ligeros. Un estudio sugiere que se trataría de pasar a través de una masa equivalente a 4 cm de profundidad de agua.

De los elementos medios (carbono, nitrógeno, oxígeno y flúor) se tiene alrededor de 10 veces más que su abundancia en la materia normal, y los elementos más pesados están presentes con un incrementan alrededor de cien veces por encima de la materia normal. Esto sugiere que el origen de los rayos cósmicos son áreas del espacio con cantidades muy enriquecidas de elementos pesados. La densidad de los rayos cósmicos en el espacio interestelar se estima en alrededor del $10^{-3}/\text{m}^3$.

Un aspecto interesante de los rayos cósmicos es que son materia casi en su totalidad, en lugar de antimateria. Según Carroll & Ostlie, sólo aproximadamente el 0,01% de los rayos cósmicos son antimateria, por lo que esta muestra de partículas de nuestra galaxia, proporciona evidencia de la asimetría materia-antimateria en la misma y probablemente en la totalidad del universo. Las pocas antipartículas que se observan pueden explicarse como resultado de las colisiones de alta energía de partículas que producen pares partícula-antipartícula.

Las colisiones de alta energía en la atmósfera superior producen cascadas de partículas más ligeras. Se producen piones y kaones que decaen, produciendo muones. Los muones conforman más de la mitad de la radiación cósmica al nivel del mar, siendo el resto principalmente electrones, positrones y fotones provenientes de eventos en cascada. (Richtmyer).



El Viento Solar

El Sol pierde masa gradualmente en forma de protones de alta velocidad y electrones que escapan hacia afuera de las capas exteriores del Sol. Este flujo de partículas se llama viento solar. Se puede considerar como una especie de "evaporación" de partículas de la corona. La corona alcanza una temperatura de alrededor de un millón de grados Kelvin, a una distancia de 10.000 km por encima de la fotosfera. Tal gas caliente tendría una energía térmica de unos 130 eV, y la velocidad media de los núcleos de hidrógeno de tal gas, si se considera que tiene una distribución de velocidad de Maxwell, es de aproximadamente 145 km/s. La velocidad de escape desde la superficie del Sol es de aproximadamente 618 km/s, por lo que los átomos de hidrógeno con la velocidad promedio no escaparán. Considerando la naturaleza de la distribución de velocidad, se sabe que habrá unos pocos con velocidad superior a la velocidad de escape. Chaisson y McMillan caracterizan la pérdida de masa, como alrededor de un millón de toneladas de materia solar por segundo. Señalan que a este ritmo y a través de este mecanismo, en el tiempo de vida del Sol de 4,6 mil millones de años, se ha perdido menos del 0,1%.

Si un planeta tiene un campo magnético, interactuará con el viento solar para desviar las partículas cargadas y formar una cavidad alargada en el mismo. Esta cavidad se llama la magnetosfera del planeta.

En la vecindad de la Tierra, las partículas del viento solar viajan a unos 400 km/s. Son frenadas por la interacción con la Tierra, produciendo una onda de choque en forma de arco alrededor de la Tierra.

Dentro de un límite llamado la magnetopausa, el campo magnético de la Tierra es dominante sobre los efectos del viento solar. La pequeña fracción de partículas cargadas que se filtra a través de la magnetopausa, está atrapada en dos grandes anillos con forma de rosquilla llamados los cinturones de Van Allen.

El viento solar se detectó por primera vez, directamente por la nave espacial Mariner 2. Ha sido estudiado con más detalle por el satélite SOHO.

Temperatura Cinética

La expresión para la presión de gas desarrollada desde la teoría cinética, relaciona la presión y el volumen del gas con la energía cinética molecular media. La comparación con la ley de gas ideal nos conduce a una temperatura llamada algunas veces temperatura cinética.

$$PV = nRT \iff PV = \frac{2}{3}N \left[\frac{1}{2} \overline{mv^2} \right]$$

Esto nos conduce a la expresión

$$T = \frac{2}{3} \frac{N}{nR} \left[\frac{1}{2} \overline{mv^2} \right] = \frac{2}{3} \frac{1}{k} \left[\frac{1}{2} \overline{mv^2} \right]$$

La forma más familiar expresa la energía cinética molecular media:

$$KE_{avg} = \left[\frac{1}{2} \overline{mv^2} \right] = \frac{3}{2} kT$$

Es importante señalar que la energía cinética media que se utiliza aquí, se limita a la energía cinética de traslación de las moléculas. Es decir, son tratadas como masas puntuales y no se tiene en cuenta los grados de libertad internos, tales como la rotación molecular y la vibración. Esta distinción es muy importante cuando se tratan temas como los calores específicos de gases. Al tratar de evaluar el calor específico, se debe tener en cuenta toda la energía que poseen las moléculas, y la temperatura tal como ordinariamente se mide no tiene en cuenta la rotación y vibración molecular. La temperatura cinética es la variable necesaria para temas como la transferencia de calor, ya que es la energía cinética de traslación, que conduce la transferencia de energía, desde zonas calientes (mayor temperatura cinética, mayores velocidades moleculares), a zonas frías (menores velocidades moleculares), en una transferencia colisional directa.

Velocidades Moleculares

De la expresión para la temperatura cinética

$$KE_{avg} = \left[\frac{1}{2} \overline{mv^2} \right] = \frac{3}{2} kT$$

Despejando la raíz cuadrada media (rms) de la velocidad molecular:

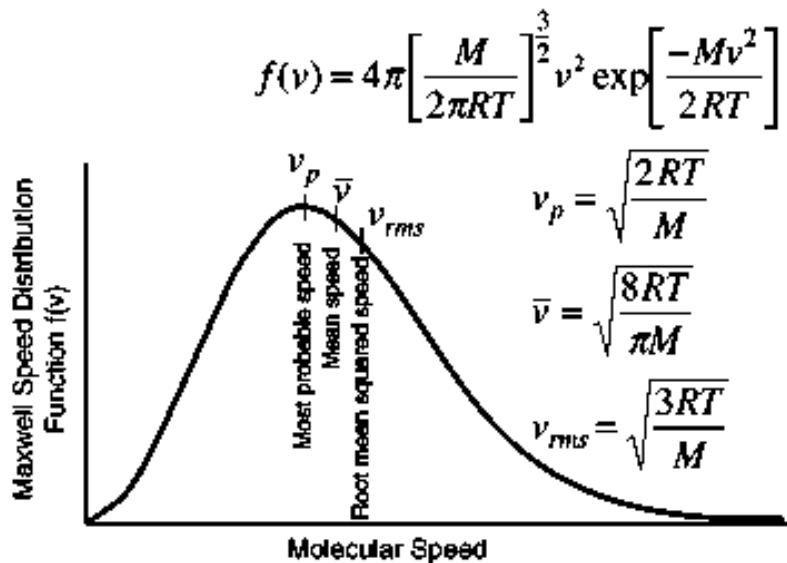
$$v_{rms} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3RT}{M}} \quad \begin{array}{l} m = \text{molecular mass} \\ M = \text{molar mass} \end{array}$$

De la distribución de velocidad de Maxwell se pueden calcular esta velocidad, así como la velocidad media y la velocidad más probable.

Distribución de Velocidad de Maxwell

La distribución de velocidades en las moléculas de un gas ideal está dada por

De esta función se pueden calcular varias velocidades moleculares características, y cosas tales como, qué fracción de las moléculas tienen velocidades superiores a un cierto valor a una temperatura dada. También tiene que ver con muchos tipos de fenómenos.



Note que M es la masa molar y que en la expresión se usa la constante de gas R . Si se hubiera usado en su lugar la masa m de una molécula individual, la expresión sería la misma excepto que contendría la constante de Boltzman k , en vez de la constante de gas molar R .

Desarrollo de la Distribución de Boltzman

Cuando el número de partículas es grande, el método estadístico viene a ser la forma más precisa de estudiar la naturaleza. De modo que esperamos que esos tres valores de velocidades de las moléculas de un gas, serán de hecho la distribución más probable, puesto que estamos tratando con un número de partículas en el rango del número de Avogadro. Pero esta distribución más probable (la distribución de Maxwell-Boltzman) está sujeta a limitaciones, a saber; el número de partículas es constante, y la energía total es constante (conservación de la energía). El cálculo con la mayor precisión de la distribución de probabilidad sujeta a estas limitaciones en general, supone una ardua tarea matemática (ver por ejemplo Richtmyer, et al.). Una manera de abordar la solución de una forma más intuitiva, es enfrentarlo con un problema físico que conocemos -llamado física de la atmósfera bajo la influencia de la gravedad-, como se refleja en la fórmula barométrica. El siguiente estudio sigue el desarrollo de Rohlif.

En este enfoque, usamos el hecho de que la energía cinética media de las moléculas, la podemos expresar en función de la temperatura cinética. Además sabemos que en este caso, la conservación de la energía implica exactamente, un equilibrio entre la energía cinética y la energía potencial gravitacional, siempre que tratemos a la atmósfera como un gas ideal.

De la expresión de temperatura cinética

$$KE_{avg} = \left[\frac{1}{2} \overline{mv^2} \right] = \frac{3}{2} kT$$

tenemos una expresión probada experimentalmente de la energía cinética molecular. En fórmula barométrica:

$$P_h = P_0 e^{-mgh/kT}$$

tenemos una descripción de un sistema de gas ideal, que se puede usar para ayudar a desarrollar un argumento plausible para la distribución de velocidades de Maxwell. Los pasos en estos procesos son como sigue:

Para una dirección en el espacio este proceso conduce a la expresión:

$$f(v_z) = \sqrt{\frac{m}{2\pi kT}} e^{-\frac{mv_z^2}{2kT}}$$

y cuando se incluyen todas las direcciones de la velocidad, viene a convertirse en la fórmula de la Distribución de velocidad de Maxwell:

$$f(v) = 4\pi \left[\frac{m}{2\pi kT} \right]^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT}$$

¿Por Que esta Fórmula es Inexacta para Velocidades más Altas, Mientras que la Anterior No lo es?

Debería notarse que aunque usamos una situación física dependiente de la gravedad para obtener la distribución de velocidad, esta no aparece en el resultado final. Es decir, el resultado obtenido es general, no contiene g. La fórmula barométrica se usó simplemente como un modelo para obtener la distribución de velocidad con las limitaciones de la energía y el número de partículas.

Quásares o QSOs

Los quásares tienen grandes desplazamientos al rojo, que indican una gran distancia desde la tierra, pero tienen una variabilidad con períodos de semanas o meses, lo que indica que son pequeños. Su tamaño es del orden de semanas de luz, pero son más brillantes que nuestra galaxia, que tiene unos 100.000 años luz de diámetro. El desplazamiento al rojo se indica generalmente en términos del parámetro z que es definido por

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{1 + \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c}}} - 1$$

y el rango de > 100 quásares observados es $z = 0,16$ a $3,53$. El cálculo de v/c da

$$\frac{v}{c} = \frac{(z + 1)^2 - 1}{(z + 1)^2 + 1}$$

El nombre de "quasar" se deriva de la primera descripción "**QU**asi-**StellAR**-Objects" (Objeto casiestelar). Se utilizó esta descripción porque parecían ser estrellas débiles, pero tenían enormes desplazamientos al rojo, que indicaban que eran otra cosa.

Más sobre Quásares

El desplazamiento al rojo observado del quásar, corresponde a un rango de velocidad de $0,15c$ a $0,91c$. Usando una constante de Hubble de 55 km/s por megaparsec da una distancia de $2,6$ a 16 mil millones de años luz para estos quásares.

El testimonio de los quásares, sugiere que tienen una mayor luminosidad que toda nuestra galaxia de 200 mil millones de estrellas. Las velocidades turbulentas en los quásares están por encima de unas cuantas decenas de miles de m/s , lo que sugiere que se está produciendo constantemente explosiones, es decir, que es el tipo de velocidad turbulenta en una reacción química creada una bomba potente. Algunos de los quásares tienen unos pocos días-luz de diámetro, como lo demuestran sus períodos de variabilidad, y sin embargo, son mucho más brillantes que nuestra galaxia que tiene de 100.000 años luz de diámetro. Esto los hace tener un tamaño como el sistema solar. La fuente de energía que se sugiere que tienen, es un agujero negro con varios miles de millones de masas solares.

Modelos de los Primeros Eventos

Para modelar la cosmología del Big Bang en los primeros tiempos de los indicados en los Primeros Tres Minutos, de Weinberg, se han propuesto ciertos regímenes de tiempo con los tipos de eventos que podrían haber sucedido en aquellos momentos.

Antes del Tiempo de Planck 1

Era del Tiempo de Planck 1

Separación de las Fuerzas Fuertes

Periodo Inflacionario

Periodo Quark-antiquark

Confinamiento del Quark

Antes del Tiempo de Planck 1

Antes del tiempo clasificado como tiempo de Planck, 10^{-43} segundos, todas las cuatro fuerzas fundamentales se presumía que estaban unificadas en una sola fuerza. Toda la materia, energía, espacio y tiempo se suponía que se dispararon hacia el exterior desde una singularidad original. No se sabe nada de este período.

Tampoco es que sepamos mucho acerca de períodos posteriores, es sólo que no tenemos verdaderos modelos coherentes de lo que podría suceder bajo tales condiciones. La unificación electrodébil ha sido apoyada por el descubrimiento de las partículas W y Z, y se puede utilizar como una plataforma de debate sobre el siguiente paso, la Teoría de la Gran Unificación (GUT). La unificación final ha sido llamada "teoría de la supergran unificación", y cada vez más popular es la denominada "Teoría del Todo" (TOE). Sin embargo, "las teorías del todo" están separadas por dos grandes saltos, más allá de los experimentos que se pueda desear hacer en la Tierra.

Era del Tiempo de Planck 1

En la era de alrededor del tiempo de Planck 1, 10^{-43} segundos, se proyecta por el modelado actual de las fuerzas fundamentales, que la fuerza de la gravedad comienza a diferenciarse de las otras tres fuerzas. Esta es la primera de las roturas espontáneas de la simetría, que desembocan en los cuatro tipos de interacciones observadas en el universo actual.

Mirando hacia atrás, la idea general es que más allá del tiempo de Planck 1, no podemos hacer observaciones significativas en el marco de la gravitación clásica. Una forma de abordar la formulación del tiempo de Planck es presentada por Hsu. Una de las características de un agujero negro es que hay un horizonte de sucesos a partir del cual no se puede obtener ninguna información - escalas más pequeñas de esa están ocultas al mundo exterior -. Para una masa dada cerrada, este límite es del orden de

$$L = \frac{Gm}{c^2}$$

donde G es la constante gravitacional y c es la velocidad de la luz. Pero desde el principio de incertidumbre y de la longitud de onda de De Broglie, podemos inferir que la escala más pequeña a la que podríamos situar el horizonte de sucesos, sería la longitud de onda de Compton.

$$\lambda = \frac{h}{mc}$$

Igualando L y λ , obtenemos una masa característica llamada la masa de Planck:

$$m_{Planck} = \sqrt{\frac{hc}{G}} = 5.46 \times 10^{-8} \text{ kg}$$

Sustituyendo esta masa en una de las expresiones de la longitud, da la longitud de Planck

$$\lambda_{Planck} = \sqrt{\frac{Gh}{c^3}} = 4.05 \times 10^{-35} \text{ m}$$

y el tiempo de viaje de la luz a través de esta longitud se denomina tiempo de Planck:

$$t_{Planck} = \sqrt{\frac{Gh}{c^5}} = 1.35 \times 10^{-43} \text{ sec}$$

Téngase en cuenta que este es un tiempo característico, por lo que su orden de magnitud es lo que debe tenerse en cuenta. A veces se define con la longitud de onda de arriba dividida por 2π , así que no se debe preocupar por el número de dígitos significativos

Separación de la Interacción Fuerte

En un tiempo alrededor de 10^{-36} segundos, los actuales modelos proyectan la separación de la fuerza fuerte, una de las cuatro fuerzas fundamentales. Antes de este tiempo las otras fuerzas salvo la gravedad se unificarían en lo que se llama la gran unificación. La ruptura espontánea de la simetría que se produce en esta época, distinguirá como una interacción independiente a la fuerza que mantendrá los núcleos juntos en épocas posteriores.

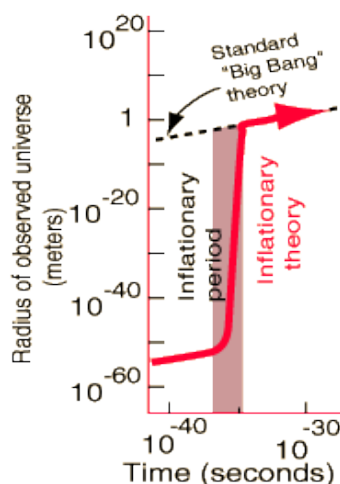
En la década de 1970, Sheldon Glashow y Howard Georgi propusieron la gran unificación de las fuerzas fuerte, débil y electromagnética en energías por encima de 10^{14} GeV. Si el concepto ordinario de la energía térmica se aplicase en tales ocasiones, se requeriría una temperatura de 10^{27} K para que la energía promedio de la partícula sea de 10^{14} GeV.

A pesar de que la fuerza fuerte era distinta de la gravedad y la fuerza electrodébil en esta época, el nivel de energía es aún demasiado alto para que la fuerza fuerte pueda mantener los protones y neutrones juntos, por lo que el universo sigue siendo un "mar de quarks chisporroteante".

Período Inflacionario

Provocado por la ruptura de la simetría que separa a la fuerza nuclear fuerte, los modelos indican una fase extraordinaria inflacionaria en la era que va de 10^{-36} segundos a 10^{-32} segundos. Se presume que ocurrió más expansión en ese instante que en el periodo entero transcurrido desde entonces (14 mil millones de años).

La época inflacionaria pudo haber ampliado el universo por 10^{20} o 10^{30} en este tiempo increíblemente breve. La hipótesis inflacionaria ofrece una manera de lidiar con el problema del horizonte y el problema de la planitud de los modelos cosmológicos.



Lemonick y Nash en un artículo de divulgación para la revista Time describe la inflación como una "enmienda al Big Bang original" de la siguiente manera: "cuando el universo tenía menos de una milmillonésima de una milmillonésima de una milmillonésima parte de un segundo de edad, pasó por un breve período de expansión extraordinaria, inflándose desde el tamaño de un protón al tamaño de un pomelo (y por lo tanto expandiendo a muchas, muchas veces la velocidad de la luz). Entonces la expansión se redujo a un ritmo mucho más imponente. Improbable como los sonidos teoría, se ha mantenido en cada observación de los astrónomos han logrado hacer". La teoría inflacionaria Cronología del Universo Primitivo Implicaciones inflacionarias de WMAP

Lemonick and Nash in a popular article for Time describe inflation as an "amendment to the original Big Bang" as follows: "when the universe was less than a billionth of a billionth of a billionth of a second old, it briefly went through a period of supercharged expansion, ballooning from the size of a proton to the size of a grapefruit (and thus expanding at many, many times the speed of light). Then the expansion slowed to a much more stately pace. Improbable as the theory sounds, it has held up in every observation astronomers have managed to make."

Quark-antiquark Period

As the inflationary period ends, the universe consists mostly of energy in the form of photon, and those particles which exist cannot bind into larger stable particles because of the enormous energy density. They would exist as a collection of quarks and antiquarks along with their exchange particles, a state which has been described as a "sizzling sea of quarks". This time period is estimated at 10^{-32} seconds to 10^{-5} seconds. During this period the electromagnetic and weak forces undergo the final symmetry break, ending the electroweak unification at about 10⁻¹² seconds.

Quark Confinement

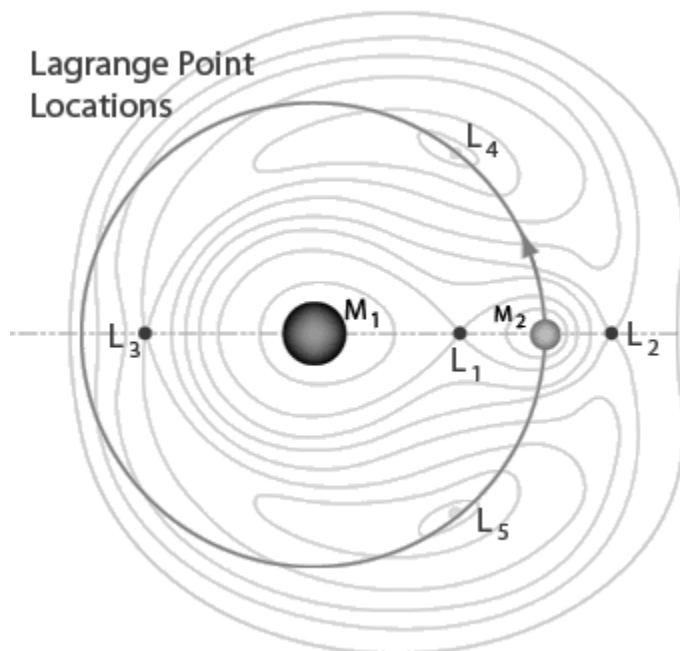
When the expansion of the "primordial fireball" had cooled it to 10¹³ Kelvin, a time modeled to be about 10^{-6} seconds, the collision energies had dropped to about 1 GeV and quarks could finally hang onto each other to form individual protons and neutrons (and presumably other baryons.) At this time, all the kinds of particles which are a part of the present universe were in existence, even though the temperature was still much too high for the formation of nuclei. At this point we can join the standard "big bang" model as outlined by Steven Weinberg in The First Three Minutes.

Puntos de Lagrange del Sistema Tierra-Luna

Un sistema mecánico con tres objetos, por ejemplo la Tierra, la Luna y el Sol, constituye un problema de tres cuerpos. El problema de tres cuerpos es famoso tanto en los círculos de las matemáticas como la física, y los matemáticos en la década de 1950 lograron finalmente una prueba elegante de que es imposible resolver el problema. Sin embargo, las soluciones aproximadas pueden ser muy útiles, sobre todo cuando las masas de los tres objetos son muy diferentes.

Para el sistema Sol-Tierra-Luna, la masa del Sol es tan dominante que puede ser tratada como un objeto fijo y el sistema Tierra-Luna tratado como un sistema de dos cuerpos desde el punto de vista de un marco de referencia que orbita alrededor del Sol. Los matemáticos del siglo 18, Leonhard Euler y Joseph-Louis Lagrange descubrieron que existen cinco puntos especiales en este marco de referencia rotatorio, donde se podría mantener un equilibrio gravitacional. Es decir, un objeto colocado en cualquiera de estos cinco puntos en el marco rotatorio, podría permanecer allí con las fuerzas efectivas con respecto a este marco cancelado. Tal objeto podría entonces, orbitar el Sol, manteniendo la misma posición relativa con respecto al sistema Tierra-Luna. Estos cinco puntos son llamados puntos de Lagrange y numerados de L1 a L5.

Los puntos de Lagrange L4 y L5 constituyen puntos de equilibrio estable, de modo que un objeto colocado allí, estaría en una órbita estable con respecto a la Tierra y la Luna. Con pequeñas salidas del L4 o L5, habría una fuerza de restauración efectiva, para regresar el satélite al punto estable.



El punto L5 fué objeto de una gran propuesta para fundar una colonia en "The High Frontier" por Gerard K. O'Neill y se hizo un gran esfuerzo en la década de 1970 para trabajar en los detalles de ingeniería para la creación de tal colonia. Hubo una activa "Sociedad L5" que promocionó las ideas de O'Neill. Los puntos L4 y L5 forman un triángulo equilátero con el Sol y el sistema Tierra-Luna.

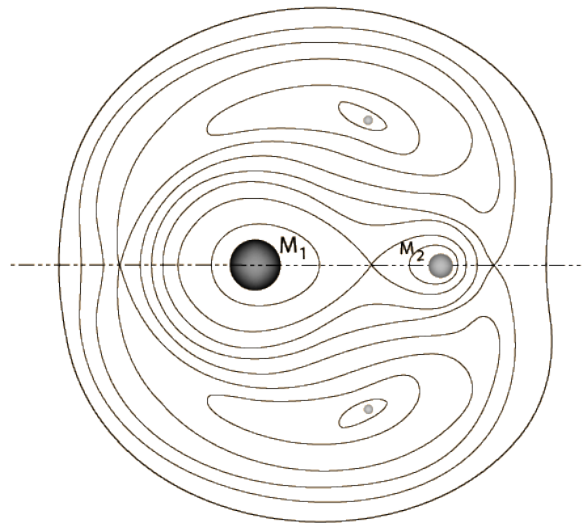
Los puntos de Lagrange L1, L2 y L3 no parece ser tan útiles porque son puntos de equilibrio inestable. Al igual que el equilibrio de un lápiz apoyado sobre su punta, mantener un satélite en esos puntos, es teóricamente posible, pero cualquier influencia perturbadora, lo puede llevar fuera del equilibrio. Sin embargo, en la práctica se ha probado que estos puntos de Lagrange son realmente muy útiles ya que podemos poner un satélite orbitando uno de estos puntos con muy poco gasto de energía. Estos puntos, han proporcionado lugares útiles para estacionar un vehículo espacial para las observaciones. Estas órbitas alrededor de L1 y L2 son a menudo llamadas órbitas de halo. L3 se encuentra en el lado opuesto del Sol desde la Tierra, por lo que no es tan fácil de usar. Podría ser un buen lugar para esconder algo, ya que nunca sería visto. -¡un terreno fértil para la ciencia ficción!-

El punto de Lagrange L2 se ha utilizado para el Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP). Como L2 está posicionado fuera de la órbita de la Tierra, la WMAP, puede encarar al mismo tiempo el Sol y la Tierra, una característica importante de la sonda del espacio profundo, que puede emplear detectores ultra-sensibles, sin peligro de cegarse mirando al Sol o la Tierra.

Las Superficies Equipotenciales de tres Cuerpos

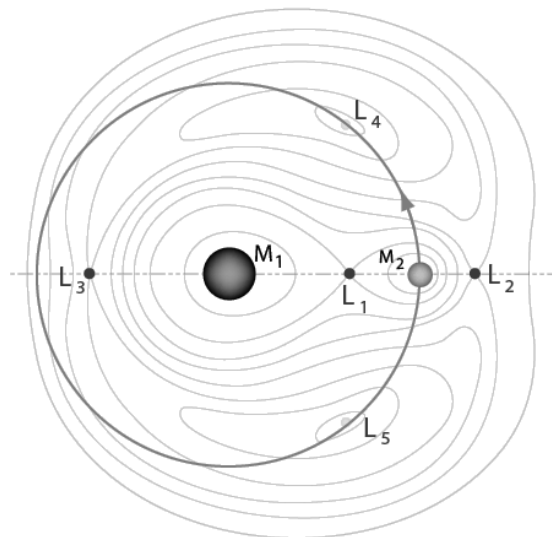
Un sistema mecánico con tres objetos, por ejemplo la Tierra, la Luna y el Sol, constituye un problema de tres cuerpos. El problema de tres cuerpos es famoso tanto en los círculos de las matemáticas como la física, y los matemáticos en la década de 1950 lograron finalmente una prueba elegante de que es imposible resolver el problema. Sin embargo, las soluciones aproximadas pueden ser muy útiles, sobre todo cuando las masas de los tres objetos son muy diferentes.

Las contribuciones de Lagrange fué, dibujar el contorno de igual energía potencial gravitacional en sistemas donde la tercera masa era muy pequeña en comparación con las otras dos. A continuación se presenta un esbozo de tales contornos equipotenciales para un sistema como el sistema Tierra-Luna. El contorno equipotencial, que dibuja una figura de 8 alrededor de ambas masas, es importante en la evaluación de escenarios donde una parte pierde masa que va hacia la otra. Estos bucles equipotenciales, forma la base para el concepto del lóbulo Roche.



Contornos de Potencial Gravitacional Iguales

Una de las observaciones de Lagrange de los contornos potenciales, era que había cinco puntos en los que el tercer cuerpo podría estar en equilibrio, los puntos que ahora son llamados puntos de Lagrange.



Los Puntos de Lagrange para un Sistema como el de Tierra-Luna

Los puntos de Lagrange L_1 , L_2 , y L_3 son puntos de equilibrio inestable. Al igual que el equilibrio de un lápiz apoyado sobre su punta, mantener un satélite en esos puntos, es teóricamente posible, pero cualquier influencia perturbadora, lo puede llevar fuera del equilibrio. Cabe destacar que los puntos de Lagrange L_4 y L_5 para pequeñas masas, son puntos de equilibrio estable en el sistema de tres cuerpos y esta geometría de los tres cuerpos puede mantenerse, mientras M_2 orbita alrededor de M_1 .

Viaje al Centro de la Tierra

Supón que pudieras taladrar la Tierra para hacer un agujero a través del centro y que luego te dejaras caer en él. ¿Cuánto tiempo te llevaría aparecer por el otro lado de la Tierra?



Tu aceleración inicial sería en la superficie la aceleración de la gravedad.

$$g = \frac{GM_{Earth}}{R_{Earth}^2} = 9.8m / s^2$$

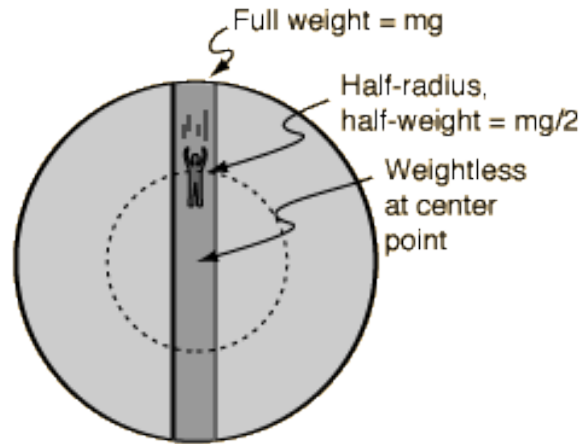
pero la aceleración se hará progresivamente cada vez mas pequeña a medida que te acercas al centro. Tu peso será cero cuando pasas por el centro de la Tierra. Para nuestro hipotético viaje, asumiremos que la Tierra tiene una densidad uniforme y no tomamos en cuenta la fricción del aire ni la alta temperatura de este paseo.

$$g_{effective} = \frac{GM(r)}{r^2}; \quad M(r) = \rho \frac{4}{3} \pi r^3$$

$$\rho = \frac{M_{Earth}}{\frac{4}{3} \pi R_{Earth}^3} \quad g_{effective} = \frac{GM_{Earth} r^3}{r^2 R_{Earth}^3} = g \frac{r}{R_{Earth}}$$

Para una masa simétrica esféricamente, la fuerza neta de la gravedad sobre un objeto, será debida solo, a la masa de tierra en el interior del radio en que se encuentra el objeto y debe actuar como si fuera un punto material localizado en el centro. Cuando esto se

analiza en detalle, se encuentra que la gravedad en cualquier punto del viaje de radio r menor que R_{Tierra} , será linealmente proporcional a la distancia al centro de la Tierra.



Fuerza de gravedad de una cáscara esférica	Sobre una Masa Fuera de la Cáscara
	Sobre una Masa Dentro de la Cáscara

Tomando r positivo como dirección hacia fuera del centro de la Tierra:

$$F = -mg \frac{r}{R_{Earth}} = -kr$$

Esto toma la misma forma que Ley de Hooke para una masa sobre un muelle. Esto causará que el viajero transterrestre, oscile en un viaje de ida y vuelta cruzando el centro de la Tierra, como una masa subiendo y bajando colgada de un muelle. La frecuencia angular y el periodo de oscilación son:

Angular frequency $\omega = \sqrt{\frac{k}{m}}$ Period $T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}}$

Para este caso este periodo de oscilación es:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{mR_{Earth}}{mg}} = 2\pi \sqrt{\frac{R_{Earth}}{g}}$$

$$R_{Earth} = 6.378 \times 10^6 \text{ m (equatorial)}$$

$$T = 5068 \text{ sec} = 84.5 \text{ min}$$

El viajero acelera en dirección al centro de la Tierra y es momentáneamente ingravido cuando pasa por el centro geométrico a 7900 m/s o casi 17.700 miles/hr. Aproximadamente. El viajero asomará por el lado opuesto de la Tierra al cabo de algo más de 42 minutos. Pero al menos que alguien que le espere le agarre, volverá a caer de nuevo en un viaje de regreso y continuará oscilando con un tiempo por viaje de 84.5 minutos.

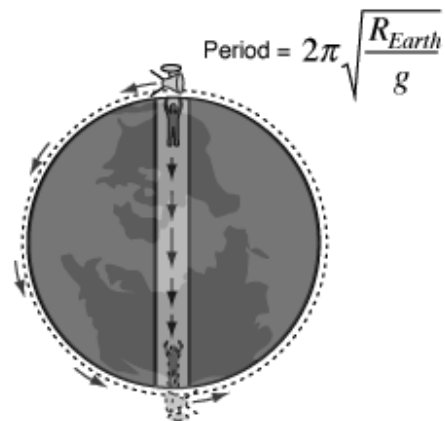
Como una característica adicional de este viaje de fantasía, suponga que ponemos un satélite en una órbita circular justo por encima de la superficie alrededor de la Tierra. Ignora el rozamiento del aire y el terrible estampido sónico que acompañaría tal órbita. Suponga que pasa por encima justo en el momento que aparece la persona por el agujero. El periodo de la órbita es tal que cada vez que aparece la persona por encima del agujero, encuentra el satélite encima de su cabeza en cada lado de la Tierra.

El periodo de la órbita se calcula de:

$$\begin{array}{l} \text{gravity} \\ \text{force} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{necessary} \\ \text{centripetal} \\ \text{force} \end{array} \quad \begin{array}{l} \text{orbit velocity} \\ v \end{array}$$

$$mg = \frac{mv^2}{R_{Earth}} \quad ; \quad v = \sqrt{R_{Earth}g}$$

$$T = \frac{2\pi R_{Earth}}{v} = 2\pi \sqrt{\frac{R_{Earth}}{g}}$$



A satellite at the Earth's radius would have the same period as one falling through the Earth.

Que es el mismo periodo del viajero oscilando.

Ley de Stefan-Boltzman

La energía radiada por un radiador de cuerpo negro por segundo, por unidad de superficie, es proporcional a la cuarta potencia de la temperatura absoluta y está dada por

$$\frac{P}{A} = \sigma T^4 \text{ j/ m}^2\text{s} \quad \text{Stefan-Boltzmann Law}$$
$$\sigma = 5.6703 \times 10^{-8} \text{ watt / m}^2\text{K}^4$$

Para objetos calientes distintos de los radiadores ideales, la ley se expresa en la forma:

$$\frac{P}{A} = e\sigma T^4$$

donde e es la emisividad del objeto ($e = 1$ para el radiador ideal). Si el objeto caliente está radiando energía hacia su entorno más frío a una temperatura T_c , la tasa de pérdida de radiación neta, toma la forma:

$$P = e\sigma A(T^4 - T_c^4)$$

La fórmula de Stefan-Boltzman, también, está relacionada con la densidad de energía en la radiación hacia un volumen de espacio determinado.

Radiación del Calor

La radiación es la transferencia de calor por emisión de ondas electromagnéticas, que transportan energía hacia fuera del objeto emisor. Para temperaturas ordinarias, (menos del "rojo caliente"), la radiación está en la región del infrarojo del espectro electromagnético. La fórmula que gobierna la radiación de los objetos calientes, se llama la ley de Stefan-Boltzman:

$$P = e\sigma A(T^4 - T_c^4)$$

P = net radiated power e = emissivity (=1 for ideal radiator)
 A = radiating area T = temperature of radiator
 σ = Stefan's constant T_C = temperature of surroundings

$$\sigma = 5.6703 \times 10^{-8} \text{ watt / m}^2 \text{ K}^4$$

Radiación de Cuerpo Negro

La "Radiación de cuerpo negro" o "radiación de cavidad" se refiere a un objeto o sistema que absorbe toda la radiación incidente sobre él, y re-irradia energía que es característica solamente de este sistema radiante, no dependiendo del tipo de radiación que incide sobre ella. La energía radiada puede considerarse que está producido por ondas estacionarias, o modos resonantes de la cavidad que está irradiando.

Radiation modes in a hot cavity provide a test of quantum theory



	#Modes per unit frequency per unit volume	Probability of occupying modes	Average energy per mode
CLASSICAL	$\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$	Equal for all modes	kT
QUANTUM	$\frac{8\pi\nu^2}{c^3}$	Quantized modes: require $h\nu$ energy to excite upper modes, less probable	$\frac{h\nu}{e^{kT} - 1}$

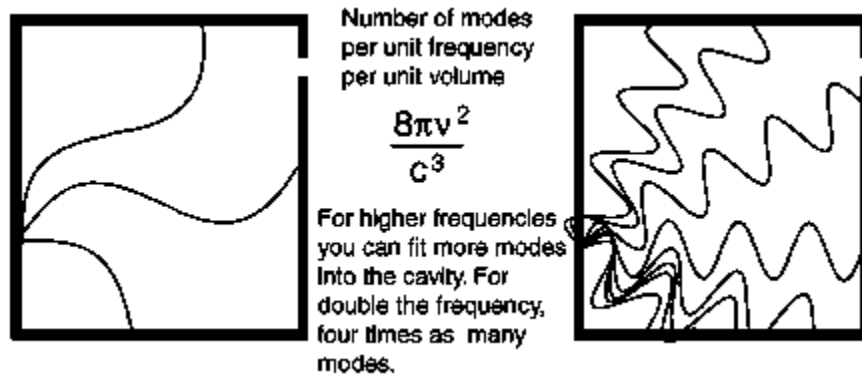
La cantidad de radiación emitida en un rango de frecuencia dado, debe ser proporcional al número de modos en ese rango. Lo mejor de la física clásica, sugería que todos los modos tenía la misma oportunidad de ser producido, y que el número de modos subiría proporcional al cuadrado de la frecuencia.

Sin embargo, el continuo aumento previsto en la energía radiada respecto de la frecuencia, (llamada "catástrofe ultravioleta") no ocurría así. La Naturaleza es sabia.

Modos de Cavidad

El modo de una onda electromagnética en una cavidad, debe satisfacer la condición de campo eléctrico cero en la pared. Si el modo es de menor longitud de onda, hay más maneras de ocupar la cavidad para cumplir con esa condición. El análisis cuidadoso de

Rayleigh y Jeans demostró que el número de modos era proporcional al cuadrado de la frecuencia.



Fórmula de Radiación de Planck

Desde el supuesto de que los modos electromagnéticos en una cavidad estaban cuantizados en energía, con una energía cuántica igual a la constante de Planck multiplicado por la frecuencia, Planck derivó una fórmula para la radiación. La energía media por "modo" o "quantum", es la energía del cuanto, multiplicado por la probabilidad de que sea ocupada (la función de distribución de Einstein-Bose):

$$\langle E \rangle = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}$$

Esta energía promedio multiplicada por la densidad de dichos estados, expresada en términos de la frecuencia o longitud de onda

$$\rho(\nu) = \frac{dn_s}{d\nu} = \frac{8\pi}{c^3} \nu^2 \quad \rho(\lambda) = \frac{dn_s}{d\lambda} = \frac{8\pi}{\lambda^4}$$

Da la densidad de energía, la fórmula de radiación de Planck.

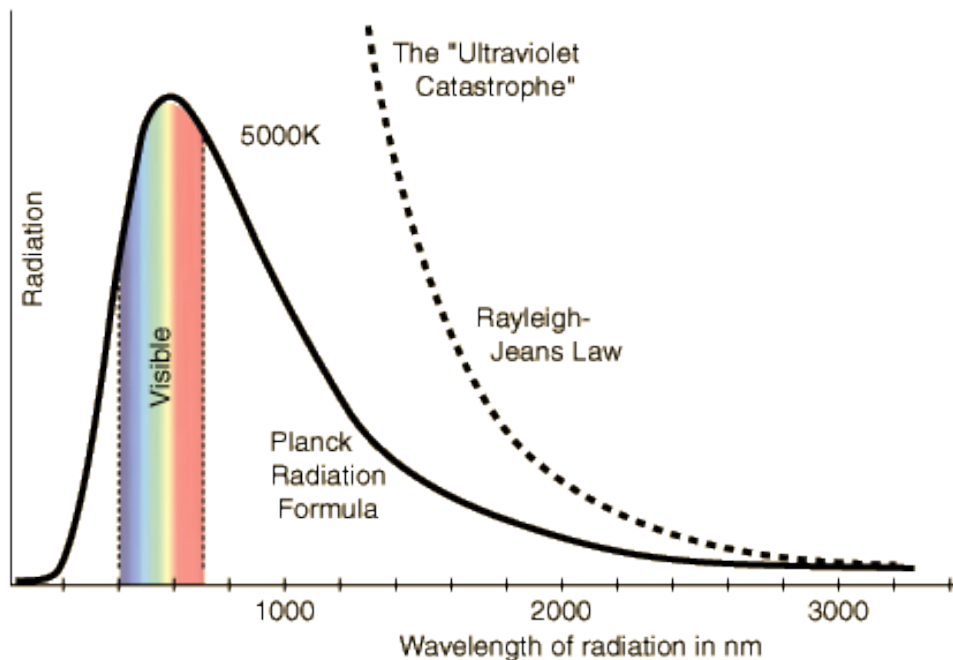
Energy per unit volume per unit frequency	$S_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1}$
Energy per unit volume per unit wavelength	$S_\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}$

La fórmula de radiación de Planck es un ejemplo de la distribución de energía de acuerdo con las estadísticas de Bose-Einstein. Las expresiones de arriba se obtienen multiplicando la densidad de estados en términos de la frecuencia o la longitud de onda, por la energía del fotón, y por la función de distribución de Bose-Einstein, con la constante de normalización $A=1$.

Para encontrar la energía radiada por unidad de área desde una superficie a esta temperatura, se debe multiplicar la densidad de energía por $c/4$. La densidad de arriba es para el equilibrio térmico, de modo que estableciendo interior=exterior, da un factor de $1/2$ para la energía radiada hacia el exterior. Luego se tiene que promediar sobre todos los ángulos, que da otro factor de $1/2$ para la dependencia angular, que es el cuadrado del coseno.

Rayleigh-Jeans vs Planck

La comparación de la clásica ley de Rayleigh-Jeans y la fórmula de radiación de Planck cuántica. Los experimentos confirman la fórmula de Planck.



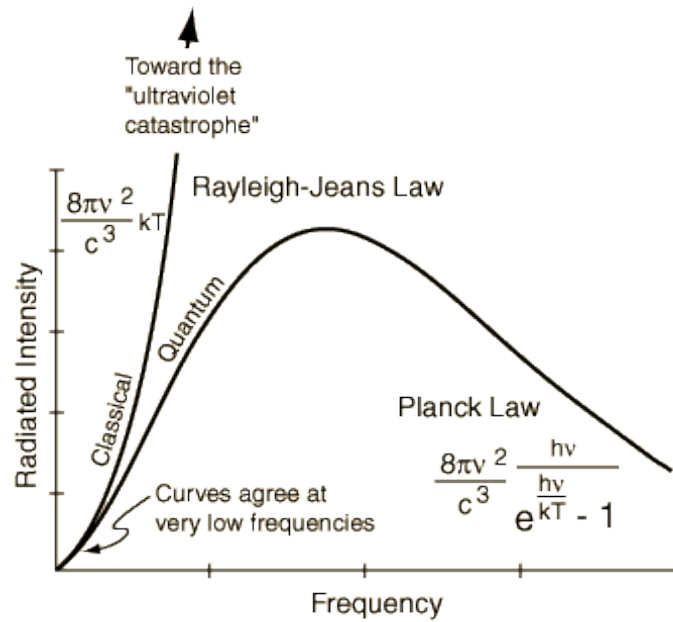
Desarrollo de la Ley de Rayleigh-Jeans

La Ley de Rayleigh-Jeans fué un paso importante en nuestra comprensión del equilibrio de la radiación de un objeto caliente, a pesar de que no resultó ser una descripción precisa de la naturaleza. El cuidadoso trabajo en el desarrollo de la ley de Rayleigh-Jeans, sentó las bases para la comprensión cuántica expresada en la fórmula de la radiación de Planck. En forma de resumen, estos son los pasos que condujeron a la ley de Rayleigh-Jeans.

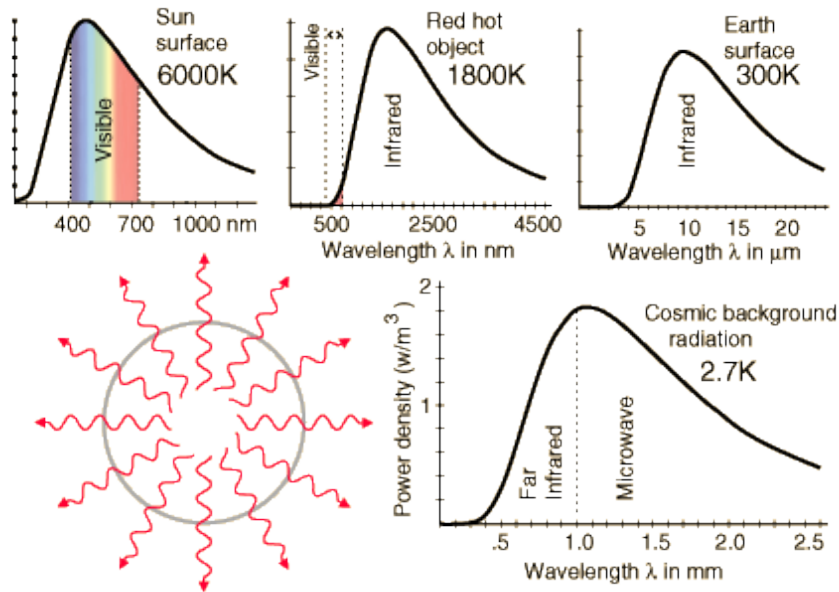
El equilibrio de radiación electromagnética de onda estacionaria, en una cavidad cúbica de dimensión L debe cumplir la condición:	$n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = \frac{4L^2}{\lambda^2}$
El número de modos en la cavidad es:	$N = \frac{8\pi L^3}{3\lambda^3}$
El número de modos por longitud de onda unitaria es:	$-\frac{dN}{d\lambda} = \frac{8\pi L^3}{\lambda^4}$
La energía por unidad de volumen por longitud de onda unitaria es:	$\frac{du}{d\lambda} = \frac{8\pi kT}{\lambda^4}$
La energía radiada media por longitud de onda unitaria es:	$\frac{dR}{d\lambda} = \frac{2\pi ckT}{\lambda^4}$
Lo cual, expresado en términos de la frecuencia es:	$\frac{dR}{d\nu} = \frac{2\pi\nu^2 kT}{c^2}$

Intensidad de Cuerpo Negro como Función de la Frecuencia

La curva de Rayleigh-Jeans está de acuerdo con la fórmula de radiación de Planck para grandes longitudes de ondas, bajas frecuencias.



La Radiación de Fondo Cósmico 3K



La radiación de cuerpo negro es vista como un remanente del punto de transparencia en el cual, la expansión del universo cayó por debajo de unos 3000K, de tal manera que la radiación pudo escapar.

La Radiación de Fondo 3K

En todas las direcciones del espacio, se observa una radiación de fondo uniforme, que está en la región de microondas del espectro. Muestra la dependencia del radiador de "cuerpo negro" a una temperatura de 3 Kelvins, de la longitud de onda. Se considera que es el remanente de la radiación emitida en el momento en que la expansión del universo, se volvió transparente a una temperatura de unos 3000K. El descubrimiento de la radiación de fondo de microondas de 3K, fué uno de los pasos cruciales que condujo al cálculo del modelo de Cosmología estándar del "Big Bang", y su papel en prever las poblaciones relativas de partículas y fotones estimadas. Investigaciones recientes utilizando el espectrofotómetro absoluto de infrarrojos lejano (FIRAS), a bordo del satélite COBE, han dado una temperatura de $2,725 \pm 0,002$ K. Los experimentos anteriores habían demostrado alguna anisotropía de la radiación de fondo, debida al movimiento del sistema solar, pero COBE recogió datos, mostrando fluctuaciones en el fondo cósmico. En la Cosmología del Big Bang, son necesarias algunas fluctuaciones en el fondo cósmico, que proporcionen suficiente no-uniformidad, para dar lugar a la formación de las galaxias. La aparente uniformidad de la radiación de fondo, es la base del "problema de formación de galaxia" en la Cosmología del Big Bang. La más reciente misión WMAP, dió una imagen de resolución mucho mayor de las anisotropías en la radiación de fondo cósmico.

El dato de cifra redonda de 109 fotones por partícula nuclear, es la "conclusión cuantitativa más importante que se desprende de las mediciones de la radiación de fondo de microondas..." (Weinberg p66-70). Esto permitió llegar a la conclusión de que las galaxias y las estrellas, no podrían haber empezado a formarse hasta que la temperatura cayó por debajo de 3000K. A continuación, se podrían formar los átomos y eliminar la opacidad de la expansión del universo, la luz pudo salir y aliviar la presión de radiación. La formación de estrellas y galaxias no pudo ocurrir, hasta que la atracción gravitacional pudo superar la presión de radiación hacia el exterior, y a 109 fotones/bariones, se necesitaría una "masa de Jean" crítica de un millón de veces la de una gran galaxía. Con la formación de átomos y un universo transparente, la masa de Jeans cayó a unos 10^{-6} la masa de una galaxia, permitiendo el agrupamiento gravitacional.

Papel de los 3K en Cosmología

El fondo cósmico 3K proporciona la evidencia fundamental para los modelos cosmológicos. El fondo 3K implica aproximadamente $5,5 \times 10^5$ fotones/litro. Esto está basado en la densidad de energía de radiación y la energía media por fotón a esta temperatura. La densidad de bariones estimadas, tiene un rango que va del doble de la densidad crítica a 6×10^{-3} /litro, al estimado extremo inferior de una galaxia visible, 3×10^{-5} /litro. Esto da un rango que va de 1×10^8 , a 2×10^{10} fotones/bariones. Esto está estimado por el número de fotones por bariones, que fué crucial en los cálculos del big bang. En la modelación de la nucleosíntesis en el big bang, incluyendo la proporción de hidrógeno/helio, la población relativa de bariones y fotones, está de acuerdo con las observaciones.

Cuando se rastrean y examinan las cantidades de D, ^3He , y ^7Li , y forman parte del modelo del big bang, el ratio de bariones a fotones queda más fuertemente limitado. El Particle Data Group da una proporción de bariones/fotones η entre

$$2,6 \times 10^{-10} < \eta < 6,3 \times 10^{-10} \text{ bariones/fotones}$$

Como la conservación del número de bariones es un principio de conservación fuerte, se infiere que el ratio de fotones a bariones es constante a través del proceso de expansión. Ningún proceso conocido en la naturaleza, cambia el número de bariones.

Anisotropía del Fondo 3K

En la radiación de fondo cósmico de microondas, existe una anisotropía de unos 0,1%, que se atribuye al desplazamiento Doppler originado por el movimiento del sistema solar a través de la radiación. El Particle Data Group informa que la asimetría tiene mayormente una naturaleza dipolar, con una magnitud de $1,23 \times 10^{-3}$. Este valor se utiliza para calcular

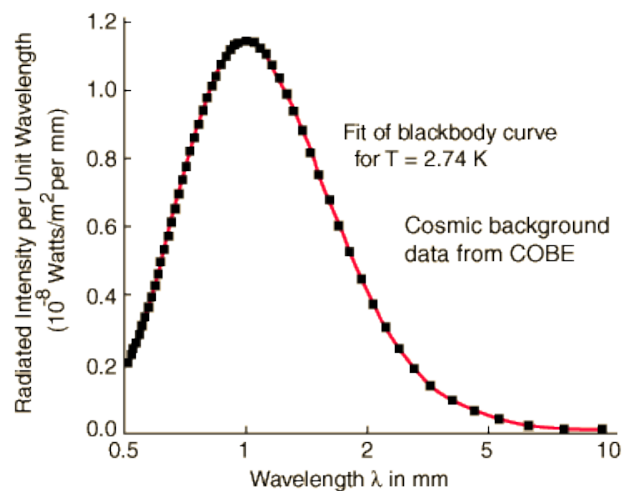
la velocidad de aproximadamente 600 m/s para la Tierra, en comparación con un observador que se mantuviera en línea con la expansión general.

Fluctuaciones en el Fondo 3K

El satélite COBE, con el uso de un radiómetro diferencial de microondas, ha descubierto fluctuaciones en la radiación de fondo cósmico de microondas. El tamaño de las fluctuaciones son $\Delta T/T = 6 \times 10^{-6}$. Esto está justo por encima del nivel en el cual, los cálculos cosmológicos del big bang, habrían entrado en problemas. La escala de las fluctuaciones, es mayor que el horizonte en el momento en que se emitió la radiación de fondo, lo que indica que las fluctuaciones son primordiales, que datan de un tiempo anterior a la separación de la radiación y la materia, el punto de transparencia. El "horizonte" es la distancia dentro de la cual, puede haber relaciones causales, es decir, dentro del tiempo de tránsito de la luz de cada uno.

El Satélite COBE

El Satélite Explorador de Fondo Cósmico de la NASA (COBE), fué lanzado para explorar la radiación de fondo cósmico de microondas. Los puntos de datos, se muestran superpuestos sobre la curva de un teórico cuerpo negro.



El ajuste con la fórmula de la radiación de Planck es tan preciso, que proporciona una poderosa confirmación de la idea de que es un remanente de la expansión del big bang.

Los datos de COBE han sido tan precisos, que se ha descubierto fluctuaciones en esa radiación, que son importantes para los cálculos cosmológicos del big bang. COBE porta tres instrumentos principales, un Radiómetro de Microondas Diferencial, un Espectrofotómetro Absoluto de Infrarrojos Lejanos (enfriado a 1,6K por helio líquido), y el Experimentador de Fondo Infrarrojo Difuso, también a 1,6K. El instrumento infrarrojo

medirá espectros infrarrojos de fondo, que se supone que son uniformes, pero cualquier variación inesperada, podría indicar la presencia de fuentes de energía que podría haber impulsado turbulencias para desencadenar la formación de galaxias. La sensibilidad de los instrumentos de infrarrojos es 100 veces mayor que el que se consigue desde la superficie de la Tierra. El Experimentador de Fondo de Infrarrojos, mirará distantes galaxias primordiales y otros objetos celestes que se formaron después del Big Bang.

La Constante Cosmológica

Einstein propuso una modificación de la ecuación de Friedmann que modela la expansión del universo. Añadió un término que él llamó constante cosmológica, que pone a la ecuación de Friedmann en la forma

$$H^2 = \frac{8\pi G\rho}{3c^2} - \frac{k}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \text{ where } \Lambda = \text{cosmological constant}$$

La motivación original para la constante cosmológica era hacer posible un universo estático que fuera isotrópico y homogéneo. Cuando la expansión del universo se estableció sin lugar a dudas, Einstein vió supuestamente la constante cosmológica como "el peor error que he cometido". Pero la idea de una constante cosmológica es aún objeto de debate activo. Rohlif sugiere que la interpretación física de la constante cosmológica era que las fluctuaciones del vacío afectaban al espacio-tiempo. A partir de mediciones de la densidad de volumen de galaxias distantes podría inferirse un valor distinto de cero para la constante cosmológica, pero tales medidas han dado un resultado negativo, mostrando un límite superior de:

$$|\Lambda| < 3 \times 10^{-52} \text{ m}^{-2}$$

Esto implica que sobre la escala de todo el universo, los efectos de fluctuación del vacío se cancelan. Esta evaluación se produce en un momento en que los cálculos teóricos sugieren contribuciones de quarks a las fluctuaciones del vacío, del orden de 10^{-6} m^{-2} .

La Ecuación de Friedmann

A Alexander Friedmann de Rusia se le acredita el desarrollo de una ecuación dinámica de la expansión del universo en 1920. Este fue un momento en que Einstein, Willem de Sitter de los Países Bajos, y Georges Lemaitre de Francia, también estaban trabajando en ecuaciones para modelar el universo. Friedmann lo desarrolló como una ecuación relativista en el marco de la relatividad general, pero la descripción aquí se limita a una versión no relativista simplificada, basada en las leyes de Newton.

Las formas convenientes de la ecuación de Friedmann con el que examinar la temperatura y el tiempo de expansión para el modelo del Big Bang del universo son

$$\left(H^2 - \frac{8}{3} \pi G \rho \right) R^2 = -kc^2$$
$$\left[\left(\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} \right)^2 - \frac{8}{3} \pi G \rho \right] R^2 = -kc^2$$

Además de la densidad y la constante de gravitación G, la ecuación contiene el parámetro de Hubble H, un parámetro de escala R, y un factor k que se llama parámetro de curvatura. El parámetro de curvatura indica si el universo es abierto o cerrado. Las ecuaciones anteriores no especifican la naturaleza de la densidad ρ . No incluyen las posibles interacciones de partículas que no sean la atracción gravitatoria. Tales interacciones de partículas como las colisiones, podrían especificarse en términos de presión, por lo que al modelo anterior se le refiere a veces como un universo "sin presión". Las versiones más detalladas de la ecuación de Friedman incluyen tales efectos.

Einstein consideró agregar un nuevo término, la famosa (o infame) constante cosmológica que produciría un universo estático.

Ley de Hubble

La ley de Hubble es una declaración de una correlación directa entre la distancia a una galaxia y su velocidad de recesión, determinada por el desplazamiento al rojo. Se puede establecer como

$$v = H_0 r$$

v = recessional velocity
 H_0 = Hubble constant
 r = distance

El valor del parámetro de Hubble calculado ha variado mucho en los últimos años, prueba de la dificultad en la medición de distancias astronómicas. Pero con los experimentos de alta precisión después de 1990, el rango de los valores reportados se ha reducido en gran medida a valores en el intervalo:

$$H_0 = \frac{70 \text{ km / s}}{\text{Mpc}} \approx \frac{20 \text{ km / s}}{\text{Mly}}$$

$\text{Mpc} = \text{million parsecs}$
 $\text{Mly} = \text{million light years}$

Un problema frecuentemente mencionado por la ley de Hubble es el Quinteto de Stefan. Cuatro de estas cinco estrellas tienen similares desplazamientos hacia el rojo, pero la quinta es muy diferente, y parece estar interactuando.

Los documentos del Particle Data Group cita como el "mejor valor moderno" del parámetro de Hubble de 72 km/s por megaparsec (+/- 10%). Este valor proviene de la utilización de las supernovas de tipo Ia (que dan distancias relativas alrededor del 5%), junto con los datos de las variables Cefeidas recogidos por el Telescopio Espacial Hubble. Los datos de la misión WMAP conduce a una constante de Hubble de 71 km/s +/- 5% por megaparsec.

Parámetro de Hubble

La proporcionalidad entre la velocidad de recesión y la distancia en la Ley de Hubble se llama constante de Hubble, o más apropiadamente parámetro de Hubble, ya que no depende del tiempo. En los últimos años el valor del parámetro de Hubble se ha visto considerablemente refinado, y el valor vigente de la misión WMAP es de 71 km/s por megaparsec.

Las velocidades de recesión de las galaxias distantes se conocen por el desplazamiento al rojo, pero las distancias son mucho más inciertas. La medición de distancias a las galaxias cercanas utiliza las variables Cefeidas como candela principal estándar, pero para

determinar la constante de Hubble deben ser examinadas las galaxias más distantes, ya que las distancias Cefeidas directas se encuentran dentro del rango de la fuerza gravitacional del grupo local. El uso del telescopio espacial Hubble ha permitido la detección de variables Cefeidas en el cúmulo de Virgo, que han contribuido al perfeccionamiento de la escala de distancias.

Los documentos del Particle Data Group cita como el "mejor valor moderno" del parámetro de Hubble de 72 km/s por megaparsec (+/- 10%). Este valor proviene de la utilización de las supernovas de tipo Ia (que dan distancias relativas alrededor del 5%), junto con los datos de las variables Cefeidas recogidos por el Telescopio Espacial Hubble. Los datos de la misión WMAP conduce a una constante de Hubble de 71 km/s +/- 5% por megaparsec.

Otro enfoque para el parámetro de Hubble da énfasis al hecho de que el propio espacio se está expandiendo, y en un momento dado puede ser descrito por un factor de escala adimensional R(t). El parámetro de Hubble es la relación de la velocidad de cambio del factor de escala respecto del valor actual del factor de escala R:

$$H(t) = \frac{dR(t)}{R(t) dt}$$

$R(t)$ = dimensionless scale factor for the expanding universe
 $R(t_0) = 1$
 The scale factor is set =1 at the present time.

El factor de escala R para un determinado objeto observado en el universo en expansión con respecto a $R_0 = 1$ en el momento presente, puede deducirse de la expresión del parámetro z del desplazamiento al rojo. El parámetro de Hubble tiene las dimensiones del inverso del tiempo, por lo que puede obtenerse un tiempo de Hubble t_H invirtiendo el valor actual del parámetro de Hubble.

$$H_0 = 71 \frac{km / s}{mpc} = 2.3 \times 10^{-18} s^{-1}$$

$$t_H = \frac{1}{2.3 \times 10^{-18} s^{-1}} = 13.8 \times 10^9 \text{ years}$$

Hay que tener precaución en la interpretación de este "tiempo de Hubble", ya que la relación entre el tiempo de expansión y el tiempo de Hubble es diferente para la era dominada por la radiación y la era dominada por la masa. Las proyecciones del tiempo de expansión se pueden hacer a partir de los modelos de expansión.

Parámetro de Hubble y Desplazamiento al Rojo

La ley de Hubble establece que la distancia a una galaxia dada es proporcional a la velocidad de recesión, medida por el desplazamiento al rojo Doppler. El desplazamiento al rojo de las líneas espectrales se expresa comúnmente en términos del parámetro z , que es el cambio fraccional en la longitud de onda espectral. La distancia de Hubble está dada por

$$r = \frac{v}{H_0} = \frac{\beta c}{H_0} = \left[\frac{(z+1)^2 - 1}{(z+1)^2 + 1} \right] \frac{c}{H_0}$$

y se puede calcular a partir del desplazamiento de la longitud de onda de cualquier línea espectral.

División de la Energía entre los Fotones y las Partículas Masivas

Una de las ideas asociadas con el modelado del Big Bang es, que cuanto más atrás se proyecta en el tiempo, más dominado por los fotones está el universo. Pensamos que el universo actual es sobre todo materia, pero la energía del universo primitivo era principalmente energía de fotones, con partículas masivas jugando un papel muy pequeño.

La cantidad de energía de radiación en el universo de hoy puede ser estimada con el uso de la ley de Stefan-Boltzman, teniendo en cuenta que el universo está lleno de radiación de cuerpo negro a una temperatura de 2,7 K. La densidad de energía en esta radiación de equilibrio está dada por

$$u = \frac{4}{c} \sigma T^4 = \frac{4 \times 5.7 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4} \times (2.7 \text{ K})^4}{3 \times 10^8 \text{ m/s}}$$
$$u = 4.0 \times 10^{-14} \text{ J / m}^3 = 0.25 \text{ MeV / m}^3$$

También hay una energía de fondo en los neutrinos, que se espera que tengan una temperatura de aproximadamente 1,9 K, y de acuerdo con el modelo estándar hay 7/4 de ellos con relación al número de fotones. Tratándolos como partículas sin masa daría una densidad de energía de aproximadamente 0,11 MeV/m³, por lo que la densidad total de energía de los fotones y los neutrinos es aproximadamente:

$$\rho_{\text{radiation}} \approx 0.4 \text{ MeV / m}^3$$

Una estimación actual de la cantidad de masa en el universo actual es

$$\frac{\rho_{mass}}{c^2} \approx \frac{10^{11} \text{ solar masses}}{Mpc^3} \quad \text{which gives } \rho_{mass} \approx 0.5 \text{ GeV} / m^3$$

por lo que las estimaciones actuales, coloca la cantidad de energía en partículas masivas, como más de mil veces mayor que la energía en radiación.

Temperatura y Tiempo de Expansión en el Big Bang Estándar

En el modelo del big bang de la expansión del universo, el tiempo de expansión puede ser expresado en términos del parámetro de Hubble.

$$t_{exp} = \frac{1}{H(t)}$$

y el parámetro de Hubble se puede relacionar con un modelo de expansión, con el uso de la ecuación de Friedmann.

$$t_{exp} = \frac{1}{H} = \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G\rho}}$$

En las primeras etapas de la expansión del universo, su densidad de energía estaba dominada por la radiación, con la materia presente sólo como un contaminante insignificante. En esas condiciones, la densidad en la ecuación de Friedmann se puede tomar como la asociada con el campo de radiación, y relacionada con el cociente entre la temperatura en un momento dado y la temperatura actual de la radiación cósmica de fondo. Esto da:

$$\rho_{radiation}(T) \approx (0.4 \text{ MeV} / m^3) \left[\frac{T}{2.7 \text{ K}} \right]^4$$

La dependencia de la temperatura de la cuarta potencia, viene de la ley de Stefan-Boltzman. Sustituyendo en la ecuación de Friedmann da una expresión de la expansión del tiempo, como una función de la temperatura en un universo primitivo dominado por la radiación.

$$t_{\text{exp}} = \left[\frac{2.7K}{T} \right]^2 \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G(0.4 \text{ MeV} / \text{m}^3)}}$$

Las densidades de energía de la radiación y la materia son aproximadamente iguales a la temperatura del punto de transparencia, aproximadamente 3000 K. A temperaturas mucho más bajas, la energía está dominada por la materia. La densidad de energía de la materia como función de la temperatura está dada por

$$\rho_{\text{mass}} = (0.5 \text{ GeV} / \text{m}^3) \left[\frac{T}{2.7K} \right]^3$$

La expresión resultante para el tiempo de expansión a partir de la ecuación de Friedmann es entonces

$$t_{\text{exp}} = \left[\frac{2.7K}{T} \right]^{3/2} \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G\rho_0}}$$

Temperatura, Tiempo de Expansión y Densidad de Energía en el Universo en Expansión

En los inicios de un universo primitivo dominado por la radiación donde $T \gg 3000K$, se puede relacionar el tiempo de expansión con la temperatura en la fórmula:

$$t_{\text{exp}} = \left[\frac{2.7K}{T} \right]^2 \sqrt{\frac{(3 \cdot 3 \times 10^8 \text{ m} / \text{s})^2}{8\pi(6.67 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2})(0.4 \text{ MeV} / \text{m}^3)(1.6 \times 10^{-13} \text{ J} / \text{MeV})}}$$

$$t_{\text{exp}} \approx \frac{4 \times 10^{20} \text{ s} \text{ K}^2}{T^2}$$

Téngase en cuenta que este cálculo incluye sólo los fotones y los neutrinos, y no se aplica a los tiempos anteriores a la aniquilación de la mayor parte de los electrones y positrones. Luego se debe introducir otro factor de 7/4, para incluir la contribución de la energía de los electrones y positrones.

Para temperaturas $T \ll 3000K$, predomina la materia sobre la energía. En la era dominada por la materia, el tiempo y la temperatura de expansión están relacionados por:

$$t_{\text{exp}} = \left[\frac{2.7K}{T} \right]^{3/2} \sqrt{\frac{3c^2}{8\pi G\rho_0}}$$

Tomando la densidad de energía de la materia como 0,5 GeV/m³, entonces el tiempo de expansión calculado a partir de ahí, es de aproximadamente 4,5 x 10⁹ años. Si se toma la densidad de energía de la materia, como la densidad crítica de aproximadamente 5,5 GeV/m³ asociada con un parámetro de Hubble de 72 km/s/Mpc, entonces, el tiempo de expansión a la temperatura actual de 2,7K es 13,6 x 10⁹ años. El cálculo de la densidad crítica viene de una expresión en Weinburg.

IMPORTANTE:

Hyperphysics (© C. R. Nave, 2010) es una base continuamente en desarrollo de material de instrucción de física. No es freeware o shareware. No se debe copiar o duplicar sin autorización. El autor está abierto a propuestas para su uso con fines de instrucción no lucrativos. La intención general ha sido desarrollar un entorno de exploración de gran alcance que pueda ser de utilidad para estudiantes y profesores.



Seleccionado por el programa SciLinks, un servicio de la National Science Teachers Association.

Copyright 2001.

Un número de instituciones educativas están utilizando el material en aulas equipadas con ordenadores, y para ello, se pueden preparar para su institución paquetes de laboratorio de DVD's. Otra posibilidad es una licencia para publicar Hyperphysics internamente, en un sitio interno, que le permitirá modificar y agregar a Hyperphysics como una base sobre la que ampliar. Tales licencias están sujetas a la restricción, de que el acceso al sitio espejo interno desde la World Wide Web, debe estar al menos protegido por contraseña. Estas licencias están siendo utilizados por un número de instituciones educativas y centros de formación para facilitar el desarrollo de contenidos específicos sin tener que "reinventar la rueda", rellenando todo el material de introducción