

Energía de los núcleos atómicos

12.1. Introducción

La denominación “átomo”, empleada por Demócrito, para denotar los constituyentes de la materia, tiene el significado de indivisible. Sin embargo, experimentos del principio del siglo XX mostraron que el átomo era una partícula compuesta por una zona central, llamada núcleo, y una zona periférica formada por los electrones. El núcleo es muy pequeño comparado con las dimensiones típicas de un átomo. Para tener una idea del orden de magnitud basta comparar el radio de Bohr $a_0 = 5,2 \times 10^{-11} \text{ m}$ con la longitud de onda de Compton del protón $\lambda_p = 1,3 \times 10^{-15} \text{ m}$; de donde se deduce que el átomo de hidrógeno es aproximadamente 40.000 veces más grande que su núcleo.

12.2. Constituyentes del núcleo atómico

Los constituyentes básicos del núcleo atómico son los protones y neutrones. Se usa la denominación genérica de nucleones para denotar tanto a protones como neutrones. En la tabla 12.1 se muestran las propiedades fundamentales de electrones y nucleones: donde $e = 1,6021 \times 10^{-19} \text{ Coulomb}$ denota la carga eléctrica elemental. El *espín* es el momento angular intrínseco de las partículas.

Partícula	masa	carga	espín
electrón	$9,1091 \times 10^{-31} \text{ kg}$	$-e$	1/2
protón	$1,6725 \times 10^{-27} \text{ kg}$	e	1/2
neutrón	$1,6748 \times 10^{-27} \text{ kg}$	0	1/2

Tabla 12.1.
Constituyentes
básicos del átomo.

Se puede caracterizar un núcleo por el número de protones Z y por el número total de nucleones A que lo forma. Al número Z se lo llama también *número atómico* mientras que a A se lo llama *número másico* del núcleo. Se deduce, entonces que el número de neutrones N está dado por $N = A - Z$. Se da la denominación de *isótopos* a los núcleos que tienen el mismo número atómico pero distinto número de neutrones. Para expresar las masas nucleares se suele usar la llamada unidad de masa atómica (uma) que se define como la doceava parte de la masa del átomo de carbono ^{12}C . Es así que resulta $1 \text{ uma} = 1,6604 \times 10^{-27} \text{ kg}$.

Experimentalmente, se obtiene que el radio nuclear r es proporcional a $A^{1/3}$; más específicamente se tiene

$$r = r_0 A^{1/3}. \quad (12.1)$$

Observando la distribución de masa se obtiene $r_0 = 1,4 \times 10^{-15} \text{ m}$. Por otro lado observando la distribución de carga se obtiene $r_0 = 1,2 \times 10^{-15} \text{ m}$; mientras que la

longitud de onda de Compton del electrón es $\lambda_p = 1,3 \times 10^{-15} \text{ m}$.
Se deduce entonces que el volumen nuclear está dado aproximadamente por

$$V = \frac{4\pi}{3} r_0^3 A; \quad (12.2)$$

de donde se infiere que los nucleones se acomodan a distancias medias fijas independientemente del número másico. Además se deduce que la densidad nuclear es aproximadamente constante independiente de A ; dado que la masa de un núcleo es aproximadamente $M = Auma$; luego la densidad nuclear está dada aproximadamente por

$$\rho = \frac{M}{V} = \frac{uma}{\frac{4\pi}{3} r_0^3} = 1,44 \times 10^{17} \frac{\text{kg}}{\text{m}^3} \quad (12.3)$$

Otras características importantes de un núcleo son su momento angular intrínseco o espín, su momento dipolar magnético y su momento cuadrupolar eléctrico.

Ejercicio 12.1 Usando la relación $E = mc^2$ exprese las masas del electrón, del protón y del neutrón en unidades de MeV, mega electrón-volt.

12.3. Interacciones nucleares

12.3.1. Interacción fuerte

Como los protones tienen carga eléctrica, la interacción nuclear protón-protón o protón-neutrón debe ser más fuerte que la interacción de repulsión electromagnética entre protones. Debido a esto se denomina a las interacciones nucleares responsables de la estabilidad de los núcleos, como interacción fuerte.

De la misma manera que se atribuye al fotón la interacción electromagnética entre partículas cargadas, usaremos la denominación genérica de pión para denotar la partícula responsable de la *interacción fuerte*.

12.3.2. Interacción débil

No todos los núcleos son estables. Se observa distintos tipos de decaimientos. Para explicar los decaimientos tipo β es necesario recurrir a la llamada *interacción débil*.

12.4. Nota histórica: el problema de la conservación de la energía en el decaimiento β

Debido a que los estados electrónicos de los átomos y los estados nucleares están cuantizados la mayoría de los procesos incluyen la emisión de partículas con energías bien definidas, lo que ayuda a caracterizar las propiedades de los átomos o de los núcleos. Pero en 1927 se observó la emisión de rayos de elementos, con un espectro continuo de energías. Con el correr del tiempo se reconoció que estos fenómenos consistían en la emisión de electrones de núcleos atómicos. En 1930 Wolfgang Pauli (1900-1958) sugirió que en el decaimiento se debía producir una tercera partícula que no era detectada. En 1933 Enrico Fermi (1901-1954) describió el proceso de decaimiento β introduciendo una nueva partícula que llamó

neutrino. Los neutrinos debían tener carga eléctrica cero y muy poca masa o masa cero. En relación con esto se debe notar que el neutrón no es una partícula estable. En estado libre decae. Este proceso se lo conoce más precisamente como el decaimiento β ; en el cual un neutrón decae en un protón un electrón y un antineutrino

$$n \leftarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (12.4)$$

La vida media de un neutrón libre es aproximadamente 15 minutos.

12.5. Energía nuclear

La energía necesaria para separar un nucleón del núcleo se la llama energía de ligadura nuclear.

Consideremos el caso sencillo del deuterón que está formado por un protón y un neutrón. La masa del deuterón es $m_d = 2,014102$ uma; mientras que las masas de los nucleones son $m_p = 1,007825$ uma para el caso del protón y $m_n = 1,008665$ uma para el caso del neutrón. Denotando con E_{pn} la energía del sistema protón neutrón no ligados y con E_d la energía del deuterón, definimos la energía de ligadura E_l por $E_l = E_{pn} - E_d$ de donde se obtiene para este caso que

$$E_l = (m_p + m_n - m_d) c^2 = 931,48 \text{ MeV} \frac{(m_p + m_n - m_d)}{\text{uma}} = 2,224 \text{ MeV} \quad (12.5)$$

donde hemos usado el equivalente en energía de una masa de una uma en unidades de mega electrón-volt [MeV].

Como la energía del estado no ligado es mayor que la del estado ligado, vemos que en este caso se liberará energía cuando un protón y un neutrón se combinan para formar un deuterón.

Comparemos este valor de energía de ligadura con la energía electrostática entre dos protones cuando están a una distancia $r_2 = 2r_0 \approx 2,6 \times 10^{-15}$ m; que está dada por

$$E_{pp} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_2} = 5,5 \times 10^5 \text{ eV}. \quad (12.6)$$

Recordando que la energía de ligadura del átomo de hidrógeno es sólo 13,6 eV. Podemos además calcular la energía gravitatoria asociada a un sistema compuesto por masas m_p y m_n puestas a una distancia r_2 lo que nos da

$$E_G = \frac{Gm_p m_n}{r_2} = 4,5 \times 10^{-31} \text{ eV} \quad (12.7)$$

Vemos, entonces, que la relación entre energía de ligadura nuclear y energía electrostática es aproximadamente

$$\frac{E_l}{E_{pp}} = \frac{2,224 \times 10^6}{5,5 \times 10^5} \approx 4 \quad (12.8)$$

mientras que la relación entre energía de ligadura nuclear y energía potencial gravitatoria es

$$\frac{E_l}{E_G} = \frac{2,224 \times 10^6}{4,5 \times 10^{-31}} \approx 5 \times 10^{36} \quad (12.9)$$

De aquí se observa que la interacción que determina las interacciones nucleares se la llama fuerte.

Hay otra característica importante que diferencia la interacción fuerte de las otras dos recién mencionadas y es que mientras la interacción fuerte es de muy poco alcance (las partículas involucradas deben estar a menos de 10^{-14} m), tanto la interacción electromagnética como la gravitatoria tienen alcance infinito (no importa a qué distancia esté una partícula de la otra, la trayectoria de una partícula es siempre afectada por la presencia de la otra).

Como se observa en la figura 12.1 de pesos atómicos versus número atómico, los núcleos estables alcanzan una masa de hasta alrededor de 200 uma.

Esto implica que se deberían tener en cuenta efectos de volumen para núcleos con tantas partículas.

Una fórmula que predice con bastante precisión la energía de ligadura de los nucleones en función del número másico A y del número atómico Z es la siguiente

$$E_l = \epsilon_1 A - \epsilon_2 A^{2/3} - \epsilon_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} - \epsilon_4 \frac{(A - 2Z)^2}{A}; \quad (12.10)$$

donde el primer término del lado derecho toma en cuenta que la energía de ligadura debería crecer linealmente con el número másico; el segundo término que a la energía de interacción se le debe restar los términos de superficie que van como r^2 o equivalentemente como $A^{2/3}$; el tercer término toma en cuenta la repulsión coulombiana que en primera aproximación se comporta como $Z^2/r \approx Z^2/A^{1/3}$; el cuarto término toma en cuenta una corrección debido a la energía cinética de los nucleones. El valor de las constantes está dado por

$$\begin{aligned} \epsilon_1 &= 15,760 \text{ MeV}, & \epsilon_2 &= 17,810 \text{ MeV}, \\ \epsilon_3 &= 0,711 \text{ MeV}, & \epsilon_4 &= 23,702 \text{ MeV}. \end{aligned} \quad (12.11)$$

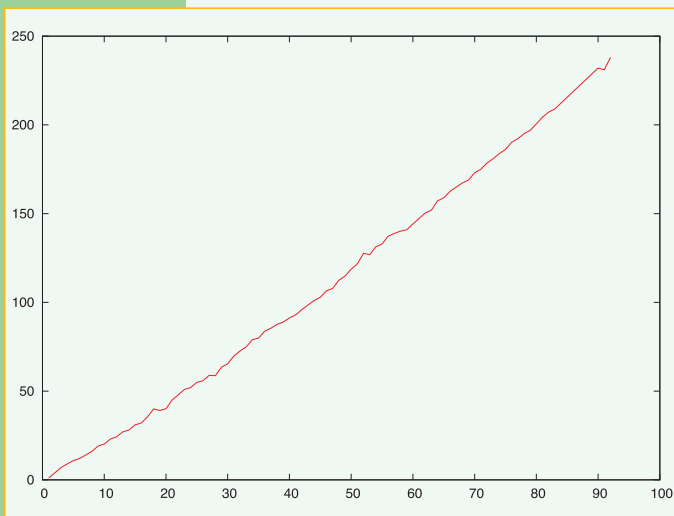


Figura 12.1.
Gráfico de los pesos atómicos en unidades de [uma] como función del número atómico.

Usando esta fórmula para la energía de ligadura, se puede probar que el valor de Z , para A fijo, que maximiza la estabilidad del núcleo está dado por

$$Z = \frac{A}{2 + 0,01499 A^{2/3}}. \quad (12.12)$$

Si se reemplaza esta expresión de Z en la ecuación para la energía de ligadura, se puede calcular cuál es el valor de A que maximiza la energía de ligadura por nucleón. En la figura 12.2 se observa que la energía por nucleón $e(A) = \frac{E_l(A)}{A}$ tiene un máximo alrededor de $A = 60$; lo que implica un valor del número atómico alrededor de $Z = 26$, que corresponde al hierro (Fe).

La curva que se grafica en la figura 12.2 representa bastante bien los datos experi-

mentales. Se deduce entonces que cuando dos núcleos livianos, con $Z \ll 26$, se unen para formar un núcleo más pesado, se libera energía; mientras que si un núcleo pesado, con $Z \gg 26$ se desintegra para formar dos núcleos más livianos también se libera energía. Al primer proceso se lo conoce como *fusión* mientras que al segundo se lo llama proceso de *fisión* .

Además de los núcleos estables se encuentran núcleos inestables o radioactivos. Estos núcleos desprenden partículas en los procesos radioactivos y tienden a conseguir una configuración estable de esta forma. Históricamente se les dio el nombre de partículas α y β a aquellas liberadas en los procesos radioactivos.

Las partículas α son núcleos de helio compuestas por dos neutrones y dos protones. Las partículas β son electrones. Existen núcleos que liberan antielectrones en lugar de electrones. Para distinguir estos dos tipos de desintegración se denota con β^- el proceso de desintegración que libera un electrón y con β^+ el proceso que libera un antielectrón.

Los procesos de desintegración radioactivos siguen una ley de evolución temporal exponencial; de tal forma que si se comienza con una muestra que tiene N_0 núcleos radioactivos, luego de un tiempo t se tendrán

$$N(t) = N_0 \exp^{-\lambda t} \quad (12.13)$$

núcleos; donde la constante es una característica del núcleo radioactivo y se la denomina *constante de desintegración* . Se define como *vida media* del núcleo a la constante T dada por

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}; \quad (12.14)$$

dado que el significado de T es que $N(T) = \frac{1}{2}N_0$. A modo de ejemplo mencionemos que el isótopo uranio 238, que es el más común y se denota por ${}^{238}_{92}\text{U}$, tiene una vida media de 4×10^9 años; mientras que el isótopo ${}^{235}_{92}\text{U}$, tiene una vida media de 7×10^8 años.

Estamos usando la notación usual de isótopos ${}^A_Z X$ donde X es el símbolo del elemento y donde A y Z son el número másico y atómico respectivamente.

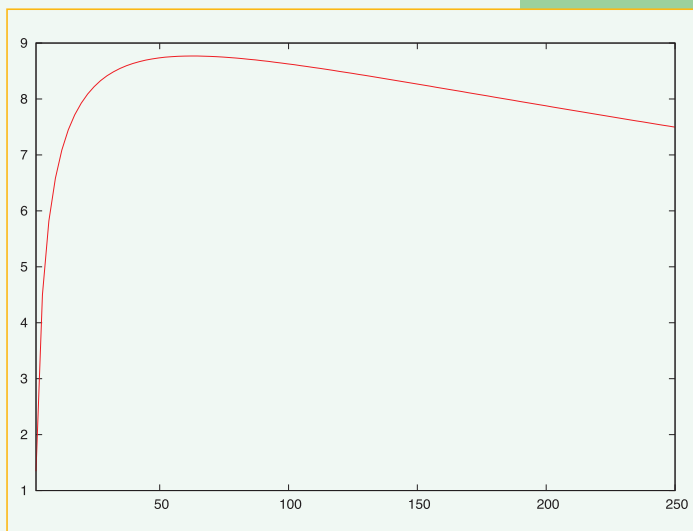


Figura 12.2.
Energía por nucleón teórica, en MeV, como función del número atómico.

12.6. Reactores nucleares

Actualmente, los reactores nucleares hacen uso de la fusión nuclear para producir energía. La forma usual de conseguir la fusión es inducirla por captura de neutrones sobre el isótopo ${}^{235}_{92}\text{U}$ del uranio. En el proceso de desintegración se emiten en pro-

medio más de dos neutrones que a su vez inducen el decaimiento de otros núcleos. Esto permite que se pueda producir la reacción en cadena.

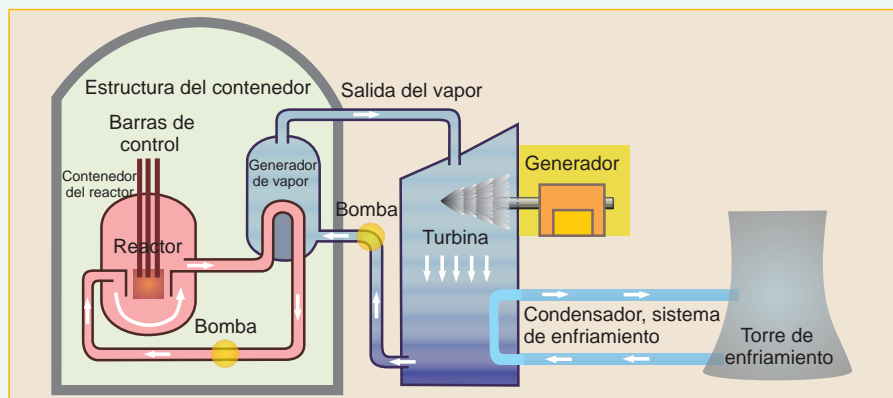
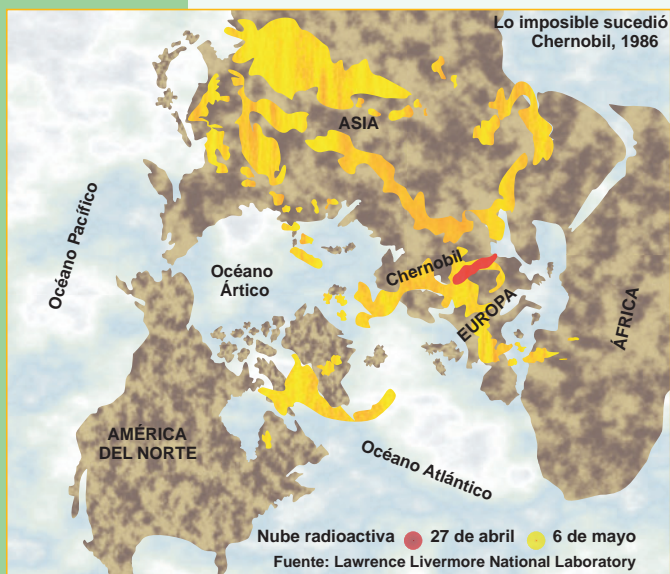


Figura 12.3.
Esquema de funcionamiento de un reactor nuclear.

El objetivo de un reactor nuclear es producir esta reacción en cadena, controladamente, y aprovechar la energía producida. La energía liberada en la fisión de un núcleo de $^{235}_{92}\text{U}$ es de, aproximadamente, 200 MeV ; que es mucho mayor que la energía liberada en reacciones químicas que, típicamente, son del orden del eV . Para controlar la reacción nuclear se usan sustancias que absorben neutrones que se denominan moderadores. Se usan para este fin al agua, al agua pesada y al grafito. Un diseño típico de reactor es el que muestra la figura 12.3.

Como es sabido, la generación de energía nuclear, además de producir desechos radioactivos muy contaminantes, tiene altos riesgos. Dos de los incidentes más peligrosos que han ocurrido son el de “Three Mile Island”, acaecido en marzo de 1979 y el de Chernobil, que comenzó el 26 de abril de 1986. En los dos casos se llegó a una situación tal que se derritió el núcleo que contenía el combustible nuclear. En el caso de “Three Mile Island” la pérdida de sustancias radioactivas fue relativamente pequeña; sin embargo en el caso de Chernobil las fugas de sustancias

Figura 12.4.
Nube global radioactiva producida en el desastre de Chernobil.



radioactivas fue masiva y afectó una buena porción del planeta. En la figura 12.4 se observa los alcances de la nube radioactiva. En la Argentina hay dos centrales nucleares en operación y una en construcción. Existen además estudios sobre posibles reactores nucleares que hagan uso del proceso de fusión. Estos están, fundamentalmente, asociados al diseño del tokamak que es un reactor en forma de toro donde se espera confinar la reacción nuclear por medio de fuertes campos magnéticos. El proceso de fusión del hidrógeno es la fuente principal de energía del Sol. Este proceso produce helio a expensas del hidrógeno. Cuando éste se acaba, comienza otra reacción que consume helio produciendo elementos más pesados en el proceso de fusión.

Las bombas atómicas se han construido tanto usando la fisión como la fusión. Las primeras fueron construidas con elementos pesados y hacían uso de la fisión. Las más modernas y poderosas usan como combustible al hidrógeno y por lo tanto usan el proceso de fusión. Las centrales nucleares producen isótopos radioactivos que son usados en diversas aplicaciones técnicas incluyendo la medicina.

12.7. La vida de las estrellas

12.7.1. El Sol

El cuerpo más masivo de nuestro sistema planetario es el Sol que es la estrella más cercana a nosotros. Las características del Sol más importantes para nuestra vida son: que tiene una masa de $1,99 \times 10^{30}$ kg, un radio de aproximadamente $6,96 \times 10^8$ m, está a una distancia de $1,5 \times 10^{11}$ m y radía como un cuerpo negro a una temperatura de 5.780 K. La foto de la figura 12.5 fue tomada por el satélite SOHO en la banda de ultravioleta. La corona solar está a una temperatura de aproximadamente a 1.000.000 K.

12.7.2. Grupos básicos de estrellas

Las estrellas dominan el paisaje nocturno cuando no hay nubes. La fuente de energía para que las estrellas puedan brillar por tanto tiempo son reacciones nucleares que se producen en su interior.

Algunas estrellas aparecen en conjuntos llamados conglomerados. Existen dos tipos generales de conglomerados globulares y galácticos (o abiertos). Los globulares tienen un aspecto compacto con una distribución más o menos esférica; admitiendo, típicamente, unas 100.000 estrellas. Los galácticos no tienen tantas estrellas y tienen un aspecto geométrico más irregular.

En general ha resultado útil la división de las estrellas en dos grandes grupos conocidos como población I y población II. Las características fundamentales de estas poblaciones son que las estrellas integrantes de la población I están fundamentalmente distribuidas en el disco de la galaxia, son relativamente jóvenes y tienen una abundancia rica en elementos pesados; mientras que las integrantes de la población II están fundamentalmente distribuidas en el halo de la galaxia, son relativamente viejas y tienen poca abundancia de elementos pesados.

12.7.3. Luminosidad, magnitudes aparentes y colores de las estrellas

La intensidad de la luz que recibimos de una estrella, puede ser medida con el ins-

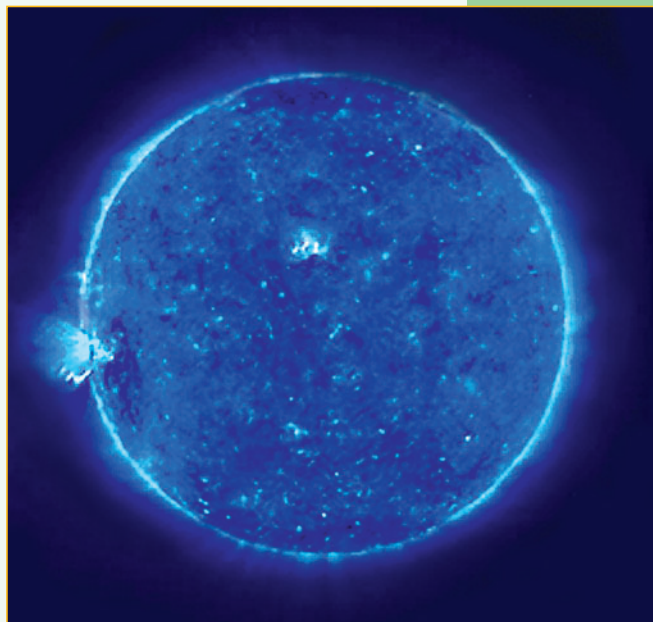


Figura 12.5. Foto del Sol tomada por el satélite SOHO con el instrumento Extreme Ultraviolet Imaging Telescope (EIT) a 171 Angströms [\AA] (recordar que $1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$).

trumento de observación que se esté usando. Antiguamente, se usaba el ojo, y se definió una escala para medir la luminosidad que iba del 1 al 6; usándose el valor 1 para la estrella más luminosa. Al valor de la escala se lo llama magnitud. La sensibilidad del ojo es logarítmica; por lo que la escala de magnitudes también lo es. Si denotamos con $I(X)$ la intensidad de la estrella X recibida por un instrumento que tiene una sensibilidad a los colores similar a la del ojo humano, la relación entre dos magnitudes está definida por la ecuación

$$m(\alpha) - m(\beta) = -2,5 \log \frac{I(\alpha)}{I(\beta)}; \quad (12.15)$$

donde el signo menos toma en cuenta que las magnitudes aumentan cuando la intensidad de las estrellas disminuye y estamos usando la denominación 'log' para denotar los logaritmos en base 10 (reservando la notación usual de 'ln' para los logaritmos naturales en base e). Supongamos que la estrella β se la toma como de magnitud 0; luego se puede usar la ecuación anterior para determinar la magnitud de cualquier otra estrella.

Se debe enfatizar que de esta forma se está definiendo un sistema de magnitudes aparentes, pues se toma en cuenta sólo la información de la radiación recibida en la Tierra. Para tomar en cuenta la magnitud absoluta de una estrella es necesaria además tomar en cuenta la distancia a la misma.

Con esta definición, existen estrellas que resultaron con magnitudes negativas; como la estrella Sirio que tiene magnitud $m = -1,6$.

Para tener una medida del color de una estrella se debe comparar la intensidad luminosa en distintas bandas. El sistema más usado de magnitudes aparentes es el llamado sistema UBV; que mide en la banda ultravioleta U a alrededor de 3.400 Å, en la banda azul B a aproximadamente 4.300 Å y en la banda visual V a alrededor de 5.500 Å. Cada banda es de aproximadamente 1.000 Å de ancho.

Se usa la notación B-V para significar la resta $m_B - m_V$; esto es la resta entre la magnitud aparente en la banda B menos la magnitud aparente en la banda V. Análogamente se define U-B. de esta manera se le puede dar una noción precisa al color de las estrellas. Por ejemplo, si la estrella que estamos observando tiene el valor B-V mayor que el valor que tiene la estrella α de referencia entonces diremos que la estrella β es más roja que la α ; similarmente si B-V es menor diremos que α es más azul que β .

12.7.4. Magnitudes absolutas

En la noción de magnitud absoluta, es necesario hacer uso de la distancia al objeto bajo observación.

En estudios astronómicos se usan diversas unidades para medir distancias. A la distancia media al Sol se la denomina *unidad astronómica* y se la denota ua; siendo su valor de $1\text{ua} = 1,49 \times 10^{11}\text{m}$.

Otra unidad de medida, que mencionamos, anteriormente, es el año luz. Pero los astrónomos usan frecuentemente el *parsec*. El parsec se define en término del efecto llamado paralaje. Sin entrar en detalles sólo nos basta saber que un parsec equivale a $3,09 \times 10^{16}\text{m}$ o a 3,26 años luz.

Para tener una medida de la luminosidad intrínseca de una estrella se tiene que recurrir a una escala distinta que las magnitudes aparentes; dado que una estrella podría ser intrínsecamente muy brillante pero aparecer a simple vista como muy tenue sólo

porque está muy lejos. La luminosidad aparente disminuye con la distancia d como $1/d^2$; dado que la energía que atraviesa por unidad de tiempo a las esferas con centro en la estrella es la misma en una situación estacionaria. Vemos entonces que si $I(d)$ es la intensidad de la luz recibida de una estrella cuando está a una distancia d ; si estuviese a una distancia de 10 parsec tendría la intensidad

$$I(10 \text{ parsec}) = I(d) \left(\frac{d}{10 \text{ parsec}} \right)^2. \quad (12.16)$$

Se define como magnitud absoluta M a la magnitud aparente que tendría la estrella si estuviese a 10 parsec de distancia. Entonces se tiene

$$M = m(10 \text{ parsec}) = m(d) - 2,5 \log \frac{I(10 \text{ parsec})}{I(d)} = m(d) - 5 \log \frac{d}{10 \text{ parsec}}; \quad (12.17)$$

ésta es la ecuación que se debe usar para calcular las magnitudes absolutas. Existen magnitudes absolutas definidas para las distintas bandas; más adelante haremos uso de M_V .

12.7.5. Diagrama de Hertzsprung-Russell

Estamos en condiciones de entender una de las observaciones más importantes que atañe a las estrellas; es el llamado diagrama de Hertzsprung-Russell. El mismo es un gráfico donde cada punto refiere a una estrella a la cual se le ha medido su magnitud absoluta M_V y la magnitud B-V. Para las estrellas cercanas al Sol se obtiene el gráfico mostrado en la figura 12.6. Remarquemos entonces que el diagrama de Hertzsprung-Russell se puede entender como un diagrama de luminosidad vs. color de las estrellas, o equivalentemente de luminosidad vs. temperatura de las estrellas; dado que por medio del espectro de radiación de Planck podemos asociar color con temperatura. Aproximadamente el 90% de las estrellas cercanas están en la secuencia principal. Los nombres gigantes y enanas están asociados a los respectivos tamaños de estos conjuntos de estrellas.

Dado que las estrellas constantemente están consumiendo su combustible nuclear, evolucionan en el tiempo; por lo que uno se pregunta si esa evolución se reflejará como un movimiento con el correr del tiempo de una estrella en este diagrama. Por ejemplo, uno se podría preguntar si a lo largo de la vida de una estrella se puede saltar de un grupo a otro de este diagrama. En lo que sigue estudiaremos este tipo de preguntas.

12.7.6. Procesos nucleares en las estrellas

La producción de energía de las estrellas es por medio de reacciones nucleares. Cuando se estudia la energía de ligadura por nucleón como función del número másico A , se nota que existe un máximo entre valores de A que van de 50 a 60, apro-

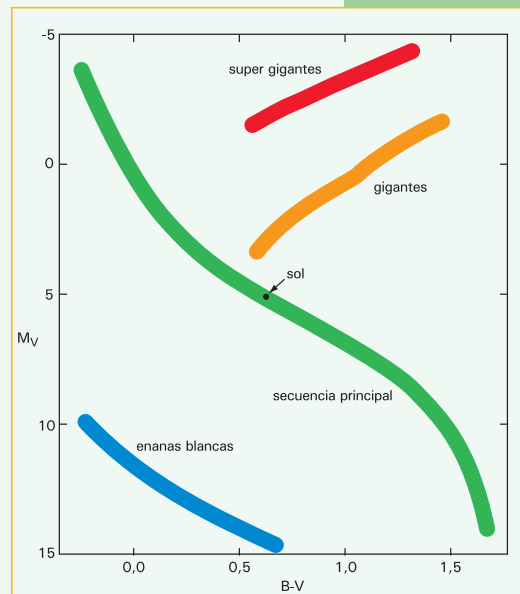


Figura 12.6. Diagrama de Hertzsprung-Russell que muestra la relación entre la magnitud absoluta en la banda V versus el índice de color B-V.

ximadamente. Esto indica que es posible obtener energía de núcleos livianos a expensas de procesos de fusión y de núcleos pesados a expensas de fisión.

Entre los protones existe la interacción electromagnética de largo alcance que es repulsiva; mientras que las interacciones fuertes entre nucleones es de corto alcance. Luego para que las reacciones nucleares puedan tener lugar, es preciso que los componentes tengan una energía cinética inicial más o menos grande para poder sobrepasar la barrera de repulsión eléctrica entre protones. En un gas ideal no relativista la energía cinética es proporcional a $k_B T$ por lo que se necesita que la temperatura sea lo suficientemente alta para que las reacciones nucleares puedan ocurrir. Este tipo de reacciones se conoce con el nombre de *termonucleares*.

Si se tiene un gas perfecto autogravitante; pero la temperatura no es lo suficientemente alta para que comiencen las reacciones nucleares, entonces carecerá de una fuente de energía importante y el gas se contraerá por su propio peso. Pero al contraerse, las partículas chocan más frecuentemente entre ellas y hay una transferencia de energía gravitatoria a energía interna del gas de tal forma que la temperatura aumenta; pudiéndose lograr ulteriormente una reacción termonuclear. La masa de la estrella tiene que ser lo suficientemente grande para que haya suficiente energía gravitatoria disponible; estimaciones de esta masa mínima M_{\min} dan que $M_{\min} \approx 0,2 M_{\odot}$; donde usamos M_{\odot} para denotar la masa del Sol.

Para núcleos con número atómico creciente se tiene que crece también la repulsión eléctrica con otro protón. Luego se necesitan temperaturas más altas para lograr la fusión de núcleos con número atómico mayor. Luego para una dada estrella se espera que inicialmente se consuman los elementos más livianos en las reacciones nucleares; convirtiéndose en núcleos más pesados; los que con ulterior aumento de la temperatura también se consumirán en elementos que finalmente estarán alrededor del número atómico del hierro. Cuando las estrellas llegan a esta situación no se espera que haya ulteriores reacciones nucleares de fusión. Lo que sucede después depende de la masa y composición química de las estrellas.

12.7.7. Reacciones del quemado del hidrógeno

La transmutación de hidrógeno en helio se lleva a cabo por medio de dos mecanismos principales; las llamadas cadenas PP y el ciclo CNO. Las reacciones toman lugar a una temperatura de aproximadamente 10^7 K.

La cadena PP se divide en tres ramas principales, llamadas PP I, PP II y PP III. La cadena PP describe reacciones que partiendo de protones solamente llega a formar núcleos de helio 4.

El ciclo CNO usa al carbono, al nitrógeno y al oxígeno como catalizadores de la reacción que transforma al hidrógeno (protones) en helio.

12.7.8. Reacciones del quemado del helio

Las primeras reacciones en producirse en la vida de una estrella son las que consumen hidrógeno. Cuando se acaba el hidrógeno estas reacciones nucleares no pueden seguir; esta falta de producción de energía tiene el efecto que la estrella se contrae y, de esta manera, aumenta la temperatura en el centro de la misma, permitiendo ahora las reacciones termonucleares que involucran núcleos más pesados.

Las reacciones que involucran el quemado del helio toman lugar a una temperatura de aproximadamente 10^8 K.

12.7.9. Otras reacciones termonucleares

Cuando el helio se consume, la estrella, nuevamente, se contrae, incrementándose nuevamente la temperatura y dando lugar a reacciones de fusión nuclear que producen núcleos más pesados a expensas de núcleos más livianos, como el carbono. La combustión del carbono se realiza a una temperatura de aproximadamente 5×10^8 K; mientras que la combustión del oxígeno y del silicio ocurre a 10^9 K y 2×10^9 K respectivamente.

12.7.10. Estados finales en la evolución estelar

A medida que se consume el hidrógeno, el contenido de helio en la parte central de la estrella aumenta. A medida que el helio se acumula en el núcleo de la estrella su atmósfera se torna convectiva y se expande considerablemente. Bajo estas condiciones la estrella se encuentra en la rama de las estrellas gigantes, o gigantes rojas, del diagrama de Hertzsprung-Russell.

Para estrellas con masa mayor que 15 masas solares la temperatura en el interior es lo suficientemente elevada como para que el quemado del helio comience cuando la estrella está cerca de la secuencia principal.

Masa [M_{\odot}]	Descripción	Estado final
$M < 0,5$	La zona central no alcanza la temperatura suficiente para producir la reacción de fisión del helio.	
$0,5 < M < 2,25$	La zona central de la gigante se contrae lo suficiente para que los elementos formen un gas degenerado; se produce el flash del helio lo que remueve la degeneración y provee posteriormente de otra situación metaestable para la combustión del helio.	Las capas externas son expelidas y el remanente forma una enana blanca.
$2,25 < M < 5$	La zona central de helio no llega a alcanzar la situación del gas degenerado de electrones; por lo que el quemado de helio comienza lentamente; sin embargo luego del quemado de helio ocurre el flash del carbono.	Las capas externas son expelidas y el remanente forma una enana blanca.
$10 < M < 15$	Luego que la zona central se transforma en hierro, por fotodesintegración se producen núcleos de helio y neutrones; también se produce la reacción $p+e^- \rightarrow n+\nu_e$, esto produce una pérdida de presión que provoca un colapso hasta que se alcanzan densidades nucleares.	Se produce una explosión supernova de tipo II y queda como remanente una estrella de neutrones.
$15 < M$	Luego que la zona central se transforma en hierro, por fotodesintegración se producen núcleos de helio y neutrones; también se produce la reacción $p+e^- \rightarrow n+\nu_e$, esto produce una pérdida de presión que provoca un colapso hasta que se alcanzan densidades nucleares.	No se produce una explosión por lo que el colapso prosigue hasta formar un agujero negro.

Cuadro 12.2.
Estadios finales de las estrellas. En este esquema no hemos introducido datos importantes como la composición química de las estrellas; la cual afecta velocidades de reacción entre otras cosas.

En el cuadro 12.2 se muestra un esquema como función de la masa inicial de los posibles estados finales de las estrellas.

En este esquema no hemos introducido datos importantes como la composición química de las estrellas; la cual afecta velocidades de reacción entre otras cosas.

Vemos, esencialmente, entonces que estrellas con poca masa terminan su vida como

enanas blancas, estrellas de masas medianas en estrellas de neutrones y estrellas de mucha masa en agujeros negros.

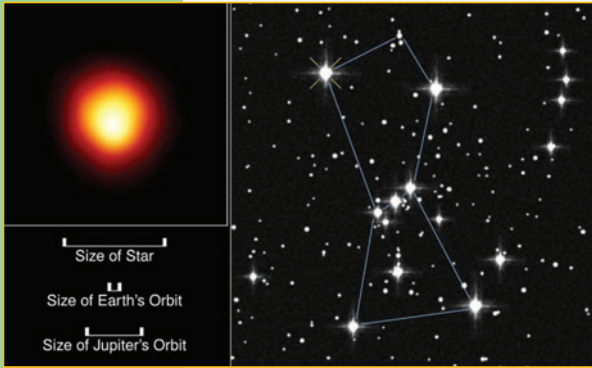


Figura 12.7.

En la izquierda, foto de la estrella gigante roja, Betelgeuse tomada por el telescopio espacial Hubble. Esta estrella se encuentra en la constelación de Orión, como muestra la foto de la derecha. Debajo de la foto de la estrella se encuentra un diagrama comparativo donde se muestran en proporción las dimensiones de la órbita de la Tierra y las dimensiones de la órbita de Júpiter.



Figura 12.8.

Foto de la nebulosa del Cangrejo tomada por el telescopio espacial Hubble. La nebulosa es el remanente de una explosión de supernova que ocurrió aproximadamente hace 900 años. El tamaño de la nebulosa es de aproximadamente 10 años luz y está a una distancia de aproximadamente 7000 años luz. En su interior se encuentra un pulsar. Se denomina así a una estrella de neutrones pulsante.

12.7.11. Datos característicos de los diversos tipos de estrellas

Estrellas gigantes

Cuando comienza el quemado de elementos más pesados, las capas exteriores a la zona central se expanden y las estrellas aumentan considerablemente de tamaño. De esta forma alcanzan el estado conocido como estrellas gigantes.

Los radios de estas estrellas son aproximadamente de las dimensiones del radio medio de la órbita de Júpiter.

Enanas blancas

Son estrellas a las cuales se les ha acabado el combustible nuclear y mantienen su equilibrio hidrostático por medio de la presión de Fermi del gas degenerado de electrones. Cálculos sobre la masa máxima para que este equilibrio sea posible, dan el llamado límite de Chandrasekhar que consiste en la cota

$$M_{elec} < 1,4 M_{\odot} . \quad (12.18)$$

El radio característico de una enana blanca es 6.000 km.

Novas y supernovas

Las supernovas son explosiones de estrellas de masa mediana luego del proceso de combustión termonuclear. La luminosidad de estas estrellas puede ser mayor que la de la galaxia que las contiene; pero su pico de luminosidad dura poco tiempo, del orden de días. En 1987 ocurrió una supernova en la Nube Grande de Magallanes; la que viene siendo observada desde entonces.

Las novas son explosiones estelares de menor

energía que se piensa son producidas generalmente en sistema binarios, donde una de las estrellas provee de transferencia de materia a la otra. Una inestabilidad en esta última provocaría la explosión.

Estrella de neutrones

La explosión de supernovas provoca un apretamiento de los protones y electrones de tal forma que se transforman en neutrones y neutrinos. Al no quedar electrones que puedan formar un gas degenerado, el sistema aumenta su densidad hasta que se

forma un gas degenerado de neutrones. Lo que da la posibilidad de lograr equilibrio hidrostático y de esta forma se tiene una estrella de neutrones.

Cálculos sobre la masa máxima que pueda tener una estrella de neutrones dan como resultado la cota

$$M_{neu} \approx 4 M_{elec} < 5,6 M_{\odot} \quad (12.19)$$

sin embargo hay un poco de discusión sobre este límite y algunos autores piensan que en realidad el límite es $M_{neu} < 2M_{\odot}$.

Se tiene observación de varias estrellas de neutrones con masas alrededor de $1,4 M_{\odot}$; como por ejemplo, el caso del famoso pulsar binario 1913+16.

El radio típico para estas estrellas es alrededor de 12 km.

Agujeros negros

Cuando en la fase final de la vida de una estrella se tiene una zona central con masa superior a los límites permitidos para estrellas de neutrones, el colapso final es inevitable y finalmente se forma un agujero negro.

Se le llama agujero negro a los cuerpos que son tan compactos que su velocidad de escape, calculado newtonianamente, da mayor que la velocidad de la luz. Como la velocidad de la luz es la velocidad máxima de cualquier interacción, se deduce que, en realidad, nada puede escapar de los agujeros negros (ni siquiera la luz).

12.7.12. Descripción del diagrama de Hertzsprung-Russell

Estamos en condiciones ahora de entender mucho más al diagrama de las observaciones que aparecen en el diagrama de Hertzsprung-Russell.

El grupo de la llamada secuencia principal corresponde al grupo de estrellas que están en la fase del quemado de combustible a través de reacciones termonucleares.

El tiempo que emplean en dicho estadio depende de la masa inicial de la estrella.

En la tabla 12.3 figuran estimaciones del tiempo que emplean las estrellas en la secuencia principal como función de su masa

Masa / M_{\odot}	15	9	5	3	2,25	1,5	1,25	1
Tiempo en miles de millones de años	0,01	0,022	0,068	0,23	0,5	1,7	3	8,2

Tabla 12.3.
Tiempo de vida de las estrellas como función de su masa inicial.

Se nota una fuerte dependencia del tiempo de vida en la secuencia principal con la masa. En particular, resulta interesante comparar estos valores con la edad atribuida a la corteza terrestre, que es de $4,5 \times 10^9$ años. De aquí deducimos al menos dos aspectos; uno es que las estrellas observadas que tengan más que 1,25 masas solares se formaron luego de la formación de la Tierra; otro es que si en la Tierra se necesitaron $4,5 \times 10^9$ años para que se desarrollara vida inteligente (con capacidad de entender el cosmos entre otras), entonces es probable que no haya vida inteligente en planetas alrededor de estrellas con masas mayores a 1,25 masas solares.

Esto también nos conduce a una serie de preguntas. De las observaciones de estrellas con masas mayores a la masa del Sol y de la tabla anterior se deduce que se están produciendo estrellas en la galaxia. Esto nos hace preguntar si la galaxia existió por siempre o si tuvo un origen; y si tuvo un origen ¿cuál era la composición química de las estrellas originales? Estas preguntas están muy relacionadas con las observa-

ciones de las abundancias químicas cósmicas; que nos dicen que, aproximadamente, el 75% de la materia visible es hidrógeno y que el 24% es helio. Estas preguntas serán tratadas más adelante.

Volviendo a la descripción del diagrama de Hertzsprung-Russell, las estrellas gigantes, supergigantes y las enanas blancas son estrellas de tamaño muy distinto a los de las estrellas en la secuencia principal, que tienen una composición química no homogénea y donde las reacciones nucleares no proveen de una producción relativamente estable de energía.

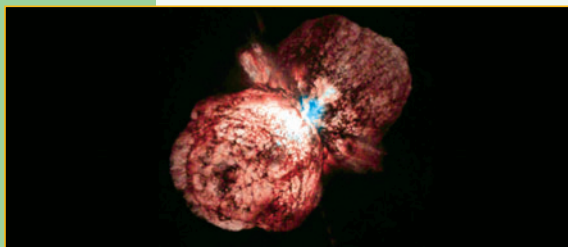


Figura 12.9.
Fotografía de la explosión de la estrella Eta Carinae.



Figura 12.10.
Fotografía de la nebulosa planetaria M2-9.

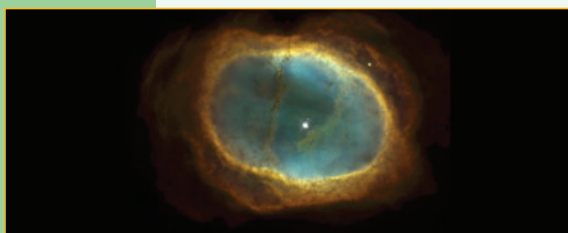


Figura 12.11.
Fotografía de la nebulosa planetaria NGC 3132.

12.7.13. Nebulosas planetarias

Se ha visto que el final de la vida estelar provee de una variedad de procesos catastróficos. Ellos producen a su vez las llamadas nebulosas planetarias; llamadas así pues son la fuente de nuevos sistemas planetarios, como el nuestro.

El nombre de nebulosa planetaria se debe a la forma más o menos redonda con que se ven estas nebulosas con telescopios pequeños. Usualmente estas nebulosas tienen poco que ver con planetas; siendo en general gases expelidos por estrellas en su último estadio de vida.

La imagen de la figura 12.9 muestra una fotografía de la explosión de la estrella Eta Carinae. La estrella Eta Carinae está a unos 8.000 años luz de distancia. La foto del telescopio Hubble es obtenida con una combinación de una exposición con filtro rojo y otra con filtro ultravioleta. Se calcula que la explosión comenzó hace unos 150 años. Vemos claramente dos glóbulos más o menos esféricos, encontrándose la estrella en el punto de contacto de los mismos. Todavía no se entiende la estructura de esta estrella. Se estima que Eta Carinae tiene alrededor de 100 masas solares; siendo una de las más masivas de nuestra galaxia.

En la figura 12.10 vemos la hermosa nebulosa planetaria M2-9. La velocidad de los gases es de alrededor de 300 km/s. Se calcula que las eyecciones de gas comenzaron hace unos 1.200 años. En este caso también se notan dos lóbulos, pero con una

simetría alargada. El sistema estelar central está formado por un par de estrellas muy cercanas. La nebulosa se encuentra a unos 2.100 años luz de distancia.

La nebulosa NGC 3132, que muestra la figura 12.11, está a unos 2.000 años luz de la Tierra y tiene un diámetro de, aproximadamente, medio año luz. Se la conoce como la nebulosa anillo del sur. Los gases se están alejando de la estrella central a unos 15 km/s. Si bien esta nebulosa es el resultado de los estadios finales en la vida de la estrella central; su ulterior evolución podría dar origen a cuerpos de características planetarias. Es probable que nuestro Sol expela una nebulosa similar en unos 6.000 millones de años.