

Parámetros Observables

Compilado por: S. J. Arthur

4 de abril de 2012

Índice general

0.1. Prefacio	III
1. Introducción	1
1.1. Historia	1
2. Sistemas de Coordenadas	3
2.1. Introducción	3
2.2. Sistemas de coordenadas	3
2.2.1. Coordenadas eclípticas	3
2.2.2. Coordenadas ecuatoriales	4
2.2.3. Precesión	7
2.2.4. Coordenadas galácticas	9
2.3. Tiempo sidéreo y tiempo solar	9
2.4. Paralaje estelar	10
2.5. Movimientos Estelares	13
2.5.1. Movimientos transversales y radiales de una estrella	13
3. Parámetros observables	17
3.1. Magnitudes y flujos	17
3.2. Flujo Radiante	17
3.3. Magnitud absoluta	18
3.4. Temperaturas superficiales de las estrellas	20
3.4.1. Radiación de cuerpo negro	20
3.4.2. Relación entre luminosidad y temperatura	21
3.4.3. Función Planck	21
3.5. Colores	22
3.5.1. Corrección bolométrica	23
3.6. Diagrama Hertzsprung-Russell observacional	23
4. El espectro electromagnético	25
4.1. Historia	25
4.1.1. Naturaleza de la luz	25
4.2. Espectros astronómicos	26
4.3. Astronomías invisibles: Radioastronomía	29
4.3.1. La Historia de la Radioastronomía	29
4.3.2. Radiotelescopios	30
4.3.3. Interferometría	31
4.3.4. El universo a Radiofrecuencias	32

4.4.	Astronomías invisibles: Rayos X	33
4.4.1.	La Historia de la astronomía de rayos X	33
4.4.2.	La física de hacer imágenes en rayos-X	34
4.4.3.	Sistemas para hacer imágenes en rayos X	35
4.4.4.	Detectores de Rayos-X	37
4.4.5.	El universo en rayos-X	37
5.	Estrellas binarias y la estimación de las masas estelares	39
5.1.	Clasificación de sistemas binarios	39
5.1.1.	Binarias visuales	39
5.1.2.	Binarias eclipsantes	40
5.1.3.	Binarias espectroscópicas	40
5.2.	Determinación de masas	40
5.2.1.	Las leyes de Kepler	40
5.2.2.	Aplicaciones	42
5.3.	Estimación de radios estelares	44
5.3.1.	Rangos de masas y radios estelares	44
5.4.	Relación masa-luminosidad	45

0.1. Prefacio

Estos capítulos constituyen un curso básico sobre los temas introductorios de la astronomía. Es decir, los sistemas de coordenadas, métodos para medir distancias a objetos cercanos, y los parámetros observables fundamentales. El sistema de unidades que se utiliza es el sistema **cgs** que todavía utilizan los astrónomos. También en astronomía se utilizan otras unidades convenientes como el *parsec* para longitud y $km\ s^{-1}$ para velocidad. La conversión del sistema cgs y otras unidades al sistema SI es

	cgs	SI
masa	$10^3\ g$	1 kg
longitud	$10^2\ cm$	1 m
tiempo	1 s	1 s
densidad	$10^3\ g\ cm^{-3}$	$1\ kg\ m^{-3}$
velocidad	$1\ km\ s^{-1}$	$10^3\ m\ s^{-1}$
energía	$10^7\ erg$	1 N m
energía	1 eV	$1.602 \times 10^{-19}\ N\ m$
longitud	1 pc	$3.0865 \times 10^{16}\ m$
masa protón	m_H	$1.67 \times 10^{-27}\ kg$
masa solar	$1\ M_\odot$	$2 \times 10^{30}\ kg$
campo magnético	1 gauss	$10^{-4}\ tesla$

DATOS UTILES

constante de Boltzmann:	$k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
constante gravitacional:	$G = 6.672 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$
constante de Stefan-Boltzmann:	$\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ K}^{-4} \text{ s}^{-1}$
constante de Planck:	$h = 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
velocidad de la luz:	$c = 3.0 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
parsec:	$1 \text{ pc} = 3.086 \times 10^{18} \text{ cm}$
unidad astronómica:	$1 \text{ UA} = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$
radio solar:	$R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$
radio de la Tierra:	$R_{\oplus} = 6.378 \times 10^8 \text{ cm}$
masa solar:	$M_{\odot} = 2.0 \times 10^{33} \text{ g}$
luminosidad solar:	$L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
masa del protón:	$m_{\text{H}} = 1.67 \times 10^{-24} \text{ g}$
un año:	$1 \text{ año} = 3.1557 \times 10^7 \text{ s}$

Capítulo 1

Introducción

1.1. Historia

La astronomía es una de las ciencias naturales más antiguas, junto con las matemáticas. Las civilizaciones antiguas observaron el cielo de manera sistemática: sin la ayuda de un telescopio les fue posible observar el Sol, la Luna, los 5 planetas Mercurio, Venus, Marte, Júpiter y Saturno y las estrellas, que se repartieron en constelaciones. Descubrieron los solsticios y los equinoccios y construyeron calendarios que las ayudaron con la agricultura, es decir, cuando sembrar y cosechar. Documentaron los movimientos de los planetas en el cielo y descubrieron los movimientos *retrogradados*. Incluso, podían predecir los eclipses del Sol y de la Luna. Estos conocimientos fueron muy importantes en las civilizaciones antiguas, como la Babilonia, la Egipta y la Maya, y los astrónomos fueron figuras poderosas en estas sociedades. Sin embargo, a estas sociedades no les interesó por qué ocurrieron estos fenómenos. Fueron los antiguos griegos los primeros en preocuparse por explicar los fenómenos celestes.

La civilización griega consideró que las matemáticas fueron la clave para explicar los fenómenos naturales y que el Universo es un lugar racional que obedece leyes universales y naturales. Filósofos y matemáticos importantes como Pitágoras, Platón, Aristóteles y Ptoloméo creyeron en un Universo geocéntrico en donde el Sol, la Luna, los planetas y las estrellas giraron en órbitas perfectamente circulares y con velocidad uniforme alrededor de la Tierra. No consideraron que la Tierra fue simplemente otro planeta porque para ellos fue muy distinta: los objetos celestes son puntos brillantes de luz, pero la Tierra es un cuerpo noluminoso de rocas y lodo; hay poco cambio en las estrellas pero en la Tierra hay nacimiento, cambio y destrucción; la Tierra parece estar estacionario. Un problema con esta visión del Universo es que no puede explicar los movimientos retrogradados (cuando parecen reversar en dirección) de los planetas. Para explicar estos movimientos, había que utilizar los epiciclos — círculos pequeños agregados a círculos más grandes centrados en la Tierra. El modelo geocéntrico con epiciclos de Ptoloméo fue la teoría que mejor explicó las observaciones de los objetos celestes y duró casi 1500 años.

Durante el renacimiento europeo, se redescubrió la filosofía griega de encontrar explicaciones sistemáticas y lógicas para los eventos físicos. También se adoptó el lema de la *navaja de Occam*, es decir, el mejor modelo es el modelo más sencillo que requiere menos suposiciones y modificaciones para explicar las observaciones. Nicolai Copérnico encontró muchas deficiencias en el modelo de Ptoloméo y propuso su modelo heliocéntrico que resolvió muchos de los problemas de manera muy elegante. Sin embargo, por estas fechas la Iglesia Católica fue muy poderosa y Copérnico temó tanto de la reacción de la Iglesia que no publicó su teoría hasta que estuvo a punto de morir. Tycho Brahe fue otra figura importante de la edad media europea. El realizó observaciones muy precisas

y detalladas de los planetas y las estrellas sin la ayuda de un telescopio. Detalló el brillantamiento y atenuamiento de la estrella nova que ahora conocemos como la Supernova de Tycho. Esto fue una evidencia de que sí hay nacimiento, cambio y muerte entre los objetos celestes, es decir, el cielo no es inmutable.

En 1609 Galileo Galilei observó el cielo con un telescopio por primera vez en la historia. Él vio muchas estrellas que son demasiado débiles para observar a simple vista, y especuló que a lo mejor hay un número infinito de ellas. También observó los cráteres y las montañas en la Luna y las manchas en el Sol, destruyendo en una instante la idea que son esferas perfectas. Descubrió 4 lunas orbitando alrededor del planeta Júpiter, así que no todos los movimientos de los objetos celestes son alrededor de la Tierra. También documentó las fases de Venus, las cuales son imposibles de explicar con el modelo de Ptolémé. Como consecuencia de sus descubrimientos, tuvo muchos problemas con la Iglesia Católica y fue solamente en el siglo 20 cuando el Vaticano públicamente reconoció que se había equivocado.

Otras figuras importantes son Johannes Kepler, por sus leyes del movimiento planetario, Isaac Newton, por su teoría de la gravedad, Laplace, por su teoría del origen del sistema solar, Herschel, por sus observaciones de las estrellas binarias y Fraunhofer, por su descripción del espectro solar. El punto de vista moderno se logró en base a todos los descubrimientos anteriores. Hoy en día sabemos que los planetas y las estrellas son dos tipos de objetos distintos. También aceptamos que nuestro Sol es solamente una estrella entre 10^{11} en nuestra Galaxia y que nuestra Galaxia es una de 10^{10} galaxias en el Universo observable. Sabemos que las estrellas nacen, evolucionan y mueren. Se forman de nubes de gas y pueden tener masas de entre 0.01 y 100 veces la masa de nuestro Sol. La estrella más cercana después del Sol es Próxima Centauri, que se encuentra a 4 años luz. Las estrellas pueden estar aisladas, en sistemas binarios o en grupos más numerosos como los cúmulos globulares. También hemos detectado material entre las estrellas compuesto de gas molecular, atómico, e ionizado además de polvo. Hemos aprendido que existen objetos exóticos como las estrellas de neutrones y los hoyos negros. No estamos restringido a realizar observaciones en luz visible (óptico): el Universo brilla a todas longitudes de onda desde radio hasta rayos γ .

Tradicionalmente la astronomía se trata de la medición de posiciones, movimientos y características observables de las estrellas, planetas, galaxias, y demás objetos celestes mientras que la astrofísica se ocupa de estudiar la naturaleza física de estos objetos y los fenómenos relacionados.

Capítulo 2

Sistemas de Coordenadas

2.1. Introducción

Se necesita una manera de hacer referencia a las posiciones de los objetos astronómicos en el cielo. La rotación de la Tierra, su movimiento alrededor del Sol y el tambaleo de su eje de rotación, junto con los movimientos relativos de las estrellas, los planetas y los demás objetos celestes resultan en posiciones que cambian continuamente.

Hay tres sistemas de coordenadas que se usan comunmente en la astronomía.

2.2. Sistemas de coordenadas

2.2.1. Coordenadas eclípticas

Estas coordenadas determinan la posición de los objetos celestes con referencia a un plano en la órbita de la Tierra alrededor del Sol. El camino del Sol visto desde la Tierra se conoce como la *eclíptica*.

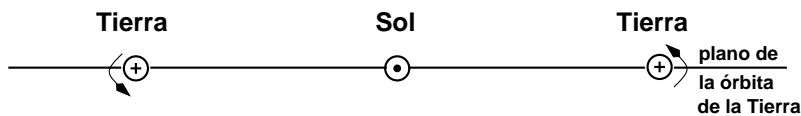


Figura 2.1: El plano de la órbita de la Tierra alrededor del Sol.

Las demás planetas orbitan más o menos en el plano de la eclíptica. Las órbitas de los planetas están inclinados un poco arriba o debajo de este plano.

Las coordenadas que se utilizan en este sistema son la *longitud celestial* que se mide hacia el oriente a lo largo de la eclíptica desde un punto de referencia que se toma como la posición del equinoccio de primavera (equinoccio *vernal*), y la *latitud celestial* que se mide desde el plano hacia afuera en dirección norte o sur.

Este sistema de coordenadas solamente es útil para medir las posiciones de los objetos dentro del Sistema Solar.

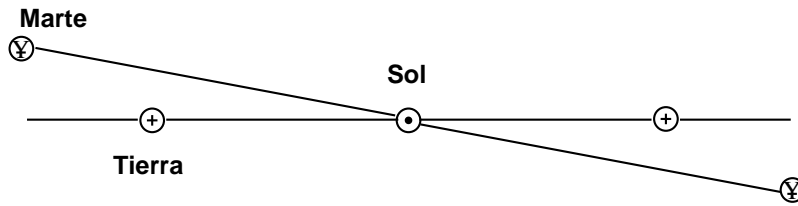


Figura 2.2: Inclinación de la órbita de Marte con respecto al plano de la órbita de la Tierra.

2.2.2. Coordenadas ecuatoriales

Estas coordenadas determinan la posición de los objetos celestes con referencia al plano extendido del ecuador terrestre. Se basa en el sistema de latitud y longitud de la Tierra pero no gira. Es decir, hay que imaginar que las estrellas están pegadas al interior de una esfera hueca gigante, centrada en la Tierra. En el marco de referencia de una Tierra estacionaria, esta esfera parece girar cada 24 horas. En esta imagen, el eje de rotación de la Tierra intersecta la esfera celeste en los *polos celestes*, N y S. El ecuador celeste es un círculo imaginario en el cielo arriba del ecuador celeste siempre a 90° de los polos.

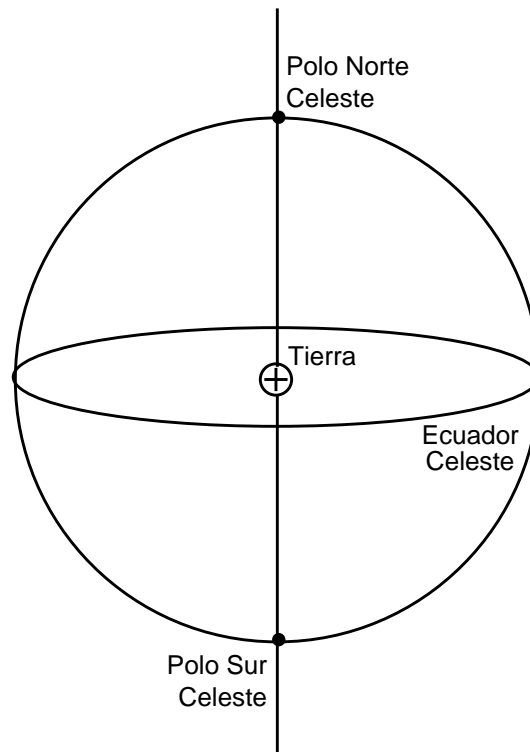


Figura 2.3: Sistema de coordenadas ecuatoriales.

Para un observador ubicado en el polo norte terrestre, todas las estrellas parecen girar en trayectorias paralelas al ecuador celeste. Para un observador a latitud θ terrestre, la estrella polar (*Polaris*) se encuentra a θ grados arriba del horizonte.

En este sistema las coordenadas son

- *declinación*, δ , que corresponde a latitud, y se mide en grados $-90^\circ \leq \delta \leq 90^\circ$ en dirección

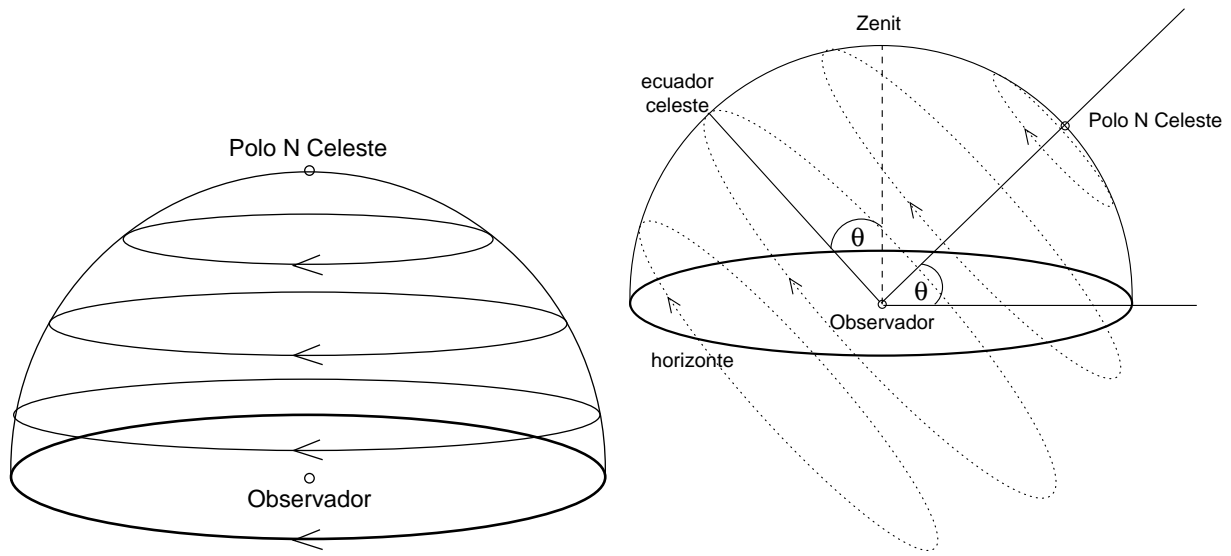


Figura 2.4: Trayectorias de las estrellas para un observador en (a) el polo norte terrestre (b) latitud θ terrestre.

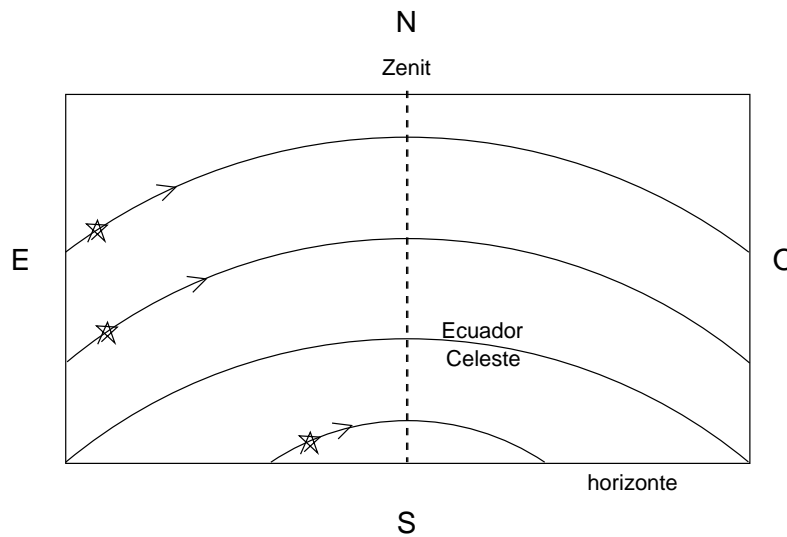


Figura 2.5: Trayectorias de las estrellas del punto de vista de un observador a latitud θ .

sur y norte del ecuador celeste.

- *ascensión recta*, α , análoga de longitud, y se mide en horas, minutos y segundos de tiempo a lo largo del ecuador celeste desde un punto de referencia. Este punto de referencia es el equinoccio de primavera (Y). La ascensión recta se encuentra por la intersección entre el círculo de la hora del objeto (círculo máximo que pasa por el objeto y el polo N celeste) y el ecuador celeste, $0 \leq \alpha \leq 24$ horas.

Para dos estrellas con una diferencia de 1 hora en su ascensión recta, se ve una estrella salir 1 hora antes de la otra arriba del horizonte.

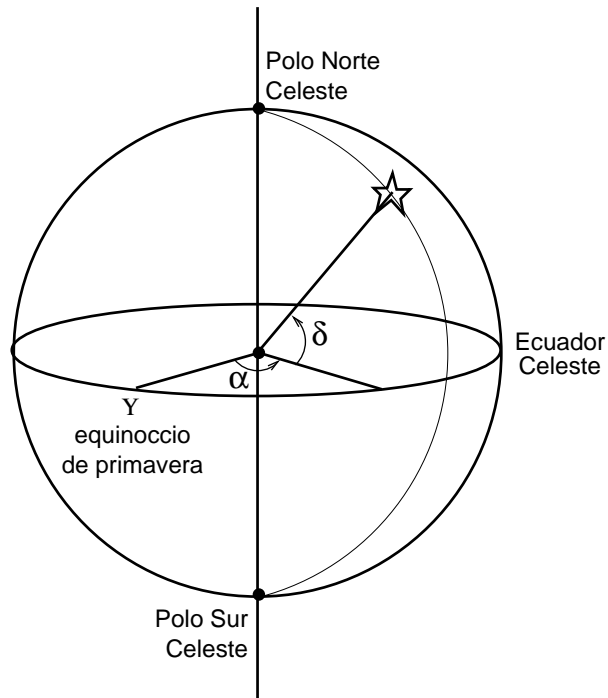


Figura 2.6: Ascensión recta y declinación en el sistema ecuatorial de coordenadas..

La A.R. (ascensión recta) y DEC (declinación) de una estrella no cambian durante la noche.

- A.R. = 0 es el punto donde el Sol cruza el ecuador celeste en el equinoccio de primavera.
- 360° de rotación de la Tierra equivale a 24 horas de tiempo, entonces 1 hora de A.R. equivale a 15° en el ecuador celeste.

El eje de rotación de la Tierra está inclinado a 23.5° al normal al plano de la eclíptica, por lo tanto este es el ángulo que la trayectoria del Sol hace con el ecuador celeste.

Equinoccio de primavera

El equinoccio de primavera ocurre cuando el Sol cruza el ecuador celeste viajando hacia el norte. Tiene coordenadas ecuatoriales $(\alpha, \delta) = (0, 0)$.

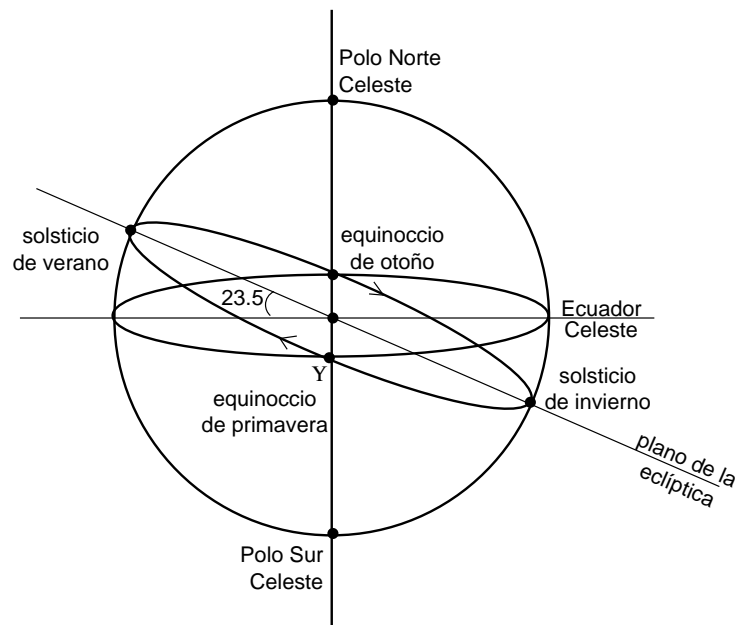


Figura 2.7: Trayectoria del Sol en el sistema ecuatorial de coordenadas.

Equinoccio de otoño

El equinoccio de otoño ocurre cuando el Sol cruza el ecuador celeste viajando hacia el sur. Tiene coordenadas ecuatoriales $(\alpha, \delta) = (12^{\text{h}}, 0)$.

Solsticios

Los solsticios corresponden a los puntos más hacia el norte o al sur del Sol en la eclíptica. El solsticio de verano tiene coordenadas ecuatoriales $(\alpha, \delta) = (6^{\text{h}}, 23.5^{\circ})$, mientras que el solsticio de invierno tiene coordenadas $(\alpha, \delta) = (18^{\text{h}}, -23.5^{\circ})$.

2.2.3. Precesión

La precesión se debe al tambaleo del eje de rotación de la Tierra, este hace que el punto de referencia del equinoccio de primavera se mueva hacia el oeste conforme pasa el tiempo. La A.R. y DEC cambian por 1.4° por siglo o bien, aumenta 1 minuto la A.R. de una estrella cada 20 años. El tambaleo se debe a los jalones gravitatorios del Sol y de la Luna sobre la Tierra. El periodo del tambaleo es de 25,770 años. El efecto fue notado por primera vez por el astrónomo griego Hiparco (100 a.c.e.).

La A.R. y DEC de un objeto cambian paulatinamente con tiempo debido al efecto de la precesión y, por lo tanto, son distintas para cada observación del mismo objeto. En consecuencia, normalmente se escoge una fecha o época de referencia para las observaciones. Los catálogos de objetos tienen épocas de 1 enero 1900, 1 enero 1950, 1 enero 2000, etc.

Época	Posición del Equinoccio de primavera	Estrella Polar
Babilonia (2000 a.c.)	Aries	Thuban
Griego (100 a.c.)	Piscis	Kochab
Actual	Piscis/Acuario	Polaris

Se debe hacer una corrección a la fecha de observación empleando las siguientes formulas:
La corrección a la A.R. está dada por

$$\Delta\alpha = m + n \sin(\alpha) \tan(\delta) \text{ por año .}$$

La corrección a la DEC está dada por

$$\Delta\delta = n \cos(\alpha) \text{ por año .}$$

En estas formulas, α es la A.R. en la época escogida medida en horas, minutos y segundos, y δ es la DEC en la época escogida medida en grados, mientras que m y n son constantes para una época dada que se obtienen de tablas.

Época fecha	m seg. tiempo	n seg. tiempo	n seg. arco
1900	3.07234	1.33646	20.0468
1950	3.07237	1.33617	20.0426
2000	3.07420	1.33589	20.0383
cambio por siglo	+0.00186	-0.00057	-0.0085

Ejemplo:

Calcule las nuevas coordenadas ecuatoriales α y δ para la fecha 1 junio 1992 de la galaxia espiral NGC 4314 si sus coordenadas 1950 son $\alpha = 12^{\text{h}}20^{\text{m}}1.8^{\text{s}}$ y $\delta = 30^{\circ}10'20''$.

Respuesta:

Primero hay que convertir la A.R. (α) a grados puesto que se necesitan $\sin(\alpha)$ y $\cos(\alpha)$. Recuerde que $1 \text{ hora} \equiv 15^{\circ}$ y que $1^{\circ} = 60'$ (minutos de arco).

Así que

$$\alpha = 12 \times 15^{\circ} + 20 \times 15' + 1.8 \times 15'' = 180^{\circ}300'27'' = 185.0075^{\circ} ,$$

y

$$\delta = 30^{\circ}10'20'' = 30.172^{\circ} .$$

Ahora utilizamos las formulas para los cambios en α y δ , tomando en cuenta que la diferencia en fechas entre las observaciones de 1 junio 1992 y la época escogida 1 enero 1950 es 42.5 años:

$$\Delta\alpha = 42.5 \times (m + n \sin(\alpha) \tan(\delta)) = 42.5 \times 3.00547 = 127.7323 \text{ segundos} ,$$

en donde hemos utilizado $m = 3.0737$ seg y $n = 1.33617$ seg correspondientes a la época 1950. También

$$\Delta\delta = 42.5 \times (n \cos(\alpha)) = 42.5 \times (-19.970287) = -848.7372'' ,$$

en donde utilizamos $n = 20.0468''$ correspondiente a la época 1950.

Por lo tanto, las nuevas coordenadas, a la fecha de la observación, son

$$\alpha = 12^h 20^m 1.8^s + 127.7323^s = 12^h 22^m 9.5^s ,$$

y

$$\delta = 30^\circ 10' 20'' - 848.7372'' = 29^\circ 56' 11.3'' .$$

2.2.4. Coordenadas galácticas

Este sistema de coordenadas determina la posición de un objeto celeste con referencia a un plano paralelo al plano de nuestra Galaxia. Nuestra Galaxia vista de canto consta de un disco plano y un bulbo central. El Sol se encuentra dentro del disco a 8.5 kpc (8500 pc) del centro galáctico.

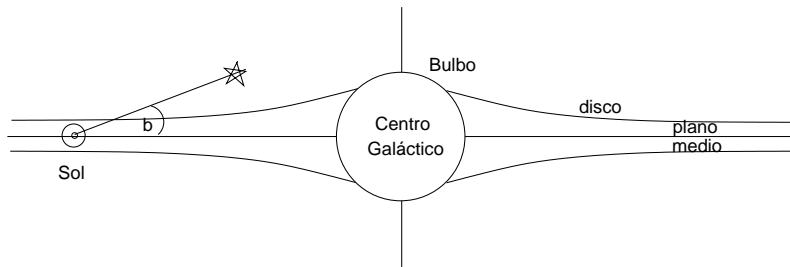


Figura 2.8: Latitud galáctica.

La *latitud galáctica*, b , y la *longitud galáctica*, l , se definen desde el punto de referencia del Sol. En este sistema, $l = 0$, $b = 0$ indica la dirección hacia el centro galáctico.

2.3. Tiempo sidéreo y tiempo solar

El *tiempo sidéreo* es un sistema de tiempo utilizado por los astrónomos para facilitar el apuntaje y guiado de sus telescopios en el sistema de coordenadas ecuatoriales. Un día sidéreo es el tiempo que tarda la Tierra en girar una vez sobre su eje y es equivalente a 23 horas, 56 minutos, 4.091 segundos.

El *tiempo solar* es el tiempo que tarda el Sol en volver a su cenit (punto más alto) local y es igual a 24 horas.

La diferencia entre el tiempo sidéreo y el tiempo solar se debe al movimiento de la Tierra alrededor del Sol. Durante el transcurso de un día, la Tierra debe girar una pequeña distancia angular extra antes de que el Sol alcance su cenit. Por otro lado, las estrellas están tan alejadas que el movimiento de la Tierra en su órbita no genera diferencias apreciables con respecto a su dirección aparente, por lo que vuelven a sus puntos más altos en un día sidéreo, es decir en casi 4 minutos menos que 24 horas.

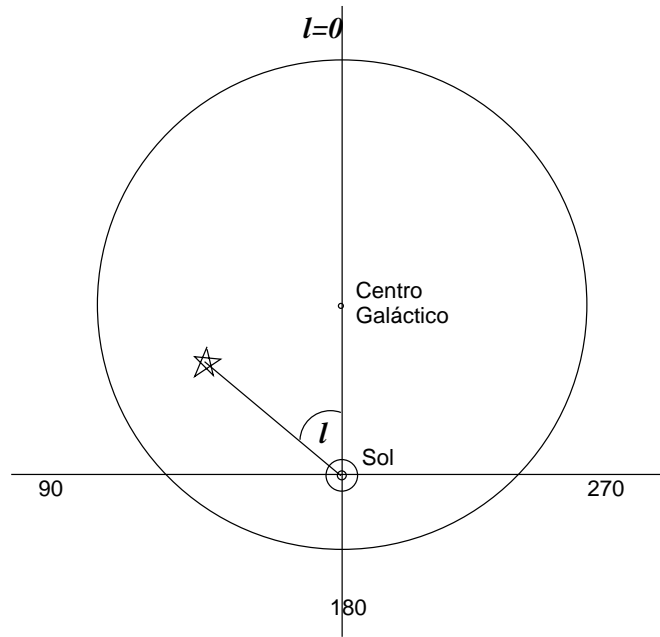


Figura 2.9: Longitud galáctica.

Por esta razón, los astrónomos tienen que estar conscientes del tiempo sidéreo, porque conocido el tiempo sidéreo se tiene la ascensión recta y entonces es fácil ubicar el objeto por observarse en el cielo.

2.4. Paralaje estelar

La medición del brillo intrínseco de las estrellas requiere conocer la distancia hacia el objeto observado. La determinación de la distancia hacia los objetos astronómicos es una de las tareas más importantes y difíciles en el campo de la astronomía. Para medir las distancias a las estrellas más cercanas se puede utilizar la técnica de la *paralaje trigonométrica*.

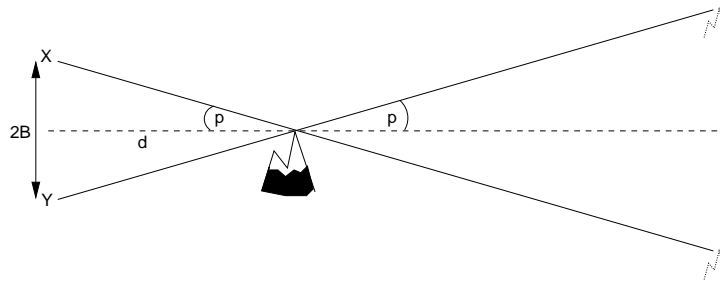


Figura 2.10: Técnica de paralaje trigonométrica.

Ejemplo:

En la Tierra podemos encontrar la distancia hacia una montaña lejana por medir la posición angular de la cima desde dos puntos de observación separados por una distancia grande y conocida.

La línea de base conocida entre los dos puntos de observación mide $2B$. La distancia a la montaña es d , desconocida. El ángulo de paralaje, p , es la mitad del cambio en la posición angular de la montaña con respecto a un fondo mucho más lejano (y por lo tanto, fijo), entre observaciones realizadas de los dos puntos. Obtenemos la distancia al utilizar la relación $d = B/\tan p$.

De igual manera, se puede medir las distancias a objetos celestes, pero debido a que el ángulo de paralaje p suele ser muy pequeño, se necesita escoger puntos de observación muy separados, p.ej. una línea de base igual al diámetro de la Tierra, o bien, una línea de base igual al diámetro de la órbita de la Tierra alrededor del Sol (es decir, observaciones separadas por 6 meses de tiempo).

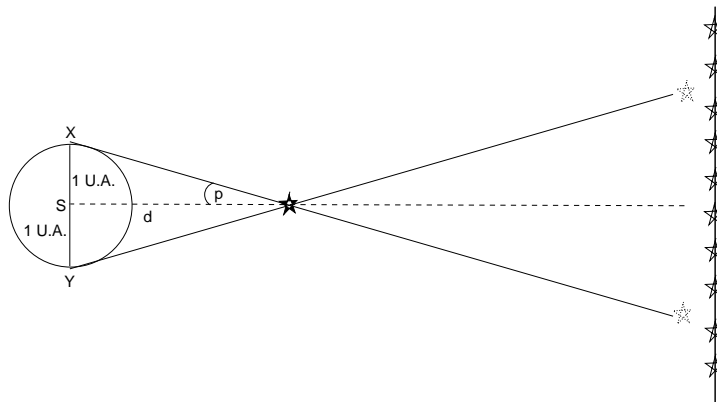


Figura 2.11: Técnica de paralaje trigonométrica para distancias astronómicas.

La distancia Sol-Tierra se llama una *unidad astronómica* (1 U.A.).

Una medición del ángulo de paralaje, p (la mitad del cambio en la posición angular de la estrella con respecto a un fondo fijo) nos da

$$d = \frac{1 \text{ U.A.}}{\tan p} \simeq \frac{1 \text{ U.A.}}{p} ,$$

porque p es un ángulo pequeño en radianes ($1 \text{ radian} = 57.3^\circ = 2.063 \times 10^5 \text{ arcosegundos } [''$). Si hacemos la conversión del ángulo p desde radianes a arcosegundos, obtenemos

$$d = \frac{2.063 \times 10^5}{p[']} \text{ U.A.} ,$$

es decir, la distancia hacia el objeto en unidades astronómicas. Se define una nueva unidad de distancia, el *parsec* (*PAR*allax *SEC*ond), por $1 \text{ parsec} = 2.063 \times 10^5 \text{ U.A.}$, así que

$$d = \frac{1}{p[']} \text{ parsec} .$$

Es decir, cuando el ángulo de paralaje es $p = 1''$, la distancia hacia la estrella es 1 parsec. También se puede decir que 1 parsec es la distancia desde la cual el radio de la órbita de la Tierra (1 U.A.) subtende un ángulo de $1''$.

Se encuentra que aún la estrella más cercana la Sol, Próxima Centauri, tiene un ángulo de paralaje menor que $1''$ (de hecho, $0.77''$). No es de sorprenderse que no fue hasta 1838 que fue posible detectar

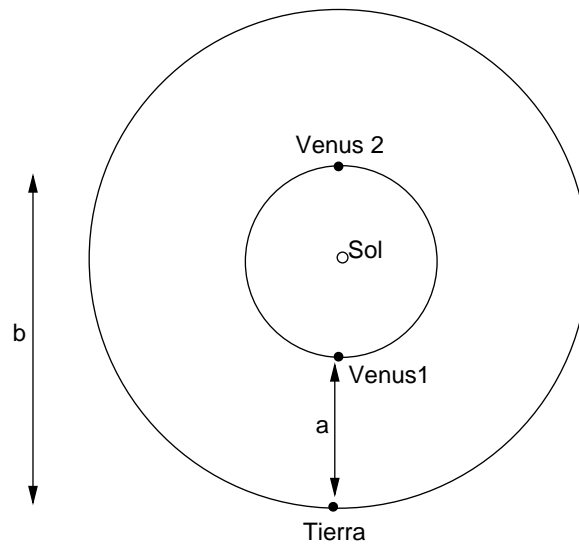


Figura 2.12: Técnica para encontrar una unidad astronómica.

un cambio angular tan pequeño en la posición de una estrella. Esto fue en la era prefotográfica. Con placas fotográficas fue mucho más fácil realizar las mediciones.

Hoy en día, satélites como *Hiparco* y *Gaia* pueden medir ángulos de paralaje con una precisión de hasta $0.001''$ debido a que estas observaciones se realizan arriba del efecto distorsionador del atmósfera terrestre. Esto corresponde a una distancia de $d = 1/0.001'' = 1000$ pc. Esta distancia es pequeña comparada con la distancia hacia el centro de nuestra galaxia (8500 pc), entonces la técnica de paralaje estelar solamente es útil para medir distancias en la vecindad solar.

Ejemplo:

En 1838, después de 4 años de observaciones de la estrella 61 Cygni, Friedrich Wilhelm Bessel anunció su medición de un ángulo de paralaje de $0.316''$. Esto corresponde a una distancia de

$$d = \frac{1}{p''} \text{ parsec} = \frac{1}{0.316} = 3.165 \text{ parsec} ,$$

la cual está dentro de 10% del valor actual.

Unidad Astronómica

La distancia Tierra-Sol (1 U.A.) se obtiene mediante una técnica de radar en donde se envía una señal a longitudes de onda centimétricas a Venus en dos épocas distintas.

Mediante la formula

$$\frac{b - a}{2} + a = 1 \text{ U.A.} ,$$

se obtiene $1 \text{ U.A.} = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$ y por lo tanto, $1 \text{ parsec} = 3.086 \times 10^{18} \text{ cm} = 3.262$ años luz, donde un año luz es la distancia que viaja la luz en un año ($1 \text{ año} = 3.1557 \times 10^7 \text{ s}$) a una velocidad de $2.9979 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$.

2.5. Movimientos Estelares

En 1718 el astrónomo Edmund Halley descubrió que tres estrellas habían cambiado sus posiciones relativas al fondo de estrellas débiles lejanas comparado con sus posiciones indicadas por Hiparco dos mil años en el pasado. Estas estrellas son Sirio, Aldebaran y Arcturo. Halley concluyó que estas estrellas están moviéndose en el espacio relativo al Sol y que probablemente cada estrella está en movimiento. Son las distancias muy grandes que hacen que solamente los movimientos más rápidos se pueden detectar.

En lo que sigue, suponemos que todos los efectos de la paralaje, la precesión, etc. debido al movimiento de la Tierra alrededor del Sol se han restado. Lo que queda es debido al movimiento de la estrella con respecto al Sol.

2.5.1. Movimientos transversales y radiales de una estrella

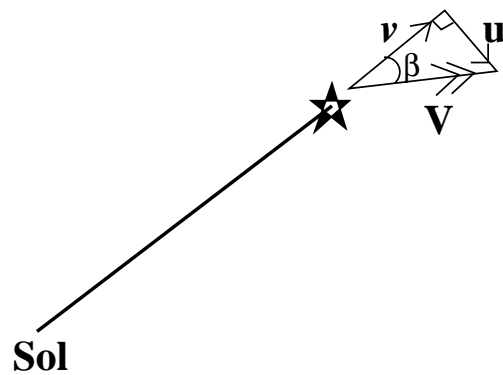


Figura 2.13: Componentes transversales y radiales del movimiento heliocéntrico de una estrella.

La velocidad heliocéntrica de una estrella se puede descomponer en una componente transversal, es decir perpendicular a la línea de visión, y una componente radial, a lo largo de la línea de visión. Si u es la componente transversal y v es la componente radial de la velocidad heliocéntrica V de una estrella cuyo movimiento hace un ángulo β con la línea de visión, entonces

$$v = V \cos \beta \quad , \quad u = V \sin \beta \quad .$$

La *velocidad radial*, v , de la estrella se detecta mediante corrimientos Doppler de líneas espectrales. Es positiva si la estrella se aleja del Sol y negativa si el movimiento es hacia el Sol.

La *velocidad transversal*, u , de la estrella se detecta como un cambio en la posición esperada de la estrella en la esfera celeste y se conoce como el *movimiento propio*.

Movimiento propio

Definimos el *movimiento propio* de una estrella como el cambio angular anual en su dirección *heliocéntrica* en la esfera celeste debido a su velocidad espacial relativa al Sol. El movimiento propio de una estrella se manifiesta como un cambio en su ascensión recta α y su declinación δ . En general, el cambio en un año es demasiado pequeño para medir, entonces se hacen mediciones cada 10, 20, etc. años.

El movimiento propio es μ , y tiene componentes perpendiculares μ_α y μ_δ , que corresponden al cambio anual de la ascensión recta y el cambio anual de la declinación respectivamente.

$$\mu_\alpha \cos \delta = \mu \sin \theta \quad \text{y} \quad \mu_\delta = \mu \cos \theta ,$$

en donde μ_α se mide en segundos de tiempo por año y μ_δ se mide en segundos de arco por año. Aquí, θ es el *ángulo de posición*, definido como el ángulo entre la dirección de movimiento de la estrella y la dirección hacia el polo norte celeste.

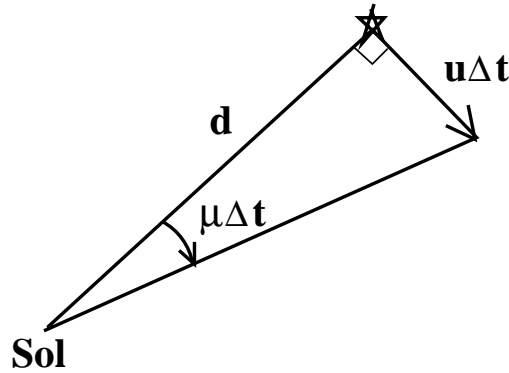


Figura 2.14: Relación entre movimiento propio y velocidad transversal.

El movimiento propio, μ , se relaciona con la velocidad transversal, u , mediante

$$\tan \mu = \frac{u_p}{d} ,$$

en donde u_p se mide en parsec/año y d se mide en parsec. Normalmente, las velocidades se expresan en km s^{-1} , entonces

$$\tan \mu = \frac{3.1557 \times 10^7 \times 10^5}{3.0865 \times 10^{18}} \frac{u}{d} = 1.02242 \times 10^{-6} \frac{u}{d} ,$$

en donde ahora u es en km s^{-1} y los factores numéricos vienen de convertir segundos a años, km a cm, y cm a parsec. Debido a que μ es un ángulo pequeño,

$$\mu \text{ [radianes]} = 1.02242 \times 10^{-6} \frac{u}{d} .$$

El ángulo μ se mide en segundos de arco, en donde $1 \text{ radian} \equiv 2.063 \times 10^5 ''$, por lo tanto

$$\mu ['] = 0.2109 \frac{u}{d} = 0.2109 u p ,$$

donde $p = 1/d$ es el ángulo de paralaje, medido en segundos de arco. Por lo tanto, la velocidad transversal lineal en km s^{-1} es $u = 4.74\mu/p$, donde μ es el movimiento propio total y p es el ángulo de paralaje.

Velocidad radial

En 1842 Christian Doppler mostró que, conforme una fuente de sonido se mueve en un medio (p.ej. el aire), la longitud de onda es comprimida (un tono más agudo) cuando se mueve hacia el observador y es mayor (un tono más bajo) cuando la fuente se aleja del observador. Esto se conoce como el *efecto Doppler* y funciona también para la luz.

Si una fuente que emite luz se mueve relativamente a un observador, la diferencia entre la longitud de onda observada, λ_{obs} , y la longitud de onda de laboratorio, λ_0 , es relacionada a la velocidad radial, v , de la fuente mediante

$$\frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{v}{c},$$

en donde c es la velocidad de la luz.

Si la fuente (p.ej. una estrella o una galaxia) se mueve a velocidades cercanas a la velocidad de la luz, hay que tomar en cuenta efectos relativistas y el cambio en la longitud de onda observada es

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \equiv \frac{\lambda_{\text{obs}} - \lambda_0}{\lambda_0} = \sqrt{\frac{1 + v/c}{1 - v/c}} - 1.$$

El parámetro $z = \Delta\lambda/\lambda_0$ se llama el *parámetro de corrimiento al rojo*, debido a que valores mayores de z indican velocidades radiales de alejamiento más grandes. Si $\lambda_{\text{obs}} < \lambda_0$, entonces z es negativa y tenemos un *corrimiento al azul*, es decir, la velocidad radial es hacia el observador.

Capítulo 3

Parámetros observables

3.1. Magnitudes y flujos

Hiparco (100 a.c.) fue uno de los primeros astrónomos en catalogar las estrellas que vió. Además de sus posiciones, también inventó una escala numérica para describir que tan brillante aparecía cada estrella en el cielo. Asignó una *magnitud aparente*, $m = 1$, a las estrellas más brillantes, y $m = 6$ a las más débiles. Es decir, valores de m más chicos significan estrellas más brillantes. Esta escala ha sido extendida y refinada a lo largo de los años. Se piensa que el ojo humano responde a una diferencia logarítmica en el brillo, es decir, una escala en donde una diferencia de una magnitud representa un cociente constante entre los brillos. En la escala moderna, una diferencia de 5 magnitudes corresponde a un factor de 100 en brillo, así que

$$1 \text{ mag} = 100^{1/5} = 2.512 .$$

Por lo tanto, una estrella de primera magnitud ($m = 1$), es 2.512 veces más brillante que una de $m = 2$, y $2.512^2 = 6.316$ veces más brillante que una de $m = 3$, y $2.512^5 = 100$ veces más brillante que una de $m = 6$.

Para medir la cantidad de luz que nos llega de una estrella utilizamos *fotómetros*. Estos instrumentos pueden medir la magnitud aparente con una precisión de ± 0.01 mag. La escala de magnitudes ahora va desde $m = -26.81$ (magnitud aparente del Sol), hasta $m = 29$ para el objeto más débil observado. Es decir, el rango es de ~ 55 magnitudes, lo cual corresponde a un factor de

$$100^{55/5} = 10^{22}$$

órdenes de magnitud, entre el brillo aparente del Sol y el objeto más débil.

3.2. Flujo Radiante

Lo que realmente se mide con un fotómetro es el flujo radiante, F , que se recibe de una estrella. Esto es la cantidad de energía de luz de todas las longitudes de onda que atraviesa unidad área del detector orientado perpendicularmente a la dirección de viaje de la luz por unidad de tiempo. Es decir, el número de erg ($1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$) de energía de luz estelar que llega a 1 cm^2 de un detector que se apunta hacia la estrella.

El flujo radiante depende de la *luminosidad intrínseca* (energía emitida por la estrella por segundo) y la distancia hacia el observador: la misma estrella más lejana aparece menos brillante.

Ejemplo:

Una estrella de luminosidad L (energía por segundo) está rodeada por un cascarón esférico gigante hipotético de radio r . Suponiendo que no hay absorción de luz en el camino entre la estrella y el cascarón, entonces el flujo radiante, F , a distancia r de la estrella es

$$F = \frac{L}{4\pi r^2},$$

en donde $4\pi r^2$ es el área de superficie de la esfera. Esto nos da la *ley de cuadrados inversos* para la luz.

Ejemplo:

La luminosidad del Sol es $L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ (que corresponde a $3.826 \times 10^{26} \text{ J s}^{-1}$). A una distancia de 1 U.A. = $1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$, la Tierra recibe un flujo radiante en la parte más alta de su atmósfera de

$$F = \frac{L_{\odot}}{4\pi r^2} = \frac{3.826 \times 10^{33}}{4\pi(1.496 \times 10^{13})^2} = 1.360 \times 10^6 \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}.$$

Este valor se conoce como la *constante solar*.

A una distancia de 10 parsec (= $2.063 \times 10^6 \text{ U.A.}$), el flujo radiante es solamente $F = 3.196 \times 10^{-7} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

3.3. Magnitud absoluta

Se define como la magnitud aparente que tendría una estrella si estuviera ubicada a una distancia de 10 parsec de la Tierra.

Recuerde que una diferencia de 5 magnitudes en magnitud aparente corresponde a un factor de 100 en brillo. Es decir, si tenemos dos estrellas de magnitudes aparentes m_1 y m_2 con flujos radiantes correspondiente F_1 y F_2 , entonces el cociente de los flujos es

$$\frac{F_2}{F_1} = 100^{(m_1 - m_2)/5},$$

es decir,

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10} \frac{F_1}{F_2}.$$

Por lo tanto, si ahora consideramos el mismo objeto, de magnitud aparente m y magnitud absoluta M (a 10 pc) entonces, si F es el flujo radiante verdadero y F_{10} el flujo radiante a 10 pc, obtenemos

$$\frac{F_{10}}{F} = 100^{(m - M)/5},$$

y, por la ley de cuadrados inversos para la luz

$$\frac{F_{10}}{F} = \frac{L/4\pi(10 \text{ pc})^2}{L/4\pi d^2} = \left(\frac{d}{10 \text{ pc}} \right)^2,$$

en donde L es la luminosidad de la estrella y d es la distancia a la estrella en parsec. Podemos combinar estas ecuaciones para encontrar

$$\left(\frac{d}{10 \text{ pc}}\right)^2 = 100^{(m-M)/5},$$

o bien

$$d = 10^{(m-M+5)/5} \text{ pc}.$$

Por lo tanto, la cantidad $m - M$ es un indicador de la distancia hacia una estrella y se conoce como el *módulo de distancia*.

$$m - M = 5 \log_{10} d - 5 = 5 \log_{10} \left(\frac{d}{10 \text{ pc}}\right).$$

Las magnitudes absolutas de estrellas de diferentes tipos espectrales están bien determinadas. Por lo tanto, si se puede identificar el tipo espectral de una estrella se puede obtener un estimado de su distancia.

Ejemplo:

La magnitud aparente del Sol es $m_{\text{sol}} = -26.81$ y su distancia de la Tierra es $1 \text{ U.A.} = 4.848 \times 10^{-6} \text{ pc}$.

(a) La magnitud absoluta del Sol es

$$M_{\text{sol}} = m_{\text{sol}} - 5 \log_{10} d + 5 = 4.76.$$

(b) El módulo de distancia del Sol es entonces

$$m_{\text{sol}} - M_{\text{sol}} = -31.57.$$

Para dos estrellas a la misma distancia, el cociente de sus flujos radiantes es igual al cociente de sus luminosidades.

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{L_2/4\pi d^2}{L_1/4\pi d^2} = \frac{L_2}{L_1} = 100^{(M_1 - M_2)/5}.$$

Si decimos que una de las estrellas es el Sol, obtenemos una relación directa entre la magnitud absoluta de una estrella y su luminosidad.

$$M = M_{\text{sol}} - 2.5 \log_{10} \frac{L}{L_{\odot}},$$

donde $L_{\odot} = 3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ es la luminosidad solar, y $M_{\text{sol}} = 4.76$ es la magnitud absoluta del Sol.

La ley de cuadrados inversos para la luz permite relacionar las propiedades *intrínsecas* de una estrella (su luminosidad, L , y magnitud absoluta, M) a las cantidades medidas a una distancia d de la estrella (su flujo radiante, F , y magnitud aparente, m).

3.4. Temperaturas superficiales de las estrellas

Se miramos el cielo de noche, nos damos cuenta que no todas las estrellas se ven iguales, aunque son puntos de luz. Algunas estrellas son más brillantes que otros pero también tienen diferentes *colores*. Por ejemplo, en la constelación de Orión, la estrella Betelgeuse es roja mientras que la estrella Rigel es blanco-azul. Estos colores se deben a las diferentes *temperaturas superficiales* de las dos estrellas: la temperatura superficial (que llamamos la *temperatura efectiva* y la escribimos T_{ef}) de Betelgeuse es $T_{\text{ef}} = 3400 \text{ K}$ y la de Rigel es $T_{\text{ef}} = 10,100 \text{ K}$. ¿Cómo podemos conocer la temperatura de la superficie de una estrella?

3.4.1. Radiación de cuerpo negro

La conexión entre el color de la luz emitida por un objeto caliente y su temperatura fue notada por primera vez en 1792 por el ceramista Thomas Wedgwood. Los hornos que utilizaba para fabricar la cerámica se hacían rojo-caliente a la misma temperatura, independientemente de su forma, tamaño y construcción. Hoy en día sabemos que conforme un objeto (p.ej. una barra de metal) se calienta, su color pasa de rojo, a amarillo y finalmente blanco cuando está más caliente. De hecho, cualquier objeto con temperatura arriba de cero absoluto emite luz de todas las longitudes de onda con eficiencias distintas. Un emisor ideal (o radiador) es un objeto que absorbe toda la energía de la luz incidente sobre su superficie y la reradia con un espectro característico. Debido a que un emisor ideal (o radiador) no refleja la luz, se le conoce como un *cuerpo negro*, y la radiación que emite se llama *radiación de cuerpo negro*. Las estrellas y los planetas son cuerpos negros a primera aproximación.

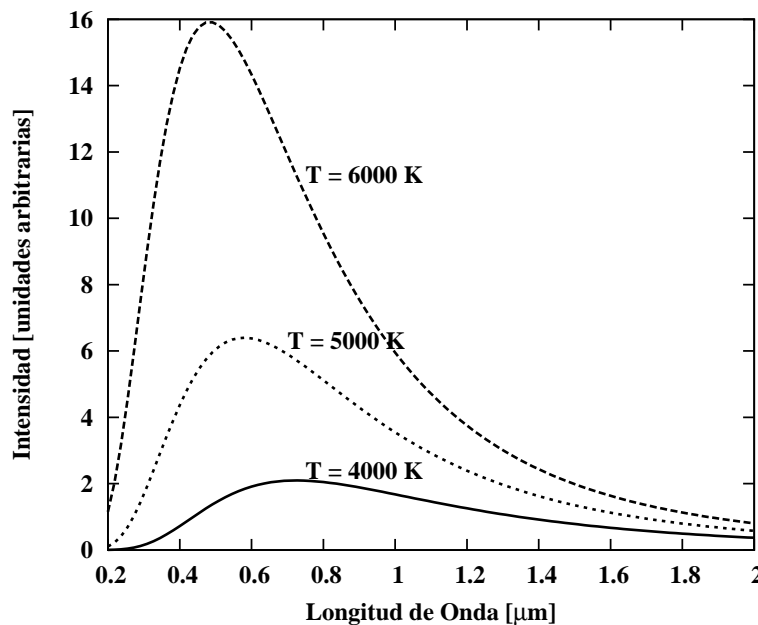


Figura 3.1: Los espectros de cuerpo negro de tres objetos con temperaturas distintas.

Un cuerpo negro de temperatura T emite un espectro continuo, es decir la intensidad es una función suave de longitud de onda o frecuencia. El espectro de cuerpo negro tiene un máximo en

su intensidad en alguna longitud de onda en particular, λ_{\max} . Esta longitud de onda λ_{\max} es más pequeña para objetos de temperatura mayor.

La relación entre λ_{\max} y T se llama la *ley de desplazamiento de Wien* y se escribe

$$\lambda_{\max} = \frac{0.290}{T} \text{ cm} .$$

Ejemplo:

La estrella Betelgeuse tiene temperatura superficial $T_{\text{ef}} = 3400 \text{ K}$. Suponiendo que Betelgeuse es un cuerpo negro, la ley de desplazamiento de Wien nos indica que el espectro continuo tiene su máxima intensidad a la longitud de onda

$$\lambda_{\max} = \frac{0.290}{3400} = 8.53 \times 10^{-5} \text{ cm} = 8530 \text{ Angstrom} ,$$

la cual corresponde al rango infrarojo del espectro. Para la estrella Rigel, $\lambda_{\max} = 2.87 \times 10^{-5} \text{ cm}$, o bien 2870 \AA , la cual corresponde a la región ultravioleta del espectro.

3.4.2. Relación entre luminosidad y temperatura

En 1879, experimentos realizados por el físico austriaco Josef Stefan mostraron que la luminosidad de un cuerpo negro de área superficial A y temperatura T está dada por

$$L = A\sigma T^4 ,$$

donde σ es una constante de proporcionalidad. La misma relación fue encontrada 5 años después por Ludwig Boltzmann. Esta relación ahora se conoce como la *ecuación Stefan-Boltzmann* y la constante σ se llama la *constante de Stefan-Boltzmann* y tiene valor $\sigma = 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-4}$.

Para una estrella esférica de radio R_* , el área superficial es $A = 4\pi R_*^2$ y la luminosidad está dada por

$$L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\text{ef}}^4 .$$

Las estrellas no son cuerpos negros perfectos, entonces esta ecuación define la *temperatura efectiva*, T_{ef} de la superficie estelar: es la temperatura del cuerpo negro que tiene la misma luminosidad bolométrica por unidad área de superficie que la estrella.

3.4.3. Función Planck

En 1900, el físico alemán Max Planck encontró una fórmula empírica que describió el espectro de cuerpo negro en función de longitud de onda:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{a/\lambda^5}{e^{b/\lambda T} - 1} ,$$

donde a y b son constantes. Las constantes se evalúan en términos de la constante de Planck $h = 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$ por la teoría cuántica, dando

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} ,$$

donde c es la velocidad de la luz, ó en función de frecuencia

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3/c^2}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

La ley de desplazamiento de Wien viene de encontrar la λ que satisface

$$\frac{dB_\lambda}{d\lambda} = 0.$$

En el límite cuando $\lambda \gg hc/kT$, encontramos

$$B_\lambda(T) \simeq \frac{2ckT}{\lambda^4},$$

que se llama la *ley de Rayleigh-Jeans*, mientras que en el límite cuando $\lambda \ll hc/kT$

$$B_\lambda(T) \simeq \frac{2hc^2}{\lambda^5} e^{-hc/\lambda kT},$$

que se llama la *ley de Wien*.

La ley de Rayleigh-Jeans es una buena aproximación cuando λ es grande, por ejemplo en la región radio del espectro electromagnético. La ley de Wien es una buena aproximación cuando λ es pequeña.

Se puede utilizar la función Planck para vincular las propiedades observadas de una estrella (flujo radiante, magnitud aparente) con sus propiedades intrínsecas (radio, temperatura, luminosidad).

3.5. Colores

Normalmente un fotómetro es sensible sólomente a un rango restringido de longitudes de onda de la luz. Por variar el material del detector, se puede obtener diferentes fotómetros sensibles a diferentes rangos del espectro electromagnético.

Los *índices de colores* son diferencias en magnitudes aparentes de observaciones realizadas en diferentes bandas del espectro. Por ejemplo, $B - V = m_B - m_V$, donde B es la banda azul y V es la banda visible.

Los colores tienen la ventaja de que son

- independientes de distancia.
- relacionados a la temperatura efectiva de la estrella.

El espectro de luz emitido por una estrella consta de un continuo de cuerpo negro, que depende de la temperatura efectiva de la estrella, más unas líneas de absorción superpuestas, que dependen de la composición química y el estado de ionización en el atmósfera de la estrella.

Para un cuerpo negro, la ley de desplazamiento de Wien nos indica que si la temperatura es mayor, el máximo en la emisión ocurre a una longitud de onda más pequeña. Entonces, las estrellas más calientes tienen el máximo de su emisión a longitudes de onda más cortas –azules– que las estrellas frías. Por realizar observaciones en diferentes bandas de longitud de onda fija, se puede caracterizar el espectro de la estrella. Generalmente, se utiliza el sistema UBV de filtros:

U	magnitud aparente ultravioleta	$3310 \text{ \AA} < \lambda < 3990 \text{ \AA}$
B	magnitud aparente azul	$3900 \text{ \AA} < \lambda < 4890 \text{ \AA}$
V	magnitud aparente visual	$5055 \text{ \AA} < \lambda < 5945 \text{ \AA}$

El índice de color $U-B$ de una estrella es la diferencia entre su magnitud ultravioleta y su magnitud azul. El índice de color $B-V$ es la diferencia entre las magnitudes azules y visuales. Las estrellas con temperaturas efectivas mayores tienen $B-V < 0$, y las estrellas más frías tienen $B-V > 0$, puesto que las magnitudes aparentes son números menores para estrellas más brillantes.

El color $B-V$ es cero para una estrella de tipo espectral A0, como Vega o Sirio, que tiene temperatura efectiva $T_{\text{ef}} = 9500 \text{ K}$ y $\lambda_{\text{max}} = 0.29/9500 = 3050 \text{ \AA}$.

También se puede encontrar colores en otras bandas del espectro, por ejemplo, el rojo (R), y el infrarrojo (I).

3.5.1. Corrección bolométrica

Cuadro 3.1: Corrección bolométrica para estrellas de la Secuencia Principal.

Tipo Espectral	B - V	BC
O5	-0.33	-4.197
B0	-0.30	-3.234
A0	-0.02	-0.216
F0	0.30	+0.034
G0	0.58	-0.050
K0	0.81	-0.208
M0	1.40	-0.920

Las observaciones se realizan mediante filtros que aislan una banda del espectro electromagnético. Por lo tanto, las magnitudes aparentes que se obtienen son magnitudes en esas bandas, p.ej. m_V , m_B , m_U . Para poder convertir la magnitud visual aparente en la *magnitud bolométrica* (m_{bol} o simplemente m), es decir la magnitud aparente debido al rango completo de longitudes de onda, es necesario realizar una *corrección bolométrica*, BC:

$$BC = m_{\text{bol}} - m_V = M_{\text{bol}} - M_V .$$

El valor de la corrección bolométrica depende del tipo espectral (es decir la temperatura) de la estrella. Las estrellas muy calientes (tipo O, B, A) y las estrellas más frías (tipo K, M) tienen correcciones bolométricas grandes, porque la mayor parte de su luz no se emite en la parte visible del espectro: las estrellas calientes emiten la mayor parte de su luz en las bandas azul y ultravioleta mientras que las estrellas frías emiten la mayor parte de su luz en las bandas roja e infrarroja. En cambio, la corrección bolométrica para estrellas como el Sol (tipo F, G) es pequeña, porque estas estrellas emiten la mayor parte de su luz en la banda visible.

3.6. Diagrama Hertzsprung-Russell observacional

Las estrellas son aproximadamente cuerpos negros, lo cual significa que su color depende de su temperatura. Las estrellas rojas son frías y las estrellas blanco-azules son calientes. En 1911, el

astrónomo aficionado danés Hertzsprung y el astrónomo profesional estadounidense Russell mostraron de manera independiente que hay una relación entre los índices de colores de las estrellas y sus magnitudes absolutas. Para las estrellas de la vecindad solar, el diagrama Hertzsprung-Russell (HR) de magnitud absoluta en función de índice de color (temperatura).

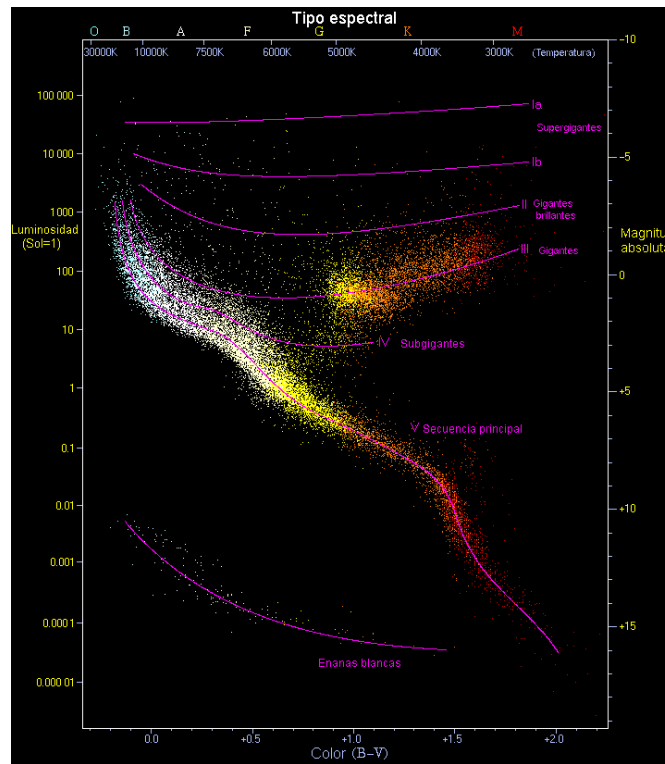


Figura 3.2: Diagrama HR observacional para 22,000 estrellas del catálogo de *Hiparco* y 1,000 estrellas del catálogo de *Gliese*.

De este diagrama se ve que la mayoría de las estrellas ocupa una franja diagonal, llamada la *Secuencia Principal*. Se sugiere una fuerte relación entre la luminosidad y la temperatura de estas estrellas, lo cual indica que obedecen las mismas leyes físicas.

Las estrellas en la parte superior derecha del diagrama son más luminosas que las estrellas de la Secuencia Principal a la misma temperatura. La ecuación de Stefan-Boltzmann, $L_* = 4\pi R_*^2 \sigma T_{\text{ef}}^4$, nos dice que los radios de estas estrellas deben ser más grandes, y por eso estas estrellas se llaman las *Gigantes Rojas*.

De manera similar, las estrellas en la parte inferior izquierda del diagrama son menos luminosas que las estrellas de la Secuencia Principal a la misma temperatura y por lo tanto deben tener radios menores. Por eso, estas estrellas se llaman las *Enanas Blancas*.

Podemos preguntarnos

- ¿Por qué las estrellas no tienen cualquier temperatura y luminosidad?
- ¿Por qué hay una Secuencia Principal de estrellas?

Es obvio que el diagrama HR nos está diciendo algo acerca de la estructura interna de las estrellas. Las gigantes y enanas deben tener estructuras internas muy diferentes a las estrellas de la Secuencia Principal porque no tienen la misma relación temperatura-luminosidad.

Es necesario conocer las *masas* de las estrellas para entender su estructura y física interna.

Capítulo 4

El espectro electromagnético

4.1. Historia

Durante siglos los astrónomos estudiaron únicamente las posiciones de las estrellas—no podían hacer experimentos para determinar la naturaleza de esos objetos.

Mucha de la historia de la física se trata de la evolución de nuestras ideas acerca de la naturaleza de la luz.

La primera medición de la velocidad de la luz se hizo en 1675 por el astrónomo danés Ole Roemer (1644-1710). Él observó las lunas de Júpiter como pasaron a la sombra de Júpiter. Predijo el siguiente eclipse usando las leyes de Kepler, pero cuando eso pasó 22 minutos más tarde que lo predicho atribuyó la diferencia al tiempo de viaje de la luz entre las dos posiciones orbitales de la Tierra en que se realizaron las observaciones. Si tarda 22 minutos para que la luz atraviese el diámetro de la órbita de la Tierra, entonces la velocidad de la luz sería $2.2 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$.

En 1983 se definió la velocidad de la luz en vacío como $c = 2.99792458 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$.

4.1.1. Naturaleza de la luz

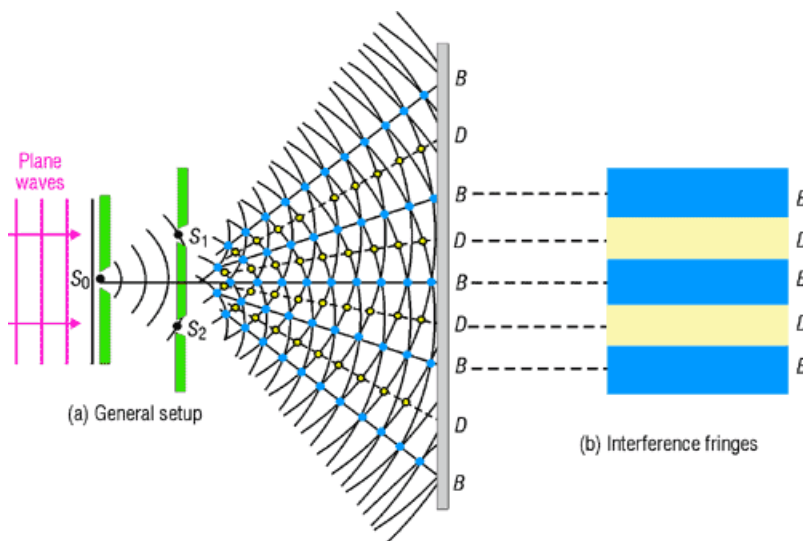


Figura 4.1: Franjas productas del experimento de doble rendija de Young.

La naturaleza fundamental de la luz se ha discutido durante siglos. Hay dos modelos principales: el modelo corpuscular (propuesto por Newton en 1666) y el modelo ondulatorio (propuesto por Huygens en 1678). Ambos modelos pueden explicar fenómenos como la reflexión y la refracción de la luz.

La naturaleza ondulatoria de la luz fue demostrado por el experimento *doble-rendija* de Thomas Young en 1801. Una fuente coherente y monocromática de luz produce un patrón de franjas brillantes y oscuras en una pantalla.

La explicación es que cuando la diferencia en los caminos de la luz de las dos rendijas es un número entero de longitudes de onda ($a \sin \theta = n\lambda$), se produce una franja brillante por el principio de interferencia constructiva. Cuando la diferencia en caminos es un número impar de medias longitudes de onda ($a \sin \theta = (n - \frac{1}{2})\lambda$), las ondas están fuera de fase y se tiene el efecto de la interferencia destructiva, produciendo una franja oscura.

La naturaleza de la luz fue descrita por James Clerk Maxwell (1831–1879) en cuatro ecuaciones que llevan su nombre. Él reconoció que la luz es una *onda electromagnética* que consta de un campo eléctrico oscilatorio, \mathbf{E} , y un campo magnético oscilatorio perpendicular, \mathbf{B} .

Una onda electromagnética tiene cuatro propiedades fundamentales:

1. tiene una velocidad constante de propagación, c , en vacío.
2. tiene una dirección de propagación.
3. tiene una longitud de onda, λ .
4. tiene direcciones de polarización (tomada como la dirección del vector \mathbf{E}).

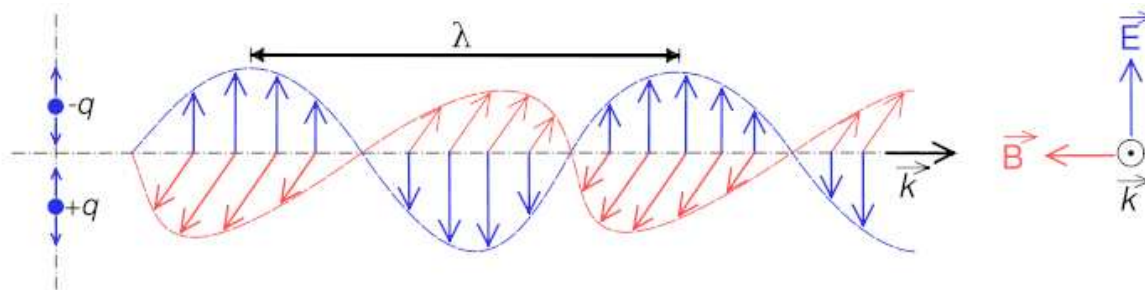


Figura 4.2: Diagrama de una onda electromagnética.

La luz de una fuente astronómica es una mezcla de ondas con diferentes direcciones de propagación, diferentes longitudes de onda, diferentes polarizaciones pero la misma velocidad de propagación (en el vacío), c .

4.2. Espectros astronómicos

La luz de una estrella está compuesta de toda una gama de longitudes de onda (luz blanca). Se puede separar la luz blanca en las diferentes longitudes de onda por pasarla por un prisma. La luz de diferentes longitudes de onda viaja a diferentes velocidades por el material del prisma. Las longitudes de onda más cortas interactúan más con el material del prisma y como consecuencia sufren una mayor *refracción* (son desviadas un ángulo mayor).

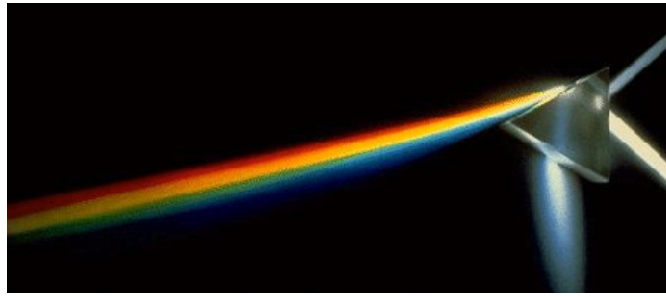


Figura 4.3: Separación de luz blanca por un prisma.

La propiedad dispersiva de los prismas es utilizada en la astronomía para analizar la composición de la luz de las estrellas, conocido como el análisis espectral. El espectro resultante cae sobre un CCD (dispositivo de carga acoplada). Al observar una estrella se ve un continuo con líneas oscuras sobrepuestas. Estas líneas ocurren a longitudes de onda bien definidas y son el resultado de la absorción de la luz de la estrella por átomos de su misma atmósfera.

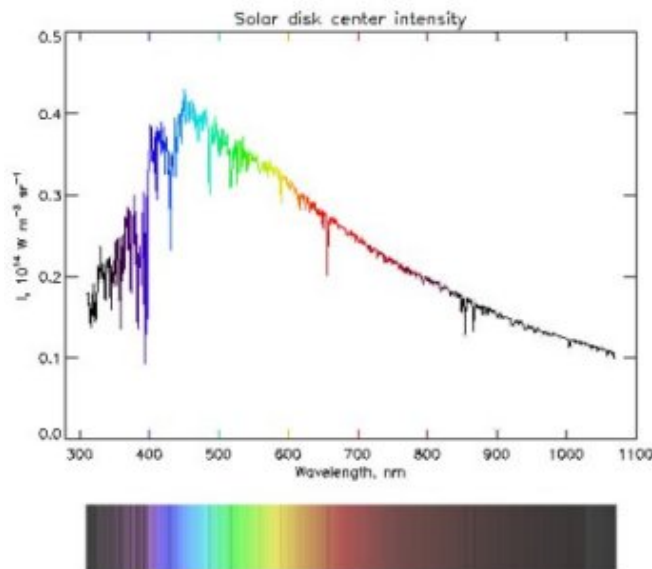


Figura 4.4: El espectro del Sol.

Hoy en día los astrónomos utilizan la luz en todo el rango del espectro electromagnético desde rayos gama hasta radiofrecuencias.

Sin embargo, no toda la luz emitida por una fuente llega a la superficie terrestre. La atmósfera terrestre absorbe luz de diferentes frecuencias en diferentes cantidades. Son principalmente las moléculas de ozono (O_3), oxígeno O_2 , vapor de agua H_2O y bioxido de carbono, CO_2 , las que absorben la luz, particularmente a frecuencias infrarrojas. Existen algunas “ventanas” en el rango infrarrojo pero de todas maneras, hacer astronomía infrarroja requiere ubicar telescopios a grandes alturas donde hay poco vapor de agua.

De hecho, toda la astronomía ultravioleta y de rayos X se tiene que hacer arriba de la atmósfera de la Tierra en satélites.

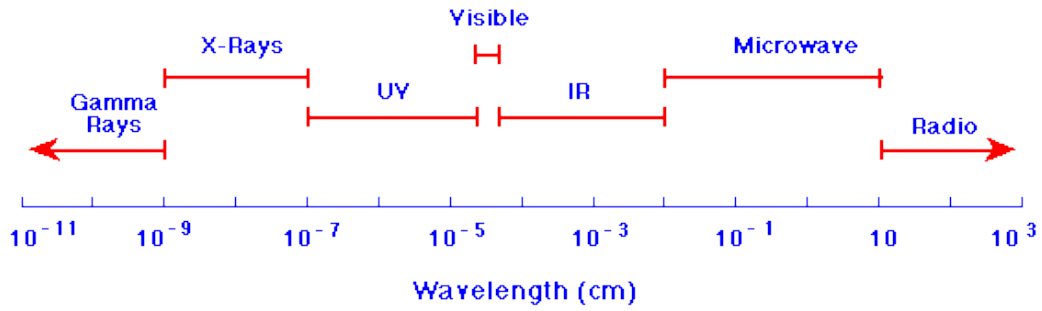


Figura 4.5: Las diferentes regiones del espectro electromagnético.

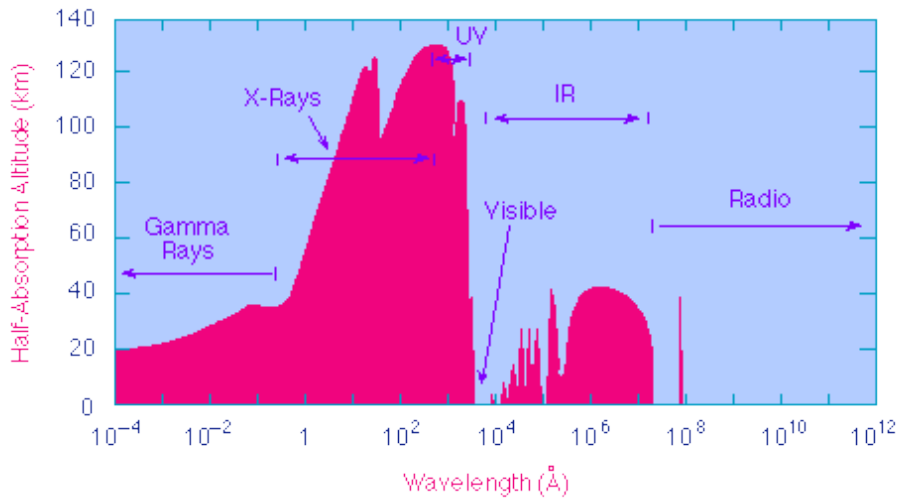


Figura 4.6: La penetración del espectro electromagnético en la atmósfera terrestre.

4.3. Astronomías invisibles: Radioastronomía

4.3.1. La Historia de la Radioastronomía

Antes de 1931 no se sabía que se podía observar el Universo a frecuencias no visibles. En esta época se sabía del espectro electromagnético. Los rayos-X fueron descubiertos por Wilhelm Röntgen en 1895 y Heinrich Hertz produjo las primeras radioondas en 1888, pero nadie sabía que existían billones de fuentes extraterrestres que emiten a radiofrecuencias, ni tampoco que algunas de estas frecuencias atraviesan sin problema la atmósfera terrestre.

En 1931, a Karl Jansky le fue asignada la tarea de estudiar la interferencia en radiofrecuencias debido a las tormentas eléctricas para ayudar en el diseño de una antena que minimizaría la estática en las comunicaciones transatlánticas. Construyó una antena que respondía a radiación de longitud de onda de 14.6 m y que giraba cada 20 minutos. El podía atribuir parte de la estática a tormentas cercanas y parte a tormentas más lejanas, pero había una parte que no podía interpretar. Conforme giraba la antena, la dirección de la cual provenía la estática cambiaba paulatinamente, completando un círculo completo en 24 horas. Finalmente determinó que la fuente era extraterrestre y que además provenía de la Vía Láctea.

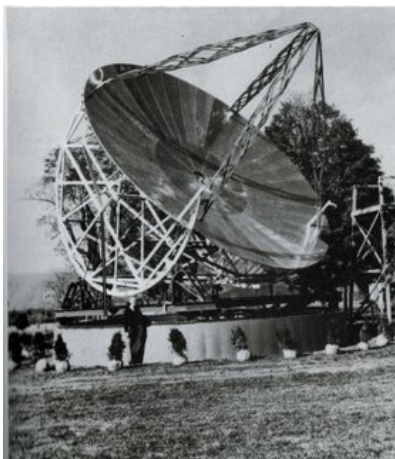


Figura 4.7: Radiotelescopio de Grote Reber.

En 1937, Grote Reber, otro ingeniero de radio, construyó su propio radiotelescopio en el patio de su casa. Intentó detectar radiación a longitudes de onda más cortas pensándolas más fuertes y por lo tanto fáciles de detectar. Sin embargo, no tuvo éxito y finalmente la antena fue modificada para detectar radiación a una longitud de onda de 1.87 m. Encontró emisión muy fuerte a lo largo del plano de la Vía Láctea. Hasta finales de la Segunda Guerra Mundial Reber fue el único radioastrónomo en el mundo.

Los avances en las técnicas de radar hicieron que la radioastronomía se desarrollara muy rápido después de la guerra y hoy en día es una herramienta fundamental. Algunos objetos emiten más a radiofrecuencias que a frecuencias visibles y entonces la radioastronomía ha dado algunas sorpresas. Combinando observaciones a una variedad de longitudes de onda podemos entender mejor los procesos físicos que están operando en el Universo.

4.3.2. Radiotelescopios

Puesto que las ondas de radio interactúan con la materia de manera muy diferente que la luz visible entonces los radiotelescopios son muy diferentes a los telescopios ópticos. Los radiotelescopios usan un plato parabólico (igual que los telescopios ópticos) para reflejar la radiación a radiofrecuencias hacia una antena. Esto produce una señal eléctrica que luego es amplificada por la instrumentación en el detector. Se puede producir un mapa de una región del cielo a una longitud de onda específica. Se mide la radiación proveniente de una fuente de radio en términos de la *densidad de flujo espectral*, $S(\nu)$, que es la cantidad de energía por segundo por unidad de intervalo de frecuencia que impacta por unidad área del telescopio. Para determinar la cantidad total de energía por segundo (la potencia) recogida por el detector hay que integrar el flujo espectral sobre el área recolectora del telescopio y sobre el intervalo de frecuencia al cual es sensible el detector (el *ancho de banda*). Si f_ν es una función que describe la eficiencia del detector a la frecuencia ν entonces la cantidad de energía detectada por segundo es

$$P = \int_A \int_\nu S(\nu) f_\nu d\nu dA .$$

Si el detector tiene una eficiencia del 100% sobre un intervalo de frecuencia $\Delta\nu$ y $S(\nu)$ puede ser tomado como constante sobre este mismo intervalo, entonces la integral se simplifica a

$$P = SA\Delta\nu ,$$

donde A es el área efectiva del telescopio.

Una fuente de radio cósmica típica tiene una densidad de flujo espectral $S(\nu)$ del orden de un Jansky (Jy) ($1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} = 10^{-26} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Mediciones de densidad de flujo espectral de miliJanskys (mJy) son comunes. Con fuentes tan débiles se requiere un área de telescopio muy grande para recoger suficientes fotones para hacer mediciones.

Ejemplo:

La segunda fuente de radio más poderosa del cielo (después del Sol) es la galaxia Cygnus A. A una frecuencia de 400 MHz (longitud de onda de 75 cm), la densidad de flujo espectral es 4500 Jy. Suponiendo que un telescopio de diámetro 25 m es 100% eficiente y que colecta la radioenergía de esta fuente sobre un ancho de banda de 5 MHz, la potencia total detectada por el receptor sería

$$P = S(\nu)\pi \left(\frac{D}{2}\right)^2 \Delta\nu = 1.1 \times 10^{-6} \text{ erg s}^{-1} .$$

Resolución:

Un problema del cual sufren tanto los telescopios ópticos como los de radio es la necesidad de mayor resolución. El criterio de Rayleigh se aplica a ambos casos: $\theta_{\min} = 1.22\lambda/D$ para una apertura (plato de telescopio) circular, donde θ_{\min} es la separación angular mínima que se puede detectar entre dos objetos. Puesto que las longitudes de onda de radio son mucho mayores que las longitudes de onda visibles, se requieren diámetros mucho más grandes para los radiotelescopios para obtener la misma resolución.

Ejemplo:

Para obtener una resolución de $\theta_{\min} = 1''$ a una longitud de onda de 21 cm utilizando una sola apertura (plato), el diámetro del plato debe ser

$$D = 1.22 \frac{\lambda}{\theta_{\min}} = 1.22 \left(\frac{21 \text{ cm}}{4.85 \times 10^{-6} \text{ rad}} \right) = 52.8 \text{ km} .$$

Para comparar con esto, el radiotelescopio de un solo plato más grande del mundo es el de Arecibo, Puerto Rico, que tiene un diámetro de 300 m.

4.3.3. Interferometría

Una ventaja de trabajar con longitudes de onda tan largas es que las imperfecciones en la superficie del reflector parabólico no son muy importantes. Se pueden tolerar variaciones de 1 cm cuando se está observando a una longitud de onda de 21 cm (generalmente una fracción de $\lambda/20$ es aceptable). A pesar de esta restricción, los radioastrónomos han alcanzado resoluciones de hasta $0.0015''$ utilizando la técnica de *interferometría*. Éste es un proceso parecido al experimento de doble rendija de Young.

Consideramos 2 telescopios separados por una línea de base de distancia d . Si la diferencia en la distancia de la fuente hasta los dos telescopios es L entonces un frente de onda dado llegará al telescopio más cercano antes de llegar al otro telescopio. Las señales en los detectores estarán en fase si $L = n\lambda$ donde $n = 0, 1, 2, \dots$ para interferencia constructiva. Si $L = (n - \frac{1}{2})\lambda$, ($n = 1, 2, \dots$) entonces las señales estarán fuera de fase y habrá un mínimo en la señal total por la interferencia destructiva. El ángulo al cual es apuntado el telescopio es $\sin \theta = L/d$ y por lo tanto es posible determinar con precisión la posición de la fuente utilizando el patrón de interferencia que se produce combinando las señales de las dos antenas.



Figura 4.8: El radiointerferómetro el VLA en Nuevo México en su configuración más compacta.

Obviamente, conforme la línea de base d aumenta se pueden resolver imágenes cada vez más pequeñas. El *Very Large Array* en Socorro, Nuevo Mexico consta de 27 radiotelescopios en una configuración “Y” móvil con un diámetro máximo posible del arreglo de 36 km. Cada plato tiene un diámetro de 25 m y utiliza receptores sensibles a una variedad de frecuencias. Se necesitan computadoras para analizar la señal combinada de todos los telescopios.

La resolución máxima posible a la frecuencia más alta del VLA (43 GHz) es entonces $\sin \theta = L/d = \lambda/d = c/(43 \times 10^9 \times 36 \times 10^5) = 0.04''$. El VLA tiene 4 configuraciones posibles: A (diámetro 36 km); B (diámetro 10 km); C (diámetro 3.6 km); D (diámetro 1 km). Puede observar a frecuencias desde

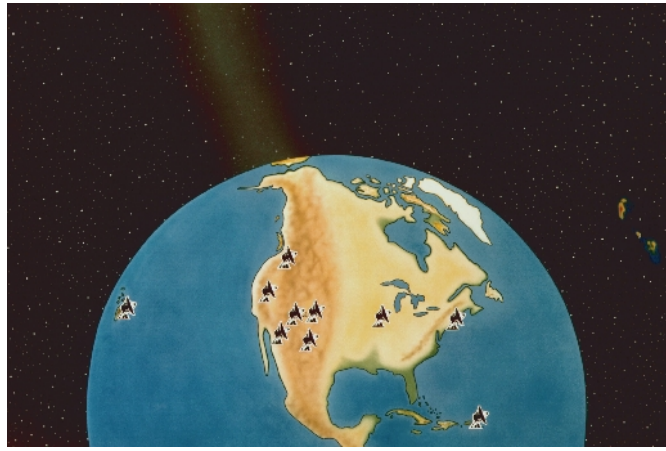


Figura 4.9: La distribución mundial de radiotelescopios del VLBA.

74 hasta 50,000 MHz (400 cm a 0.7 cm). El área recolectora total efectiva es la suma de las áreas de los 27 platos.

Para obtener mapas de aún más alta resolución se puede utilizar el *Very Long Baseline Array*, el cual tiene 10 telescopios distribuidos en una línea de base que se extiende 8,600 km desde Hawaii hasta el Caribe.

4.3.4. El universo a Radiofrecuencias

El Sistema Solar

Dentro del sistema solar el Sol es una fuente poderosa a radiofrecuencias—se puede detectar tanto en su fase tranquila como en su fase activa y también las manchas solares, todas estas detecciones son a diferentes frecuencias. Los planetas Jovianos también son fuentes fuertes a radiofrecuencias.

Las estrellas

Puesto que el Sol es una fuente a radiofrecuencias podemos esperar que todas las estrellas lo son. Sin embargo, las demás estrellas están demasiado distantes para poder detectar su radioemisión. Se puede detectar la emisión en radio de los vientos estelares poderosos que salen de algunas estrellas, también actividad como ráfagas o chorros y algunos sistemas binarios.

La radiación a radiofrecuencias no interactúa con la materia y por lo tanto es una herramienta excelente para estudiar los procesos que ocurren dentro de las nubes moleculares de donde no sale la luz visible. De hecho, muchas regiones de formación estelar solamente se pueden detectar a radiofrecuencias y en el infrarrojo. La emisión de estas regiones proviene de las recombinaciones de hidrógeno ionizado y también de la emisión libre-libre.

Gas interestelar

Gran parte del gas interestelar está en forma molecular. Estas moléculas pueden ser excitadas por colisiones y emitir líneas espectrales espontáneamente. Estas líneas espectrales ocurren a frecuencias discretas que dependen de la rotación de la molécula. Se han descubierto más de 100 moléculas

interestelares y cada vez hay más. Dentro de las nubes moleculares densas estas moléculas no son destruidas por la radiación UV de las estrellas porque ésta no puede penetrar la nube. De estas observaciones se puede determinar la densidad del gas y también su velocidad.

La Vía Láctea

Una componente de la emisión en radio de la Vía Láctea proviene de la transición de cambio de espín de hidrógeno que da origen a la línea de 21 cm. Observaciones de esta línea nos proporcionan información acerca de la distribución de hidrógeno atómico en la Galaxia.

Fuentes Extragalácticas

Se han detectado chorros de emisión en radio provenientes de los núcleos de galaxias activas que indican fuentes muy poderosas y procesos físicos muy energéticos.

4.4. Astronomías invisibles: Rayos X

4.4.1. La Historia de la astronomía de rayos X

El estudio de los objetos astronómicos a las más altas energías de rayos-X y rayos- γ empezó recientemente en los años 60. Antes, sabíamos solamente que el Sol era una fuente intensa a estas longitudes de onda. La atmósfera de la Tierra absorbe la mayor parte de los rayos-X y rayos- γ y, por lo tanto, había que utilizar cohetes para poner los instrumentos detectores arriba de la atmósfera terrestre. El primer vuelo de cohete que exitosamente detectó una fuente cósmica de emisión de rayos-X fue lanzado en 1962 por un grupo en los Estados Unidos incluyendo a Riccardo Giacconi, Herb Gursky, Frank Paolini y Bruno Rossi. Este vuelo detectó una fuente muy brillante de rayos-X que nombraron *Scorpio X-1* porque fue la primera fuente de rayos-X encontrada en la constelación de Scorpio.

En los 70's los satélites astronómicos dedicados al estudio de los rayos-X, tales como *Uhuru*, *Ariel 5*, *SAS-3*, *OSO-8*, *HEAO-1* fueron puestos en órbita y el campo se desarrolló muy rápidamente. Se empezó a creer que los rayos-X de fuentes estelares en nuestra Galaxia provenían principalmente de los llamados *binarios de rayos-X*. Es decir, una estrella de neutrones en un sistema binario con una estrella normal. Los rayos-X son producidos por el gas que cae desde la estrella normal hacia la estrella de neutrones en un proceso llamado acreción. La naturaleza binaria del sistema permite la medición de la masa de la estrella de neutrones. En algunos casos la masa del objeto *degenerado* apoya la idea de la existencia de los hoyos negros, puesto que son demasiado masivos para ser estrellas de neutrones. Algunos de los sistemas demuestran un pulso característico como en el caso de los pulsares de radio, lo cual permite una determinación de la tasa de rotación de la estrella de neutrones. Finalmente, algunas de estas fuentes Galácticas son altamente variables, cambiando su brillo por factores de órdenes de magnitud en una escala de tiempo de semanas. Además de estas fuentes estelares Galácticas, se encontró que las regiones interiores de algunas galaxias externas emiten rayos-X. Se piensa que esta emisión proviene de gas ultrarelativista cerca a un hoyo negro supermasivo en el centro de la galaxia. Últimamente, se ha encontrado que emisión difusa de rayos-X existe en todas partes del cielo.

Actualmente el estudio de astrofísica de altas energías sigue en proceso utilizando datos de una

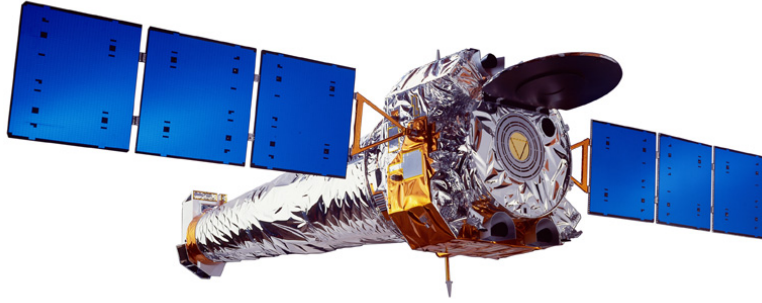


Figura 4.10: El telescopio de rayos X *Chandra*.

multitud de satélites anteriores y actuales: la serie *HEAO*, *EXOSAT*, *Ginga*, *CGRO*, *RXTE*, *ROSAT*, *ASCA*, *Chandra*, *XMM-Newton*, *Suzaku*. Estos datos nos permiten entender la naturaleza de las fuentes y los mecanismos físicos por los cuales son emitidos los rayos-X y rayos- γ .

4.4.2. La física de hacer imágenes en rayos-X

El diseño de un sistema para hacer imágenes en rayos-X es muy difícil debido a las restricciones impuestas por la interacción de los rayos-X con la materia. En primer lugar, los rayos-X que hacen impacto a incidencia normal sobre cualquier materia son mayoritariamente absorbidos en vez de ser reflejados (p.ej. los rayos-X médicos). Los espejos de incidencia normal, como los que se usan en los telescopios ópticos, no se pueden utilizar. En segundo lugar, el índice de refracción, n es aproximadamente igual a uno a longitudes de onda de rayos-X para todos los materiales. Cualquier sistema de refracción (por ejemplo un lente) lo suficientemente delgado para transmitir rayos-X debe entonces poseer una longitud focal muy larga, lo cual no es muy práctico para uso en un cohete o un satélite.

Para la mayoría de los materiales, n es ligeramente menor que uno a longitudes de onda de rayos-X. Esta propiedad da la posibilidad de utilizar *reflexión externa total* de los rayos-X incidentes sobre una superficie cerca de incidencia de razar. El índice de refracción a longitudes de onda de rayos-X se puede escribir como:

$$n = 1 - d - ib, \quad (4.1)$$

donde d y b dependen de la materia y de la longitud de onda de los rayos-X incidentes. Si $d > 0$ y $b \sim 0$ y los rayos-X incidentes se están propagando en el vacío (por la cual $n = 1$), entonces por la regla de Snell los rayos-X sufrirán reflexión externa total para ángulos $\theta < \theta_c$, donde $\cos \theta_c = 1 - d$. Por lo tanto, $\theta_c \sim \sqrt{2d}$. El análogo a este fenómeno para luz visible es *reflexión interna total*, p.ej. en diamantes.

Generalmente, la dependencia de d , y por lo tanto θ_c de un material es proporcional a su número atómico, Z . Entonces, los materiales con Z alta reflejan los rayos-X más eficientemente que los materiales con Z baja. El material que se utiliza más comúnmente es el oro (Au, $Z = 79$), para el cual el ángulo crítico a una energía de 1 keV es ~ 1 grado. El telescopio de rayos-X *Chandra* tiene espejos cubiertos de iridio (Ir, $Z = 77$).

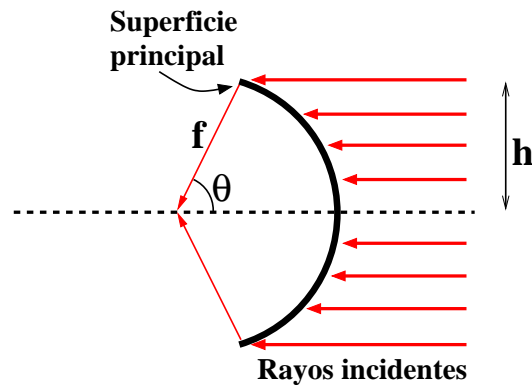


Figura 4.11: Condición de seno de Abbe.

4.4.3. Sistemas para hacer imágenes en rayos X

Para que un sistema óptico pueda formar una imagen, debe satisfacer la *condición Abbe de seno*, por lo menos de manera aproximada. Esta condición afirma que un sistema óptico formará una imagen de un objeto infinitamente distante sólo si por cada rayo en el haz paralelo que proviene de la fuente $h/\sin \theta = f$, donde h es la distancia (radial) del rayo del eje óptico, θ es el ángulo de la trayectoria final del rayo relativo a su trayectoria inicial (y por lo tanto el eje óptico) y f es una constante por todos los rayos.

En otras palabras, se formará una imagen si la superficie principal, definida como el locus de las intersecciones de las trayectorias iniciales y finales de los rayos, es esférica. Un sistema óptico que satisface la condición Abbe de seno entonces actúa como un lente esférico simple.

Un espejo parabólico simple fue propuesto por Giacconi y Rossi en 1960. Este tipo de espejo es frecuentemente utilizado como el reflector primario en un telescopio óptico. Sin embargo, no satisface la condición Abbe de seno, puesto que la superficie principal es el paraboloide mismo. Los rayos que hacen impacto sobre el espejo paralelo al eje óptico se enfocan a un punto, pero las imágenes de objetos fuera del eje no estarán en foco (un telescopio óptico tiene un lente secundario para corregir este efecto).

El físico alemán Wolter mostró que la reflexión de una combinación de dos elementos, un paraboloide luego otro paraboloide coaxial con el mismo foco, permite que la condición Abbe de seno se satisfaga aproximadamente. Wolter mostró que un número impar de secciones cónicas coaxiales no formará una imagen, pero un número par sí lo hará.

Wolter describió tres configuraciones diferentes para hacer imágenes, las tipo I, II y III. El diseño utilizado más frecuentemente es el tipo I puesto que tiene la configuración mecánica más sencilla y además permite la posibilidad de encajar varios telescopios uno dentro del otro, y así aumentará el área reflectiva utilizable. Este último es muy importante puesto que casi todas las fuentes de rayos-X son débiles y por lo tanto maximizar la potencia de atrapar la luz del sistema de espejos es imprescindible.

El telescopio *Chandra* consta de 4 pares de espejos y su sistema de soporte. Los espejos tienen que estar perfectamente alineados, casi paralelos a los rayos-X. Parecen más como barriles de vidrio que los platos de los telescopios ópticos.

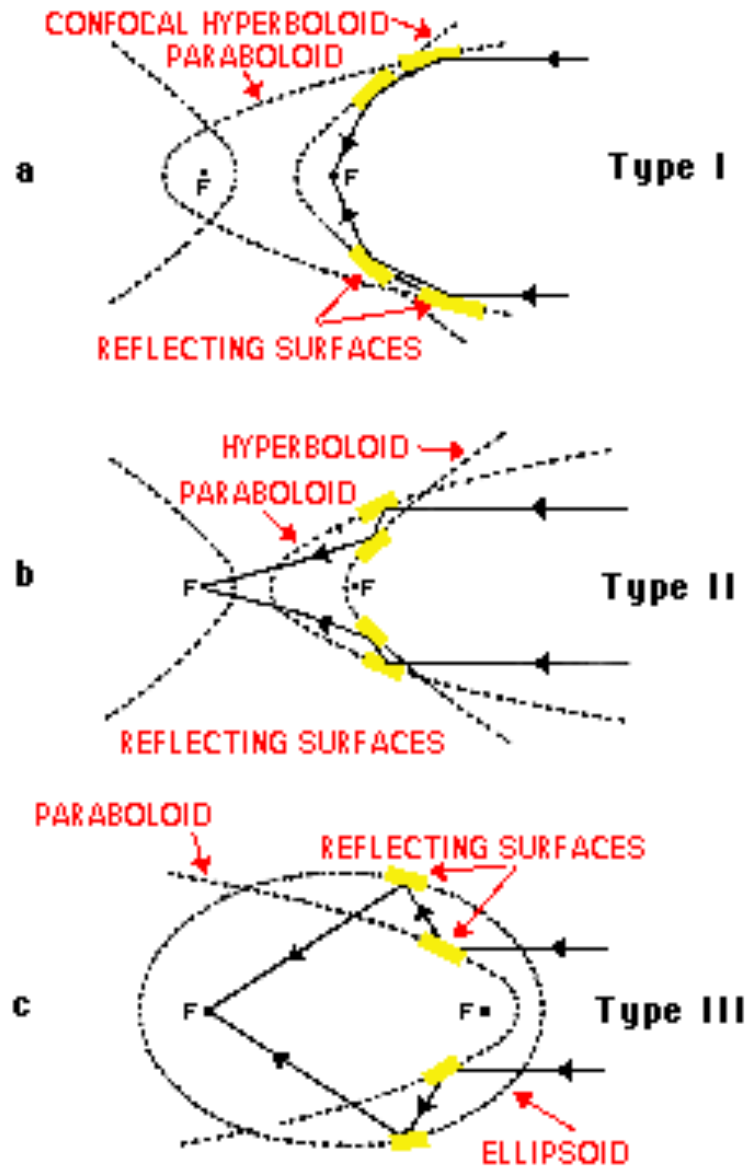


Figura 4.12: Tipos de telescopios de rayos X descritos por Wolter.

4.4.4. Detectores de Rayos-X

Los rayos-X se pueden pensar como ondas o como partículas (como en el caso de cualquier tipo de luz—esto se llama la dualidad). Cuando hablamos de espectrómetros dispersivos es más fácil pensar en ondas. Cuando se piensa en el caso nodispersivo es más fácil pensar en términos de partículas de luz, es decir fotones. La mayoría de las fuentes de rayos-X cósmicas son muy débiles y se detectan fotón por fotón. Un flujo de un fotón por centímetro cuadrado por segundo (en el rango de energía 1 a 10 keV) constituye una fuente cósmica brillante.

Para medir la energía de un fotón de rayos-X requerimos que este fotón dé toda su energía a un detector. Esta energía cambiará algo en el detector y midiendo este cambio podemos determinar la energía de los rayos-X incidentes. Los rayos-X interactúan fuertemente con los electrones. Un rayo-X puede dar toda su energía a un electrón (absorción fotoeléctrica), o parte de su energía (dispersión de Compton), o puede dispersarse sin perder energía (dispersión de Rayleigh). La probabilidad de cada tipo de interacción depende de la energía del fotón, el estado de energía del electrón, y el ángulo de dispersión. Para las energías de interés astrofísico la absorción fotoeléctrica es mucho más probable.

Entonces, cuando el fotón se para en el detector esto significa que ha dado toda su energía a un electrón. Éste, a su vez, puede dar la energía adquirida a otros electrones ionizando así los átomos del material del detector. Si se aplica un campo eléctrico estos electrones libres pueden ser recogidos y contados. El número de electrones recogidos indica la energía depositada por el fotón.

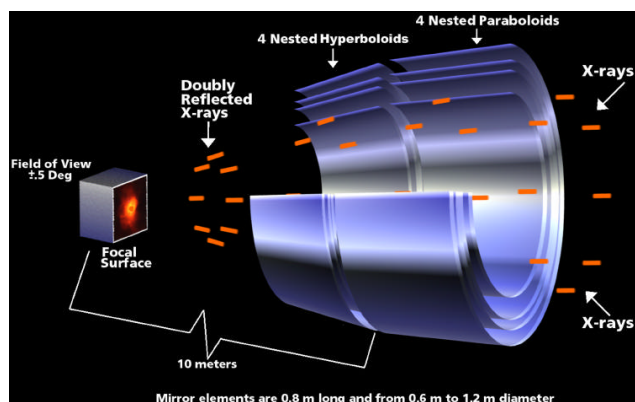


Figura 4.13: El sistema de espejos parabólicos e hiperbólicos en el telescopio de rayos X *Chandra* (Imagen: NASA/CXC/D.Berry).

Otra posibilidad es medir el calor producido por las colisiones de los electrones dispersados con otros electrones, iones y átomos. Si se mide el cambio en la temperatura del material del detector se puede decir cuanta energía fue depositada por el fotón inicial.

4.4.5. El universo en rayos-X

Los rayos-X son una forma muy energética de luz. Pueden ser formados cuando hay una colisión de alta velocidad entre un electrón y el núcleo de un ión. Tales colisiones ocurren en gas muy caliente

(> un millón de grados Kelvin). También los rayos-X son producidos por la dispersión inversa de Compton (cuando un fotón de baja energía es dispersado por un electrón más energético p.ej. cerca de un hoyo negro). Otro efecto físico que produce rayos-X es el efecto sincrotrón en donde los electrones son acelerados a velocidades cerca de la de la luz por campos eléctricos o magnéticos. Entonces las observaciones de rayos-X nos están demostrando los lugares calientes del Universo, como los remanentes de supernova, el centro de la Galaxia, y el gas en los cúmulos de galaxias.

Capítulo 5

Estrellas binarias y la estimación de las masas estelares

5.1. Clasificación de sistemas binarios

Los sistemas binarios proporcionan una manera de calcular las masas de las dos componentes estelares sin la necesidad de hacer suposiciones acerca de la estructura interna de las estrellas. Es un método puramente dinámico de calcular las masas y se basa en las *leyes de Kepler*. Un sistema binario consta de dos estrellas que orbitan alrededor de su centro de masa mutuo.

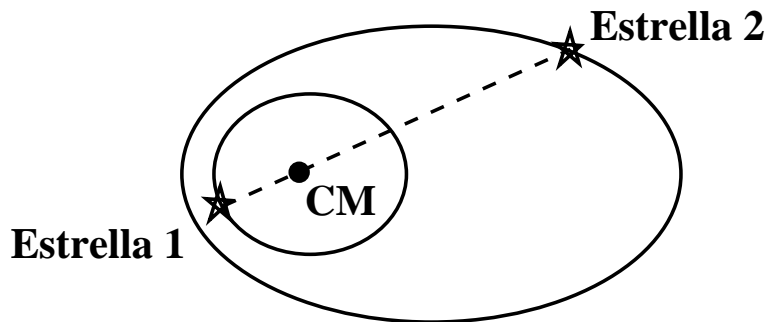


Figura 5.1: Movimientos de las dos componentes de un sistema binario alrededor de su centro de masa.

Los sistemas binarios se clasifican por sus características observacionales.

5.1.1. Binarias visuales

Monitoreo del cielo durante mucho tiempo (meses hasta años) revela el movimiento orbital de estrellas que parecen tambalearse. Por ejemplo, durante mucho tiempo se pensaba que Sirio A (una estrella brillante de la Secuencia Principal) era una estrella aislada pero observaciones durante décadas revelaron que realmente pertenece a un sistema binario y su compañera es una enana blanca demasiado débil para observarse sin ayuda, ahora conocida como Sirio B. Antes de que fue detectada Sirio B, el sistema se conocía como un *sistema binario astrométrico*. Una vez que se detectó Sirio B, se conoce como un *sistema binario visual*. El periodo de la órbita de las dos estrellas alrededor de su centro de masa es 49.9 años.

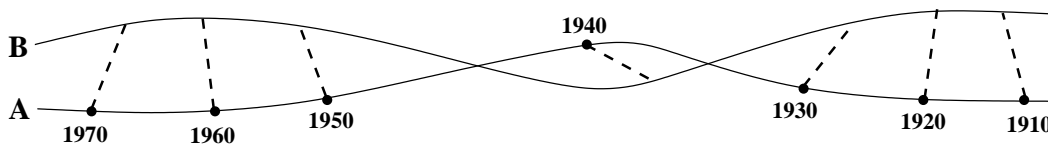


Figura 5.2: Movimientos de Sirio A y Sirio B en el cielo.

5.1.2. Binarias eclipsantes

Estos sistemas son poco comunes porque el plano de la órbita de las dos estrellas tiene que ser a lo largo de la línea de visión hacia el observador para que una estrella pase delante de la otra. El observador ve fluctuaciones en la curva de brillo del sistema debido a los eclipses periódicos de una estrella por la otra.

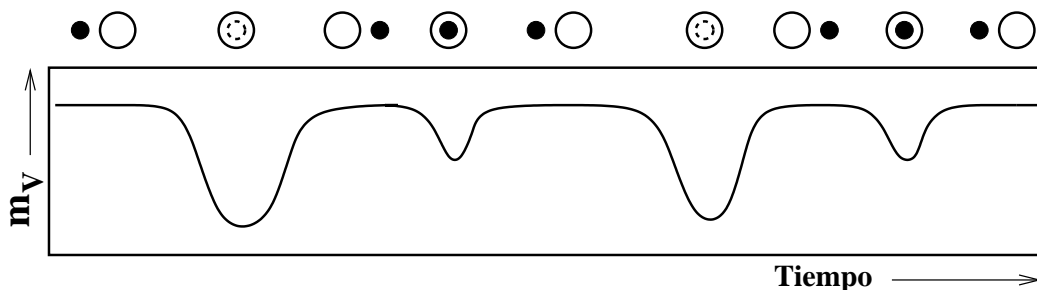


Figura 5.3: Fluctuaciones periódicas en la curva de luz de un sistema binario eclipsante.

5.1.3. Binarias espectroscópicas

Estos sistemas se detectan mediante el análisis del espectro estelar. La misma línea espectral se presenta en dos posiciones cuya separación relativa varía de manera periódica con tiempo. Ésto indica la presencia de dos componentes con velocidades radiales distintas. La variación periódica en la separación de las posiciones de las líneas indica que el movimiento es orbital. Un monitoreo del sistema, y el cálculo de los corrimientos Doppler correspondientes, permite construir una *curva de velocidad radial* del sistema y entonces deducir las órbitas de las dos componentes.

5.2. Determinación de masas

5.2.1. Las leyes de Kepler

La primera ley de Kepler

Ambas componentes de un sistema binario orbitan alrededor de su centro de masa mutuo y la forma de las órbitas es elíptica. El centro de masa ocupa un foco de cada elipse.

Si m_1 y m_2 son las masas de las dos componentes, entonces la masa total del sistema es $M =$

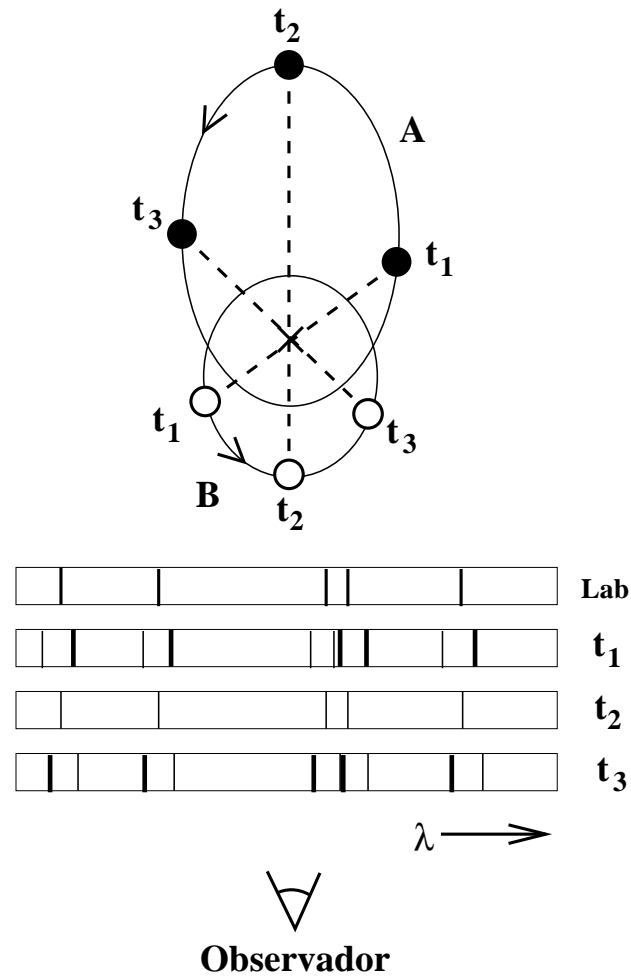


Figura 5.4: Movimientos orbitales y las variaciones en las líneas espectrales que producen. En t_1 la estrella A se aleja del observador y sus líneas espectrales están corridas al rojo, mientras que la estrella B se acerca y las líneas espectrales están corridas al azul. En tiempo t_3 la situación es el converso. En tiempo t_2 , los movimientos de ambas estrellas están tangenciales a la línea de visión y por lo tanto no hay corrimiento Doppler de sus líneas espectrales.

$m_1 + m_2$ y la *masa reducida* μ se define

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

Se puede considerar el sistema binario como una masa reducida μ orbitando a distancia r alrededor de una masa central M , en donde

$$r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$$

con $\mathbf{r}_1 = -\frac{\mu}{m_1}\mathbf{r}$ y $\mathbf{r}_2 = \frac{\mu}{m_2}\mathbf{r}$ y \mathbf{r} es el vector que une las dos estrellas.

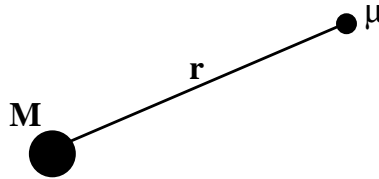


Figura 5.5: La órbita de la masa reducida alrededor de una masa central.

La tercera ley de Kepler

El cuadrado del periodo de la órbita es proporcional al cubo del semieje mayor del elipse.

$$P^2 \propto a^3.$$

En términos de los parámetros de un sistema binario, con P en años y la separación entre componentes r en unidades astronómicas, la tercera ley de Kepler es

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} r^3,$$

donde G es la constante de gravedad y m_1 , m_2 son las masas.

5.2.2. Aplicaciones

La primera ley de Kepler dice $m_1 r_1 = m_2 r_2$ donde $r = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$ es la separación entre las dos estrellas, que tienen masas m_1 y m_2 . Esta expresión es cierta para todas posiciones en la órbita, así que es cierta para la posición de máxima separación, cuando $r_1 = a_1$ y $r_2 = a_2$.

Binarias visuales

En el caso de los sistemas binarios visuales, podemos medir las separaciones angulares en el plano del cielo. Si el sistema se encuentra a distancia d , entonces

$$\alpha_1 = \frac{a_1}{d} \quad \text{y} \quad \alpha_2 = \frac{a_2}{d},$$

en donde α_1 y α_2 corresponden a las distancias angulares máximas de la posición del centro de masa de las dos componentes. Por lo tanto, podemos encontrar el cociente de las masas en términos de las separaciones angulares al aplicar la primera ley de Kepler:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{r_2}{r_1} = \frac{a_2}{a_1} = \frac{\alpha_2}{\alpha_1}.$$

La tercera ley de Kepler dice

$$P^2 = \frac{4\pi^2}{G(m_1 + m_2)} r^3,$$

a partir de la cual podemos encontrar la suma de las masas si se conocen el periodo P de la órbita y la separación máxima $r = a_1 + a_2 = (\alpha_1 + \alpha_2)d$. Esta última requiere que se conozca la distancia d al sistema, o bien su paralaje $p = 1/d$. Entonces, obtenemos la suma de las masas en términos de cantidades que se pueden medir:

$$m_1 + m_2 = \frac{4\pi^2}{G} \frac{(\alpha_1 + \alpha_2)^3 d^3}{P^2}.$$

Combinando la ecuación para la suma de las masa con la ecuación para el cociente de las masas, podemos obtener las masas individuales de las dos componentes del sistema binario.

Si las órbitas no están perpendiculares a la línea de visión, entonces hay que tomar en cuenta el efecto de la proyección. Si i es el ángulo entre el plano de la órbita y el plano del cielo, entonces los ángulos de separación proyectados son $\tilde{\alpha}_1 = \alpha_1 \cos i$ y $\tilde{\alpha}_2 = \alpha_2 \cos i$. Esto no afecta el cociente de las masas pero sí introduce un término adicional de $\cos^3 i$ en la ecuación de la suma de las masas.

Binarias espectroscópicas

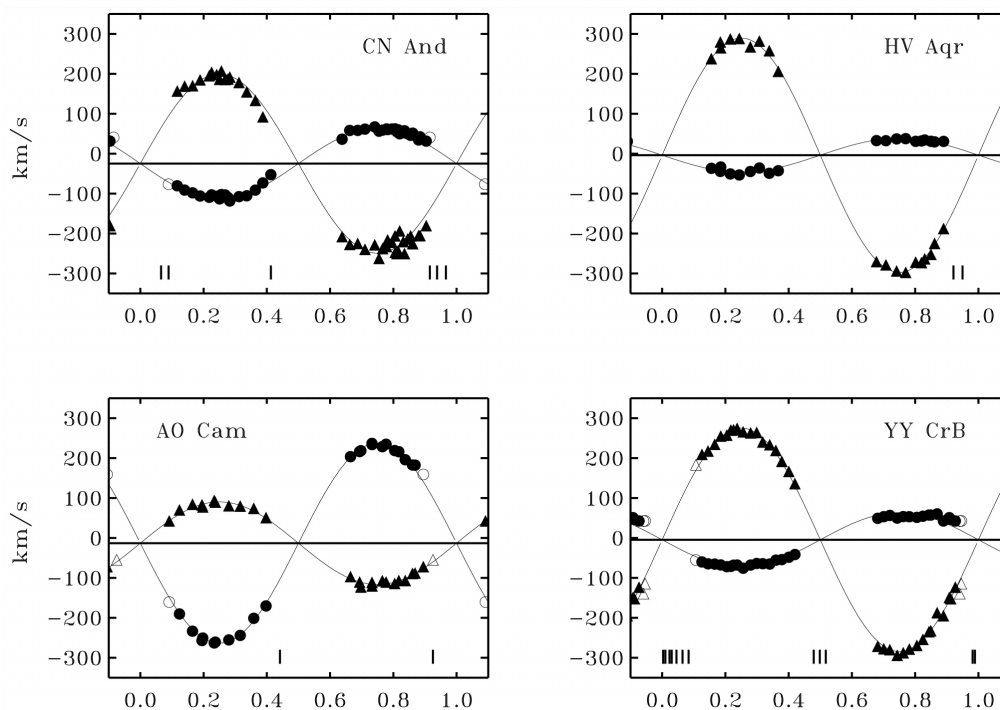


Figura 5.6: Curvas de velocidad radial para 4 sistemas binarios.

Observaciones espectroscópicas permiten producir curvas de velocidad radial.

Si m_1 , m_2 son las masas de las dos componentes y $m_2 < m_1$, y suponemos que las órbitas son circulares, así que las velocidades lineales son $v_1 = \Omega r_1$ y $v_2 = \Omega r_2$, donde $\Omega = 2\pi/P$ y P es el

periodo, entonces la primera ley de Kepler dice

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{r_2}{r_1} = \frac{v_2}{v_1} .$$

Las velocidades radiales máximas, v_{1r} y v_{2r} , que se obtienen de las curvas de velocidad radial corresponden a las velocidades lineales de las órbitas. Si el plano de las órbitas tiene ángulo de inclinación i a la línea de visión, entonces $v_{1r} = v_1 \sin i$ y $v_{2r} = v_2 \sin i$. La velocidad radial máxima normalmente se escribe $v_{r1} \equiv K_1$ y $v_{r2} \equiv K_2$, donde $K_1 < K_2$ si $m_2 < m_1$. Por lo tanto,

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{v_{2r}}{v_{1r}} = \frac{K_2}{K_1} .$$

La tercera ley de Kepler nos proporciona la suma de las masas:

$$m_1 + m_2 = \frac{4\pi^2 (r_1 + r_2)^3}{G P^2} .$$

Sustituimos

$$r_1 + r_2 = \frac{v_1 + v_2}{\Omega} = \frac{v_{1r} + v_{2r}}{\Omega \sin i} = \frac{K_1 + K_2}{\Omega \sin i} ,$$

en donde $\Omega = 2\pi/P$. Por lo tanto, la suma de las masas en términos de las cantidades observadas (K_1, K_2, P) es

$$m_1 + m_2 = \frac{(K_1 + K_2)^3 P}{2\pi G \sin^3 i} ,$$

en donde i es el ángulo de inclinación del plano de la órbita a la línea de visión.

5.3. Estimación de radios estelares

Se pueden utilizar las curvas de luz de los sistemas binarios eclipsantes para estimar los radios de las dos estrellas.

Si la velocidad relativa de las dos componentes es v , entonces el radio de la estrella más pequeña se puede deducir a partir del tiempo que tarda en esconderse por completo detrás de la estrella más grande, $\Delta t = t_2 - t_1$. En este tiempo, la estrella se mueve una distancia $2r_{\text{peq}}$ en donde r_{peq} es el radio de la estrella más pequeña. Entonces

$$r_{\text{peq}} = \frac{1}{2}v(t_2 - t_1) .$$

El tamaño de la estrella más grande se encuentra a partir del tiempo que tarda la estrella pequeña en atravesar el disco estelar de la estrella grande, $\Delta t = t_3 - t_1$. La distancia que se mueve la estrella pequeña en este tiempo es $2r_{\text{gr}}$, donde r_{gr} es el radio de la estrella grande. Entonces,

$$r_{\text{gr}} = \frac{1}{2}v(t_3 - t_1) = r_{\text{peq}} + \frac{1}{2}v(t_3 - t_2) .$$

5.3.1. Rangos de masas y radios estelares

Se han calculado masas para muchos tipos distintos de estrellas en miles de sistemas binarios. El rango de masas que se ha encontrado va de $0.1 M_{\odot}$ a $100 M_{\odot}$, es decir tres órdenes de magnitud. No existen tantas determinaciones de los radios estelares, debido a que éstas requieren sistemas binarios eclipsantes, los cuales son menos comunes. El rango de radios encontrados para estrellas en la Secuencia Principal y gigantes va de $0.01 R_{\odot}$ a $10^3 R_{\odot}$. Los satélites *Hiparco* y *Gaia* tienen como meta aumentar el número de sistemas binarios conocidos para poder mejorar la estadística.

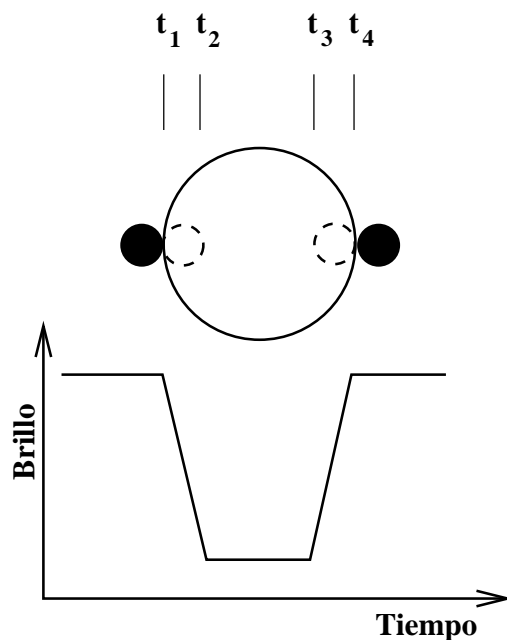


Figura 5.7: Curva de luz en función de las posiciones relativas de las estrellas eclipsantes.

5.4. Relación masa-luminosidad

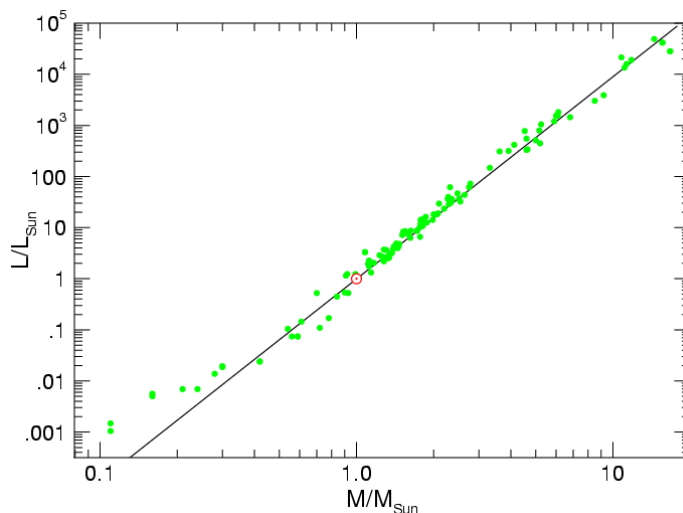


Figura 5.8: Relación masa-luminosidad para estrellas en la secuencia principal.

Una vez que se estima las masas de las estrellas binarias de diferentes luminosidades (es decir, magnitudes absolutas), se encuentra una fuerte relación empírica entre la masa y la luminosidad. En la parte lineal, que corresponde a la Secuencia Principal, se encuentra $L \propto M^{3.5}$. Entonces, para las estrellas en la Secuencia Principal, las podemos asignar masas si conocemos sus luminosidades. La ley de potencias es bastante empinada, por lo tanto una diferencia pequeña en la masa resulta en un cambio grande en la luminosidad.

También podemos decir que las estrellas frías de la Secuencia Principal son de baja masa mientras que las estrellas calientes son de alta masa. Es decir, la Secuencia Principal es una secuencia de *masa*. No se puede decir lo mismo para las estrellas gigantes o las enanas.

Una teoría de la estructura estelar debe explicar las propiedades observadas de las estrellas y debe explicar las correlaciones entre estas propiedades, en particular la masa, luminosidad, radio y temperatura.