# Apuntes de Astrofísica Observacional

## Prof. Juan Fabregat

## 1. Introducción

Estos apuntes tratan sobre las técnicas fundamentales de la astronomía observacional que se aplican en los rangos óptico e infrarrojo del espectro electromagnético. Estas técnicas son la astrometría, la espectroscopía y la fotometría. Las mismas técnicas son de aplicación también en otros rangos, como el de las altas energías o el de las ondas de radio, aunque con particularidades propias de esos campos. En nuestro caso nos limitaremos a su aplicación en el rango óptico e infrarrojo.

El rango óptico corresponde a la radiación electromagnética con longitud de onda entre 300 y 1000 nanómetros. Es en ese rango en el que nuestros ojos son sensibles a la radiación y por eso se llama también rango visible. La atmósfera de la Tierra es casi totalmente transparente en ese rango. Por estas dos razones la astronomía se ha desarrollado en el visible desde la antigüedad. Las otras regiones del espectro electromagnético no comenzaron a explorarse hasta mediados del siglo XX.

El rango infrarrojo corresponde a longitudes de onda entre una micra y un milímetro. Nuestros ojos no son sensibles a esa radiación y, por tanto, la astronomía en el infrarrojo sólo se inició a partir de la segunda mitad del siglo XX, y principalmente a partir de los años 80, cuando se desarrollaron los detectores adecuados.

Además, la atmósfera no es transparente en todo el rango infrarrojo debido a la absorción de la radiación por el vapor de agua y el dióxido de carbono. Sí existen unas pocas ventanas en que la atmósfera es casi transparente y por eso se puede observar en el infrarrojo desde la superficie de la Tierra. Pero en muchos intervalos, sobre todo en el infrarrojo más lejano, hace falta observar desde fuera de la atmósfera con observatorios espaciales.

El objetivo de la astronomía observacional es determinar la posición, el movimiento, la naturaleza, los parámetros físicos y la composición de los astros, a partir del estudio de su radiación electromagnética. Esa radiación la detectamos y registramos mediante un telescopio equipado con la instrumentación adecuada al tipo de estudio que queremos realizar.

En general, los datos que proporciona el instrumento no dan información directa sobre sobre la posición y la naturaleza del astro que observamos. Necesitamos aplicar una serie de procesos para transformar los datos observacionales en elementos de información directamente interpretables en términos de la naturaleza y las propiedades físicas reales del astro.

El hilo conductor de estos apuntes al exponer las diferentes técnicas va a ser siempre el mismo: en primer lugar, analizar que tipo de información proporcionan telescopio e instrumento; a continuación, cómo debemos procesar y transformar esos datos para que sean directamente interpretables; y, finalmente, la interpretación: qué tipo de información física extraemos de los datos ya procesados.

La astrometría tiene como objetivo determinar las posiciones de los astros, que deben de estar expresadas en un sistema de coordenadas astronómicas. Lo que nos proporciona el telescopio es una imagen del astro, cuya posición podemos medir en las coordenadas del detector; es decir, en milímetros con respecto al borde de la placa si el detector es una cámara fotográfica, o en número de píxeles en ambos ejes coordenados si el detector es una cámara electrónica o CCD. Las técnicas de la astrometría permiten convertir esas coordenadas físicas instrumentales en coordenadas astronómicas, a partir de las cuales podremos estudiar la posición del astro en el cielo, su movimiento, paralaje, distancia, etc.



Figura 1: Regiones del espectro electromagnético, con indicación de la opacidad de la atmósfera en cada una de ellas.



Figura 2: Telescopio Herschel de la Agencia Espacial Europea para la observación en el infrarrojo medio y lejano.

Tanto la fotometría como la espectroscopía estudian la distribución de la radiación electromagnética en función de la longitud de onda. En general, podemos decir que la fotometría estudia dicha distribución en grandes intervalos, que son seleccionados mediante el uso de filtros, mientras que la espectroscopía hace un análisis más fino, de mayor resolución, mediante el uso de sistemas ópticos dispersores, tales como prismas o redes de difracción.

Sin embargo, esta distinción no es muy precisa. Apenas hay diferencia entre la fotometría de alta resolución, obtenida mediante el uso de sistemas de filtros con bandas de paso muy estrechas, y la espectroscopía de baja resolución, a partir de sistemas dispersores que proporcionan poca separación en longitudes de onda. También cabe considerar una técnica intermedia, la espectrofotometría, que es una fotometría de muy alta resolución o una espectroscopía calibrada en flujo de resolución muy baja.

Lo que en realidad diferencia la fotometría y la espectroscopía como técnicas distintas son los procesos a emplear en cada caso para pasar desde los datos observacionales hasta la interpretación astrofísica. En fotometría se utilizan las técnicas de los sistemas fotométricos y las calibraciones empíricas y teóricas, y en espectroscopía la técnica de la clasificación espectral y el análisis espectral cuantitativo.

## 2. Astrometría

La astrometría tiene como objeto la medida precisa de las posiciones y el movimiento de los astros. Las posiciones pueden determinarse directamente, mediante el uso de instrumentos especialmente preparados para la medida de las coordenadas locales, como los teodolitos o los círculos meridianos. La transformación de coordenadas locales a coordenadas astronómicas universales se realiza mediante las herramientas de la astronomía esférica.

En astronomía moderna es mucho más común, sin embargo, la determinación de las posiciones de los astros a partir de imágenes astronómicas obtenidas mediante una placa fotográfica o una cámara CCD. El análisis de las imágenes permite la obtención de coordenadas instrumentales o de placa. Esas coordenadas deben transformarse en coordenadas universales astronómicas. Para realizar la transformación, las imágenes deben contener, además de los objetos en estudio, estrellas u otros astros cuyas coordenadas sean bien conocidas. Para estos últimos dispondremos de las coordenadas astronómicas y también de las instrumentales. A partir de ambas y mediante ajustes por mínimos cuadrados, calcularemos ecuaciones de transformación entre las coordenadas instrumentales y las astronómicas. Estas ecuaciones las aplicaremos a las coordenadas instrumentales de los objetos en estudio para obtener sus coordenadas astronómicas.

En la actualidad el astrónomo dispone de numerosos catálogos astrométricos, que presentan listas de estrellas con coordenadas astronómicas. El de mayor precisión es el que está elaborando el observatorio espacial Gaia de la Agencia Espacial Europea. La versión DR3 (Gaia Data Release 3), publicada el 13 de junio de 2022, contiene información astrométrica muy precisa de más de 1500 millones de estrellas. En fechas posteriores se publicarán catálogos de mayor precisión a medida que Gaia vaya avanzando en su estudio del cielo.

Otros catálogos muy utilizados son el de la misión Hipparcos de la Agencia Espacial Europea, que contiene unas 120 000 estrellas brillantes, y es completo hasta la magnitud 7.3, y los catálogos USNO-A2 y USNO-B1, elaborados por el United States Naval Observatory, que contienen coordenadas para más de mil millones de objetos hasta la magnitud 21. Los catálogos astrométricos descritos, y muchos otros, son accesibles a través de la herramienta Aladin del Observatorio Virtual (http://aladin.u-strasbg.fr/aladin.gml).

## 3. Espectroscopía astronómica

La espectroscopía astronómica es la técnica que tiene como objetivo conocer la naturaleza y propiedades físicas de los astros a partir de la distribución en función de la longitud de onda de la radiación electromagnética que emiten. Llamamos espectro a la intensidad de la radiación electromagnética emitida en función de la longitud de onda.

A partir de una simple inspección visual identificamos en el espectro de los astros varios elementos característicos:

- 1. El continuo espectral. Es la distribución general de la intensidad de radiación en función de la longitud de onda: o, dicho de otra forma, el aspecto global del espectro.
- 2. Las discontinuidades espectrales. La variación del continuo espectral a lo largo de todo el espectro es en general suave y, valga la redundancia, continua. Sin embargo, en algunas regiones el continuo varía de forma brusca, y cambia su intensidad y su pendiente. A estas regiones son las discontinuidades espectrales.
- 3. Las líneas espectrales. Son regiones poco extensas donde el continuo se interrumpe y vuelve a recuperarse. Si la línea supone una disminución de intensidad con respecto al continuo circundante, se denomina línea de absorción. En caso contrario, es una línea de emisión.
- 4. Las bandas espectrales. Su definición es la misma que la de las líneas, pero tienen mayor anchura.

Cada uno de estos elementos tiene su origen en un mecanismo físico concreto, que estudiamos más adelante. Es el estudio de estos elementos espectrales en relación con el proceso físico que los forma lo que nos permitirá obtener información detallada acerca de la naturaleza y propiedades físicas de los astros.



Figura 3: Espectros de varias estrellas, en los que podemos identificar el continuo espectral, las líneas espectrales y la discontinuidad de Balmer en 3650 Å.

### 3.1. La adquisición de los espectros astronómicos

Como acabamos de definir, un espectro es una imagen o una gráfica en la que aparece explícitamente la distribución de la intensidad de la radiación en función de la longitud de onda. Para obtener el espectro se debe, en primer lugar, dispersar la radiación; es decir, separar espacialmente los componentes monocromáticos que integran el haz de luz blanca que focaliza el telescopio. Estos componentes monocromáticos se registran en detectores diferentes, o en regiones diferentes de un detector con resolución espacial, como puede ser una placa fotográfica o una cámara CCD.

El instrumento que realiza esta función se denomina espectrógrafo. Su parte más importante es el sistema dispersor, que separa espacialmente los componentes monocromáticos de la radiación. Los elementos dispersores más utilizados son los prismas ópticos y las redes de difracción. Para poder registrar adecuadamente la luz dispersada, el espectrógrafo debe contar además con otros elementos.

Describimos a continuación los elementos fundamentales de un espectrógrafo:

- 1. La rendija. Es un sistema mecánico situado en el plano focal del telescopio y en el cual centramos el objeto cuyo espectro se quiere obtener. La rendija impide que entre luz de otros objetos presentes en el campo y limita la extensión espacial de la imagen del objeto en el plano focal.
- 2. El colimador. La luz procedente del plano focal tras la rendija forma un haz divergente. El colimador es un elemento óptico, lente o espejo, que convierte ese haz en un haz paralelo para proceder a su dispersión.
- 3. El elemento dispersor. Es un sistema óptico, en general un prisma o una red de difracción, que separa el haz de luz blanca colimado en diferentes haces monocromáticos, cada uno de los cuales sale en una dirección distinta.
- 4. La cámara. Es un sistema óptico que focaliza de nuevo los haces monocromáticos paralelos procedentes del elemento dispersor.
- 5. El detector. Registra la luz focalizada por la cámara. La imagen que obtiene es un continuo de imágenes monocromáticas de la rendija separadas espacialmente en función de su longitud de onda.



Figura 4: Esquema de un espectrógrafo cuyo elemento dispersor es un prisma óptico.



Figura 5: Esquema de un espectrógrafo cuyo elemento dispersor es una red de difracción.

Esta descripción corresponde a un espectrógrafo clásico. La tecnología moderna permite construir espectrógrafos fos mucho más sofisticados, como los espectrógrafos *echelle*, los interferenciales, los multiobjeto, los integrales de campo, etc., cuya descripción sería muy extensa.

Las propiedades fundamentales que caracterizan un espectro son las siguientes:

1. La resolución espectral. Es la capacidad de distinguir la diferencia entre la intensidad de la radiación medida en dos longitudes de onda separadas  $\Delta \lambda$  en torno de una  $\lambda$  central. Se define como  $R = \lambda / \Delta \lambda$ . La resolución es baja cuando R < 1000; intermedia si 1000 < R < 10000; y alta si R > 10000.

- 2. Relación señal/ruido. Es la relación entre la intensidad de la señal luminosa propiamente dicha,  $F(\lambda)$ , y la intensidad del ruido introducido por el sistema de detección, FR. La relación se expresa  $\Gamma = F(\lambda)/FR$ . Un valor  $\Gamma \sim 1$  implica que el espectro registrado refleja mal las propiedades de la fuente luminosa. Generalmente se habla de buena relación señal/ruido cuando  $\Gamma \geq 100$ .
- 3. La cobertura o rango espectral. Es el dominio espectral que el espectrógrafo puede registrar en una sola exposición. Se habla de cobertura total cuando en diferentes exposiciones el dominio espectral es extendido por cambios efectuados en el espectrógrafo. Generalmente, si la resolución pedida es elevada, la cobertura espectral resulta restringida.
- 4. La transmisión o rendimiento: Es la relación entre la energía entrante a un telescopio y la energía saliente eficaz sobre la cual se operan las mediciones en el espectrógrafo. Se define como  $t(\lambda) = F(\lambda, \text{ saliente})$ / $F(\lambda, \text{ entrante})$ . Debido a las diferentes reflexiones y absorciones que tienen lugar inevitablemente en el sistema óptico, se tiene generalmente que  $t(\lambda) \sim 2$  a 5% solamente.

A partir de la imagen del detector y mediante las técnicas adecuadas, se extrae el espectro instrumental. Dicho espectro permite identificar todas las componentes descritas anteriormente: continuo, discontinuidades, líneas y bandas. Es importante tener en cuenta, sin embargo, que la forma del continuo instrumental no tiene una relación directa con la forma real del continuo emitido por el objeto observado. El continuo instrumental depende de la transmisión del telescopio, de los sistemas ópticos del espectrógrafo y, en mayor medida, de las características del detector y de su respuesta para diferentes longitudes de onda.

La transformación del continuo instrumental en el continuo real de la radiación que llega a la Tierra procedente del astro es un proceso complejo, la calibración en flujo, que debe realizarse tanto en la planificación de las observaciones como en el tratamiento posterior de los datos.

La calibración en flujo incluye dos procesos consecutivos:

- 1. La corrección de la extinción atmosférica. Se realiza de forma similar a como se hace en fotometría, tal y como se describe con detalle en la sección correspondiente. Para corregir la extinción, a lo largo de la noche de observación debemos obtener espectros de una o varias estrellas no variables observadas a diferentes alturas sobre el horizonte.
- 2. La calibración en flujo. Se basa en la obtención de espectros de una o varias estrellas estándares espectrofotométricas. Estas son estrellas cuyo continuo real se conoce bien. Comparando ese continuo real con el obtenido mediante la observación se calcula ecuaciones de transformación entre el flujo observado y el flujo real, que se aplican al resto de los espectros observados. La observación de estrellas estándares debe realizarse con la rendija muy abierta para asegurar que el espectrógrafo recoge toda la luz de la estrella. Esto implica una pérdida de resolución espectral, pues las imágenes monocromáticas de la rendija tendrán una mayor anchura.

El proceso de calibración en flujo es complejo e impone restricciones severas a la hora de planificar la observación y en su tratamiento posterior. En muchas ocasiones este esfuerzo no es necesario, pues se puede obtener la información astrofísica relevante a partir del análisis de las líneas espectrales, prescindiendo de la forma del continuo. En este caso, para eliminar el continuo instrumental que no tiene relevancia física, se aplica la técnica denominada rectificación del continuo. Para ello, se ajusta por mínimos cuadrados una función analítica al continuo espectral; generalmente un polinomio de grado bajo, entre dos y cinco. A continuación, se divide el espectro por la función de ajuste y se obtiene el espectro rectificado, cuyo continuo es una línea horizontal de valor igual a la unidad. El espectro rectificado es muy útil para comparar entre sí la profundidad relativa de las líneas espectrales, lo cual constituye un criterio fundamental en la técnica de la clasificación espectral que se describe más adelante.



Figura 6: Espectro con el continuo normalizado a la unidad.

## 3.2. La formación de los espectros

En esta sección se describen de forma cualitativa los mecanismos físicos que contribuyen a la formación de los espectros estelares. Esto supone una cierta limitación, ya que, además de las estrellas, son objeto de estudio los espectros de los planetas, las nebulosas, galaxias, etc. Conviene considerar, sin embargo, que los espectros planetarios, en el rango óptico, los constituye luz del Sol reflejada, con algunas características de absorción propias del planeta. En el rango infrarrojo sí se observa la emisión propia del planeta, pero con ciertas salvedades esta se puede describir de forma similar a la de las estrellas. En el caso de las galaxias, la contribución principal a su espectro es la luz procedente de su componente estelar. La emisión de las nebulosas requeriría una descripción específica, pero entrar en ella en detalle queda fuera de los objetivos y la extensión de este texto.

La casi totalidad de la radiación que nos llega de las estrellas procede de la fotosfera, una zona de transición donde la materia pasa del estado de plasma al estado gaseoso. El plasma está formado por partículas cargadas, principalmente electrones, protones y átomos ionizados. El plasma es opaco a la radiación, la luz no viaja libremente en su interior y, por tanto, no sale luz del interior de la estrella: el interior del Sol y del resto de estrellas no es directamente observable.

La fotosfera es la región donde el plasma da paso al gas atómico (y al gas molecular en el caso de las estrellas más frías). Los gases atómicos y moleculares son transparentes a la radiación y, por tanto, la luz de la fotosfera escapa, viaja por el espacio y es detectada por los telescopios. La emisión de la fotosfera constituye el continuo del espectro.

Las características de la emisión fotosférica dependen de la temperatura de la fotosfera. Por tanto, esa radiación se distribuye como una curva de emisión de cuerpo negro, de acuerdo con la Ley de Plank. En consecuencia, el continuo espectral es básicamente una curva de emisión de cuerpo negro a la temperatura de la fotosfera. La forma del continuo es, por lo tanto, un indicador de la temperatura efectiva de la estrella.

La región inmediatamente por encima de la fotosfera es la atmósfera estelar. Está compuesta básicamente por gas atómico y molecular. La radiación atraviesa la atmósfera antes de abandonar la estrella. En general, la luz no interacciona con la materia que forma la atmósfera, pero en algunos casos, para radiación de una determinada longitud de onda, sí que tienen lugar interacciones que resultan en procesos de absorción. Estas interacciones se producen entre los fotones que forman el campo de radiación y los electrones ligados a los átomos y moléculas. Podemos clasificar estas interacciones según el estado inicial del electrón antes de producirse la interacción y su estado final tras ella.



Figura 7: Curvas de readiación de cuerpo negro a diferentes temperaturas y su relación con el rango visible. Nótese como la pendiente en el visible varía con la temperatura.

#### 3.2.1. Interacción ligado-ligado: las líneas espectrales

El fotón interacciona con un electrón ligado a un átomo, que continúa ligado tras producirse la interacción. Los electrones están ligados a los núcleos con una energía de ligadura determinada. Cada átomo tiene unos niveles de energía definidos, en los cuales pueden encontrarse los electrones. El nivel de energía más bajo se denomina estado fundamental. Si el electrón se encuentra en un nivel más alto, decimos que ocupa un estado excitado y, en general, que el átomo está excitado. Cada especie atómica tiene sus niveles energéticos bien definidos, que caracterizan dicha especie.

En general los fotones no interaccionan con los átomos, y por eso los gases atómicos son transparentes. Ahora bien, si la energía del fotón es exactamente igual a la diferencia entre las energías de dos niveles del átomo, el átomo absorbe el fotón, cuya energía se invierte en promocionar un electrón de un estado de energía inicial  $E_i$  más bajo a un estado final  $E_f$  de mayor energía.



Figura 8: Representación esquemática de los procesos de absorción y emisión de un fotón por un átomo de hidrógeno. Los círculos alrededor del núcleo representan los niveles de energía del electrón.

Por tanto, sólo serán absorbidos los fotones cuya energía sea igual a  $E_f - E_i$ , siendo  $E_i$  y  $E_f$  la energía de ligadura del electrón antes y después de la interacción. Cómo la energía del fotón depende de su frecuencia,  $\nu$ , o de su longitud de onda,  $\lambda$ , podemos calcular la frecuencia o longitud de onda de los fotones que serán absorbidos por una determinada transición (diferencia de niveles) atómica:

$$h\nu = hc/\lambda = E_f - E_i$$

En esa ecuación h es la constante de Plank y c la velocidad de la luz. Conviene recordar que la energía de un fotón es  $E = h\nu = hc/\lambda$ .

En consecuencia, la atmósfera estelar es transparente excepto para fotones cuya longitud de onda, y por tanto su energía, corresponda a la diferencia entre dos niveles de energía en átomos presentes en la atmósfera. Los fotones de esa longitud de onda son absorbidos y, por tanto, no contribuyen al espectro de la estrella. El defecto de radiación a la longitud de onda correspondiente constituye una línea espectral.

Cada átomo tiene unos niveles de energía característicos. Cada línea espectral corresponde a una transición concreta en un átomo concreto. Las líneas nos permiten identificar los átomos presentes en la atmósfera de la estrella y, por tanto, su composición química.

Los átomos excitados son inestables, ya que la naturaleza siempre tiende a los estados de menor energía. El electrón que se encuentra en un estado de energía alto, espontáneamente desciende a ocupar uno de energía menor. Cuando se produce esta transición, el átomo emite un fotón, cuya longitud de onda es la correspondiente a la diferencia de energías entre los estados inicial y final. La emisión de fotones por este mecanismo origina en el espectro líneas de emisión, es decir, líneas cuya energía es superior a la del continuo circundante.

#### 3.2.2. Interacción ligado-libre: las discontinuidades espectrales

Llamamos energía de ionización a la energía necesaria para arrancar un electrón de un átomo. La energía de ionización depende del estado energético del electrón. A un electrón en un estado de energía bajo hará falta aportarle una gran cantidad de energía para sacarlo del átomo. Para un electrón en un nivel de energía alto en un átomo excitado, el aporte de energía necesaria para la ionización será menor.

Cuando un fotón atraviesa una atmósfera estelar, si su energía es superior a la energía de ionización de alguna especie atómica allí presente, el fotón puede ser absorbido y su energía se emplea en ionizar el átomo. Esta absorción es continua, ya que el fotón no debe tener una energía concreta como en el caso de la formación de las líneas, sino sólo superar un valor determinado: la energía de ionización. Tras el proceso de ionización, el electrón arrancado queda libre fuera del átomo, con una energía cinética igual a la diferencia entre la energía del fotón incidente y la de ionización. Todos los fotones cuya energía sea mayor que la de ionización son susceptibles de ser absorbidos.

La presencia de absorción debida a la ionización produce una disminución de energía en el continuo espectral. Esta disminución se manifiesta de forma brusca a partir de la longitud de onda correspondiente a la energía de ionización. La absorción en el continuo da lugar a las discontinuidades espectrales.

En el rango óptico, los espectros estelares presentan dos discontinuidades notables. La discontinuidad de Balmer, a 365 nm, corresponde a la energía de ionización del hidrógeno atómico en su primer estado excitado. La discontinuidad de Paschen, a 820 nm, corresponde a la ionización del hidrógeno en su segundo estado excitado.

#### 3.2.3. Interacción libre-libre

Los electrones libres en la atmósfera, procedentes de procesos de ionización, también pueden interaccionar con los átomos sin ser absorbidos, siendo frenados cuando pasan por su proximidad. La perdida de energía del electrón debido a este frenado da lugar a la emisión de un fotón cuya energía es igual a la que ha perdido el electrón al ser frenado.

#### 3.2.4. Saturación

Hemos visto que, cuando un átomo absorbe un fotón, se excita. El estado excitado es inestable y, por tanto, el átomo se desexcita espontáneamente y emite de nuevo el fotón absorbido. Ese fotón es, a su vez, absorbido por otro átomo y vuelto a emitir, y así sucesivamente. Los fotones quedan de esta forma atrapados en la atmósfera.

Como la fotosfera sigue aportando luz en todas las longitudes de onda, llegaría un momento en que los fotones capturados por una transición serían tantos que mantendrían todos los átomos excitados. Los nuevos fotones emitidos por la fotosfera en esa longitud de onda ya no serían absorbidos, pues no habría electrones en el nivel de energía bajo del inicio de la transición. Los fotones saldrían de la atmósfera, contribuirían al espectro y la línea desaparecería. Este fenómeno se denomina saturación de la línea.

La saturación no llega a producirse como demuestra el hecho de que los espectros efectivamente tienen líneas de absorción. Esto se debe a que los fotones capturados en la atmósfera sufren interacciones en las que, sin ser absorbidos, cambian su energía. De esta forma escapan de la atmósfera libremente formando parte del continuo espectral fuera de la línea y disminuyendo la población de fotones con la energía de la transición capturados en la atmósfera. Los nuevos fotones que llegan de la fotosfera siempre pueden, por tanto, ser absorbidos y contribuir a la formación de la línea.

### 3.3. Análisis espectral

Llamamos análisis espectral al conjunto de técnicas que permiten obtener información física de los astros a partir del estudio de su espectro. Podemos obtener esta información a partir del estudio del continuo, del espectro de líneas o del análisis numérico del espectro en su conjunto.

#### 3.3.1. El espectro continuo

Como hemos visto, el continuo se forma por la emisión de la fotosfera de la estrella y su distribución de energía corresponde a una curva de cuerpo negro. En su paso por la atmósfera, la distribución de energía se modifica debido a las absorciones en el continuo y en las líneas. Aún así, aunque distorsionado, la forma del continuo mantiene su similaridad con la curva de cuerpo negro, y por tanto la pendiente del continuo espectral nos da información sobre la temperatura efectiva de la estrella.



Figura 9: Variación de la pendiente del continuo en estrellas de diferente temperatura. En los espectros de la gráfica la temperatura disminuye de arriba abajo y de izquierda a derecha.

Las discontinuidades espectrales también aportan información de tipo físico. Por ejemplo, la profundidad de la discontinuidad de Balmer, es decir, la diferencia entre el nivel del continuo de Balmer (a la izquierda de la discontinuidad) y el de Paschen (a la derecha) es un indicador de temperatura efectiva para las estrellas calientes y de luminosidad para las frías.

#### 3.3.2. Las líneas espectrales

El análisis de las líneas espectrales proporciona gran cantidad de información acerca de las condiciones físicas de la atmósfera estelar. Los aspectos a analizar son, en primer lugar, la presencia o ausencia de líneas y, en segundo lugar, el perfil de esas líneas, su profundidad y anchura. Cada línea espectral es característica de una transición entre dos niveles concretos de un átomo dado. Por tanto, la presencia de la línea nos indica la presencia de la especie atómica correspondiente en la atmósfera. De esta forma, a partir de las líneas se conoce la composición química de la atmósfera y, por ende, de la estrella. Ahora bien, la ausencia de la línea no implica que esa especie no se encuentre en la atmósfera, sino que no hay átomos en el estado de excitación adecuado para que se produzca la transición.

Explicamos esto último con un ejemplo. Las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno son las características

más notables en el espectro visible de las estrellas de tipo intermedio, con temperatura fotosférica entre 8 000 y 15 000 K. Para estrellas más calientes, y también para las más frías, estas líneas son menos notables o, incluso, no aparecen en el espectro. ¿Quiere esto decir que esas estrellas no tienen hidrógeno en su atmósfera? Obviamente no, pues sabemos que el hidrógeno es el elemento más abundante del universo y todas la estrellas (con excepción de algunas muy peculiares) contienen aproximadamente un 70 % de hidrógeno en su composición.

Recordemos que la serie de Balmer del hidrógeno incluye las transiciones desde el segundo nivel de energía (primer estado excitado), en el caso de las líneas de absorción, y hasta el segundo estado en el caso de las de emisión. Por tanto, para que una estrella muestre las líneas de Balmer en su espectro no basta con que su atmósfera contenga hidrógeno -todas lo contienen- sino que además una parte significativa de ese hidrógeno debe estar en el primer estado excitado.

En las estrellas más frías la mayoría de los átomos de hidrógeno están en el estado fundamental y, por tanto, tienen lugar las transiciones desde ese estado, correspondientes a la serie de Lyman, cuyas líneas están en el ultravioleta. En las estrellas más calientes, los átomos están en niveles de excitación más altos, debido a colisiones entre átomos más frecuentes y energéticas en una atmósfera caliente. Las líneas del hidrógeno que aparecen son las de las series de Paschen o de Brackett, ambas en el infrarrojo.



Figura 10: Esquema de las transiciones entre los diferentes niveles de un átomo de hidrógeno.

Como todas las estrellas tienen aproximadamente la misma composición química, la presencia o ausencia de líneas depende del estado de excitación de las especies químicas presente en su atmósfera, lo cual, a su vez, depende de la temperatura de esa atmósfera. La estructura del espectro de líneas, por tanto, es un indicador de la temperatura efectiva de la estrella. La forma y estructura de las líneas también aporta una información muy valiosa sobre la física de la atmósfera estelar. Antes de investigar cómo extraemos esa información, debemos preguntarnos por qué las líneas tienen forma, por qué tienen una anchura y profundidad características. En efecto, hemos visto que las líneas se forman porque los átomos absorben fotones cuya energía es exáctamente igual a la diferencia de energías entre dos niveles del átomo. Esto implicaría que para cada línea sólo se absorben fotones de una energía dada, y por tanto las líneas serían muy estrechas; apenas quitarían solo un punto del continuo, sin anchura. Matemáticamente se podrían describir como funciones delta de Dirac invertidas. Sin embargo, sabemos que esto no es así. La inspección visual de los espectros muestra que las líneas pueden ser muy anchas y tienen estructura.

Hay varios mecanismos físicos que contribuyen a que las líneas sean anchas. Los describimos a continuación e indicamos la información que se extrae de cada uno de ellos.

1. El ensanchamiento natural. Los electrones en los átomos ocupan un estado de energía bien definido. Sin embargo la energía de cada estado no puede determinarse con una precisión infinita. La vida media de un electrón en un estado -es decir, el tiempo típico que tarda en abandonar ese estado y pasar a otro- está relacionada con la energía del propio estado mediante el principio de incertidumbre de Heisenberg. Este principio indica que no podemos conocer a la vez, y con precisión infinita, el tiempo de vida en un estado y la energía de este. Ambas incertidumbres se relacionan entre sí mediante la expresión  $\Delta E \Delta t \geq h$ , donde h es la constante de Plank. Por tanto, los niveles de energía en los átomos tienen cierta anchura, por lo que la diferencia entre dos niveles no es un valor exacto, sino un intervalo alrededor de la diferencia de las energías medias. Fotones con energías en ese intervalo pueden ser absorbidos y contribuir a la formación de la línea.



Figura 11: Ilustración de la anchura de los niveles de energía en el átomo.

El ensanchamiento natural es un fenómeno físico fundamental que afecta a todas las transiciones en cualquier situación física y, por tanto, no da información acerca de los parámetros físicos de la atmósfera estelar en que la línea se forma.

2. El ensanchamiento Doppler. Los átomos presentes en la atmósfera estelar están en movimiento continuo, en todas direcciones, debido a que el gas que la forma es un gas caliente. Si un átomo, en virtud de esta agitación térmica, está moviéndose hacia la fotosfera, verá los fotones procedentes de ésta desplazados hacia el azul, debido al efecto Doppler. En esta situación no absorberá los fotones correspondientes a las diferencias de energía entre sus niveles porque en su sistema de referencia serán demasiado energéticos. Absorberá, en cambio, fotones de menos energía que, al verlos corridos al azul, en su sistema de referencia tendrán la energía adecuada.

Algo similar sucederá para átomos que se alejen de la fotosfera. Estos verán la radiación corrida al rojo, y absorberán fotones más energéticos que, en su sistema de referencia, tendrán la energía adecuada. Integrando esto a toda la atmósfera, tenemos que no sólo se absorbe la radiación correspondiente a la transición del átomo en reposo, sino también fotones con energía ligeramente mayor o menor. Esto contribuye a ensanchar la línea.



Figura 12: Ilustración del ensanchamiento térmico.

Como la velocidad del movimiento de los átomos debida a la agitación térmica depende de la temperatura, el ensanchamiento Doppler es un indicador de la temperatura efectiva. Por eso se denomina también ensanchamiento térmico.

3. El ensanchamiento colisional. Puede darse el caso de que el átomo que va a absorber un fotón no esté aislado, sino que en el momento de la absorción tenga otro átomo muy cerca, con el que esté colisionando. En el momento de la colisión, los niveles del átomo que absorbe son perturbados por la presencia del átomo cercano y su energía se modifica. La transición del átomo perturbado tiene una energía diferente a la del átomo en reposo y por eso es capaz de absorber fotones cuya energía sea diferente a la diferencia de los niveles propios del átomo en reposo.

El ensanchamiento colisional depende de la velocidad a la que se mueven los átomos y, por tanto, de la temperatura. También depende de la densidad de la atmósfera: a mayor densidad mayor probabilidad de colisión. Se da la circunstancia de que las estrellas gigantes y supergigantes, al ser mucho más grandes, tienen menor densidad que las de la secuencia principal; por tanto, la gravedad en su superficie es menor y, en consecuencia, sus atmósferas son mucho más extensas extensas y tenues. En las estrellas de la secuencia principal las líneas son anchas y profundas, debido al ensanchamiento colisional, mientras que en gigantes y supergigantes son mucho más estrechas.

El ensanchamiento colisional es, por tanto, un indicador de la luminosidad de la estrella. El parámetro

comúnmente utilizado para caracterizar los efectos del ensanchamiento colisional es la aceleración de la gravedad en la fotosfera de la estrella, expresado en unidades del sistema cgs en escala logarítmica.



Luminosity Effects at AO

Figura 13: Efecto de la luminosidad en la anchura de las líneas, en estrellas de la misma temperatura. La luminosidad aumenta hacia arriba en la gráfica.

- 4. Abundancias químicas. Como hemos visto, la anchura y profundidad de las líneas depende principalmente de la temperatura y la luminosidad de la estrella. Para estrellas de igual temperatura y luminosidad, las diferencias en anchura equivalente de las líneas metálicas (recordemos que, en astrofísica, metal es todo elemento químico que no es ni hidrógeno ni helio) está relacionada con la abundancia de dicho metal. Por tanto, a partir del espectro de líneas se puede conocer la abundancia relativa de metales en la estrella determinando previamente la temperatura y la luminosidad. A esta abundancia relativa se la denomina metalicidad de la estrella y constituye uno de sus parámetros físicos fundamentales.
- 5. Bandas moleculares. Cuando el átomo que absorbe un fotón forma parte de una molécula, sus niveles de energía están siempre perturbados con respecto a los de un átomo aislado de la misma especie y esa perturbación es muy variable debido a los diferentes estados en que se puede encontrar la molécula. De esta forma, el rango de energías del fotón que puede ser absorbido es mucho más grande, y la línea mucho más ancha. También da lugar a bandas moleculares la absorción de fotones cuya energía se invierte en cambiar la estructura o configuración de los enlaces moleculares. Debido a su anchura, a las líneas formadas por transiciones de átomos en moléculas se les denomina bandas espectrales. Su presencia en el espectro revela la existencia de especies moleculares en la atmósfera estelar.
- 6. Líneas de emisión. En las estrellas normales las atmósferas se encuentran en equilibrio radiativo. Esto quiere decir que a medida que nos alejamos de la fotosfera, la temperatura disminuye. En estas condiciones, en la atmósfera estelar se forman líneas de absorción mediante el mecanismo que hemos explicado en secciones anteriores.

En algunas ocasiones, ciertas regiones de la atmósfera reciben un aporte de energía no térmico. Por ejemplo, energía transportada por campos magnéticos, ondas acústicas producidas en las regiones de afloramiento de células de convección, etc. Estos aportes de energía excitan los átomos, sin necesidad de que éstos absorban radiación. Al desexcitarse, los átomos emiten en las longitudes de onda correspondientes a sus transiciones atómicas y dan lugar a líneas de emisión.

Tenemos, por tanto, líneas de emisión cuando existe un mecanismo de aporte de energía no térmico. Esto sucede en algunos tipos de estrellas, pero también en nebulosas, núcleos de galaxias, etc. Las líneas en emisión son indicadores muy poderosos de las condiciones físicas en entornos astrofísicos extremos.



Figura 14: Espectro de una estrella variable cataclísmica que muestra las líneas del hidrógeno y el helio en emisión.

7. El ensanchamiento rotacional. Todos los mecanismos de ensanchamiento de líneas descritos anteriormente son procesos intrínsecos a la atmósfera estelar donde se forma las líneas. El ensanchamiento rotacional es un mecanismo externo, de tipo geométrico.



Figura 15: Espectros de dos estrellas del mismo tipo espectral, con baja velocidad (arriba) y alta velocidad de rotación (bajo).

Las líneas espectrales se forman a lo largo de todo el hemisferio visible de la estrella. Cuando una estrella tiene una alta velocidad de rotación, la contribución a la línea que se forma en el limbo que se acerca al observador aparece corrida al azul por efecto Doppler. La que se forma en el limbo que se aleja, aparece corrida al rojo. Como esto varía gradualmente a lo largo de todo el hemisferio visible, el efecto es que las líneas se ensanchan debido a la rotación estelar. El área entre la línea y el continuo, caracterizada por la anchura equivalente, no varía, pues la energía que la línea resta al continuo se mantiene constante. Por lo tanto, el efecto de la rotación es ensanchar la línea y disminuir su profundidad.

A partir de la anchura de la línea podemos determinar la velocidad de rotación de la estrella, proyectada sobre el ángulo de inclinación de su eje de rotación.

#### 3.3.3. Análisis espectral cuantitativo

El análisis espectral cuantitativo es una técnica para determinar de forma simultánea los parámetros físicos fundamentales de las estrellas a partir de su espectro. Se hace utilizando modelos teóricos que describen las atmósferas estelares.

Los modelos de atmósfera son códigos informáticos que incorporan los procesos físicos que dan lugar a la formación de los espectros. A partir de unos parámetros físicos dados, el modelo de atmósfera permite calcular el espectro que produciría una estrella con esos parámetros, al que denominamos espectro sintético. El proceso de análisis consiste en calcular espectros sintéticos con diferentes conjuntos de parámetros de entrada, y compararlos con el espectro real observado. Los parámetros físicos del espectro sintético que más se asemeje al observado los consideramos como parámetros físicos reales de la estella con cuyo espectro trabajamos. Para poder aplicarse con precisión, la espectroscopía cuantitativa necesita disponer de espectros de muy alta resolución y relación señal/ruido.



Figura 16: Análisis espectral cuantitativo: comparación entre el espectro observado (línea negra) y el espectro sintético que mejor ajusta (línea roja).

Los parámetros físicos fundamentales que caracterizan a la estrella, y que determinamos mediante la técnica descrita, son la temperatura efectiva, la gravedad en superficie y la metalicidad. En el proceso de ajuste también se determina la velocidad de rotación proyectada.

## 3.4. Clasificación espectral

La clasificación espectral es una técnica clásica que permite la estimación de los parámetros físicos de las estrellas a partir de un estudio cualitativo de su espectro. Se introdujo a finales del siglo XIX, cuando los pioneros de la espectroscopía se dieron cuenta de que los espectros de distintas estrellas presentaban líneas muy diferentes. Como en la época no se entendía qué eran y cómo se formaban los espectros, la clasificación espectral se inició como un mero ejercicio taxonómico que clasificaba los espectros en grupos atendiendo a sus similitudes y diferencias.

Ya bien entrado el siglo XX, cuando se entendieron los procesos de formación del espectro descritos en las secciones anteriores, se reorganizó la clasificación. El sistema de clasificación espectral que se usa hoy en día se conoce como sistema de Morgan-Keenan, nombrado así a partir de los nombres de los astrónomos que lo desarrollaron, o, simplemente, sistema MK.



Figura 17: Espectros obtenidos por el Padre Angelo Secchi, del Observatorio del Vaticano, en los años 70 del siglo XIX.



Figura 18: Secuencia de tipos espectrales moderna, en el sistema MK.

En el sistema MK, a cada espectro se le asocia un tipo espectral, en función de la estructura de líneas que presenta. Como hemos visto, esa estructura de líneas depende de la temperatura. Los tipos espectrales se ordenan por temperaturas decrecientes y se denotan con las letras O, B, A, F, G, K y M.

Además de estos tipos, que corresponden a las estrellas normales, existen tipos que denotan estrellas peculiares. El tipo W corresponde a las estrellas de Wolf-Rayet, que son estrellas evolucionadas muy calientes. Los tipos C y S corresponden a estrellas frías con abundancias metálicas anómalas.

Recientemente los grandes cartografiados de todo el cielo en el rango infrarrojo han permitido descubrir una gran población de objetos de baja masa, con temperatura inferior a la de las estrellas de tipo M. Esto ha dado lugar a la definición de dos nuevos tipos espectrales, L y T, para designar a estos objetos ultrafríos cercanos al límite subestelar, entre los que están las estrellas de menor masa y las enanas marrones. Y también en los últimos años se está definiendo un nuevo tipo, Y, para objetos aún más fríos, en el límite entre las enanas marrones y los planetas gigantes gaseosos.

Las características y temperaturas correspondientes a cada tipo espectral son la siguientes:

T

ipo espectral	Líneas espectrales	Temperatura efectiva
Ο	Líneas de absorción de HeII	35 000 - 25 000 K
В	Líneas de absorción de HeI	$25000$ - $10000~{\rm K}$
А	Líneas de absorción del HI	10 000 - 7500 K
$\mathbf{F}$	Líneas de metales ionizados	7500 - 6000 K
G	Líneas de metales neutros e ionizados	6000 - 5000 K
Κ	Líneas de metales neutros y bandas de TiO	5000 - 3500 K
Μ	Bandas moleculares de TiO	3500 - 2000 K
$\mathbf{L}$	Bandas moleculares de TiO, VO, CrH y FeH	2000 - 1400 K
Т	Bandas moleculares de metano $(CH_4)$	1400 - 550 K
Υ	Bandas de amoníaco $(NH_3)$ en el infrarrojo	550 - 300 K

Como la clasificación es continua, ya que la escala de temperaturas lo es, los tipos espectrales se dividen en subtipos, que se denotan por números del 0 al 9. Un tipo B9 corresponde a una estrella de tipo B y subtipo 9. Esta estrella es más parecida a una A0, que es el subtipo siguiente, que a una B0, que es varios subtipos más caliente.



Figura 19: Diagrama de Hertzsprung-Russell.

El tipo espectral no basta para caracterizar completamente la estrella. En el diagrama de Hertzsprung-Russell vemos que, para el mismo tipo espectral, encontramos estrellas de muy distintas luminosidades, correspondientes a estrellas en diferentes fases de su evolución. Por tanto el sistema MK de clasificación incluye un segundo parámetro que caracteriza la clase de luminosidad.

Las zonas más pobladas del diagrama HR corresponden a estrellas en las fases más estables de su evolución. Estas comprenden las estrellas jóvenes de la secuencia principal (clase V), las estrellas gigantes (clase III) y las supergigantes (clase I). Las clases IV y II representan regiones de transición y están pobladas por estrellas evolucionando de una fase estable a otra.

Clase de luminosidad Estado evolutivo

- I Supergigante
- II Gigante brillante
- III Gigante
- IV Subgigante
- V Enana de la secuencia principal
- VI Subenana
- VII Enana blanca

Los diagramas HR modernos incluyen también a las estrellas enanas blancas, que son objetos compactos resultantes de la evolución de las estrellas de masa baja e intermedia. A estas estrellas se les asigna la clase de luminosidad VII, y a la región de transición antes de llegar a la secuencia de las enanas blancas, la clase VI.

La clasificación espectral completa incluye un tipo espectral con su subtipo, y una clase de luminosidad. Por ejemplo, el Sol tiene una clasificación G2V.



Main Sequence B5 – A5

Figura 20: Atlas de clasificación espectral: variación de la temperatura en el intervalo B5 - A5. Nótese la variación de la línea K del CaII como principal criterio de temperatura en este rango.



Figura 21: Atlas de clasificación espectral: variación de la luminosidad en el tipo espectral F0.

Para clasificar un espectro lo comparamos con espectros de estrellas estándares, cuyo tipo espectral y clase de luminosidad son conocidos. Los claves de clasificación incluyen espectros estándares de diversos tipos y clases, ordenados por temperatura y por luminosidad. Una vez clasificado el espectro de una estrella, le asignamos los parámetros físicos medios de su tipo y clase, que se encuentran tabulados.

## 4. Fotometría astronómica

La fotometría astronómica es una técnica que tiene como objetivo conocer la naturaleza y las propiedades físicas de los astros a partir del estudio de la radiación que emiten y su distribución en diferentes intervalos de longitudes de onda.

## 4.1. Magnitudes astronómicas

El primer paso en una observación fotométrica es medir el flujo o intensidad de energía que llega desde un astro. Una vez detectado, el flujo medido se puede expresar en las unidades físicas correspondientes; por ejemplo, en el sistema cgs, en erg s<sup>-1</sup> cm<sup>-2</sup> Å<sup>-1</sup>. Para ser precisos, la magnitud física que caracteriza el brillo de un astro es la densidad de flujo, que es la energía recibida por unidad de tiempo, de superficie y de frecuencia o longitud de onda. Por economía del lenguaje, en adelante nos referiremos a esta magnitud indistintamente como flujo o como intensidad, que son los términos usados habitualmente en la bibliografía.

Sin embargo en astronomía, en parte por seguir una tradición milenaria y en parte por evitar el manejo de números poco cómodos que se extenderían a lo largo de varios órdenes de magnitud, se expresa la densidad de flujo de los astros en una unidad denominada magnitud astronómica.

La magnitud astronómica fue introducida por Hiparco de Nicea (190 - 120 a.C.), quien elaboró un catálogo de estrellas en el cual, por primera vez, no sólo se hacía constar la posición en el cielo de las estrellas catalogadas, sino también su brillo. Como medida del brillo Hiparco estableció un sistema en el que clasificaba como de primera magnitud a las estrellas más brillantes del cielo, de segunda magnitud a las siguientes en brillo, y así sucesivamente hasta la sexta magnitud. Por poner algunos ejemplos, las estrellas más brillantes: Sirio, Arturo, Vega, Altair, Aldebarán, etc., son de primera magnitud; las siete estrellas que forman el conocido asterismo de la Osa Mayor, de segunda magnitud; y las estrellas más débiles visibles a simple vista en un cielo no iluminado, de sexta magnitud.

En el siglo XIX, Norman R. Pogson redefinió y formalizó el sistema de magnitudes de Hiparco. Pogson estableció que la diferencia de brillo entre una estella de primera magnitud y otra de sexta es aproximadamente un factor 100. Es decir, el flujo de energía que nos llega de una estrella de primera magnitud es cien veces mayor que el de una de sexta. Además, en la época se consideraba que la respuesta del ojo humano a la iluminación es logarítmica. Los avances en la fisiología han permitido demostrar que no es exactamente logarítmica, pero que no difiere mucho de esta aproximación.

Para definir su sistema, Pogson estableció que el cociente de flujos entre la magnitud 1 y la magnitud 6 es exactamente 100, y que la relación entre flujo de energía y magnitud es logarítmica. De esta forma, la relación de flujos correspondiente a una diferencia de una magnitud es:

$$\sqrt[5]{100} \equiv 100^{\frac{1}{5}} = 10^{\frac{2}{5}} = 2,512$$

A dos magnitudes es  $(10^{\frac{2}{5}})^2$ ; a tres  $(10^{\frac{2}{5}})^3$ ; y así sucesivamente. En general:

$$\frac{F_1}{F_2} = (10^{\frac{2}{5}})^{m_2 - m_1} \Rightarrow \log \frac{F_1}{F_2} = \frac{2}{5}(m_2 - m_1) \Rightarrow m_1 - m_2 = -2.5 \log \frac{F_1}{F_2}$$

La escala es diferencial. Es decir, no permite calcular la magnitud de un objeto a partir del flujo observado, sino que únicamente relaciona la diferencia de magnitudes entre dos astros con el cociente de sus flujos. Para fijarla hay que introducir una magnitud estándar. Para ello hay que elegir una estrella cuya magnitud,  $m_2$ , sea conocida, y para la cual podamos medir su flujo,  $F_2$ . A la suma 2,5 log  $F_2 + m_2$  la llamamos q y de esta forma la ecuación resultante nos permite calcular la magnitud de una astro,  $m_1$ , en función del flujo de energía medido,  $F_1$ :

$$m_1 = -2.5 \log F_1 + 2.5 \log F_2 + m_2 \Rightarrow m_1 = -2.5 \log F_1 + q$$

Pogson eligió como estándares de su sistema las estrellas Aldebarán ( $\alpha$  Tauri) y Altair ( $\alpha$  Aquilae), ambas de brillo muy similar, y les asignó la magnitud 1. La ecuación que relaciona la intensidad de energía y la magnitud de una estrella en el sistema de Pogson queda de esta forma:

$$m(\lambda) = -2.5 \log F(\lambda) + q(\lambda)$$

El valor de q lo determinamos a partir del flujo de las dos estrellas de magnitud 1. Hemos prescindido del subíndice, ya que en la fórmula sólo aparecen valores relativos a una estrella. La dependencia en la longitud de onda,  $\lambda$ , la introducimos para indicar que el flujo lo podemos medir en diferentes intervalos de longitud de onda, y por tanto podemos establecer, para un mismo astro, magnitudes diferentes en diferentes rangos espectrales.

La escala de magnitudes definida por Pogson es una escala continua, no discreta como la escala de Hiparco. El valor de la magnitud ya no es un número entero, sino un número real, con tantas cifras decimales significativas como permita la precisión de la medida del flujo. Además, podemos extender la escala a valores menores que 1, incluso a valores negativos, cuando el flujo proveniente del astro en cuestión sea superior al de las estrellas de magnitud 1. También se extiende a valores mayores que 6 para estrellas más débiles que las de esta magnitud. De esta forma, la estrella Vega ( $\alpha$  Lyrae) tiene magnitud 0; Sirio ( $\alpha$  Canis Majoris), la estrella más brillante del cielo, magnitud -1,4; Venus en su máximo brillo alcanza la magnitud -4,3, y el Sol tiene una magnitud -27. Por el lado de las estrellas débiles, observando visualmente con un telescopio de 20 cm de apertura podemos llegar hasta la magnitud 14, y con un telescopio de 10 m y una larga exposición con un detector electrónico de alta eficiencia llegaríamos hasta la 30.

Cuando el flujo se mide a lo largo de todo el espectro electromagnético, la magnitud resultante se denomina magnitud bolométrica. Su definición es:

$$m_{\rm bol} = -2.5 \log F_{\rm bol} + q_{\rm bol}$$

 $F_{\rm bol}$  es el flujo total de energía recibido de la estrella.

Las magnitudes astronómicas que acabamos de definir se siguen utilizando para cuantificar el brillo de las estrellas. Sin embargo, la definición original de Pogson, en la cual el valor de la constante q se determina a partir de las estándares Aldebaran y Altair, está en desuso desde hace mucho tiempo y ha sido reemplazado por dos nuevos sistemas similares de magnitudes monocromáticas ampliamente utilizados en la actualidad. Son los sistemas Vega y AB.

• Sistema Vega. Se define a partir de la misma expresión del sistema de Pogson:

$$m(\lambda) = -2.5 \log F(\lambda) + q(\lambda)$$

Pero aquí la constante  $q(\lambda)$  se establece de forma que la magnitud de la estrella Vega ( $\alpha$  Lyrae) sea 0 en cualquier banda espectral.

• Sistemas AB. Se definen a partir de las expresiones siguientes:

$$m_{\lambda}(\lambda) = -2.5 \log F_{\lambda}(\lambda) - 21.1, F_{\lambda} \text{ en erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Å}^{-1}$$
  
 $m_{\nu}(\lambda) = -2.5 \log F_{\nu}(\lambda) - 48.6, F_{\nu} \text{ en erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ 

En ellas, el valor de la constante  $q(\lambda)$  aparece como parte de la definición. Se dan dos valores diferentes según la densidad de flujo se mida por unidad de longitud de onda (Å) o de frecuencia (Hz). El valor de las constantes se ha calculado de forma que la magnitud AB coincida con la magnitud V del sistema de Johnson (ver en la sección siguiente) para un objeto con distribución espectral plana, asumiendo para Vega una magnitud V = 0.03

## 4.2. Sistemas fotométricos

Como ya hemos dicho, el objetivo de la fotometría es la determinación de las propiedades físicas de los astros a partir del estudio de la radiación que emiten. La radiación la medimos en la superficie de la Tierra, haciendo uso de un telescopio equipado con la instrumentación adecuada. El flujo observado no es exactamente igual al que ha emitido el astro. Antes de ser medido, ha debido atravesar el medio interestelar y la atmósfera de la Tierra, ha sido reflejado o refractado por la óptica del telescopio, ha atravesado un filtro y ha dejado una señal en el detector.

Un primer paso debería ser por tanto reconstruir la distribución de flujo realmente emitida por el astro a partir de la obtenida a la salida del detector en el telescopio. Esta reconstrucción constituiría una aproximación directa al problema de la fotometría. La relación entre el flujo emitido por el astro y el detectado en el telescopio tiene la forma siguiente:

$$F_{\lambda} = \alpha \int T_i(\lambda, d) T_a(\lambda, d) T_t(\lambda) T_f(\lambda) r(\lambda) f_{\lambda} d\lambda$$

En esta expresión  $F_{\lambda}$  y  $f_{\lambda}$  son respectivamente el flujo emitido por la estrella y el flujo medido en el detector.  $T_i$  y  $T_a$  son respectivamente la transmisión del medio interestelar y de la atmósfera de la Tierra; dependen de la dirección en la que observemos el astro y de la longitud de onda.  $T_t$  y  $T_f$  son la transmisión del telescopio y del filtro, y  $r(\lambda)$  es la respuesta del detector. Por su parte,  $\alpha$  es un factor que depende, entre otras cosas, de la distancia a la que se encuentra el astro. Todos estos factores no son conocidos a priori y, aunque algunos podrían calcularse, esto costaría un esfuerzo importante y haría muy ineficiente el proceso de observación.

Por tanto, la aproximación directa al problema fotométrico no es viable; no es posible determinar directamente  $F_{\lambda}$  a partir de  $f_{\lambda}$  debido a que los factores que intervienen en esa derivación son en su mayoría desconocidos. Para conocer las propiedades físicas de los astros a partir de su estudio fotométrico se sigue, pues, un método indirecto, constituido por los siguientes pasos:

- 1. Obtener la fotometría utilizando un sistema fotométrico estándar.
- 2. Obtener los valores fotométricos intrínsecos del astro corrigiendo los efectos de la extinción interestelar.
- 3. Determinar los parámetros físicos mediante el uso de calibraciones fotométricas.

El uso de los sistemas fotométricos persigue un primer objetivo más modesto: que todos los observadores obtengan los mismos valores al observar los mismos astros aunque su telescopio e instrumentación sean completamente distintos.

Para definir un sistema fotométrico hay que establecer los siguientes tres elementos:

- 1. Un conjunto de bandas espectrales, o intervalos de longitudes de onda, en los que medir el flujo radiativo de los astros. Estas bandas o intervalos se implementan mediante el uso de filtros. La transmisión de los filtros es una de las características del sistema fotométrico.
- 2. Un conjunto de colores e índices propios del sistema, construidos mediante operaciones aritméticas sencillas entre las magnitudes obtenidas en cada una de las bandas.
- 3. Una lista de estrellas estándares del sistema. Son estrellas cuyas magnitudes, colores e indices son conocidos. Servirán para transformar las magnitudes instrumentales obtenidas directamente con el telescopio en magnitudes en el sistema estándar.

Para ilustrar estos conceptos, describimos a continuación algunos de los sistemas fotométricos más utilizados en el pasado y en la astrofísica actual.

#### 4.2.1. Fotometría visual, fotográfica y Sistema Fotométrico Internacional

La fotometría visual es la técnica más antigua de la astrofísica observacional. El primer sistema fotométrico fue el sistema visual, en el que el brillo de una estrella se estima visualmente y, por tanto, la detección y medida del flujo se basa en la sensibilidad del ojo humano. Existe una gran tradición astronómica y una amplia colección de catálogos históricos elaborados con esta técnica, utilizando primero el sistema de magnitudes astronómicas de Hiparco y, a partir del siglo XIX, el sistema de Pogson. El más importante de ellos es el *Bonner Durschmusterung* (compilación de Bonn), publicado por F. Argelander y sus colaboradores entre 1859 y 1862 y que, junto con extensiones posteriores llevadas a cabo para cubrir también el cielo del hemisferio sur, incluye datos astronétricos y fotométricos para más de 950 000 estrellas. Las magnitudes astronómicas obtenidas mediante observación visual se denotan  $m_{\rm y}$ .

En la segunda mitad del siglo XIX empezó a utilizarse la placa fotográfica como detector aplicable a la astronomía. La medida, mediante diferentes técnicas, del oscurecimiento producido en la placa al ser iluminada por una estrella permitía obtener una determinación de su flujo de energía mucho más precisa y objetiva que la técnica visual. Esto dio origen a un sistema de magnitudes fotográficas,  $m_{\rm pg}$ . La sensibilidad de las primeras placas fotográficas estaba centrada en las regiones azul y ultravioleta del espectro, pero era casi nula en la región del amarillo, donde se centra la sensibilidad del ojo humano. De esta forma, las escalas de magnitudes visual y fotográfica diferían notablemente.

El avance de la técnica fotográfica permitió la aparición de nuevas emulsiones y la extensión del rango espectral de las placas hasta el amarillo, el rojo o incluso el infrarrojo. Esto, a su vez, motivó la definición de un nuevo sistema de magnitudes que se denominó fotovisual, con el cual, mediante la adecuada combinación de emulsión fotográfica y filtros, se consiguió reproducir la respuesta del ojo humano. La magnitud fotovisual,  $m_{\rm pv}$ , obtenida de esta forma era similar a la  $m_{\rm v}$ , pero con la mayor precisión que proporcionaba la técnica fotográfica sobre la visual.

A partir de las magnitudes  $m_{pg}$  y  $m_{pv}$  se define un índice de color, CI, como la resta de ambas:

$$CI = m_{pg} - m_{pv}$$

El conjunto formado por las magnitudes  $m_{pg}$  y  $m_{pv}$  y el índice de color CI se denominó Sistema Fotométrico Internacional, o, simplemente, Sistema Internacional, que se empleó ampliamente para la investigación astrofísica durante varias décadas. Con el advenimiento, a mitad del siglo XX, del tubo fotomultiplicador como detector para la fotometría y, más modernamente, de las cámaras CCD, el Sistema Internacional cayó en desuso.

Antes de proseguir conviene explicar por qué un índice formado por la diferencia de dos magnitudes astronómicas se denomina índice de color. Para ello hay que tener en cuenta que las magnitudes constituyen una escala logarítmica del flujo y, por tanto, por las propiedades de los logaritmos, una diferencia de magnitudes corresponde a un cociente de flujos. Si las magnitudes corresponden a diferentes rangos del espectro electromagnético, como en el caso del Sistema Internacional, con el cociente de flujos se muestrea la pendiente del continuo espectral.



Figura 22: Espectro de una estrella caliente, de tipo A0V (arriba), y una estrella fría, K1V. Las flechas azul y verde indican la posición central de las bandas  $m_{pg}$  y  $m_{pv}$ .

En la figura 22 podemos ver la distribución espectral de dos estrellas de diferente temperatura y, por tanto, diferente color, sobre la que se ha indicado la posición central del rango espectral cubierto por las bandas fotográfica y visual. El cociente entre los flujos medidos a través de esas bandas es una medida de la pendiente del continuo espectral, que está relacionada con la temperatura efectiva de la estrella y, por tanto, con su color. Es por este motivo por lo que todo índice fotométrico construido como la diferencia entre dos magnitudes medidas en diferentes rangos espectrales se denomina índice de color, o simplemente color.

## 4.2.2. El sistema UBV o de Johnson

Fue definido por Harold Johnson y sus colaboradores en la década de 1950. Su creación se benefició de un desarrollo tecnológico de la época, el tubo fotomultiplicador, que se empezó a utilizar como detector para uso

astronómico; por eso el sistema de Johnson dio origen a lo que desde entonces se llama fotometría fotoeléctrica, mucho más precisa que la fotometría visual y fotográfica usadas anteriormente.

El sistema de Johnson consta de tres bandas:  $U, B \ge V$ . La transmisión de los filtros correspondientes la mostramos en la figura 23.



Figura 23: Transmisión de los filtros del sistema UBV de Johnson.

El filtro V (visual) se definió de forma que su transmisión coincidiese con la respuesta del ojo humano. De esta forma, las magnitudes obtenidas en la banda V podían ser comparadas con los datos de fotometría visual y fotovisual existentes en la época.

El filtro B (de *blue*, "azul" en inglés) se definió de forma que su curva de transmisión coincidiese con la curva de sensibilidad de las primeras placas fotográficas. De esta forma las magnitudes B eran directamente comparables con las magnitudes fotográficas  $m_{pg}$ .

El filtro U (ultravioleta) se sitúa en longitudes de onda más cortas que el B aprovechando la buena sensibilidad del tubo fotomultiplicador en esta región espectral.

De las tres bandas, solo la B está completamente definida por la transmisión del filtro. El corte a longitud de onda corta de la banda U lo determina la transmisión de la atmósfera en el ultravioleta, y el corte a longitudes de onda largas de la banda V, la respuesta del fotomultiplicador 1P21, el que se usó en la definición del sistema. Estos son efectos indeseables, ya que en el primer caso la anchura de la banda varía con la altura del observatorio -la absorción atmosférica del ultravioleta disminuye con la altura- y en el segundo la anchura de la banda depende de la sensibilidad del detector, que puede variar con el tiempo o de un fotomultiplicador a otro. Los índices característicos del sistema son dos colores, el (U - B) y el (B - V).

Ya en los años 70, el avance tecnológico permitió la construcción de fotomultiplicadores sensibles a radiación de menor energía y se extendió su rango prácticamente a todo el visible. El sistema de Johnson se completó con la adición de dos nuevos filtros, el R (rojo) y el I (infrarrojo), que, a su vez, permitieron la definición de dos nuevos colores, el (V - R) y el (R - I). A este sistema extendido se le denomina también sistema UBVRI. En la figura 24 mostramos la transmisión de los cinco filtros del sistema de Johnson extendido:



Figura 24: Curvas de transmisión del sistema UBVRI.

### 4.2.3. El sistema Sloan

El sistema Sloan o SDSS (de *Sloan Digital Sky Survey*) es un sistema similar al de Johnson, definido específicamente para un cartografiado fotométrico de más de un cuarto del cielo, cuyo objetivo es la determinación fotométrica del corrimiento al rojo de un gran número de galaxias (http://www.sdss.org). Las bandas del sistema son  $u, g, r, i \ge z$ , y su perfil lo presentamos en la figura 25 comparado con el de las bandas del sistema de Johnson.



Figura 25: Comparacion entre las curvas de transmisión del sistema Sloan y el UBVRI.

Los filtros de Sloan tienen un perfil más cuadrado que el de los de Johnson, lo que permite un muestreo más

preciso de la distribución de flujo. Dada la enorme magnitud del proyecto Sloan, el sistema se está conviertiendo en el estándar fotométrico más usado, en detrimento del sistema de Johnson.

#### 4.2.4. Fotometría infrarroja. Sistema JHKLM

Los avances tecnológicos en la detección de la radiación en la región del infrarrojo, que tuvieron lugar a partir de los años 70 del siglo pasado, permitieron la extensión de los sistemas fotométricos desde el rango óptico al infrarrojo. Al contrario de lo que sucede en el óptico, la atmósfera no es completamente transparente en el infrarrojo, donde existen regiones en las cuales la radiación es casi completamente absorbida por las moléculas de  $CO_2$  y  $H_2O$ . Entre las regiones de alta absorción se encuentran zonas donde la atmósfera es casi transparente, que se denominan ventanas atmosféricas.

El desarrollo de los sistemas fotométricos en el infrarrojo se hizo situando las bandas precisamente en esas ventanas infrarrojas. Las bandas en las ventanas consecutivas son, respectivamente, J, H, K, L, M, N, etc. En la figura 26 presentamos la transmisión de la atmósfera en el intervalo entre los 300 y los 5000 nm; en cada una de las ventanas se sitúa la denominación de la banda fotométrica correspondiente.



Figura 26: Transmisión de la atmósfera en el infrarrojo cercano, y situación de las bandas fotométricas.

Los primeros sistemas fotométricos en el infrarrojo fueron definidos por Johnson y Glass en los años 70. Posteriormente se han definido otros en diferentes observatorios. Desafortunadamente, hoy en día conviven varios sistemas de fotometría infrarroja, cuyas bandas son similares, pero no idénticas, y cuyas estrellas estándares tienen también valores ligeramente distintos. En la figura 27 presentamos algunos de los más extendidos.

El uso de la fotometría infrarroja es útil para el estudio de astros relativamente fríos (temperaturas menores de 1000-2000 K), que son muy poco brillantes en el óptico. Tiene el interés adicional de que la extinción interestelar en el infrarrojo es mucho menor que en el óptico y, por tanto, permite observar regiones de la galaxia, como, por ejemplo, el propio centro galáctico o los brazos interiores, que están completamente vedados

en el óptico debido a la alta extinción.



Figura 27: Comparación entre las bandas de sistemas fotométricos en el infrarrojo.

## 4.2.5. El sistema de Strömgren

También denominado sistema *uvby*, fue introducido por el danés Bengt Strömgren en la década de 1960. Su uso está menos extendido que el de los sistemas descritos hasta ahora, pero es de interés presentarlo porque supone un ejemplo de un sistema diseñado para aportar información directamente interpretable en términos astrofísicos.

En los sistemas descritos anteriormente, las bandas se seleccionaron por criterios de tipo histórico o tecnológico, como en el caso del sistema de Johnson, o aprovechando las ventanas de la atmósfera, como en el sistema JHKLM. En el sistema de Strömgren los filtros se sitúan en regiones concretas del espectro estelar, que proporcionan una información específica sobre la fotosfera y la atmósfera de la estrella. Además, las bandas características del sistema son más estrechas, típicamente de 20 o 30 nm, frente a los 100 nm de sistemas como el de Johnson o el Sloan. De esta forma la información que aportan es más específica.

El sistema de Strömgren lo componen cuatro bandas, definidas por los correspondientes filtros:

- 1. Banda y, de yelow ("amarillo" en inglés). Su longitud de onda central es de 550 nm, similar a la del filtro V de Johnson. De esta forma, las magnitudes en el filtro y son directamente comparables a las magnitudes V. Además, la región en la que se sitúa está prácticamente libre de líneas espectrales, al menos en estrellas de tipos tempranos o intermedios, por lo que la magnitud y mide la intensidad del continuo espectral en esa región.
- 2. Banda b, de blue ("azul" en inglés). Tienen una longitud de onda central de 480 nm, y también está situada en una zona libre de líneas espectrales.



Figura 28: Situación de las bandas del sistema de Strömgren con respecto al continuo espectral.

- 3. Banda v, de violeta. Su longitud de onda central se sitúa en los 410 nm. Al contrario que en las bandas anteriores, la banda v se sitúa en una zona rica en líneas espectrales y, por lo tanto, la magnitud en el filtro v mide la intensidad de esas líneas.
- 4. Banda *u*, de ultravioleta. Su longitud de onda central es de 360 nm. Se encuentra situada a la izquierda de la discontinuidad de Balmer, en la región espectral denominada continuo de Balmer. En la región cubierta por el filtro también hay gran cantidad de líneas espectrales, cuya intensidad es aproximadamente el doble que en la región del filtro *v*.

Las magnitudes e índices característicos del sistema son:

- 1. V es la magnitud median mediante el filtro y. Como hemos dicho, la banda y de Strömgren tiene la misma longitud de onda efectiva que la V de Johnson y por eso las magnitudes instrumentales en y se convierten en magnitudes V estándares al transformar.
- 2. (b-y) es la diferencia entre las magnitudes medidas en b y en y. Se trata, por tanto, de un color. Ambas bandas están situadas en regiones libres de líneas espectrales y por ello su diferencia mide la pendiente del continuo en esa región, el continuo de Paschen. La pendiente del continuo está relacionada con la temperatura efectiva de la estrella y por ello el color (b-y) es un indicador de la temperatura efectiva.
- 3.  $m_1 \equiv (v-b) (b-y)$  es un índice de orden superior, formado por la diferencia de dos colores. El color (b-y), como hemos visto, está relacionado con la temperatura efectiva. La banda v está situada en una región con abundante presencia de líneas espectrales y, por tanto, el color (v-b) mide la abundancia e intensidad de esas líneas. La presencia de líneas y su intensidad depende tanto de la temperatura efectiva como de la abundancia de metales en la estrella, lo que en astrofísica se denomina metalicidad. Al restar

(b-y) eliminamos la dependencia de la temperatura efectiva en (v-b) y, por tanto, el índice  $m_1$  es un indicador de la metalicidad de la estrella.

4.  $c_1 \equiv (u - v) - (v - b)$  es también un índice de orden superior, una diferencia de colores. La banda u está situada en el continuo de Balmer, a la izquierda de la discontinuidad de Balmer; la banda v está situada a su derecha, al inicio del continuo de Paschen. El color (u - v), por tanto, mide la profundidad de la discontinuidad de Balmer. Está afectado, además, por la metalicidad, ya que la presencia de líneas en la banda u es aproximadamente el doble que en la v. El efecto de la metalicidad se cancela al restar (v - b). En efecto, podemos escribir  $c_1 \equiv (u - v) - (v - b)$  como u - 2v + b. La diferencia u - 2v cancela el efecto de la metalicidad. En consecuencia, el índice  $c_1$  constituye una medida de la profundidad de la discontinuidad de Balmer. Este parámetro espectral está relacionado en estrellas calientes (tipos O, B y A temprano) con la temperatura efectiva, y en estrellas más frías (tipos A tardío, F y G) con la luminosidad.

Puede parecer una redundancia, y de hecho lo es, que en la definición del sistema se haya incluido dos índices fotométricos relacionados con el mismo parámetro físico. Para estrellas tempranas (b-y) y  $c_1$  son ambos indicadores de la temperatura efectiva. Esto se hace con un objetivo bien definido. Se da la circunstancia de que ambos índices están afectados de forma diferente por la extinción interestelar. La comparación entre ambos nos permite determinar simultáneamente la temperatura efectiva y la extinción interestelar. Explicaremos esto con detalle más adelante.

#### 4.2.6. El sistema H $\beta$ de Crawford

En los sistemas descritos anteriormente las bandas se diseñaron de forma que cubriesen regiones más o menos extensas del espectro visible o infrarrojo. Las magnitudes obtenidas a través de los filtros correspondientes muestrean el continuo espectral. Sin embargo, en fotometría astronómica es también común el uso de filtros estrechos que se sitúan sobre una línea del espectro. La magnitud obtenida a través de esos filtros nos proporciona características de la línea espectral (su intensidad, anchura equivalente, etc.), que en general se pueden relacionar con parámetros físicos de interés.

Como ejemplo de sistema fotométrico que incluye filtros estrechos en líneas describimos el sistema H $\beta$  de Crawford. Está compuesto por dos filtros, el  $\beta$  ancho, de 15 nm de anchura, y el  $\beta$  estrecho, de 3,5 nm. Ambos están centrados en la línea H $\beta$  de Balmer, en 485 nm.

El índice del sistema se denomina índice  $\beta$  y se define como la diferencia entre las magnitudes medidas a través del filtro estrecho y del ancho ( $\beta = \max(\beta \text{ estrecho}) - \max(\beta \text{ ancho})$ ). Aunque se trate de una diferencia de magnitudes, el índice  $\beta$  no es un color, ya que ambos filtros tienen la misma longitud de onda efectiva y, por tanto, no muestrean la pendiente del espectro. Se puede demostrar que el índice  $\beta$  es proporcional a la anchura equivalente de la línea H $\beta$ , como se comprueba también observacionalmente comparando valores del índice  $\beta$  y determinaciones espectroscópicas de la anchura equivalente de la línea.

La anchura equivalente de H $\beta$ , y por tanto el índice fotométrico  $\beta$ , es un indicador de luminosidad para las estrellas tempranas y de temperatura efectiva para las tardías. El sistema H $\beta$  se suele utilizar de forma conjunta con el sistema de Strömgren, lo que se denomina sistema  $uvby\beta$ . De esta forma, el índice  $\beta$  aporta un indicador de luminosidad para estrellas tempranas, de lo que carece el sistema de Strömgren, y un indicador redundante de temperatura efectiva para las tardías, para ser usado junto al (b - y) en la determinación conjunta de la extinción interestelar y la temperatura efectiva.

### 4.3. La extinción atmosférica

En el apartado anterior hemos presentado algunos de los sistemas fotométricos más utilizados. Hemos descrito sus bandas y sus índices característicos. En este apartado y en el siguiente vamos a describir con más detalle

cómo podemos obtener las magnitudes e índices cuando trabajamos con un sistema fotométrico determinado.



Figura 29: Transmisión de las bandas del sistema H $\beta$  de Crawford.

El primer paso para obtener datos en un sistema fotométrico es de tipo instrumental. El telescopio tiene que estar equipado con un detector y una colección de filtros que reproduzcan las bandas del sistema fotométrico a utilizar. La adecuación de la instrumentación al sistema fotométrico se denomina conformidad. El sistema instrumental es conforme si los filtros y el detector reproducen los filtros de definición del sistema estándar. Cuanto mayor sea la conformidad del sistema instrumental con el estándar, más precisos serán los datos y más fiable la información astrofísica obtenida a partir de ellos.

Una vez puesta a punto la instrumentación adecuada pasamos a la observación, midiendo el flujo de energía que, focalizada por el telescopio y después de atravesar el filtro, recoge el detector. El flujo de energía se transforma en magnitud astronómica mediante la expresión  $m_i = -2,5 \log F_i$ .

El subíndice i indica que obtenemos una magnitud para cada filtro. Al comparar esta expresión con la definición de magnitud astronómica se aprecia que falta la constante aditiva en el término de la derecha. No supone un problema, ya que, como la constante es arbitraria, se elige como igual a 0 para el sistema instrumental. Se fijará de forma adecuada al transformar las magnitudes instrumentales al sistema estándar.

Las magnitudes medidas de esta forma todavía no representan el flujo de energía que llega a la Tierra procedente del astro observado. Cuando la radiación llega a la Tierra tiene que atravesar la atmósfera antes de llegar al telescopio y dejar su señal en el detector. Parte de la radiación se pierde en su paso por la atmósfera, lo que provoca una disminución del flujo de energía. Este fenómeno es la extinción atmosférica.

La extinción se debe principalmente a la dispersión de Rayleigh. Los fotones colisionan con los electrones ligados de los átomos presentes en la atmósfera y, de resultas de ese choque elástico, cambian de dirección, desapareciendo del haz de luz que se dirige al telescopio. La dispersión de Rayleigh depende de  $\lambda^{-4}$ , de forma que la luz azul se dispersa mucho más que la roja. Esto produce efectos muy conocidos, como el color azul del cielo, que se debe a que hay mucha más luz azul dispersa en la atmósfera. Otro efecto es que los astros cerca del horizonte se ven rojizos, que se debe a que cuando el astro está cerca del horizonte su luz atraviesa más espesor de atmósfera y, por tanto, la luz azul se dispersa y desaparece del haz, mientras que la luz roja se dispersa mucho menos y permanece. En fotometría astronómica, la dependencia de la dispersión con la longitud de onda implica que las magnitudes medidas con filtros azules se ven mucho más afectadas por la extinción que las medidas con filtros rojos.

Además de la dispersión de Rayleigh, también contribuyen a la extinción atmosférica la absorción por moléculas y la dispersión por polvo en suspensión y aerosoles. La absorción por moléculas es muy pequeña en el rango óptico, al menos hasta los 700 nm, donde empiezan a aparecer bandas de absorción debidas al vapor de agua. En el infrarrojo es mucho más notable, por la presencia de bandas de  $H_2O$  y  $CO_2$ . La dispersión por aerosoles y motas de polvo depende, obviamente, de la presencia de estos elementos en la atmósfera, que es muy variable con el régimen de vientos, estaciones, etc. Al ser estas partículas en suspensión mucho más grandes que la longitud de onda de la radiación, la dispersión no depende de la longitud de onda, y por tanto la extinción es gris, es decir, igual para todos los filtros a diferentes longitudes de onda.

Por tanto, vemos que las magnitudes fotométricas medidas dependen no sólo de la energía procedente del astro que llega a la Tierra, sino también de la extinción, y esta última es variable debido a los cambios atmosféricos, en especial el contenido de polvo y aerosoles, y también a la altura del astro sobre el horizonte, ya que, cuanto más bajo esté, más espesor de atmósfera atravesará su radiación y sufrirá más extinción. Este efecto de la extinción es indeseable, pues para progresar en el estudio del astro es necesario conocer el flujo de energía que llega a la Tierra.

En consecuencia, el efecto de la extinción debe ser medido y eliminado de las magnitudes fotométricas. Esto implica algunas acciones concretas a incluir en la planificación de las observaciones y algunos cálculos que realizar después. Antes de describir ambos, vamos a estudiar matemáticamente el efecto de la extinción en el flujo de energía que atraviesa la atmósfera.

Consideremos un elemento o pequeño volumen de la atmósfera de espesor dx que absorbe o dispersa una fracción  $\tau dx$  de un rayo de luz, que antes de ser absorbido o dispersado tenía un flujo de energía F. La cantidad absorbida o dispersada es  $F\tau dx$ . A esta cantidad la llamamos dF, de forma que:

$$dF = -F\tau dx$$

El signo menos indica que la variación de flujo es negativa, es decir, que, como parte del flujo incidente es absorbido o dispersado, el flujo total disminuye. Integrando a lo largo del recorrido total en la atmósfera, x, obtenemos

$$\log F = \log F_0 - \tau x$$

F es el flujo final, el que llega al telescopio, y  $F_0$  el inicial, el que procedente del astro llega a la atmósfera de la Tierra. Multiplicando ambos términos por -2,5, los términos del tipo  $-2,5 \log F$  corresponden a una magnitud astronómica y, por tanto, queda:

$$m_0 = m - 2,5\tau x$$
$$m_0 = m - kX$$

Al término  $-2.5\tau$  lo llamamos k y lo denominamos coeficiente de extinción. Por su parte, x es el espesor de atmósfera que atraviesa la radiación. Este espesor, normalizado a la unidad en el cenit, lo llamamos masa de aire y se denota con la letra X mayúscula. Es decir, si la estrella está en el cenit, su masa de aire es igual a 1. Si está más baja, el espesor de atmósfera que atraviesa es mayor y, por tanto, la masa de aire aumenta. Por ejemplo, a una altura de 30 grados el espesor de atmósfera atravesado es el doble que en el cenit y, por tanto, a esa altura la masa de aire es 2. En general, podemos calcular de forma aproximada la masa de aire como:

#### $X = \sec Z$

Siendo Z la distancia cenital del astro. Con estas definiciones la expresión anterior queda:

$$m = m_0 + kX$$

Como hemos visto, k es el coeficiente de extinción y X la masa de aire. Por su parte, m es la magnitud observada y  $m_0$  la magnitud que observaríamos si no hubiese extinción, es decir, la magnitud que se obtendría a partir del flujo que llega a la atmósfera. Por esta razón, esa magnitud se denomina magnitud fuera de atmósfera. Para calcularla bastaría con conocer el coeficiente de extinción k y la masa de aire X. Lo segundo es fácil, es un cálculo sencillo a partir de la distancia cenital del astro, cuya posición conocemos en el momento de la observación.

El coeficiente de extinción, sin embargo, hay que calcularlo. Para ello, a lo largo de la noche se debe observar una o varias estrellas no variables a diferentes alturas. Para cada estrella se obtiene un conjunto de magnitudes a diferentes masas de aire. Con el conjunto de pares de valores (X, m) se obtienen los coeficientes  $k y m_0$  mediante una regresión lineal (ajuste por mínimos cuadrados). La pendiente del ajuste, k, es el coeficiente de extinción, y el término independiente  $m_0$  es el punto de corte a masa de aire 0, es decir, la magnitud fuera de atmósfera.



Figura 30: Método de la recta de Bouger para el cálculo de la extinción. La pendiente de la recta es el coeficiente de extinción, y el punto de corte con el eje vertical la magnitud fuera de atmósfera.

Este proceso hay que repetirlo en todos los filtros, ya que la extinción depende de la longitud de onda y, por tanto, es diferente en cada uno de ellos. Si observamos más de una estrella en cada filtro, el valor del coeficiente de extinción será el promedio de todos los que obtengamos.

Una vez obtenidos los coeficientes de extinción, se aplican a todos los objetos observados y se calcula su magnitud fuera de atmósfera a partir de la magnitud observada. Para ello suponemos que los coeficientes de extinción no varían a lo largo de la noche. Esto sucede en algunas noches y en otras no dependiendo de la estabilidad de la atmósfera, la presencia de nubes altas, la cercanía de frentes atmosféricos, etc. Si la extinción varía a lo largo de la noche no se puede obtener fotometría de precisión. La fotometría astronómica es una técnica exigente y requiere de cielo estable. En astronomía observacional se utiliza el término noche fotométrica para designar las noches en las cuales se puede considerar que los coeficientes de extinción son estables e iguales en todas direcciones.

El conjunto de magnitudes fuera de atmósfera obtenidas para una muestra de estrellas no variables en un telescopio dado se denomina sistema instrumental, o sistema natural, de ese telescopio. Establecer y mantener el sistema natural simplifica mucho el proceso de observación. Si la magnitud fuera de atmósfera  $m_0$  es conocida para un conjunto de estrellas, una simple observación de una de ellas permite una determinación instantánea del coeficiente de extinción. Lamentablemente, en muy pocos telescopios equipados para fotometría se ha establecido el sistema natural y, por tanto, el observador debe calcular la extinción cada vez mediante la observación de estrellas constantes a diferentes alturas.

## 4.4. Transformación estándar

Como acabamos de ver, las magnitudes fuera de atmósfera para un conjunto de estrellas no variables constituyen el sistema instrumental o natural de un telescopio. Sin embargo, esas magnitudes sólo son válidas para ese telescopio concreto y su instrumentación. Con otro sistema instrumental las magnitudes para las mismas estrellas serían diferentes. Simplemente con que el detector fuese más sensible o el telescopio de mayor apertura, el flujo medido sería mayor y las magnitudes más bajas.

Por tanto, las magnitudes instrumentales están mucho más vinculadas a las características de la instrumentación que a la naturaleza o propiedades físicas de los astros que observamos. Para hacer un uso astrofísico de las observaciones necesitamos transformar las magnitudes instrumentales a magnitudes en el sistema estándar en el cual estamos trabajando y cuyos filtros hemos utilizado.

Para realizar la transformación se deben incluir en el programa de observación varias estrellas de la lista de estrellas estándares que forma parte de la definición del sistema fotométrico. Procediendo de esta forma, para las estrellas estándares conoceremos dos conjuntos de magnitudes: i/ las magnitudes instrumentales, obtenidas mediante la observación; ii/ las magnitudes estándares, que aparecen en la lista de estrellas estándares del sistema.

Con estos dos conjuntos de magnitudes calculamos ecuaciones de transformación que relacionan las magnitudes instrumentales con las estándares. Cada sistema tiene su propio conjunto de ecuaciones de transformación estándar. Por ejemplo, las ecuaciones de transformación del sistema UBV de Johnson son las siguientes:

$$V = v_0 + \epsilon (B - V) + Z_v$$
  
(B - V) =  $\mu (b - v)_0 + Z_{b-v}$   
(U - B) =  $\psi (u - b)_0 + Z_{u-b}$ 

Vemos que son tres ecuaciones lineales, donde  $U, B \ge V$  son las magnitudes en el sistema estándar,  $\ge u_0, b_0 \ge v_0$  las magnitudes instrumentales. Por su parte,  $\epsilon, \mu \ge \psi$  son los denominados coeficientes de la transformación,  $\ge Z_v, Z_{b-v} \ge Z_{u-b}$  los términos independientes o puntos cero de la transformación.

Para las estrellas estándares conocemos las magnitudes instrumentales y las estándares. Con esos datos se calculan los coeficientes de transformación y los puntos cero mediante ajustes por mínimos cuadrados. Una vez determinamos los coeficientes y puntos cero ya conocemos las ecuaciones de transformación entre nuestro sistema instrumental y el sistema estándar. Para el resto de los objetos no estándares observados se aplican las ecuaciones para transformar las magnitudes instrumentales que medimos en magnitudes estándares del sistema.

Los coeficientes de transformación dan una idea de la conformidad del sistema instrumental con el estándar. Si el sistema es conforme, el coeficiente de color  $\epsilon$  debe ser próximo a 0, mientras que los coeficientes de escala  $\mu$  y  $\psi$  serán próximos a 1.

### 4.5. la extinción interestelar

Una vez que las magnitudes han sido transformadas al sistema estándar, ya sabemos que son independientes de la instrumentación y que son las mismas que obtendría cualquier otro observador trabajando en el mismo sistema estándar. Además, ya estamos en condiciones de aplicar las herramientas astrofísicas propias del sistema fotométrico.

Para seguir progresando, nos preguntamos a continuación si nuestras magnitudes son también representativas de las estrellas, es decir, si caracterizan de forma unívoca los parámetros radiativos de dichos astros. Dicho de otra manera, nos preguntamos si dos estrellas idénticas tendrían magnitudes e índices fotométricos idénticos. La respuesta aún es no.

La radiación que emite el astro debe atravesar el espacio interestelar -e intergaláctico, en su caso- antes de llegar a la Tierra. Y el espacio no está vacío. En algunas regiones, y muy notablemente en las proximidades del plano galáctico, el espacio contiene grandes cantidades de gas y, en menor medida, de polvo, que ejercen sobre la radiación un efecto parecido al de la atmósfera terrestre. La luz se ve sometida a procesos de dispersión y absorción que hacen que sólo llegue a la Tierra una fracción de la luz emitida por el astro. A este efecto se le conoce como extinción interestelar, y también por el término en ingles *reddening* (enrojecimiento).

Este efecto se traduce en un enrojecimiento de la radiación. La causa principal de la extinción interestelar es también la dispersión de Rayleigh, que con su dependencia con  $\lambda^{-4}$  hace que la luz azul sea mucho más dispersada que la roja. Algunas regiones muy ricas en gas, como por ejemplo el centro de nuestra galaxia, son prácticamente inobservables en el óptico debido a la extinción, aunque sí son accesibles en el infrarrojo, donde la extinción es mucho menor.

De esta forma, estrellas muy masivas próximas al centro galáctico, cuyo estudio ha permitido detectar el agujero negro central de nuestra galaxia, no han podido ser observadas hasta la década de 1980, cuando los avances tecnológicos permitieron el desarrollo de la astrofísica observacional en el infrarrojo.

Los efectos de la extinción interestelar en las magnitudes e índices fotométricos se caracterizan mediante los parámetros absorción, o extinción, y exceso de color. Las magnitudes e índices corregidos del efecto de la extinción se denominan magnitudes intrínsecas e índices intrínsecos. Las magnitudes intrínsecas se relacionan con las magnitudes aparentes (ambas en el sistema estándar) a través de la absorción, o extinción, mediante la expresión:

$$A_M = M - M_0$$

M es la magnitud aparente,  $M_0$  la magnitud intrínseca y  $A_M$  la absorción o extinción.

De la misma forma, los colores e índices intrínsecos se relacionan con los aparentes a través del exceso de color mediante la expresión:

$$E(C) = C - C_0$$

C es el color o índice aparente,  $C_0$  el intrínseco y E(C) el exceso en el color o índice C.

Veamos a continuación algunos ejemplos aclaratorios:

$$V_0 = V - A_V$$
  
(B - V)<sub>0</sub> = (B - V) - E(B - V)  
 $c_0 = c_1 - E(c_1)$ 

En el primer ejemplo la magnitud intrínseca en el filtro V de Johnson,  $V_0$ , es igual a la magnitud aparente V menos la extinción en V,  $A_V$ . En el segundo el color  $(B - V)_0$  intrínseco del sistema de Johnson es igual al color aparente menos el exceso en (B - V). En el tercer ejemplo el índice intrínseco  $c_0$  del sistema de Strömgren es igual al índice aparente  $c_1$  menos el exceso de color en  $c_1$ .

Las magnitudes e índices intrínsecos sí son propios del astro, es decir, están relacionados directamente con sus parámetros radiativos. Por tanto, para el estudio astrofísico es fundamental calcular la extinción y determinar esos índices intrínsecos. Lamentablemente, en la mayoría de los sistemas fotométricos, en particular en los de banda ancha, no es posible determinar la extinción de forma precisa. Un objeto cuyos colores fotométricos son típicos de una estrella roja puede ser, en efecto, una estrella roja poco afectada por la extinción, o una estrella azul muy afectada y, por tanto, muy enrojecida. Algunos sistemas de banda intermedia, como por ejemplo el de Strömgren, sí incluyen técnicas precisas para determinar la extinción y los excesos de color.

Para abordar este problema existen varios métodos, que describimos a continuación. Todos ellos se basan en el uso de la ley de extinción interestelar. Esta ley indica que la extinción en diferentes intervalos de longitudes de onda no es arbitraria, sino que existe una relación característica entre todos ellos. Esto es debido a que la extinción la produce la interacción de la radiación con la materia interestelar mediante procesos físicos bien conocidos. Por otra parte, la composición del gas en las diferentes regiones del plano galáctico es prácticamente la misma y la extinción es igual en todas direcciones.

La relación entre la extinción en una longitud de onda y en el resto del espectro electromagnético es, por tanto, siempre la misma. A partir de la ley, si se conoce la extinción a una longitud de onda, se puede calcular a lo largo de todo el espectro electromagnético. O, lo que es lo mismo, si se conoce la extinción para una magnitud dada, o el exceso para un color determinado, es posible calcular las extinciones y excesos de color para todos los índices de cualquier sistema.

Por ejemplo, algunas relaciones entre absorciones y excesos de color para índices de los sistemas de Johnson y Strömgren son las siguientes:

$$A_V = 3,1E(B-V) = 4,3E(b-y)$$
  

$$E(B-V)_0 = 1,35E(b-y)$$
  

$$E(m_1) = -0,32E(b-y)$$
  

$$E(c_1) = 0,2E(b-y)$$

Por tanto, basta con determinar o estimar una absorción o exceso para conocer todos los demás. En general, se suele determinar el E(B - V) en el sistema de Johnson o el E(b - y) en el de Strömgren. El problema es cómo determinar ese exceso. Presentamos a continuación tres de las formas más comúnmente empleadas para hacerlo: estimación de la extinción a partir del tipo espectral, índices libres de extinción y determinación directa de la extinción.

#### 4.5.1. Estimación de la extinción a partir del tipo espectral

Si se conoce la clasificación espectral de las estrellas para las cuales hemos obtenido fotometría es posible estimar su enrojecimiento interestelar. En efecto, los colores intrínsecos medios para cada tipo espectral y clase de luminosidad son conocidos y podemos encontrarlos tabulados en la bibliografía. La diferencia entre esos colores intrínsecos medios y los colores aparentes que aporta la fotometría constituye el exceso de color. Una vez determinado un exceso de color, por medio de la ley de extinción interestelar se obtienen todos los demás.

Notemos que esta técnica proporciona una estimación de la extinción interestelar, no una medida. Esto es porque se utiliza como referencia los colores intrínsecos medios para un tipo espectral. Los colores intrínsecos de estrellas del mismo tipo espectral no son necesariamente iguales y, por tanto, su valor medio está afectado



Figura 31: Ley de extinción interestelar. Relaciona la absorción  $A_{\lambda}$  a una longitud de onda dada con la absorción en V, para cada valor de  $\lambda$ . La curva en trazo continuo representa la ley de extinción media para la Galaxia. Las otras curvas corresponden a regiones de extinción anómala.

por una dispersión que en ocasiones es elevada. Por otra parte, los colores intrínsecos de la estrella en estudio no tienen forzosamente que coincidir con el valor medio de su tipo espectral.

Notemos además que esta técnica necesita de la clasificación espectral, que en general se obtiene a partir de la espectroscopía, por lo que es necesario disponer de información adicional a la fotometría.

## 4.5.2. Índices libres de extinción

Existe sin embargo una técnica para obtener el tipo espectral sin necesidad de hacer uso de la espectroscopía. A partir de la fotometría se pueden construir índices libres de extinción con los cuales determinar el tipo espectral.

Un índice libre de extinción se construye a partir de dos índices del sistema mediante la siguiente expresión:

$$I_L = I^1 - \frac{E(I^1)}{E(I^2)} I^2$$

 $I_L$  es el índice libre de extinción,  $I^1 e I^2$  dos índices del sistema, y  $E(I^1)$  y  $E(I^2)$  los excesos de color en esos dos índices. Cualquier índice definido de esta forma a partir de dos índices y sus excesos de color es independiente de la extinción interestelar. Vamos a demostrarlo a continuación. Para ello reescribimos la definición de arriba, pero en lugar de escribir los índices aparentes  $I^1 e I^2$  los sustituimos por el índice intrínseco más el exceso de color (recordemos que, por definición, el exceso de color de un índice I es  $E(I) = I - I_0$ )

$$I_L = I_0^1 + E(I^1) - \frac{E(I^1)}{E(I^2)} (I_0^2 + E(I^2))$$

Desarrollamos ahora el producto en el segundo término:

$$I_L = I_0^1 + E(I^1) - \frac{E(I^1)}{E(I^2)}I_0^2 - \frac{E(I^1)}{E(I^2)}E(I^2)$$

Vemos que el segundo sumando y el cuarto de la derecha son iguales y de distinto signo, con lo que se cancelan. La expresión queda:

$$I_L = I_0^1 - \frac{E(I^1)}{E(I^2)}(I_0^2)$$

La expresión resultante es la misma que la de definición de  $I_L$ , pero con los índices intrínsecos en lugar de los aparentes. En consecuencia, el valor de  $I_L$  es el mismo tanto si lo obtenemos a partir de índices intrínsecos como de índices aparentes afectados por un valor arbitrario de la extinción. Dicho de otro modo, los índices libres de extinción son intrínsecos a la estrella y, por tanto, están relacionados directamente con sus parámetros radiativos, aunque los hayamos construido a partir de índices aparentes. Como tales índices intrínsecos, están relacionados con el tipo espectral de la estrella.

Un ejemplo de índice libre de extinción es el índice Q de Johnson. Lo definimos como

$$Q = (U - B) - 0.72(B - V)$$

donde el valor E(U-B)/E(B-V) = 0.72 lo extraemos de la ley de extinción interestelar.

Vemos en la figura 32 que el valor de Q está directamente relacionado con el color (B-V) intrínseco, y con el tipo espectral. Lamentablemente no está unívocamente definido, y para valores de Q en el intervalo entre -0.4 y 0.0 tenemos varios tipos espectrales posibles. Si tenemos información adicional que nos indica que nuestro objeto de estudio es una estrella más temprana que A0, o más tardía que G0, sí podemos a partir de Q determinar su tipo espectral y sus colores intrínsecos.

En el sistema de Strömgren se definen los índices libres de extinción:

$$[m_1] = m_1 + 0.32(b - y)$$
$$[c_1] = c_1 - 0.2(b - y)$$

Estos dos índices permiten determinar el tipo espectral de forma unívoca, como vemos en la figura 33. Una vez conocido el tipo espectral podemos obtener los índices intrínsecos medios correspondientes a ese tipo, que se encuentran tabulados en la bibliografía. A partir de ellos y de los índices aparentes observados se obtienen los índices intrínsecos.



Figura 32: Relación entre el índice Q de Johnson y el tipo espectral.



Figura 33: Determinación del tipo espectral a partir de los índices libres de extinción  $[m_1]$  y  $[c_1]$  del sistema de Strömgren.

Recordemos que también en este caso estamos estimando la extinción, y no midiéndola. Esto es porque, al igual que en el apartado anterior, estamos utilizando los índices intrínsecos medios correspondientes a un tipo espectral, que pueden no coincidir con los del objeto en estudio.

### 4.5.3. Determinación directa de la extinción

Algunos sistemas fotométricos incluyen técnicas que permiten la determinación directa de la extinción interestelar. De entre los que hemos visto, este es el caso del sistema  $uvby\beta$  de Strömgren-Crawford.

La determinación de la extinción se basa en el hecho de que el sistema dispone de dos indicadores redundantes de la temperatura efectiva, que se ven afectados de forma diferente por la extinción interestelar. En ausencia de extinción, cada índice depende solo de un parámetro, la temperatura efectiva. La relación entre ambos será, pues, una curva en forma paramétrica, en función de ese parámetro. Eliminando el parámetro, tenemos una relación funcional bien definida entre ambos índices. Las desviaciones de esa relación son debidas a la extinción, que medimos en función de la desviación.



Figura 34: Relación entre los índices (b - y) de Strömgren y  $\beta$  de Crawford par estrellas libres de extinción.

En el sistema  $uvby\beta$  los indicadores redundantes son (b - y) y  $c_1$  para estrellas calientes (tipos O y B), y (b - y) y  $\beta$  para estrellas frías (tipos A, F y G). Estudiamos a continuación el caso de las estrellas frías, que es más sencillo. Como acabamos de exponer, en el caso de ausencia de extinción existe una relación funcional entre los índices (b - y) y  $\beta$ , tal y como vemos en la figura 34. En una estrella afectada por la extinción, el índice  $\beta$  no varía. Esto se debe a que, como es una resta de magnitudes tomadas en dos bandas de la misma longitud de onda, ambas se ven afectadas de igual manera por la extinción, cuyo efecto se cancela al hacer la resta (recordemos que una resta de magnitudes astronómicas es un cociente de flujos). Por tanto  $\beta$  es independiente de la extinción. Sin embargo, (b - y) sí se ve afectado, en presencia de extinción la estrella se enrojece y el valor de (b - y) aumenta.

En la gráfica  $\beta - (b - y)$ , los puntos correspondientes a estrellas enrojecidas se desplazan hacia arriba de la relación funcional entre los dos índices. Si situamos un punto correspondiente al valor fotométrico de una estrella afectada por reddening, el punto sobre la gráfica en la vertical del valor fotométrico es el color intrínseco  $(b - y)_0$ , y la distancia vertical el exceso de color E(b - y). De esta forma medimos el exceso y los colores intrínsecos para cada estrella sin hacer uso de valores medios por tipo espectral. En este caso se trata, por tanto, de una medida y no de una estimación.

Para estrellas calientes procedemos de la misma forma a partir de (b - y) y  $c_1$ . Aquí el caso se complica un poco debido a que ambos índices se ven afectados por la extinción, aunque no de la misma forma. El efecto de la extinción en (b - y) es cinco veces superior al efecto en  $c_1$ . De esta forma, en la gráfica las estrellas afectadas por extinción se alejan de la relación media hacia la derecha con una pendiente de 0.2. Si a partir del punto correspondiente a la estrella enrojecida trazamos una recta con pendiente 0.2, su corte con la relación media proporciona los índices intrínsecos  $(b - y)_0$  y  $c_0$ , y la distancia horizontal y vertical a ese punto corresponde respectivamente a los excesos E(b - y) y  $E(c_1)$ .



Figura 35: Relación entre los índices (b - y) y  $c_1$  de Strömgren. La envolvente izquierda a la nube de puntos corresponde a la relación entre los índices no enrojecidos. Los puntos que se desplazan hacia la derecha corresponden a estrellas enrojecidas.

#### 4.6. Calibraciones fotométricas

Los índices intrínsecos están relacionados directamente con la distribución de energía emitida por la estrella y, por tanto, con sus parámetros físicos. Sin embargo, los índices por sí mismos no aportan el valor de esos parámetros directamente. Las relaciones entre los índices fotométricos intrínsecos y las magnitudes físicas reciben el nombre de calibraciones fotométricas. Las hay de dos tipos, calibraciones empíricas y calibraciones teóricas.

#### 4.6.1. Calibraciones empíricas

Son relaciones obtenidas al comparar valores de un índice indicador de una magnitud física con determinaciones del valor de esa magnitud obtenidas por métodos independientes de la fotometría.

Por ejemplo, ya hemos indicado que tanto el índice  $(B-V)_0$  de Johnson como el  $(b-y)_0$  de Strömgren están relacionados con la temperatura efectiva. Si comparamos, para un conjunto de estrellas, los valores fotométricos citados con medidas de la temperatura efectiva obtenidas a partir de datos interferométricos y espectroscópicos, obtenemos las relaciones que aparecen en la figura 36, donde, por conveniencia, la temperatura efectiva en grados Kelvin la expresamos mediante el índice  $\Theta = 5040 \text{K/T}_{\text{eff}}$ .

Vemos que existe una relación muy estrecha entre los índices fotométricos y la temperatura, lo que confirma que efectivamente son buenos indicadores de la temperatura efectiva. Las gráficas constituyen dos calibraciones fotométricas de la temperatura efectiva. Si conocemos el  $(B - V)_0$  o el  $(b - y)_0$  de una estrella, interpolando en la gráfica correspondiente obtenemos directamente su temperatura.



Figura 36: Calibración empírica de la temperatura. Relación entre la temperatura efectiva y los índices intrínsecos  $(B - V)_0$  de Johnson y  $(b - y)_0$  de Strömgren.

Existen calibraciones empíricas basadas en otros índices para la luminosidad, la gravedad en superficie y la metalicidad de las estrellas. A partir de estos parámetros y aplicando las fórmulas correspondientes de la astrofísica estelar, podemos estimar el radio, la masa y la distancia de las estrellas.



Figura 37: Calibración teórica de la temperatura y la luminosidad a partir de los índices  $c_0 y \beta$  del sistema  $uvby\beta$ . Situamos el punto en la gráfica a partir de sus valores fotométricos, y determinamos la temperatura y el logaritmo de la gravedad en superficie interpolando en la red de calibración.

#### 4.6.2. Calibraciones teóricas

Las calibraciones teóricas también permiten determinar los parámetros físicos de las estrellas a partir de sus índices fotométricos intrínsecos. En una calibración teórica partimos de un modelo físico de la atmósfera estelar. Introduciendo en el modelo los parámetros que caracterizan la atmósfera (temperatura efectiva, gravedad en superficie y metalicidad), calculamos la distribución de la emisión de energía de la estella con esos parámetros y construimos un espectro sintético. Ese espectro lo convolucionamos con la respuesta de los filtros característicos del sistema fotométrico, y obtenemos los colores e índices que también llamamos sintéticos.

Repitiendo la operación para varios conjuntos de parámetros físicos se obtiene un conjunto de índices fotométricos sintéticos para cada conjunto de parámetros físicos de entrada. Uniendo los puntos que relacionan los parámetros físicos con los índices sintéticos se obtiene una red de calibración, como la que se presenta en la figura 37.

Estas redes constituyen la calibración teórica. Una vez disponemos de ella, situamos los índices intrínsecos observados en la red y los puntos más cercanos determinan los parámetros físicos de las estrellas observadas. Los parámetros físicos de los objetos en estudio serán los parámetros de entrada del modelo cuyos índices sintéticos sean los más próximos a los índices intrínsecos observados.

## Bibliografía

- The observation and analysis of stellar photospheres. David F. Gray, Cambridge University Press, U.K., 2022 (4th edition).
- Stellar Spectral Classification. Richard O. Gray y Christopher J. Corbally, Princeton University Press, U.S.A, 2009.
- Astronomical Photometry. Chris Sterken y Jean Manfroid, Kluwer Academic Publishers, Holland, 1992.
- Standard Photometric Systems. Michael S. Bessell, Annual Review of Astronomy & Astrophysics, vol. 43, Issue 1, pp.293-336, 2005.

## Créditos

- Figuras 3, 9 y 22: STELIB, J.F. Le Borgne et al. 2003, Astronomy & Astrophysics, 402, 433 (http://svo2.cab.inta-csic.es/vocats/v2/stelib/index.php).
- Figura 6: R. Aznar Cuadrado y C.F. Jeffery, 2002, Astronomy & Astrophysics 385, 131.
- Figuras 13, 20 y 21: A Digital Spectral Classification Atlas, R.O. Gray (https://ned.ipac.caltech.edu/level5/Gray/frames.html).
- Figura 14: J.M. Bonnet-Bidaud et al. 2006, Astronomy & Astrophysics 445, 1037.
- Figura 15: K.E. Munn et al. 2004, Astronomy & Astrophysics 419, 713.
- Figura 16: M.F. Nieva y S. Simón-Díaz 2011, Astronomy & Astrophysics 523, A2.
- Figuras 24 y 26: Astrophysics I, M. Richmond 2003 (http://spiff.rit.edu/classes/phys440/lectures/filters.html).
- Figuras 25 y 27: M.S. Bessell 2005, Annual Review of Astronomy & Astrophysics 43, 293.
- Figura 28: G. Dalle Mese et al. 2020, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 494, 2995.
- Figura 29: D.L. Crawford y J. Mander 1966, The Astronomical Journal 71, 114.
- Figura 30: Astrophysical Techniques, C.R. Kitchin 1991, IOP Publishing Ltd., p. 305.
- Figura 31: A. Li 2007, ASP Conference Series 373, 561.
- Figura 32: W. Becker 1963, Application of Multicolor Photometry, en Basic Astronomical Data, K.A. Strand (ed.), University of Chicago Press, p. 241.
- Figura 33: T. Moon 1986, Astrophysics and Space Science 122, 173.
- Figura 34: D.L. Crawford 1975, The Astronomical Journal 80, 955.

- Figura 35: D.L. Crawford 1978, The Astronomical Journal 83, 48.
- Figura 36: R. Napiwotzki et al. 1993, Astronomy & Astrophysics 268, 653.
- Figura 37: T.T. Moon y M.M. Dworetsky 1985, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 217, 305.