

3 Temperaturas efectivas y correcciones bolométricas

Tanto la temperatura efectiva (T_{ef}) como la luminosidad son dos de los parámetros estelares fundamentales, siendo imprescindibles para establecer la relación entre las propiedades observadas y los resultados de modelos teóricos de evolución y estructura estelar. La luminosidad puede obtenerse aplicando la corrección bolométrica (CB) a la magnitud absoluta en una banda fotométrica. En general, el error en la determinación de muchos otros parámetros estelares, desde la metalicidad a la edad, pasando por el radio o la propia estructura interna de la estrella, depende de la precisión con que seamos capaces de determinar estos dos parámetros.

Excepto para el Sol, existen pocos métodos que permitan obtener una medida empírica directa de la temperatura o la corrección bolométrica, siendo lo más habitual el uso de métodos semi-empíricos o indirectos que utilizan en mayor o menor grado modelos de atmósferas estelares. Entre los métodos empíricos destaca el trabajo de Code et al. (1976), basado en la medida interferométrica del semidiámetro angular de la estrella (θ) y su flujo total (F_{Bol}) medido en la superficie de la Tierra.

En este capítulo describimos como calcular la temperatura efectiva y la corrección bolométrica a partir de la fotometría infrarroja *2MASS*. En primer lugar, mediante el método del flujo infrarrojo (MFIR), ampliamente utilizado en la literatura; y en segundo lugar, mediante el método de ajuste de la distribución espectral de energía (MDEE), desarrollado en este trabajo. Ambos son métodos semi-empíricos válidos para estrellas FGK con valores conocidos de la metalicidad y la gravedad superficial. Para estrellas con paralaje conocida podemos además determinar el radio de la estrella y su luminosidad. La aplicación a la muestra descrita en el capítulo 2 nos permitirá más adelante construir el correspondiente diagrama HR teórico, que

será utilizado para la estimación de las edades de las diferentes poblaciones estelares que forman nuestra muestra.

3.1. Temperatura efectiva

La temperatura efectiva (T_{ef}) de una estrella se define como la temperatura de un cuerpo negro que emite el mismo flujo de energía que la estrella:

$$T_{ef} = \left(\frac{1}{\sigma} \int_0^{\infty} \phi(\lambda) d\lambda \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.1)$$

siendo $\phi(\lambda)$ la densidad de flujo en la superficie de la estrella y σ la constante de Stephan-Boltzmann.

La ecuación anterior puede reescribirse como:

$$T_{ef} = \left(\frac{\mathcal{F}}{\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.2)$$

con \mathcal{F} el flujo integrado total en la superficie de la estrella. Dicho flujo está relacionado con el flujo total F_{Bol} medido en la superficie de la Tierra, a través del factor de dilución geométrica:

$$F_{Bol} = \mathcal{F} \left(\frac{R}{r} \right)^2 = \theta^2 \mathcal{F} \quad (3.3)$$

siendo R el radio de la estrella, r su distancia a la Tierra y θ el semidiámetro angular. Finalmente obtenemos:

$$T_{ef} = \left(\frac{F_{Bol}}{\theta^2 \sigma} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (3.4)$$

Las medidas directas de Code et al. (1976) están basadas en la expresión anterior, conocido el semidiámetro de la estrella mediante técnicas interferométricas y determinando el flujo bolométrico a partir de observaciones en varios rangos espectrales. En realidad, Code et al. necesitan recurrir a los modelos teóricos de atmósferas estelares, en particular para determinar la corrección al semidiámetro aparente debido al oscurecimiento del limbo de la estrella y para obtener el flujo en aquellas regiones del espectro donde las medidas directas no son posibles, con lo que no es un método totalmente empírico. Por otra parte, el método queda obviamente restringido a las

pocas estrellas de las cuales podemos determinar su semidiámetro aparente de una forma directa.

Es por tanto inevitable utilizar métodos indirectos si queremos obtener la temperatura de una muestra amplia de estrellas, basándonos en la comparación de uno o varios observables de la estrella con su contrapartida teórica deducida de los modelos de atmósfera. La temperatura efectiva de la estrella será la correspondiente al modelo que mejor reproduzca los valores observados. El modelo depende, sin embargo, no sólo de la temperatura sino también de otros parámetros estelares como la metalicidad o la gravedad superficial. La necesidad de conocer estos parámetros de forma precisa para llegar a obtener la temperatura variará según el método utilizado, siendo preferibles aquellos cuya temperatura resultante sea poco dependiente de ellos. Para las estrellas tardías (tipos espectrales F y posteriores), los métodos basados en la fotometría infrarroja se han mostrado especialmente adecuados en este sentido, puesto que debido a la ausencia de líneas importantes de absorción en esta región del espectro, el *blanketing* es pequeño, con lo cual el efecto de la metalicidad queda muy reducido.

3.1.1. Método del flujo infrarrojo (MFIR)

El uso de la fotometría infrarroja para el cálculo de las temperaturas efectivas y semidiámetros angulares fue inicialmente propuesto por Blackwell y Shallis (1977), en un artículo donde describían el Método del Flujo Infrarrojo (MFIR).

El MFIR está basado en el conocimiento del flujo bolométrico de la estrella F_{Bol} y el flujo monocromático a una longitud de onda infrarroja $F(\lambda_{IR})$, medidos ambos desde la superficie de la Tierra. Estos flujos están relacionados con la T_{ef} según las expresiones:

$$\begin{aligned} F_{Bol} &= \theta^2 \sigma T_{ef}^4 \\ F(\lambda_{IR}) &= \theta^2 \phi(T_{ef}, g, [Fe/H], \lambda) \end{aligned} \quad (3.5)$$

donde $\phi(T_{ef}, g, [Fe/H], \lambda)$ es el flujo monocromático medido en la superficie de la estrella.

Los términos que aparecen a la izquierda de ambas expresiones son *observables* medidos desde la Tierra, mientras que a la derecha aparecen los términos incógnita dependientes de la temperatura efectiva.

A partir de las expresiones anteriores se definen los cocientes R de la forma:

$$R_{obs} = \frac{F_{Bol}}{F(\lambda_{IR})}$$

$$R_{teo} = \frac{\sigma T_{ef}^4}{\phi(T_{ef}, g, [Fe/H], \lambda)} \quad (3.6)$$

siendo la ecuación fundamental del MFIR:

$$R_{obs} = R_{teo} \quad (3.7)$$

El método proporciona una temperatura efectiva para cada una de las bandas λ_{IR} (J, H o K), promediándose posteriormente para obtener la temperatura efectiva de la estrella.

El MFIR no requiere de un conocimiento preciso de la gravedad superficial y de la metalicidad de la estrella, ya que el valor de la temperatura efectiva obtenida está poco afectado por las incertidumbres de estos parámetros. Así, errores de 0.5 dex en la gravedad superficial o de 0.3 dex en la metalicidad introducen errores inferiores al 2% en la temperatura (Alonso et al. 1996b).

Para una descripción detallada del MFIR y su aplicación a una amplia muestra de estrellas de la baja secuencia principal véanse los trabajos de Alonso et al. (1995, 1996a,b).

3.1.2. Método de ajuste de la distribución espectral de energía (MDEE)

El método que proponemos para el cálculo de las temperaturas efectivas se basa en el ajuste de la distribución espectral de energía en las bandas $VJHK$, comparando la distribución observada con la predicha por los modelos de atmósfera estelares. Dicho de otra manera, buscamos la temperatura correspondiente al modelo que mejor reproduce las magnitudes $VJHK$ observadas de la estrella.

La determinación de la T_{ef} por ajuste de la distribución espectral de energía, a diferencia del MFIR, utiliza simultáneamente las 3 bandas JHK , además de la banda V , obteniéndose una única temperatura final. El incorporar la banda V aumenta la

sensibilidad del método a la temperatura (como veremos en la sección 3.3.1, el índice $(V - K)$ es muy sensible a la temperatura) sin introducir dependencias importantes con la metalicidad, que se ponen especialmente de manifiesto en las bandas más azules.

Mientras que el MFIR está basado en el conocimiento del cociente entre el flujo bolométrico y el monocromático, nuestro método tan sólo necesita conocer las magnitudes observadas, sin requerir del uso de una calibración del flujo bolométrico. Por otra parte, al no ser tampoco necesario el conocimiento explícito del flujo monocromático correspondiente a la banda considerada, no hace falta calcular los factores que corrigen dicho flujo del hecho de utilizar una estrella de calibración de tipo espectral diferente al de la estrella problema, conocidos como factores q . En nuestro caso esta corrección está implícita en el cálculo de la fotometría sintética, en el cual, como veremos, se considera la función de transmisión (instrumento más atmósfera) multiplicada por la correspondiente distribución de energía dada por el modelo de atmósfera estelar.

El método es aplicable a estrellas con temperaturas entre los 4000 y los 8000 K. Si bien desde un punto de vista teórico el método sería válido en cualquier rango de temperaturas donde los modelos de atmósfera fuesen válidos, para temperaturas por encima de las mencionadas las dependencias con la metalicidad y la gravedad se hacen importantes, siendo necesario por tanto un conocimiento preciso de dichos parámetros para obtener temperaturas igualmente precisas. Sin embargo, el método podría ser fácilmente aplicado a otro conjunto de bandas fotométricas que se mostrasen sensibles a la temperatura en el rango deseado. Por lo que se refiere al límite inferior, al igual que en el caso del MFIR, éste viene impuesto por la validez de los modelos de atmósfera, especialmente debido a la aparición de bandas moleculares que siguen sin estar bien modelizadas, aún en la actualidad.

Como ejemplo de aplicación, en Ribas et al. (2003) hemos utilizado el MDEE para obtener temperaturas precisas de estrellas con sistemas planetarios, con la intención de estudiar la distribución de metalicidades de dichas estrellas. Recordemos que una determinación precisa de la metalicidad a partir de datos espectroscópicos suele requerir de un conocimiento previo de la temperatura de la estrella.

Describimos seguidamente con más detalle el MDEE.

Los modelos de atmósfera

Conviene en este punto hacer algún comentario sobre los modelos de atmósfera utilizados. Kurucz (1991) desarrolló unos modelos que presentaban varias mejoras respecto a sus anteriores versiones (Kurucz 1979). El mayor énfasis se puso en el cálculo de las opacidades, basadas en el efecto de 58 millones de líneas atómicas y diatómicas. Con estas nuevas opacidades, y en especial con la inclusión de nuevas líneas atómicas del grupo del hierro, se pretendía subsanar deficiencias de los anteriores modelos, como la falta de líneas en la región del ultravioleta. Además se mejoró el tratamiento de la convección, con la introducción de un *overshooting* aproximado, lo cual se traducía en una mejora de los modelos para las estrellas más frías. El correcto tratamiento de la convección sigue siendo sin embargo uno de los problemas fundamentales de la astrofísica, por lo cual no existe una *receta* única aplicable al cálculo de modelos de atmósferas estelares. Así, Castelli et al. (1997) han desarrollado un tratamiento ligeramente diferente del *overshooting*, el cual ha dado lugar a un nuevo conjunto de modelos basados en las mismas opacidades. Para una discusión más detallada de los diferentes tratamientos de la convección en los modelos de atmósferas ver por ejemplo Heiter et al. (2002).

En cualquier caso, los actuales modelos de Kurucz siguen teniendo ciertas limitaciones. La más importante para el caso que nos ocupa es la no inclusión de líneas correspondientes a moléculas triatómicas, muy importantes en la región del infrarrojo. Como consecuencia los modelos no son útiles para nuestros propósitos por debajo de los 4000 K, correspondiente a las estrellas K tardías.

De las diversas versiones de modelos desarrollados por Kurucz, los utilizados han sido la última versión de los conocidos como ATLAS9, con tratamiento clásico de la convección, obtenidos de <http://kurucz.harvard.edu/grids.html>. La principal diferencia respecto a versiones anteriores es la actualización de la opacidad de algunas líneas y la corrección de pequeños errores detectados en el flujo de algunos modelos convectivos, los cuales han sido calculados de nuevo.

Los modelos ATLAS9 comprenden un rango de temperatura entre los 3500 y los 50000 K, muestreada cada 250 K por debajo de 10000 K. Los valores de $\log g$ van de los 0.0 dex a los 5.0 dex, muestreadas cada 0.5 dex. En lo que respecta a las metalicidades el rango cubierto va de $[Fe/H] = -5.0$ a $[Fe/H] = 1.0$, con pasos de 0.1 dex para $[Fe/H]$ entre -0.3 y 0.3, y de 0.5 dex en el resto del intervalo. En la figura 3.1 se muestra un esquema de los modelos disponibles. Los flujos están calculados

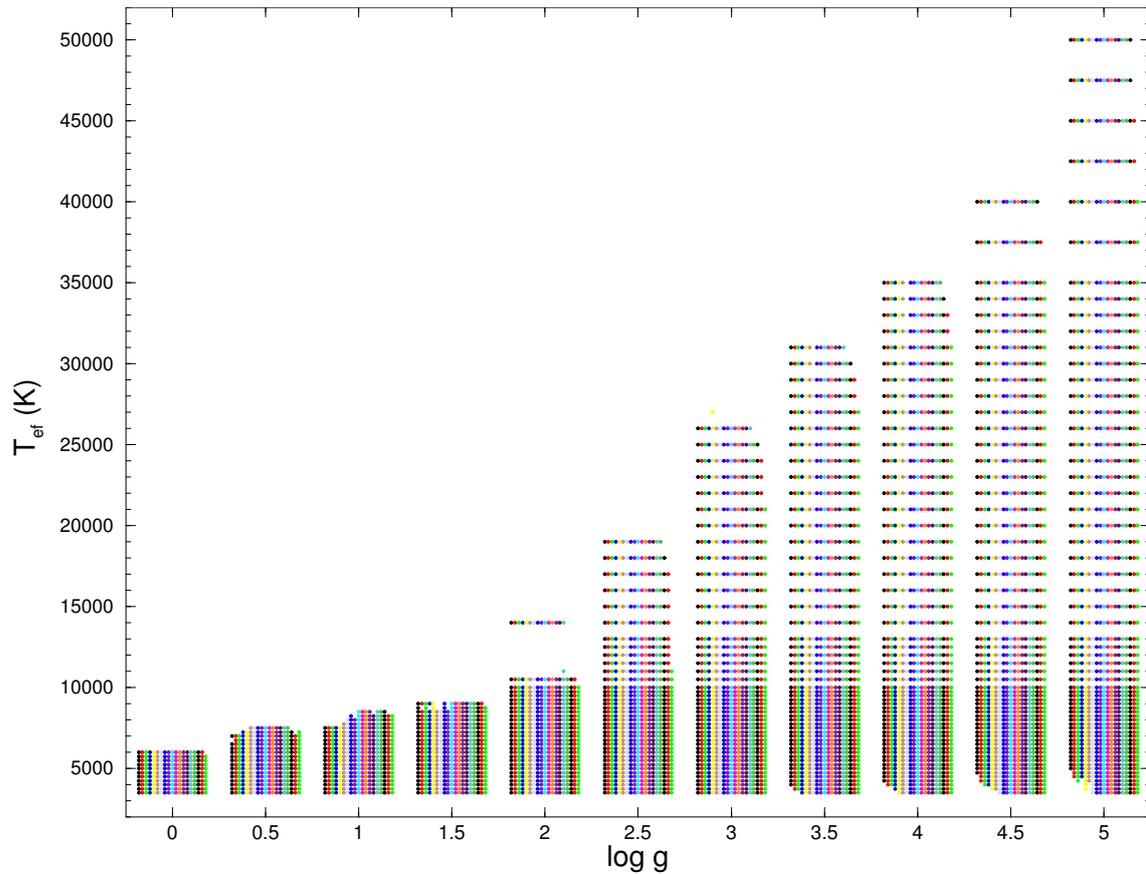


Figura 3.1: Muestreo de los modelos ATLAS9. Cada punto representa un modelo correspondiente a una T_{ef} , $\log g$ y $[Fe/H]$ determinadas. Para cada T_{ef} y $\log g$, se representan todas las $[Fe/H]$ disponibles. De izquierda a derecha los valores de $[Fe/H]$ son: -5.0, -4.5, -4.0, -3.5, -3.0, -2.5, -2.0, -1.5, -1.0, -0.5, -0.3, -0.2, -0.1, 0.0, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5 y 1.0

para un total de 1221 longitudes de onda, entre los 9 y los 160000 nm, cada 1 nm en la región del ultravioleta, 2 nm en el visible y hasta 10 nm en el infrarrojo. Como velocidad de microturbulencia para el tratamiento de la convección, aplicada a estrellas más frías de 9000 K, Kurucz adopta 2 km/s, con una longitud de mezcla l/H igual a 1.25.

Fotometría sintética

El cálculo de fotometría sintética requiere de una buena caracterización del sistema fotométrico utilizado, así como de una calibración absoluta del flujo precisa.

Tabla 3.1: Flujos absolutos para una estrella de magnitud 0 en las bandas V y JHK $2MASS$. (Cohen et al. 2003a, 2003b)

Banda	F_{cal} (W cm^{-2})	error (%)
V	$3.327 \cdot 10^{-13}$	1.529
J	$5.082 \cdot 10^{-14}$	1.608
H	$2.843 \cdot 10^{-14}$	1.721
K	$1.122 \cdot 10^{-14}$	1.685

Afortunadamente, el reciente trabajo de Cohen et al. (2003a,b) proporciona una calibración absoluta del flujo que incluye, entre otras, la banda V en el óptico y las bandas JHK del sistema $2MASS$ en el infrarrojo.

Los valores del flujo dados por Cohen et al. para las diferentes bandas están calculados a partir de un conjunto de calibradores, utilizando el espectro sintético de Vega dado por Kurucz y calibrado por Cohen et al. (1992) para definir la magnitud cero (Cohen et al. 1999). La calibración del flujo para las bandas $VJHK$ se reproduce en la tabla 3.1. En el caso de las bandas $2MASS$ se consideró la transmisión óptica de la cámara más los filtros, las propiedades del detector y las características de la atmósfera. La comparación por parte de los propios autores de las fotometrías sintética y observada en el sistema $2MASS$ para un conjunto de estrellas con temperatura conocida, pone de manifiesto la necesidad de introducir una corrección de punto cero a la fotometría sintética. Esto es debido a que el conjunto de estrellas que definen el sistema $2MASS$ no forman en general parte del conjunto de calibradores usado para obtener la calibración absoluta del flujo. Los valores que debemos añadir a la fotometría $2MASS$ para poderla comparar con la fotometría sintética son: $+0.001 \pm 0.005$, -0.019 ± 0.007 y $+0.017 \pm 0.005$, para J , H y K , respectivamente.

Puesto que los modelos de Kurucz proporcionan el flujo emergente en la superficie de la estrella, calculamos las magnitudes sintéticas m también en dicha superficie. En primer lugar se determinó el flujo total F_i en cada banda por integración numérica directa del flujo del modelo ϕ multiplicado por la función de transmisión (incluyendo filtro, detector y atmósfera) \mathcal{T} correspondiente, proporcionada también por Cohen et al. (2003b):

$$F_i(T_{ef}, g, [Fe/H]) = \int_0^\infty \phi(T_{ef}, g, [Fe/H], \lambda) \mathcal{T}_i(\lambda) d\lambda \quad (3.8)$$

Seguidamente se calculó la magnitud sintética m_{sin}^i utilizando la calibración absoluta del flujo de la tabla 3.1 (con $m_{cal}^i = 0$):

$$m_{sin}^i(T_{ef}, g, [Fe/H]) = 2.5 \log \left(\frac{F_{cal}}{F_i(T_{ef}, g, [Fe/H])} \right) \quad (3.9)$$

La fotometría fue calculada en una red uniforme de paso $\Delta T_{ef} = 250$ K, $\Delta[Fe/H] = 0.5$ dex (con metalicidades adicionales alrededor de la metalicidad solar) y $\Delta \log g = 0.5$ dex, dentro del rango $T_{ef} = [3750, 9000]$, $[Fe/H] = [-3.5, 1.0]$ y $\log g = [1.5, 5.0]$, con un total de 2816 puntos. Esta red cubre el espacio de parámetros relevante para nuestra muestra.

Para obtener la fotometría en un punto cualquiera $(T_{ef}, [Fe/H], \log g)$ se utilizó una interpolación logarítmica en la temperatura y lineal en la metalicidad y en $\log g$.

Algoritmo de ajuste

El algoritmo de ajuste está basado en la minimización de la función χ^2 definida a partir de las diferencias entre las magnitudes $VJHK$ observadas (corregidas de absorción) y las sintéticas, pesadas con los correspondientes errores:

$$\chi^2 = \left(\frac{V - V_{sin}}{\sigma_V} \right)^2 + \left(\frac{J - J_{sin}}{\sigma_J} \right)^2 + \left(\frac{H - H_{sin}}{\sigma_H} \right)^2 + \left(\frac{K - K_{sin}}{\sigma_K} \right)^2 \quad (3.10)$$

Cada una de las magnitudes sintéticas $VJHK$ depende de los tres parámetros $(T_{ef}, [Fe/H], \log g)$. Fijados los dos últimos, el algoritmo de minimización proporciona la temperatura y el *factor de escala* \mathcal{A} , el cual representa el paso de magnitudes sintéticas calculadas en la superficie de la estrella a través de la integración directa del modelo de atmósfera (m_{est}), a magnitudes sintéticas en la superficie de la Tierra (m_{Ter}). Estas últimas, directamente comparables con las magnitudes observadas, son las que aparecen en la expresión anterior.

Análogamente al MFIR, consideraremos que tanto la metalicidad como la gravedad superficial son parámetros de entrada conocidos, de tal manera que los dos parámetros a ajustar son la temperatura efectiva y el punto cero de las magnitudes (\mathcal{A}). También supondremos que conocemos la absorción interestelar de la estrella, de manera que podemos trabajar con sus magnitudes intrínsecas.

Para la minimización de 3.10 en función de estos dos parámetros se ha utilizado el método de Levenberg-Marquardt (Press et al. 1992) el cual permite ajustar un

conjunto de datos a un modelo no lineal. La convergencia hacia el mínimo requiere en general pocas iteraciones.

Cabe notar que el valor de \mathcal{A} es independiente de la banda considerada, ya que se trata simplemente de reescalar el modelo de atmósfera para poder comparar las magnitudes sintéticas con las observadas.

Dada la relación entre magnitud y flujo, podemos escribir:

$$\mathcal{A} = m_{est} - m_{Ter} = -2.5 \log \frac{f_{est}}{f_{Ter}} \quad (3.11)$$

siendo f_{est} y f_{Ter} los flujos sintéticos en la superficie de la estrella y en la superficie de la Tierra, respectivamente. Utilizando 3.3 es fácil comprobar que \mathcal{A} está directamente relacionado con el semidiámetro angular:

$$\theta = 10^{0.2\mathcal{A}} \quad (3.12)$$

Si además conocemos la distancia a la estrella (r), como es el caso de las estrellas de nuestra muestra, \mathcal{A} nos permite conocer el radio de la estrellas (R), puesto que:

$$\theta = \frac{R}{r} \Rightarrow R = r 10^{0.2\mathcal{A}} \quad (3.13)$$

Estimación del error

Una de las principales ventajas del presente método es que permite una estimación precisa de los errores tanto de la temperatura efectiva como del factor de escala \mathcal{A} (y por tanto del radio de la estrella).

Desde un punto de vista formal, tanto T_{ef} como \mathcal{A} son funciones de las cuatro magnitudes $VJHK$ (denotadas de forma genérica como $m_{1,\dots,4}$), de la metalicidad $[Fe/H]$ y de $\log g$. Suponiendo una correlación nula entre los diferentes errores, el error total del parámetro Y_k (temperatura o factor de escala \mathcal{A}) será la suma cuadrática de los errores debidos a cada una ellas:

$$(\Delta Y_k)^2 = \sum_{i=1}^4 \left(\frac{\partial Y_k}{\partial m_i} \right)^2 (\sigma_{m_i})^2 + \left(\frac{\partial Y_k}{\partial [Fe/H]} \right)^2 (\sigma_{[Fe/H]})^2 + \left(\frac{\partial Y_k}{\partial \log g} \right)^2 (\sigma_{\log g})^2 \quad (3.14)$$

Puesto que la minimización de χ^2 se hace en función de las cuatro magnitudes, con $[Fe/H]$ y $\log g$ fijadas, el primer término de 3.14 no es más que el error σ_k con

que el método de ajuste es capaz de determinar el k –ésimo parámetro Y_k , el cual se puede calcular a partir de la matriz de covarianza $[C]$ de los parámetros ajustados ($\sigma_k \equiv \sqrt{C_{kk}}$).

Para calcular el segundo término de 3.14 se calculó el parámetro Y_k variando el valor de la metalicidad $\pm\Delta[Fe/H]$, haciendo entonces la aproximación:

$$\frac{\partial Y_k}{\partial [Fe/H]} \approx \frac{Y_k(+\Delta[Fe/H]) - Y_k(-\Delta[Fe/H])}{2} \quad (3.15)$$

De forma análoga se calculó la contribución de $\log g$ al error de Y_k .

Mientras que el error en la temperatura efectiva $\sigma_{T_{ef}}$ se obtiene directamente de 3.14, el error en el semidiámetro se debe calcular a partir del error en \mathcal{A} y de la expresión 3.12:

$$\sigma_\theta = 0.2 \ln 10 \theta \sigma_{\mathcal{A}} \quad (3.16)$$

Por último, el error en el radio debe de tener en cuenta tanto el error en punto cero de la magnitud $\sigma_{\mathcal{A}}$, como el error en la paralaje de la estrella σ_π , de tal manera que:

$$(\sigma_R)^2 = \left(R \frac{\sigma_\pi}{\pi}\right)^2 + (R 0.2 \ln 10 \sigma_{\mathcal{A}})^2 \quad (3.17)$$

donde hemos utilizado 3.12 y 3.13.

Falta ahora estimar los correspondientes errores en las magnitudes σ_{m_i} , la metalicidad $\sigma_{[Fe/H]}$ y la gravedad $\sigma_{\log g}$, que nos permitirán conocer los errores en la temperatura, el semidiámetro angular y el radio. Para ello se han considerado las siguientes fuentes de error:

Errores en las magnitudes observadas: El error en la magnitud observada σ_{m_i} se calcula como la suma cuadrática del error observacional propiamente dicho, el error en la calibración absoluta del flujo y error en la absorción.

Errores observacionales: fueron extraídos de los catálogos de fotometría utilizados. En el caso de la banda V la fuente principal ha sido el catálogo de Hauck y Mermilliod (1998), siempre que el número de observaciones fuese mayor que dos. En caso contrario se utilizó el valor de V del catálogo *Hipparcos*. Para las bandas JHK se consideró el error total consignado en el catálogo

2MASS, el cual incluye tanto el error de la medida como errores de calibración debidos al *flat-field* y a correcciones de punto cero para cada noche. En general, este segundo tipo de errores no son tenidos en cuenta en catálogos como el de Hauck y Mermilliod, los cuales suelen dar como error la dispersión de las medidas individuales. Ello puede provocar, en caso de tener pocas medidas, una subestimación del error en V , con la correspondiente sobreestimación del peso de esta banda en el proceso de ajuste y por tanto en el valor final de la temperatura. Para evitarlo se impuso a todas las estrellas un error mínimo de 0.015 mag en la banda V , del mismo orden que los errores mínimos de las bandas JHK .

Error en la calibración absoluta del flujo: Un error en la calibración absoluta del flujo provoca un error en el valor de la fotometría sintética, el cual puede ser interpretado como un error equivalente en la magnitud observada. Cohen et al. (2003a,b) dan valores comprendidos entre el 1.5% y el 1.7% para su calibración absoluta (tabla 3.1), que trasladados a magnitudes equivalen a valores entre 0.016 y 0.019 mag.

Error en la absorción interestelar: Para aquellas estrellas afectadas de absorción interestelar debería ser tenido en cuenta el error en las magnitudes intrínsecas debido al error en la determinación de la absorción. Las calibraciones basadas en la fotometría Strömgren utilizadas en este trabajo (ver sección 2.6) tienen un error asociado en A_v de alrededor de 0.05 mag, que se traduce en errores relativos en temperatura de hasta 1.5% (figura 3.2). Al no estar nuestra muestra, por su proximidad, prácticamente afectada por la absorción interestelar, no hemos considerado esta fuente de error.

Error en la metalicidad: Como ya se mencionó en el capítulo 2, la metalicidad de las estrellas de la muestra proviene o bien de medidas espectroscópicas o bien de valores deducidos a partir de la fotometría $uvby - \beta$. Los valores asignados al error de $[Fe/H]$ fueron de 0.10 dex en el primer caso y 0.15 dex en el segundo.

Como se puede ver en la figura 3.3, las temperaturas obtenidas son poco sensibles a los valores adoptados para la metalicidad de la estrella, de tal manera que un error de 0.5 dex supone un error final en la temperatura inferior al 0.5%.

En el caso de nuestra muestra, dados los errores asignados a $[Fe/H]$, los errores propagados en la temperatura serán claramente inferiores a los mostrados en

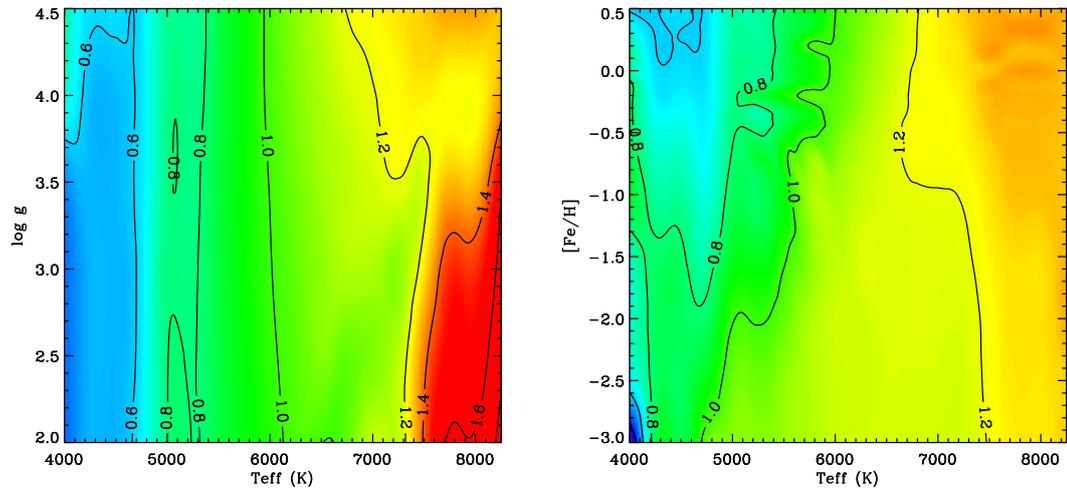


Figura 3.2: Error relativo (%) en la temperatura debido a un error en la absorción interestelar de 0.05 mag. Izquierda: para una metalicidad 0.0. Derecha: para una gravedad de 4.5

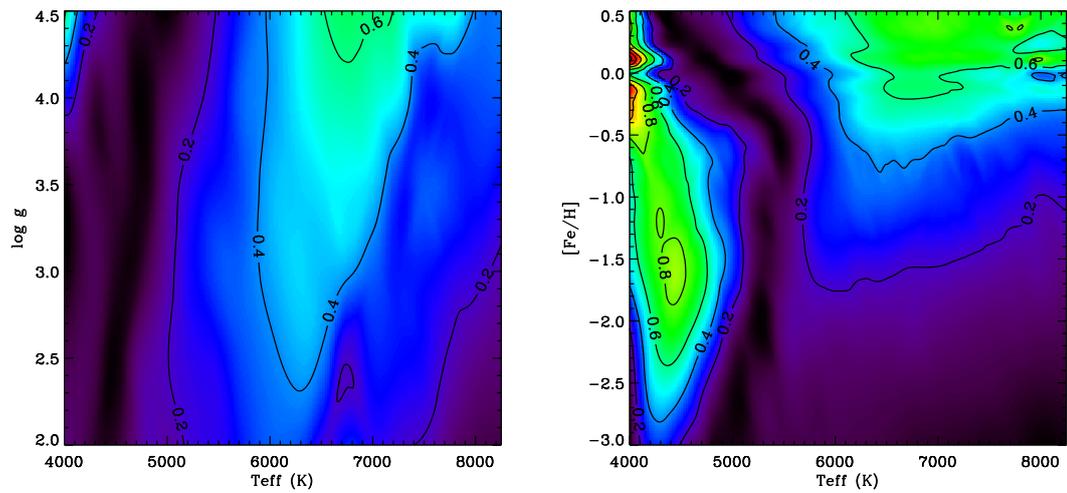


Figura 3.3: Error relativo (%) en la temperatura debido a un error en la metalicidad de 0.50 dex. Izquierda: para una metalicidad 0.0. Derecha: para una gravedad de 4.5.

la figura 3.3.

Error en la gravedad superficial:

Al igual que en el caso de la metalicidad, el efecto de variación de la gravedad superficial sobre la temperatura es poco importante. Para una incertidumbre

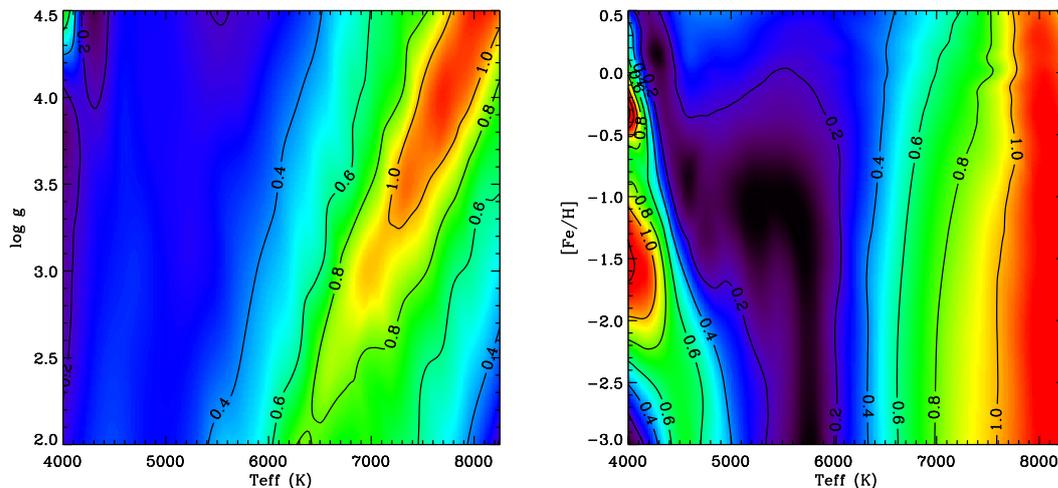


Figura 3.4: Error relativo (%) en la temperatura debido a un error en la gravedad superficial de 0.5 dex. Izquierda: para una metalicidad de 0.0. Derecha: para una gravedad de 4.5

de 0.5 dex en $\log g$, el error relativo de la temperatura oscila entre valores casi nulos para temperaturas alrededor de los 5000 K a valores algo superiores al 1% para las estrellas más calientes y gravedades más altas (figura 3.4).

Para las estrellas de nuestra muestra, los valores de $\log g$ fueron derivados a partir de la fotometría $uvby - \beta$, con un error estimado igual a 0.18 dex, siendo por tanto los errores asociados en la temperatura inferiores al 0.5%.

No hemos adoptado ningún error debido a los modelos de atmósfera. Comparaciones realizadas con otros modelos para una muestra reducida de estrellas (Ribas et al. 2003) no mostraron diferencias significativas en las temperaturas obtenidas. En particular, las pruebas realizadas con los modelos NextGen de Hauschildt et al. (1999) y los modelos de Castelli et al. (1997) mostraron diferencias inferiores a 15 K ($\approx 0.3\%$). Dado el rango de temperaturas considerado, este resultado era de esperar si tenemos en cuenta que en los modelos NextGen se utiliza la misma librería de líneas atómicas que en los de Kurucz, siendo las principales diferencias entre ambos modelos debidas a tratamientos ligeramente distintos del *blanketing* y las opacidades. Para estrellas frías, por debajo de los 4000 K y por tanto fuera del rango de nuestra muestra, las diferencias entre modelos aumenta (Hauschildt et al. 1999), debido al uso de líneas moleculares y ecuaciones de estado distintas. Como ya se ha

comentado en la sección 3.1.2, la diferencia entre los modelos usados en este trabajo y los de Castelli et al. (1997) consiste únicamente en pequeñas modificaciones en el tratamiento del *overshooting*.

Tampoco se han considerado los errores en los puntos cero de las magnitudes *JHK*, necesarios para transformar la fotometría *2MASS* observada en fotometría sintética (Cohen et al. 2003b), los cuales son del orden de 0.005 mag.

Una estimación de los errores finales en la temperatura que podríamos obtener para las estrellas de nuestra muestra en función de la metalicidad, la gravedad y la propia temperatura, se puede ver en la figura 3.5. En esta figura se han tenido en cuenta, además de los errores en el punto cero de la calibración, unos errores en las magnitudes observadas de 0.015 mag, así como un error de 0.2 dex tanto en la metalicidad como en la gravedad superficial. Se puede observar que el error final es prácticamente independiente de la metalicidad y gravedad de la estrella, pero no así de la temperatura, siendo las estrellas más calientes las que tienen un error más elevado (ligeramente por encima del 1 %), mientras que para temperaturas alrededor de 5000 K los errores son de aproximadamente el 0.5 %. Para estrellas enrojecidas, un error en A_v de aproximadamente 0.05 mag puede llegar a doblar estos valores.

En el caso del semidiámetro angular el comportamiento de los errores es similar al de la temperatura, con valores para estrellas no enrojecidas entre el 1.0 y el 2.5 %. Estos valores, para estrellas *Hipparcos* cercanas con una buena determinación de la paralaje, suponen errores relativos en el radio en el rango 1.5-5.0 %.

3.1.3. Comparación entre métodos basados en la fotometría *IR*

Al igual que el MFIR, nuestro método de determinación de temperaturas es un método semi-empírico basado en la fotometría *JHK*. Es por ello que la primera comparación que hemos llevado a cabo ha sido entre ambos métodos.

El trabajo de Alonso et al. (1996a) es sin duda el más extenso en lo que se refiere a la aplicación del MFIR a estrellas FGK. Su muestra está compuesta por 462 estrellas con determinación de la absorción, la metalicidad y la gravedad superficial, para las cuales los autores determinaron las temperaturas efectivas y sus correspondientes errores.

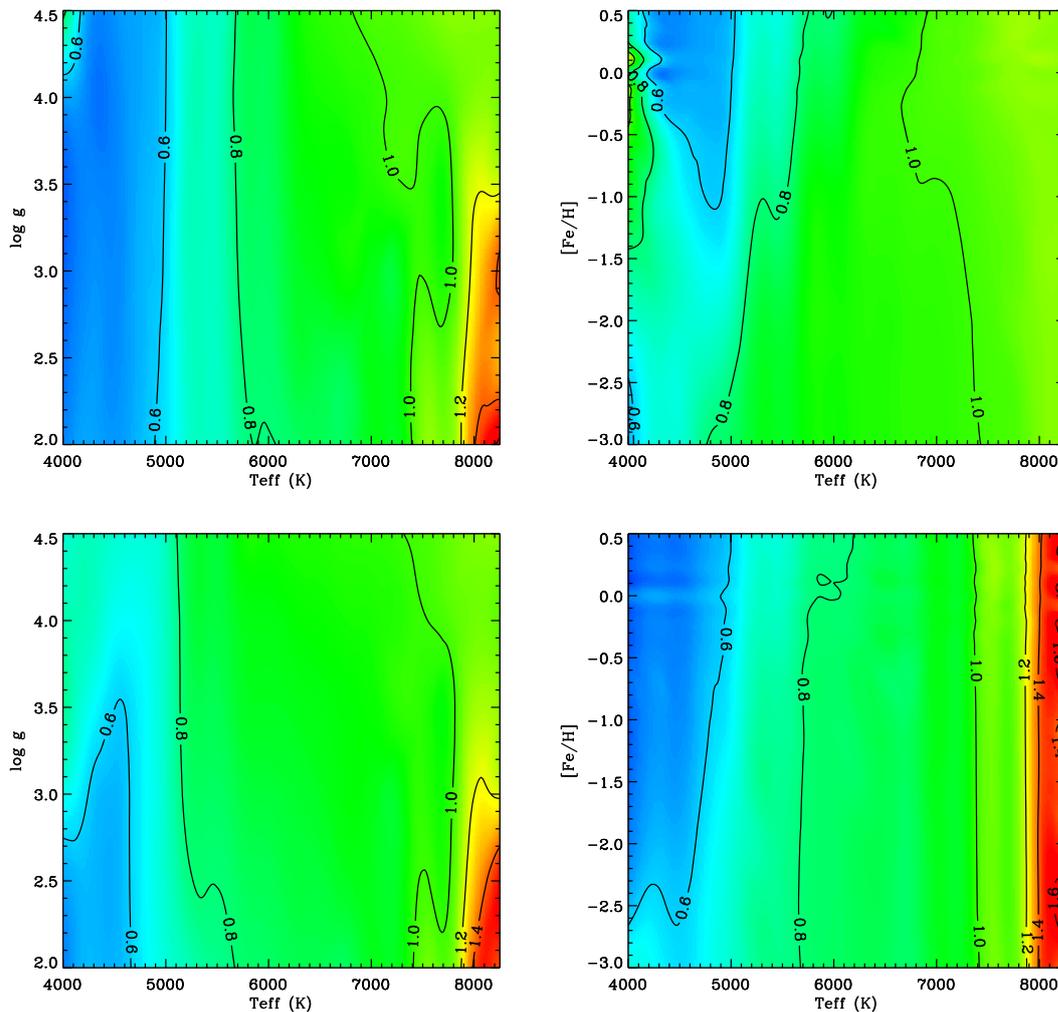


Figura 3.5: Error relativo final (%) en la temperatura asumiendo $\sigma_{VJHK} = 0.015$, $\sigma_{[Fe/H]} = 0.2$, $\sigma_{\log g} = 0.2$ y el error de la calibración absoluta del flujo. Izquierda superior: para una metalicidad de 0.0. Derecha superior: para una gravedad de 4.5. Izquierda inferior: para una metalicidad de -2.0. Derecha inferior: para una gravedad de 2.0

Para poder aplicar nuestro método fue necesario buscar la magnitud V en la literatura para aquellas estrellas que no habían sido observadas por Alonso et al., para lo cual se recurrió de nuevo al catálogo de Hauck y Mermilliod (1998) y al catálogo *Hipparcos*.

De la muestra total se seleccionaron aquellas estrellas que cumplieran los criterios de validez para la aplicación de nuestro método ($4000 < T_{ef} < 8000$ K y fotometría

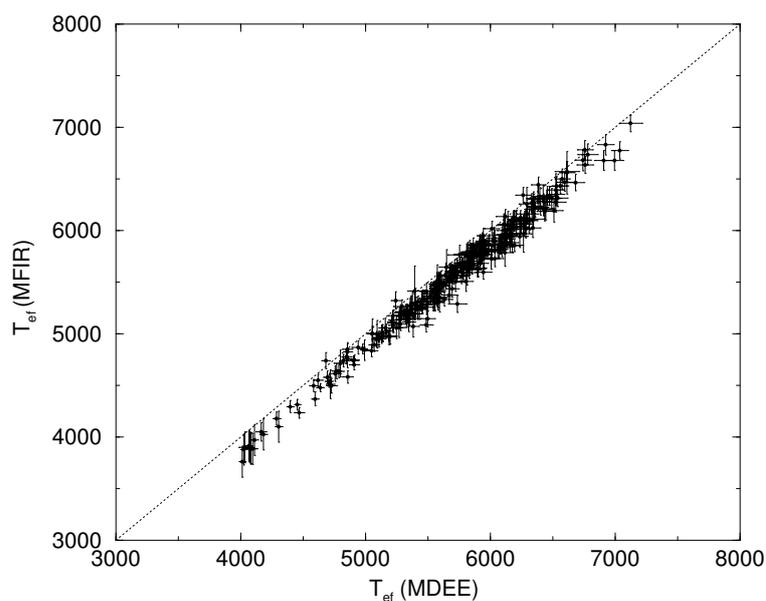


Figura 3.6: Comparación de temperaturas para 335 estrellas de la muestra de Alonso et al. (1996a)

2MASS con errores inferiores a 0.05 mag). Una vez calculadas las temperaturas efectivas se rechazaron una docena de estrellas con diferencias entre $T_{ef}(MFIR)$ y $T_{ef}(MDEE)$ superiores a los 300 K, considerándose que se trataba de estrellas con algún problema de identificación o bien con algún error en la fotometría.

La comparación de temperaturas para las restantes 335 estrellas puede verse en la figura 3.6. La diferencia media ΔT (MFIR - MDEE) es de -146 K, con una desviación estándar de 79 K. No existe prácticamente dependencia de esta diferencia con la temperatura ($T_{ef}(MFIR) = 1.0015T_{ef}(MDEE) - 155$).

Dejamos la discusión de estos resultados para la sección 3.1.5, donde se analizarán conjuntamente todas las comparaciones realizadas.

3.1.4. Otras comparaciones

Además de la comparación con el MFIR, hemos querido contrastar nuestro método con otras determinaciones independientes de la temperatura, bien fotométricas, bien espectroscópicas.

Para ello hemos seleccionado de la literatura tres muestras de estrellas que poseen determinaciones precisas de sus temperaturas efectivas y que se encuentran en nuestro rango espectral de interés. En dos casos (Fuhrmann 1998 y Santos et al. 2003) se trata de determinaciones espectroscópicas, mientras que en el tercero (Edvardsson et al. 1993) son temperaturas obtenidas a partir de fotometría $uvby-\beta$.

El principal problema para realizar estas comparaciones ha sido que las determinaciones espectroscópicas sólo son aplicables a estrellas brillantes, las cuales quedan excluidas de nuestro método por tener una fotometría *2MASS* poco precisa (recordemos que los detectores *2MASS* se saturan para estrellas más brillantes de $K \approx 4$). Esto reduce sensiblemente el número de estrellas de las muestras de Fuhrmann (1998) y Santos et al. (2003) que potencialmente podrían ser comparadas con nuestro método.

Como valores de la metalicidad y la gravedad superficial se han utilizado en los tres casos los determinados por los propios autores. Al tratarse de estrellas cercanas no se ha considerado el efecto de la absorción interestelar, excepto para una pocas estrellas con distancias superiores a los 100 pc.

3.1.4.1. Fuhrmann (1998)

La muestra de Fuhrmann está compuesta por una cincuentena de estrellas cercanas de tipos espectrales F y G, tanto de secuencia principal como subgigantes. Las temperaturas efectivas fueron obtenidas a partir de datos espectroscópicos, utilizándose las alas de las líneas de Balmer. Para tener en cuenta el efecto del *line blanketing*, se utilizaron las opacidades de Kurucz (1992). Las gravedades superficiales y metalicidades fueron también determinadas por los autores a partir de la espectroscopía, con errores en ambos casos del orden de 0.1 dex.

El resultado de la comparación de temperaturas para las 28 estrellas con fotometría *2MASS* precisa se puede ver en la figura 3.7. La diferencia media ΔT_{ef} (Fuhrmann - MDEE) es de -63 K, con una desviación estándar de 62K. Esta diferencia muestra una alta dependencia con la temperatura ($T_{ef}(\text{Fuhrmann}) = 0.855T_{ef}(\text{MDEE}) + 787$).

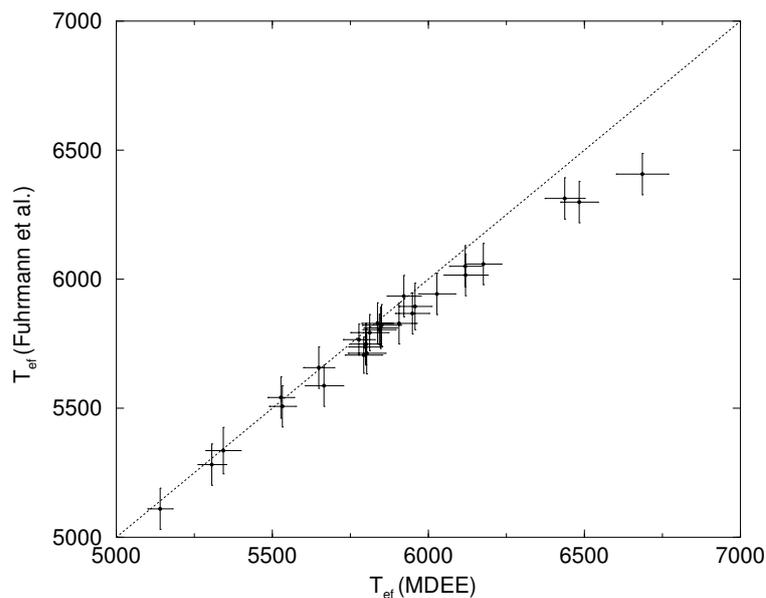


Figura 3.7: Comparación de temperaturas para 28 estrellas de la muestra de Fuhrmann (1998)

3.1.4.2. Santos et al. (2003)

Con el propósito de establecer correlaciones entre la metalicidad y el hecho de tener planetas orbitando, Santos et al. (2003) construyeron una muestra de 139 estrellas (98 con planetas y 41 sin planetas utilizadas como comparación). Los parámetros físicos derivados para estas estrellas están basados en análisis espectroscópicos de varias líneas del hierro. Estas líneas fueron previamente calibradas usando los modelos de Kurucz (1993) para el Sol. Los errores obtenidos son del orden de 50 K para la temperatura, 0.12 dex para $\log g$ y 0.05 dex para la metalicidad.

La temperatura para un total de 106 estrellas de la muestra de Santos et al. pudo ser calculada utilizando nuestro método. El resultado puede verse en la figura 3.8. En este caso ΔT_{ef} (Santos - MDEE) es de -31K, con $\sigma_{T_{ef}} = 67\text{K}$, siendo la diferencia prácticamente independiente de la temperatura ($T_{ef}(\text{Santos}) = 1.0200T_{ef}(\text{MDEE}) - 144$).

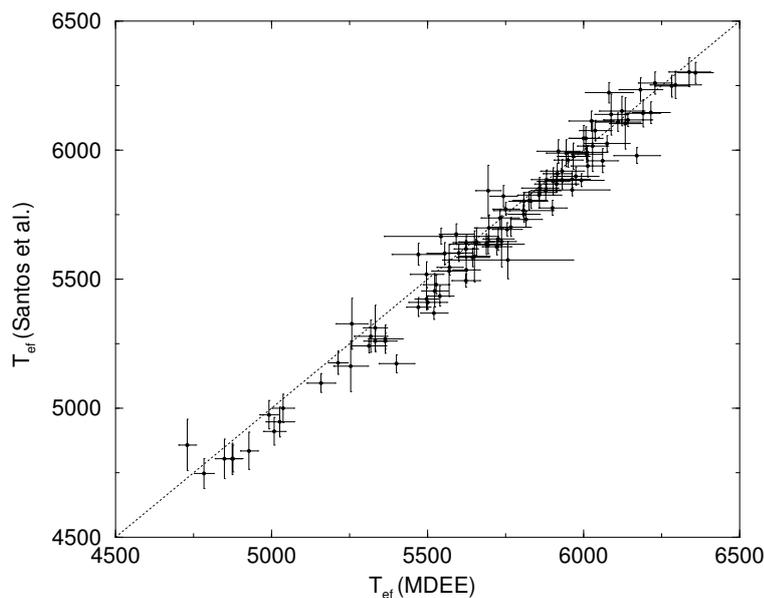


Figura 3.8: Comparación de temperaturas para 106 estrellas de la muestra de Santos et al. (2003)

3.1.4.3. Edvardsson et al. (1993)

La última muestra utilizada ha sido la de Edvardsson et al. (1993), compuesta por 189 estrellas cercanas de tipos F y G. En este caso la determinación de la temperatura está basada en la fotometría $uvby - \beta$. Para ello, los autores construyeron una malla de fotometría sintética a partir de modelos de atmósfera derivados de Gustafsson et al. (1975), a los cuales se añadieron nuevas líneas atómicas y moleculares. La gravedad superficial y la metalicidad fueron también calculadas a partir de los índices Strömgren. A diferencia de las muestras anteriores, los autores no dan los valores individuales de los errores. En general estas determinaciones son menos precisas que las espectroscópicas.

Un total de 122 estrellas pudieron ser utilizadas en la comparación de temperaturas (figura 3.9). La diferencia media ΔT_{ef} (Edvardsson - MDEE) es de -62 K, con una dispersión de 70 K y $T_{ef}(Edvardsson) = 0.9814T_{ef}(MDEE) + 52$.

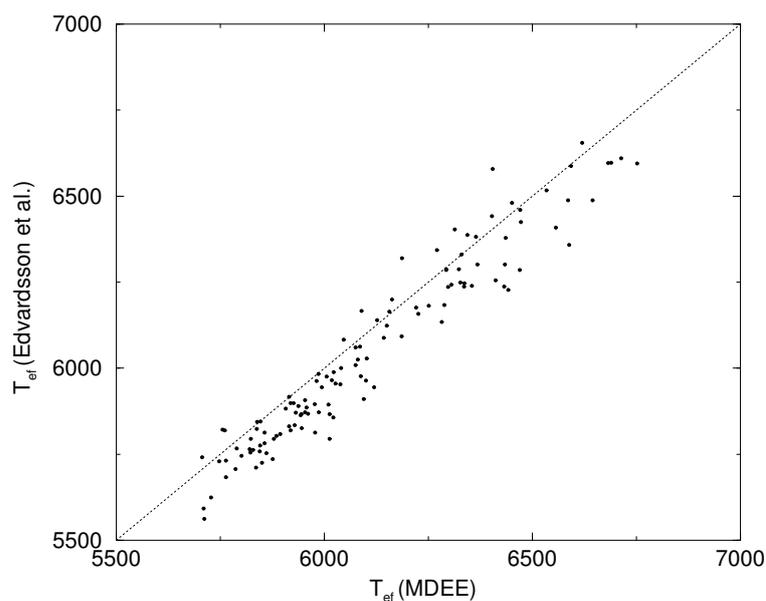


Figura 3.9: Comparación de temperaturas para 122 estrellas de la muestra de Edvardsson et al. (1993)

3.1.5. Discusión

Vemos que excepto para la muestra de Alonso et al. (1996b) las diferencias entre temperaturas son compatibles con un valor de cero dentro de 1σ . En especial para la muestra de (Santos et al. 2003), posiblemente la que posee las determinaciones más precisas tanto de temperatura como de gravedad y metalicidad, la diferencia promedio es inferior a 0.5σ . Sin embargo en todos los casos hemos encontrado que nuestras temperaturas eran en promedio entre un 0.5 y un 2% superiores a las de las diferentes muestras.

Las discrepancias entre temperaturas pueden ser explicadas por el uso de diferentes modelos de atmósfera y de diferentes métodos de cálculo de la temperatura. Así, mientras que algunos métodos (Santos et al. 2003, Fuhrmann 1998) están basados en el ajuste de líneas espectrales, otros (Edvardsson et al. 1993, Alonso et al. 1996a o el nuestro propio) utilizan los modelos de atmósfera para comparar flujos o magnitudes observados con sus correspondientes contrapartidas teóricas.

La búsqueda de posibles relaciones entre las diferencias de temperaturas y otros parámetros como la metalicidad han dado resultados negativos. A modo de ejemplo

mostramos en la figura 3.10 las diferencias entre nuestras temperaturas y las de Edvardsson et al. (1993) en función de la metalicidad. Como vemos la correlación es escasa. Lo mismo sucede con las otras temperaturas comparadas.

En el caso del MFIR, la diferencia encontrada puede ser en parte explicada por el uso de versiones distintas de los modelos ATLAS9 de Kurucz. También el uso de diferentes calibraciones del flujo absoluto (Alonso et al. (1994b) para el MFIR, Cohen et al. (2003b) para el MDEE) pueden contribuir a esta discrepancia.

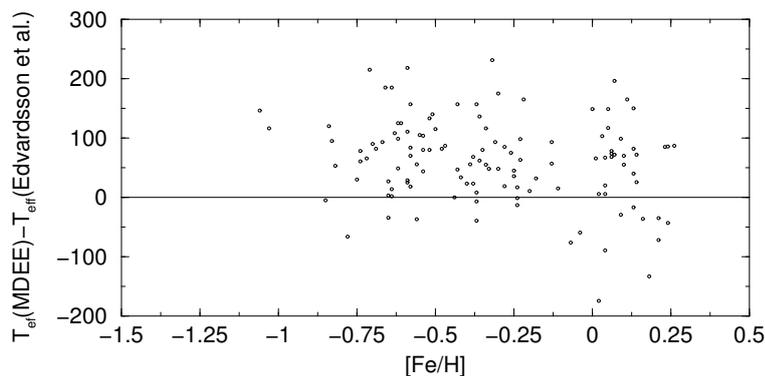


Figura 3.10: Comparación de temperaturas para la muestra de Edvardsson et al. (1993) en función de la metalicidad

Respecto a la diferencia sistemática observada de entre un 0.5 y un 2% podría ser debida a la calibración absoluta del flujo o a los valores de Cohen et al. (2003b) que han sido adoptados para los *puntos cero* de la fotometría sintética. Estos últimos están calculados comparando la fotometría observada de un conjunto de 30 estrellas con la correspondiente fotometría sintética obtenida por convolución de los espectros observados con las correspondientes funciones de respuesta de los detectores para cada banda (tabla 4 de Cohen et al.). De las diferencias obtenidas se infieren los correspondientes *puntos cero*. Su cálculo entraña sin embargo ciertas dificultades, ya que las dispersiones suelen ser del mismo orden que las diferencias entre la fotometría observada y sintética. Un error en estos *puntos cero* podría introducir una discrepancia como la observada en las comparaciones de temperaturas. Posiblemente una revisión de ambos aspectos (calibración absoluta del flujo y *puntos cero* de la fotometría sintética) podría ayudar a interpretar las diferencias observadas. Para ello es necesario, sin embargo, el conocimiento preciso de los flujos absolutos y parámetros fundamentales de un número suficiente de estrellas.

3.2. Correcciones bolométricas

El método de ajuste de la distribución espectral de energía, al proporcionar tanto la temperatura efectiva como el semidiámetro angular, permite también calcular la *corrección bolométrica* de la estrella. A partir de ella podemos determinar la luminosidad de la estrella, siempre que conozcamos su paralaje. Esta luminosidad, junto con la temperatura efectiva, nos permitirá obtener el diagrama HR de nuestra muestra y determinar las edades de los diferentes grupos que la componen, tal como veremos en el capítulo 6.

La integral para todas las frecuencias del flujo observado de una estrella permite definir la magnitud bolométrica aparente m_{bol} a través de la expresión:

$$m_{bol} = -2.5 \log \left(\int_0^\infty f_\nu d\nu \right) + C_{bol} \quad (3.18)$$

donde C_{bol} es una constante que se establece por convenio.

A la diferencia entre la magnitud bolométrica y una magnitud m_x se la denomina corrección bolométrica CB_x :

$$CB_x = m_{bol} - m_x \quad (3.19)$$

Para conocer CB_x debemos antes haber definido la constante C_{bol} , normalmente a partir de la corrección bolométrica en la banda V para el Sol, $CB_V(\odot)$. En este trabajo hemos adoptado para el Sol $V(\odot) = -26.75$ y $m_{bol}(\odot) = -26.83$ con lo que $CB_V(\odot) = -0.08$ (Cox 2000).

Dados la temperatura y el semidiámetro angular de una estrella es fácil expresar la corrección bolométrica en función de estos dos parámetros más la correspondiente magnitud aparente. Para ello escribimos la magnitud absoluta bolométrica como:

$$M_{bol} = -2.5 \log \frac{L}{L_\odot} + 4.74 \quad (3.20)$$

donde L es la luminosidad de la estrella y la constante ha sido derivada a partir del valor de $CB_V(\odot)$.

Teniendo en cuenta que $L = 4\pi\sigma R^2 T_{ef}^4$, reescribimos 3.20:

$$M_{bol} = -5 \log \frac{R}{R_\odot} - 10 \log \frac{T_{ef}}{T_{ef\odot}} + 4.74 \quad (3.21)$$

con $R_{\odot}=6.95508 \cdot 10^8$ m y $T_{ef\odot} = 5777$ K.

Finalmente, utilizando la definición de la magnitud absoluta en una banda cualquiera en función de la distancia ($M_x = m_x - 5 \log r + 5$) y expresando el radio de la estrella en función de su semidiámetro angular ($R = r \theta$), llegamos a la siguiente expresión para la corrección bolométrica:

$$\begin{aligned} CB_x &= M_{bol} - M_x \\ &= -5 \log \left(\mathcal{K} \frac{\theta}{R_{\odot}} \right) - 10 \log \frac{T}{T_{\odot}} - 0.26 - m_x \end{aligned} \quad (3.22)$$

siendo \mathcal{K} el factor correspondiente al cambio de unidades.

Una vez conocida CB para una banda cualquiera podemos calcularla para otra banda simplemente teniendo en cuenta que:

$$CB_x - CB_y = (m_y - m_x) \quad (3.23)$$

De manera similar a la temperatura, podemos calcular el error asociado al cálculo de CB_x en función de los errores en θ , T_{ef} y m_x :

$$\begin{aligned} (\sigma_{CB_x})^2 &= \left(\frac{5}{\ln 10} \frac{\sigma_{\theta}}{\theta} \right)^2 + \left(\frac{10}{\ln 10} \frac{\sigma_{T_{ef}}}{T_{ef}} \right)^2 + (\sigma_{m_x})^2 \\ &= (\sigma_{\mathcal{A}})^2 + \left(\frac{10}{\ln 10} \frac{\sigma_{T_{ef}}}{T_{ef}} \right)^2 + (\sigma_{m_x})^2 \end{aligned} \quad (3.24)$$

3.3. Aplicación a las estrellas de la muestra

3.3.1. Temperaturas efectivas

Una vez definido y caracterizado el método de cálculo de temperaturas efectivas a través del ajuste de la distribución espectral de energía (MDEE), éste ha sido aplicado a la muestra de estrellas descrita en el capítulo 2.

De las 11196 estrellas, 142 se encuentran fuera del rango de validez del método ($4000 \text{ K} < T_{ef} < 8000 \text{ K}$). El histograma de temperaturas del resto de estrellas, así como el de los correspondientes errores relativos se muestra en la figura 3.11.

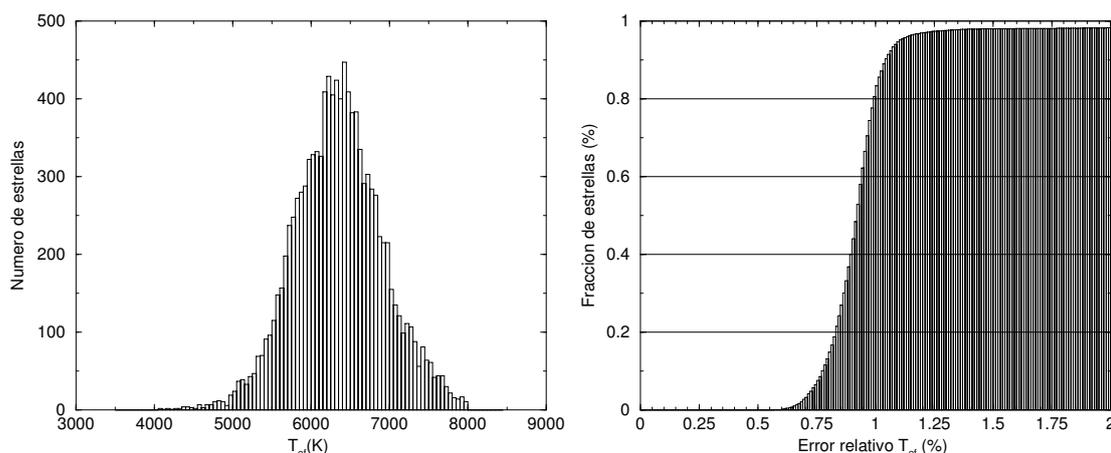


Figura 3.11: Izquierda: distribución de temperaturas 11054 estrellas de la muestra. Derecha: Histograma acumulativo de errores relativos

Las temperaturas obtenidas nos sirven también para estudiar las dependencias de diferentes índices de color con la temperatura. Este aspecto es de gran importancia, puesto que nuestra calibración de la magnitud absoluta (capítulo 4) requerirá de un buen indicador de temperatura, independiente a poder ser de la metalicidad y la luminosidad. En particular hemos analizado los dos indicadores más extendidos dentro de la fotometría Johnson ¹: $(B - V)_T$ y $(V - K)$ (figura 3.12). Aunque ambos colores son claramente sensibles a la temperatura, vemos que $(B - V)_T$ presenta una dispersión debida a la metalicidad mucho más alta que $(V - K)$. Para un $(B - V)_T$ dado la temperatura puede variar hasta 500 K en función de la metalicidad, mientras que en el caso de $(V - K)$ esta variación difícilmente sobrepasa los 250 K.

De la figura 3.12 se desprende que $(V - K)$ es muy buen indicador de la temperatura, siendo posible establecer una calibración de T_{ef} en función de $(V - K)$ y $[Fe/H]$, de forma similar al trabajo de Alonso et al. (1996b) para su muestra de 460 estrellas. En nuestro caso hemos dividido la muestra en dos submuestras ($(V - K)_0 < 1.15$ y $(V - K)_0 \geq 1.15$) con la intención de disminuir los residuos del ajuste. Además se eliminaron las estrellas con un error relativo en la temperatura superior al 1.25 % y se rechazaron aquellas estrellas con un residuo ($|T_{ef} - T_{ef}(ajuste)|$) superior a 3σ . La calibración obtenida fue:

¹En el caso de $(B - V)$ se ha utilizado el color Tycho $(B - V)_T$

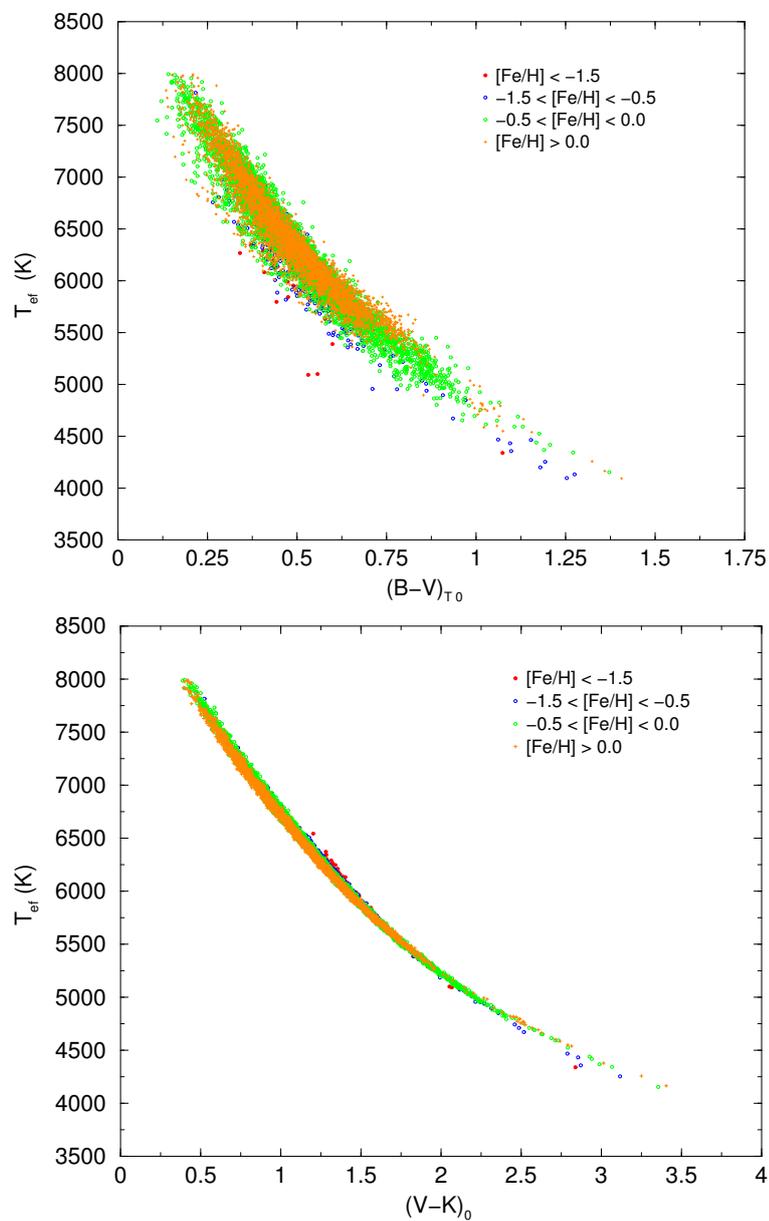


Figura 3.12: Diagramas $(B - V)_T$ -temperatura (arriba) y $(V - K)$ -temperatura (abajo) para 11054 estrellas de la muestra

$0.40 < (V - K)_0 < 1.15$ (4207 estrellas):

$$\begin{aligned}\theta_{ef} &= 0.556 + 0.170(V - K)_0 + 0.019(V - K)_0^2 + 0.015[Fe/H] \\ &\quad + 0.004[Fe/H]^2 - 0.004(V - K)_0[Fe/H] \\ \sigma_\theta &= 0.003\end{aligned}\tag{3.25}$$

$1.15 \leq (V - K)_0 < 3.4$ (6455 estrellas):

$$\begin{aligned}\theta_{ef} &= 0.496 + 0.262(V - K)_0 - 0.015(V - K)_0^2 + 0.028[Fe/H] \\ &\quad - 0.017(V - K)_0[Fe/H] \\ \sigma_\theta &= 0.003\end{aligned}\tag{3.26}$$

donde $\theta_{ef} = \frac{5040}{T_{ef}}$. La desviación estándar en ambos casos se corresponde a unos 20 K. Los residuos no presentan dependencia respecto a ninguna de las dos variables, como se ve en la figura 3.13.

Las calibraciones son válidas en los rangos de color y metalicidad cubiertos por nuestra muestra:

$$\begin{aligned}-3.0 < [Fe/H] < -1.5 &\quad \text{para } 1.2 < (V - K)_0 < 2.8 \\ -1.5 \leq [Fe/H] < -0.5 &\quad \text{para } 0.5 < (V - K)_0 < 3.1 \\ -0.5 \leq [Fe/H] < 0.0 &\quad \text{para } 0.4 < (V - K)_0 < 3.4 \\ 0.0 \leq [Fe/H] < 0.5 &\quad \text{para } 0.4 < (V - K)_0 < 3.4\end{aligned}\tag{3.27}$$

y para las luminosidades de la muestra (secuencia principal y subenanas).

Las relaciones $T_{ef} - (V - K)_0$ para diferentes metalicidades se muestran en la figura 3.14. Observamos que el efecto de la metalicidad en la temperatura es máximo en los extremos de la calibración, y prácticamente desaparece para $(V - K)_0 \approx 1.8$.

Por último hemos dividido la muestra en grupos de diferente metalicidad y representado cada grupo junto con la relación dada por 3.25 y 3.26 para la metalicidad promedio del grupo (figura 3.15). Comprobamos de nuevo que el ajuste obtenido es excelente para todas las metalicidades.

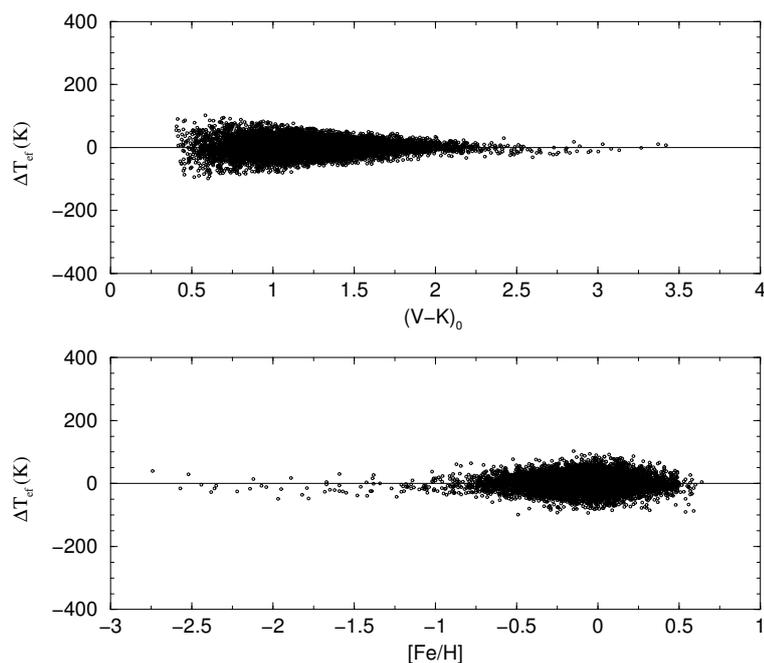


Figura 3.13: Residuos del ajuste T_{ef} en función de $(V - K)_0$ (panel superior) y de la metalicidad (panel inferior)

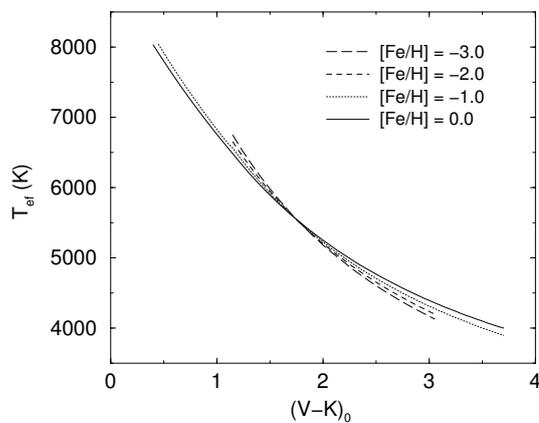


Figura 3.14: Relaciones empíricas $T_{ef} - (V - K)_0$ para cuatro metalicidades distintas

3.3.2. Correcciones bolométricas

Las correcciones bolométricas para las bandas V y K (CB_V y CB_K) han sido obtenidas siguiendo el método descrito en la sección 3.2 para aquellas estrellas con temperaturas dentro del rango de validez del método MDEE. Una vez eliminadas

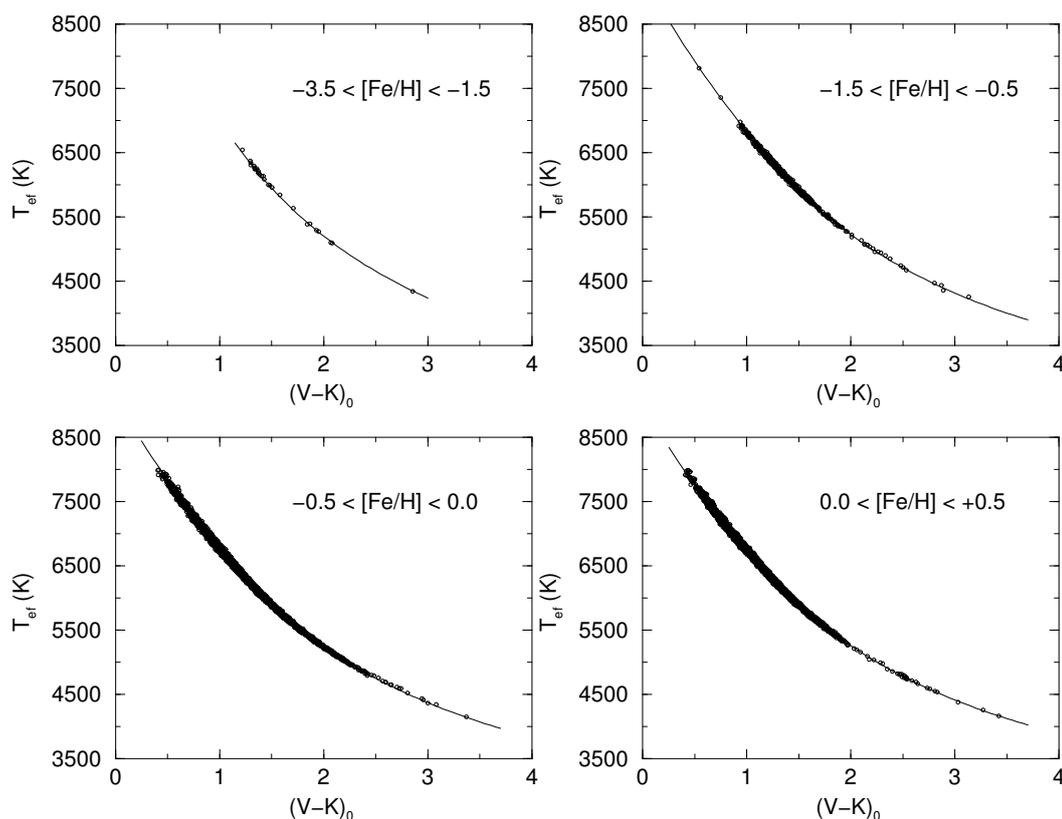


Figura 3.15: Ajuste de la relación $T_{ef} - (V - K)_0$ a cuatro grupos de metalicidad distintos. Las relaciones empíricas corresponden a $[Fe/H] = -2, -1, -0.25$ y $+0.25$

las estrellas con un error en la corrección bolométrica superior a 0.1 mag, el resto muestra una clara dependencia de las correcciones bolométricas con $(V - K)_0$ y la metalicidad (figura 3.16), como era de esperar.

De la misma manera que en el caso de las temperaturas se han obtenido las correcciones bolométricas para CB_V y CB_K en función de ambos parámetros. Las expresiones obtenidas son, para CB_V :

$0.40 < (V - K)_0 < 1.15$ (4236 estrellas):

$$\begin{aligned}
 CB_V &= 0.004 + 0.055(V - K)_0 - 0.085(V - K)_0^2 + 0.094[Fe/H] \\
 &\quad + 0.016[Fe/H]^2 - 0.014(V - K)_0[Fe/H] \\
 \sigma_{CB} &= 0.007
 \end{aligned} \tag{3.28}$$

$1.15 \leq (V - K)_0 < 3.4$ (6479 estrellas):

$$\begin{aligned}
 CB_V &= -0.137 + 0.255(V - K)_0 - 0.151(V - K)_0^2 + 0.124[Fe/H] \\
 &\quad + 0.001[Fe/H]^2 - 0.048(V - K)_0[Fe/H] \\
 \sigma_{CB} &= 0.005
 \end{aligned}
 \tag{3.29}$$

y para CB_K :

$0.40 < (V - K)_0 < 1.15$ (4232 estrellas):

$$\begin{aligned}
 CB_K &= 0.004 + 1.055(V - K)_0 - 0.084(V - K)_0^2 + 0.094[Fe/H] \\
 &\quad + 0.016[Fe/H]^2 - 0.014(V - K)_0[Fe/H] \\
 \sigma_{CB} &= 0.007
 \end{aligned}
 \tag{3.30}$$

$1.15 \leq (V - K)_0 < 3.4$ (6485 estrellas):

$$\begin{aligned}
 CB_K &= -0.135 + 1.252(V - K)_0 - 0.151(V - K)_0^2 + 0.126[Fe/H] \\
 &\quad + 0.001[Fe/H]^2 - 0.049(V - K)_0[Fe/H] \\
 \sigma_{CB} &= 0.005
 \end{aligned}
 \tag{3.31}$$

Los rangos de validez de las calibraciones son los mismos que en el caso de la temperatura (ver 3.27).

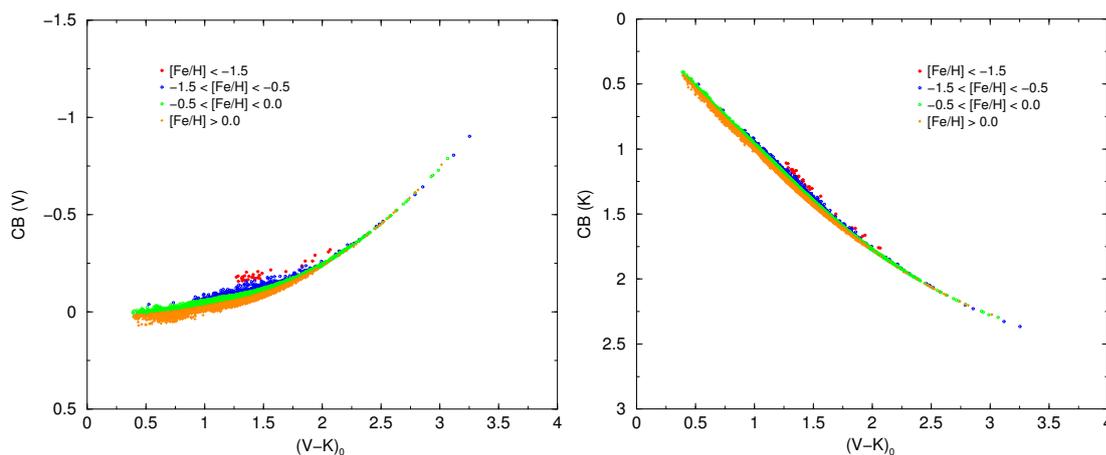


Figura 3.16: Correcciones bolométricas en las bandas V y K en función de $(V - K)_0$ para diferentes metalicidades

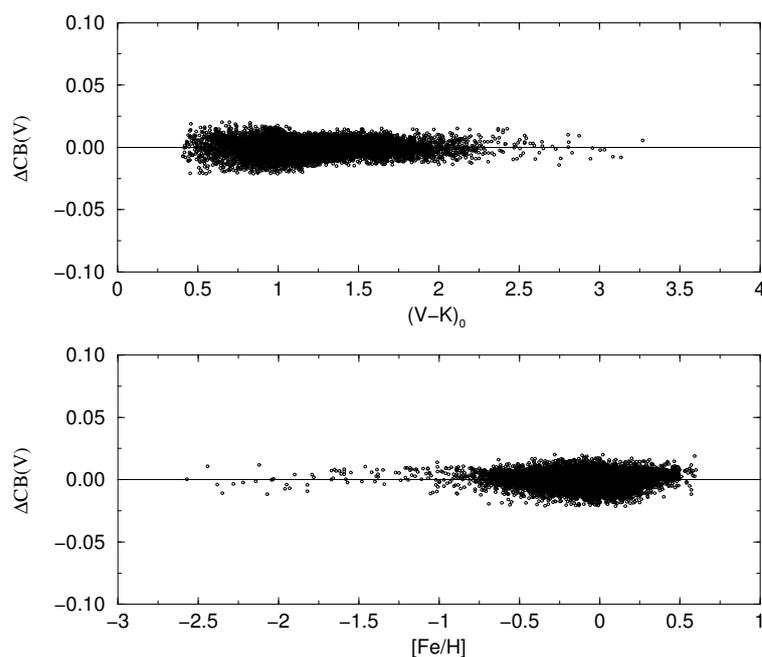


Figura 3.17: Residuos del ajuste de CB_V en función de $(V - K)_0$ (panel superior) y de la metalicidad (panel inferior)

Como vemos ambos ajustes difieren principalmente en el coeficiente de $(V - K)_0$, lo cual es del todo lógico dada la expresión 3.23. Los residuos no muestran dependencia con ninguno de los dos parámetros (figuras 3.17 y 3.18).

Por último se han representado las estrellas de la muestra en grupos de metalicidad junto con la relación empírica promedio (figuras 3.20 y 3.21).

Los ajustes obtenidos para diferentes metalicidades pueden observarse en la figura 3.19. De nuevo puede observarse que el efecto de la metalicidad es máximo en los extremos de la calibración, desapareciendo casi totalmente para $(V - K)_0 \approx 2.5$.

A partir de las relaciones $T_{ef} - (V - K)_0$ y $CB - (V - K)_0$ podemos establecer una relación estándar $T_{ef} - CB$ válida para estrellas de secuencia principal (tabla 3.3.2). Los valores de la tabla 3.3.2 han sido comparados con los trabajos de Flower (1996) y Alonso et al. (1995) (figura 3.22), teniendo en cuenta los diferentes puntos cero de la corrección bolométrica utilizados por cada autor. En el caso de Alonso et al. (1995) se trata de los valores sintéticos obtenidos directamente a partir de los modelos de atmósfera. Por encima de 4500 K existe un buen acuerdo entre nuestros valores y los suyos, para todas las metalicidades consideradas. Por debajo

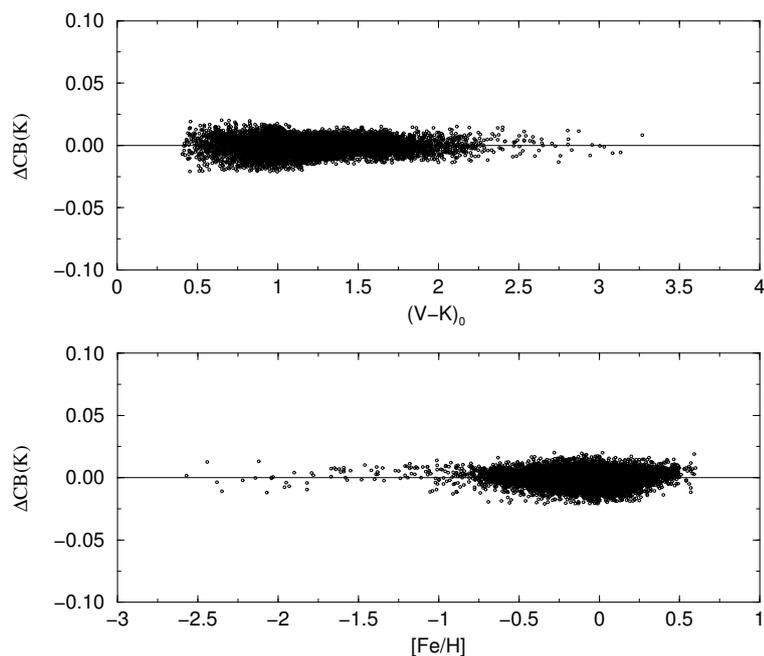


Figura 3.18: Residuos del ajuste CB_K en función de $(V - K)_0$ (panel superior) y de la metalicidad (panel inferior)

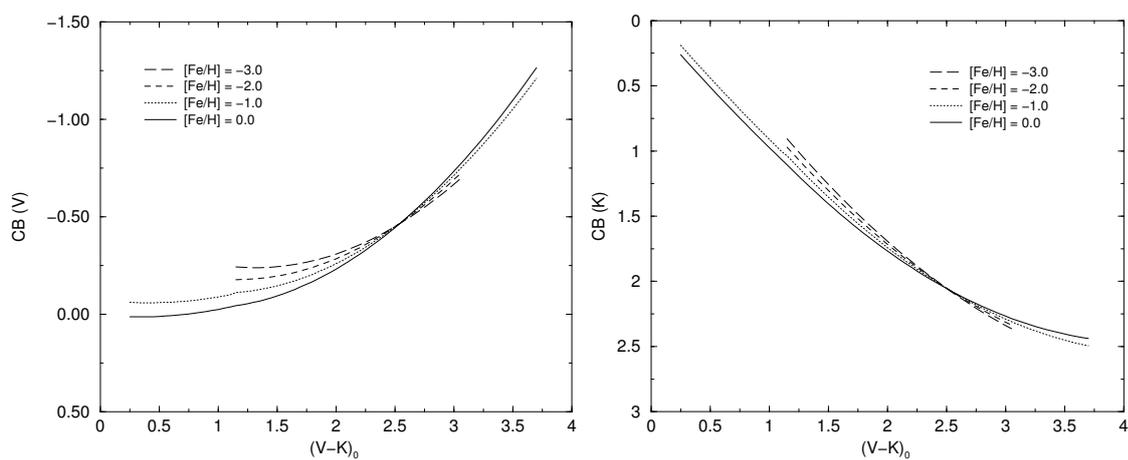


Figura 3.19: Relaciones empíricas $CB_V - (V - K)_0$ (izquierda) y $CB_K - (V - K)_0$ (derecha) para cuatro metalicidades distintas

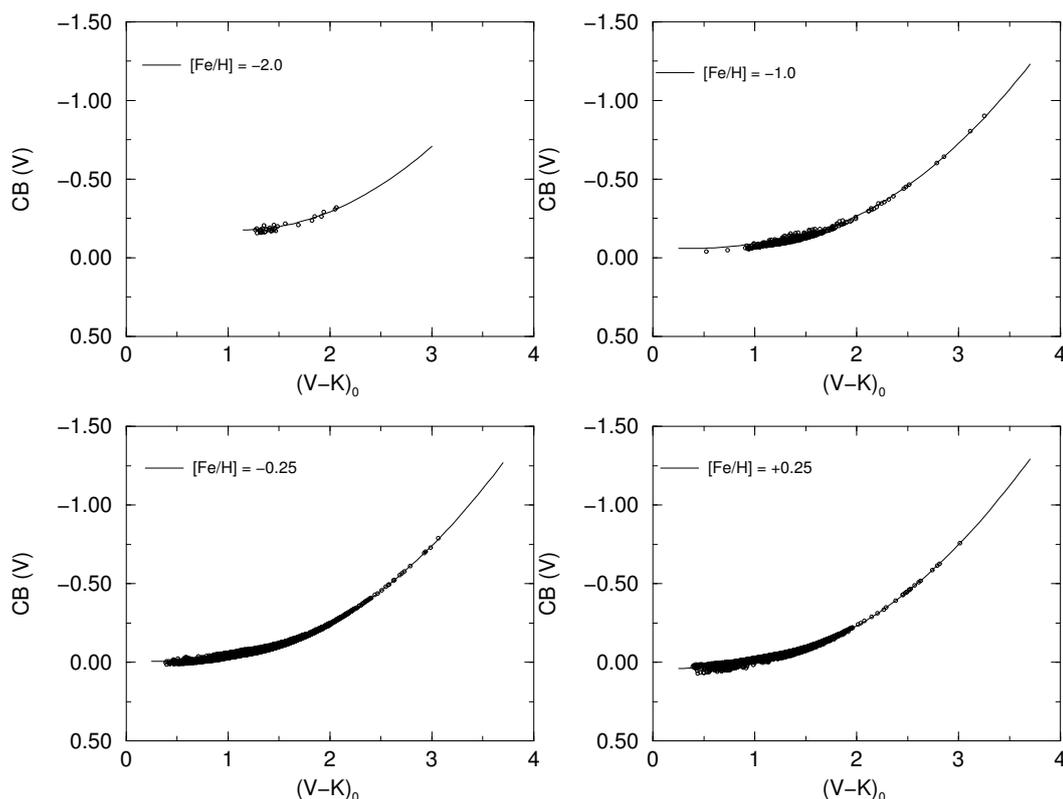


Figura 3.20: Ajuste de la relación $CB_V - (V - K)_0$ a cuatro grupos de metalicidad distintos. Las relaciones empíricas corresponden a $[Fe/H] = -2, -1, -0.25$ y $+0.25$

de esta temperatura hay alguna discrepancia, posiblemente debido a las pequeñas diferencias entre los modelos de atmósfera (recordemos que es precisamente en este rango de temperaturas donde más evidentes se hacen los efectos de los modelos de atmósfera). Los valores de Flower (1996) están calculados a partir de una muestra formada por estrellas de secuencia principal, subgigantes y gigantes, sin restricción en el valor de la metalicidad. Esto podría explicar las diferencias entre sus valores y los de la tabla 3.3.2.

La figura 3.22 nos sirve también para comprobar el escaso efecto de la gravedad superficial en la corrección bolométrica, tal y como deducimos de las relaciones de Alonso et al. para valores de $\log g$ de 4 y 5.

Debido a que se trata de la banda K del sistema *2MASS*, los valores de CB_K de la tabla 3.3.2 no pueden ser comparados con otras calibraciones de $CB(K)$ en otros sistemas fotométricos.

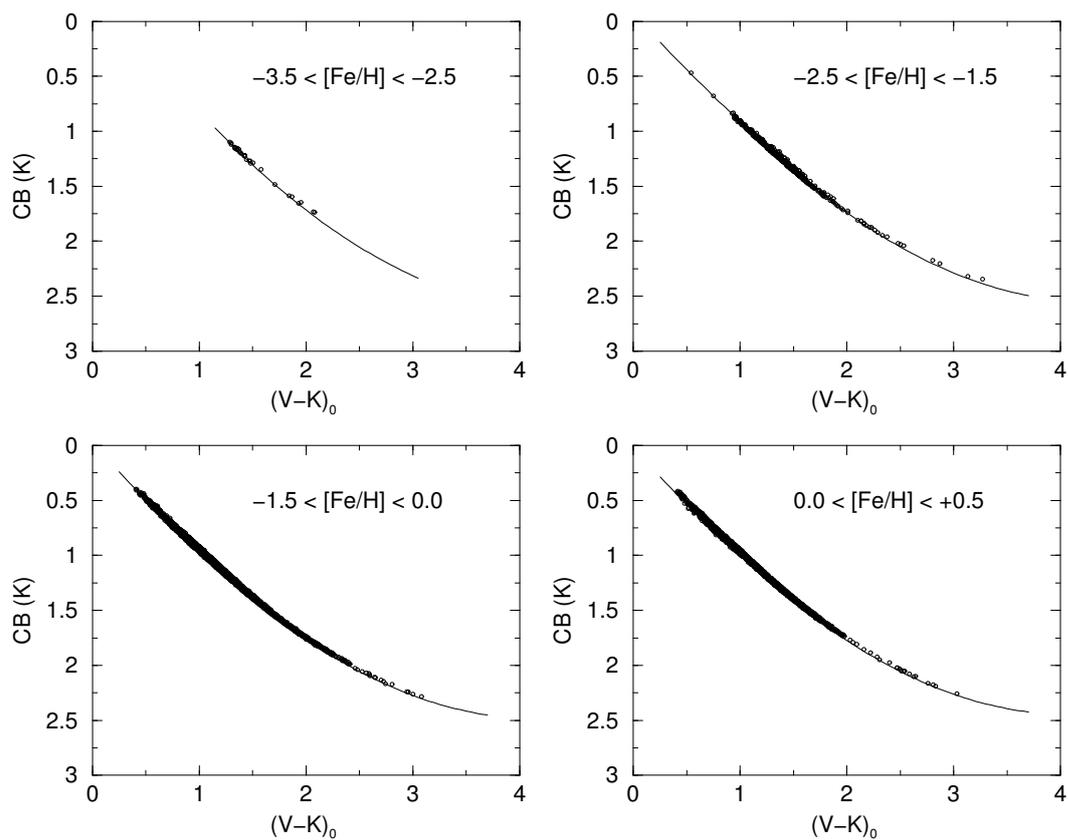


Figura 3.21: Ajuste de la relación $CB_K - (V - K)_0$ a cuatro grupos de metalicidad distintos. Las relaciones empíricas corresponden a $[Fe/H] = -2, -1, -0.25$ y $+0.25$

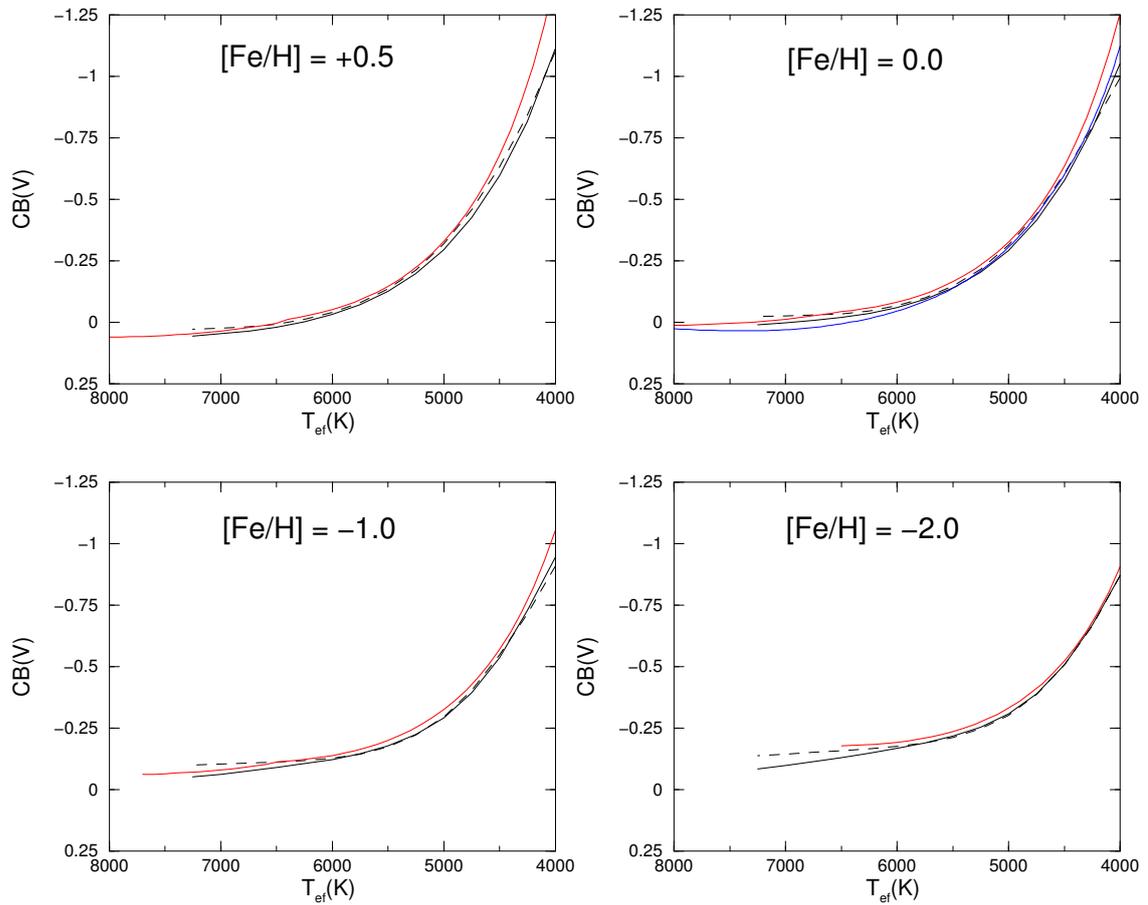


Figura 3.22: Comparación entre los valores de CB_V de la tabla 3.3.2 (línea roja) y los dados por Alonso et al. (1995) (líneas negras). Para cada metalicidad, en el caso de Alonso et al., se ha representado la relación para $\log g = 4$ (línea continua) y $\log g = 5$ (línea discontinua). En el caso de $[Fe/H] = 0.0$ se representa también la relación de Flower (1996) (línea azul)

Tabla 3.2: Relación entre temperatura efectiva y corrección bolométrica para estrellas de la secuencia principal

T_{ef}	$[Fe/H] = +0.5$		$[Fe/H] = 0.0$		$[Fe/H] = -1.0$		$[Fe/H] = -2.0$		$[Fe/H] = -3.0$	
	CB(V)	CB(K)	CB(V)	CB(K)	CB(V)	CB(K)	CB(V)	CB(K)	CB(V)	CB(K)
4000.	-1.398	2.422	-1.264	2.438	-1.057	2.452	—	—	—	—
4100.	-1.206	2.398	-1.097	2.404	-0.929	2.405	—	—	—	—
4200.	-1.043	2.364	-0.955	2.363	-0.820	2.353	—	—	—	—
4300.	-0.903	2.322	-0.833	2.316	-0.725	2.297	-0.646	2.275	-0.587	2.253
4400.	-0.783	2.275	-0.728	2.264	-0.642	2.239	-0.581	2.213	-0.535	2.187
4500.	-0.679	2.224	-0.636	2.210	-0.570	2.180	-0.524	2.150	-0.491	2.122
4600.	-0.589	2.170	-0.556	2.153	-0.508	2.119	-0.475	2.087	-0.452	2.057
4700.	-0.510	2.114	-0.487	2.095	-0.453	2.058	-0.431	2.024	-0.418	1.992
4800.	-0.442	2.056	-0.426	2.036	-0.405	1.997	-0.394	1.961	-0.389	1.928
4900.	-0.381	1.997	-0.373	1.976	-0.363	1.936	-0.361	1.899	-0.364	1.866
5000.	-0.329	1.938	-0.326	1.916	-0.326	1.875	-0.332	1.837	-0.342	1.804
5100.	-0.282	1.879	-0.285	1.857	-0.294	1.815	-0.307	1.777	-0.323	1.743
5200.	-0.242	1.820	-0.249	1.797	-0.266	1.755	-0.286	1.717	-0.307	1.683
5300.	-0.206	1.761	-0.217	1.739	-0.241	1.696	-0.267	1.658	-0.293	1.625
5400.	-0.174	1.703	-0.189	1.680	-0.220	1.638	-0.251	1.601	-0.281	1.567
5500.	-0.146	1.645	-0.165	1.623	-0.201	1.581	-0.237	1.544	-0.271	1.511
5600.	-0.122	1.588	-0.143	1.566	-0.185	1.525	-0.225	1.488	-0.263	1.456
5700.	-0.101	1.532	-0.124	1.510	-0.170	1.470	-0.215	1.434	-0.256	1.402
5800.	-0.082	1.476	-0.108	1.455	-0.158	1.416	-0.206	1.381	-0.251	1.349
5900.	-0.066	1.422	-0.094	1.401	-0.148	1.363	-0.199	1.328	-0.247	1.298
6000.	-0.052	1.368	-0.082	1.348	-0.139	1.311	-0.193	1.277	-0.243	1.247
6100.	-0.039	1.316	-0.071	1.296	-0.132	1.260	-0.188	1.227	-0.241	1.198
6200.	-0.029	1.264	-0.062	1.245	-0.126	1.210	-0.185	1.178	-0.240	1.150
6300.	-0.020	1.213	-0.055	1.195	-0.120	1.161	-0.182	1.130	-0.239	1.103
6400.	-0.012	1.163	-0.048	1.146	-0.116	1.113	-0.180	1.083	-0.239	1.057
6500.	0.004	1.115	-0.043	1.097	-0.113	1.066	-0.179	1.037	-0.240	1.012
6600.	0.012	1.067	-0.035	1.049	-0.102	1.017	—	—	—	—
6700.	0.019	1.019	-0.029	1.002	-0.096	0.970	—	—	—	—
6800.	0.025	0.971	-0.023	0.955	-0.090	0.924	—	—	—	—
6900.	0.031	0.924	-0.017	0.909	-0.085	0.878	—	—	—	—
7000.	0.036	0.877	-0.012	0.863	-0.081	0.833	—	—	—	—
7100.	0.040	0.831	-0.008	0.817	-0.077	0.788	—	—	—	—
7200.	0.044	0.785	-0.004	0.772	-0.073	0.744	—	—	—	—
7300.	0.048	0.740	0.000	0.727	-0.070	0.700	—	—	—	—
7400.	0.051	0.695	0.003	0.683	-0.068	0.657	—	—	—	—
7500.	0.054	0.650	0.005	0.639	-0.065	0.614	—	—	—	—
7600.	0.056	0.606	0.007	0.596	-0.063	0.571	—	—	—	—
7700.	0.058	0.562	0.009	0.553	-0.062	0.529	—	—	—	—
7800.	0.059	0.519	0.011	0.510	—	—	—	—	—	—
7900.	0.061	0.476	0.012	0.468	—	—	—	—	—	—
8000.	0.061	0.433	0.013	0.426	—	—	—	—	—	—