


FÍSICA SOLAR Y CLIMA ESPACIAL

15 DE DICIEMBRE, 2020

PROPIEDADES DE LA CORONA SOLAR

Elena Arjona Gálvez

Master en Astrofísica. Universidad de La Laguna.

Se presenta aquí el informe correspondiente al tercer trabajo de Física Solar y Clima Espacial. En él se abarcarán las distintas propiedades de la Corona Solar y se trabajarán con las distintas especies atómicas que ésta región posee gracias al código Chianti. Es posible encontrar el código desarrollado para esta práctica en el siguiente link: *

1 Primera parte

Con el objetivo de entender las características principales de la composición atómica y radiativa que presenta el plasma de la Corona Solar haremos uso de los datos proporcionados por el código *Bifrost* (Gudiksen et al 2011, *Astron & Astrophys* 531). Este código es, en la actualidad, una de las simulaciones magnetohidrodinámicas más avanzadas que permite explicar, en su mayoría, los fenómenos de la atmósfera solar.

Los datos con los que trabajamos nos proporcionan valores medios como la temperatura, densidad de masa, densidad numérica de electrones y presión a distintas alturas de la atmósfera solar. Donde para una propiedad del plasma, σ se define valor medio como:

$$\langle \sigma \rangle(z) = \frac{1}{A} \int dx dy \sigma(x, y, z)$$

siendo A el area de la sección horizontal de la caja de la simulación con la que se han obtenido los datos.

*Hacer click en el símbolo para ver el código.

Un rápido vistazo a los datos de *Bifrost* nos indica que esta simulación tiene una **extensión vertical de aproximadamente 16.81 Mm**, situándose inicialmente en el interior solar (aproximadamente -2.44 Mm desde la superficie) y finalizando a unos 14.37 Mm. Esto nos permite visualizar la evolución de las distintas propiedades y ver las diferencias existentes entre las regiones solares.

En la figura 1 se presentan las distintas propiedades con respecto a la altura, donde se han marcado las distintas regiones solares.

- **En verde, se representa el interior solar**, región en la cual la altura es negativa. Vemos como en esta zona tanto la temperatura como la densidad y la presión disminuyen hasta llegar a la superficie.
- Una vez llegamos a la superficie, nos encontramos con la **fotosfera (región en rojo)**. Es esta región la responsable de la mayor parte de la radiación que nos llega. Se puede apreciar un cambio de pendiente, aún más negativa, en la densidad y la presión. En referencia a la temperatura el cambio es aún más brusco, llegando a alcanzar el mínimo de temperatura de la simulación. A partir de este mínimo, se considera que se ha entrado en la cromoesfera solar.
- Después del mínimo de temperatura, encontramos la **cromoesfera (región en rosa)**, en la cual esta vuelve a subir.
- **En la zona azul encontramos la región de transición**, donde la pendiente de la temperatura cambia, incrementando de una forma mucho más rápida hasta llegar al orden de unos 10^5 K.
- Se considera que hemos entrado en la **corona solar** cuando la temperatura alcanza aproximadamente los 10^5 K (**zona amarilla**).

Veamos ahora cómo evoluciona la densidad numérica de cada especie. Si consideramos que el Sol está compuesto únicamente por Hidrógeno y Helio y sabiendo que el código asume 10 átomos de Hidrógeno por cada átomo de Helio, la densidad numérica de cada especie vendrá dada tal que:

$$\rho = n_H \cdot m_H + n_{He} \cdot m_{He} ;$$

donde ρ se refiere a la densidad de masa dada por *Bifrost*, m_H y m_{He} son las masas de los átomos de hidrógeno y helio y n_H y n_{He} sus respectivas densidades numéricas.

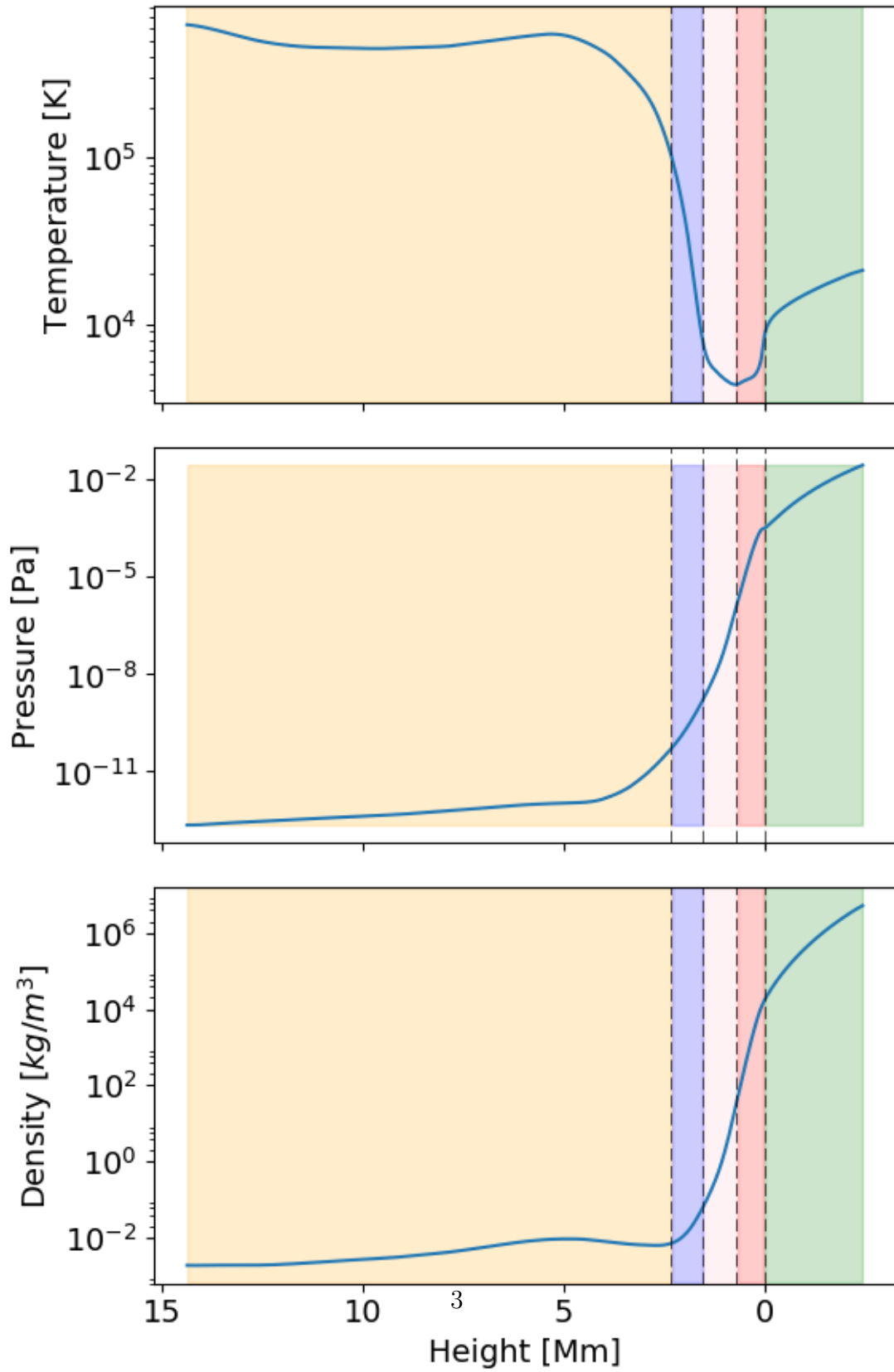


Figure (1) De arriba a abajo: temperatura, presión del gas y densidad de masa con respecto a la altura. En verde se representa la región perteneciente al interior solar, las zonas roja y rosa se refieren a la cromoesfera y fotosfera. La región de transición está marcado en azul y la corona solar la encontramos en amarillo.

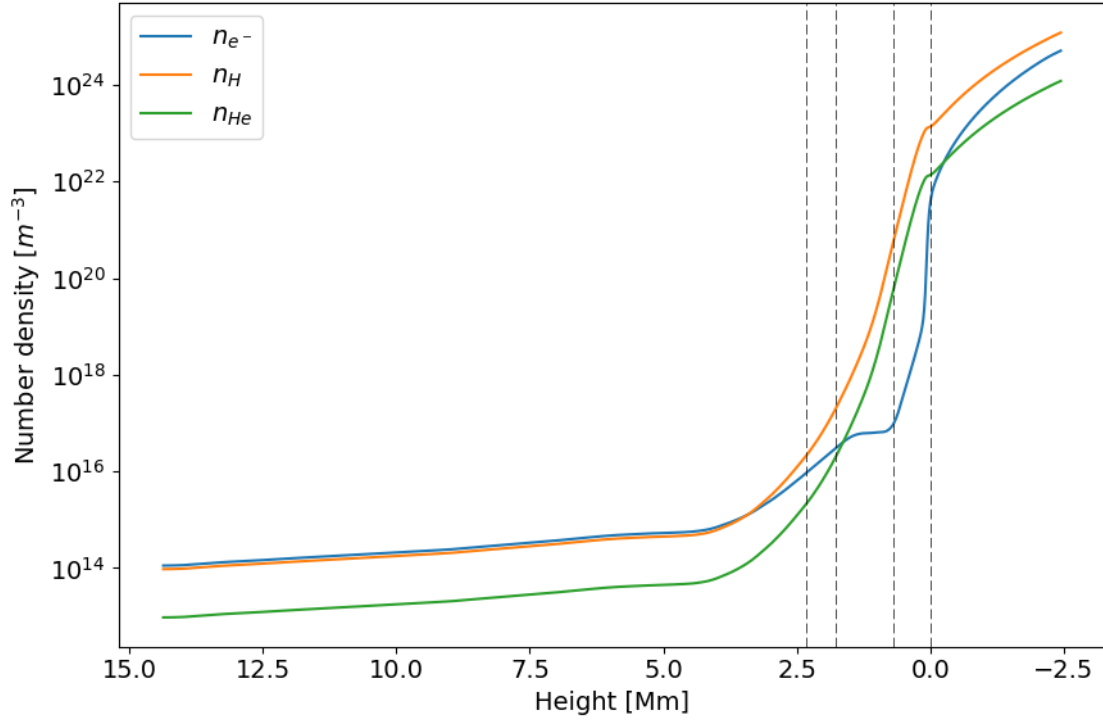


Figure (2) Densidad numérica con respecto a la altura para cada especie atómica: hidrógeno y helio así como para los electrones.

En la figura 2 podemos ver la cantidad de cada especie que tenemos en relación con la altura. Las líneas verticales representan la separación entre las distintas regiones solares vista en la figura 1. Vemos como la densidad de las especies y su relación entre ellas es distinta en cada región. Por un lado, en el interior solar tenemos una densidad electrónica mayor que la correspondiente al Helio. Dicha relación va cambiando a medida que la temperatura decrece ya que se dejan de alcanzar ciertos estados de ionización. Cuando llegamos a la atmósfera solar, la temperatura ha decrecido tanto que la densidad electrónica está por debajo de la densidad de Helio. Vemos como el codo en la densidad electrónica (mayor distanciamiento entre las densidades) coincide con la mínima temperatura vista en la figura 1.

Cuando salimos de la fotosfera, la temperatura empieza a aumentar y con ello la abundancia electrónica hasta llegar, de nuevo, a superar a la densidad de Helio en la región de transición. Por último, en la corona solar, las temperaturas son tan altas, que la densidad electrónica alcanza a la densidad del hidrógeno: nos encontramos con una situación de plasma altamente ionizado.

Definimos la masa media molecular como

$$\mu = \langle m \rangle / m_p$$

con m_p la masa del protón. Definido de esta forma, μ es igual al peso atómico por partícula. Esto nos da una medida directa de las abundancias en términos generales. Por ejemplo, suponiendo un gas puramente compuesto de hidrógeno, si todos los átomos fueran neutros entonces el peso atómico será de $\mu = 1$. Si por otro lado el gas estuviera totalmente ionizado entonces la masa de un átomo de hidrógeno estaría repartida entre dos partículas (el núcleo de H y el electrón libre). El mismo peso atómico estaría repartido entre dos partículas, por lo que $\mu = 0.5$.

En el caso de tener más de una especie, es posible expresar μ como

$$\mu = \frac{\sum_i n_i a_i}{n_e + \sum_i n_i}$$

donde n_i se refiere a la densidad numérica de cada especie, n_e a la densidad electrónica y a_i el número atómico de masa.

Con $a_H = 10^{-3} \text{kgmol}^{-1}$ y $a_{He} = 4 \cdot 10^{-3} \text{kgmol}^{-1}$ para el hidrógeno y el helio, respectivamente, podemos realizar un cálculo de μ para nuestra simulación, figura 3. Para tener una visión general, vamos a analizar dos casos extremos para este modelo: plasma neutro y totalmente ionizado. Si todo el plasma solar fuera neutro, entonces la densidad electrónica sería nula. Realizando el cálculo obtenemos que $\mu \sim 0.909$. Por otro lado, si todo el plasma estuviera totalmente ionizado, la densidad de electrones correspondería a $n_{e^-} = n_H + 3n_{He}$, por lo que, en este caso se obtiene un valor de $\mu \sim 0.435$.

En la figura 3 podemos apreciar los tres casos, el caso general de la simulación, considerando sólo la existencia de Hidrógeno y Helio, y los dos casos extremos. Es posible apreciar como el caso general se acerca a los casos extremos en ciertas circunstancias. En el interior solar, μ se acerca al valor de un plasma neutro a medida que llega a la superficie. En la región fotosférica podemos considerar que el plasma es neutro. Esto se debe al descenso de temperatura que existe; los átomos dejan de tener temperatura suficiente para estar ionizados. Cuando llegamos a la cromoesfera, la temperatura vuelve a aumentar y con ello la fracción de elementos ionizados, por lo que μ desciende. En la corona solar, la temperatura de la atmósfera es tan alta que todos los átomos tienen energía suficiente para ionizarse, por lo que, como podemos ver, es posible considerar que en la corona solar, el plasma se comporta como un plasma totalmente ionizado.

Si ahora representamos la fracción de electrones respecto a los átomos de hidrógeno con respecto a la altura del modelo, figura 4 podemos visualizar de forma más clara

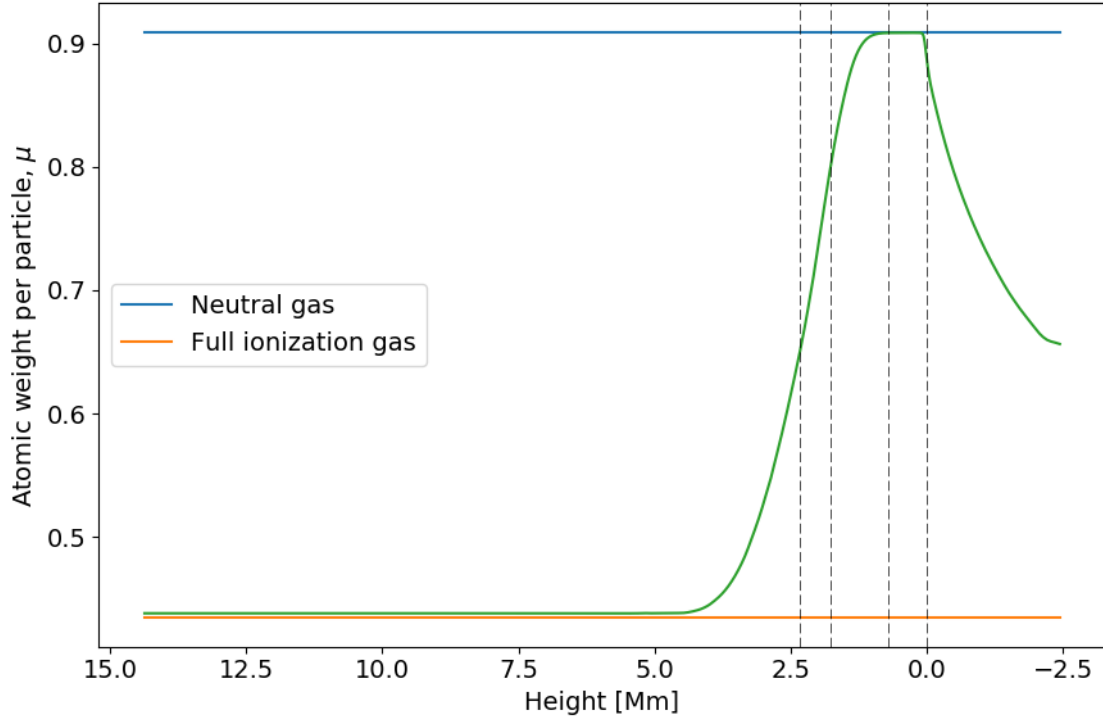


Figure (3) Peso atómico por partícula con respecto a la altura para el modelo dado. Se representan también, en naranja y azul, los casos de ionización total y gas neutro, respectivamente. Las líneas verticales se refieren a las distintas regiones del Sol indicadas anteriormente

lo explicado anteriormente. Las abundancias de electrones libres superan a las que tendría un gas donde el hidrógeno estuviera completamente ionizado con Helio neutro (es decir, $n_{e^-} = n_H$) y en las que el plasma estuviera una vez ionizado, $n_{e^-} = n_H + n_{He}$. Esto reafirma que tenemos un plasma totalmente ionizado en la corona debido a la alta temperatura en la que se encuentra. Las especies tienen energía suficiente para que todos sus estados estén ionizados. Por otro lado, la tendencia del número de electrones con respecto a los átomos de hidrógeno en el interior solar es a la baja, a medida que nos acercamos a la superficie, la temperatura decrece y por tanto la fracción de elementos ionizados baja, disminuyendo así la densidad electrónica. En la región fotosférica y en la cromoesfera baja podemos apreciar un límite, la cantidad de electrones libres es nula debido a que las temperaturas son demasiado bajas como para ionizar siquiera el hidrógeno, tenemos por tanto un plasma neutro. No será hasta que la cromoesfera alcance una temperatura suficiente para ionizar el hidrógeno que la densidad electrónica deje de ser nula, aumentando cada vez más, junto a

la temperatura, hasta llegar a la corona solar, donde encontraremos abundancias electrónicas por encima de la del hidrógeno.

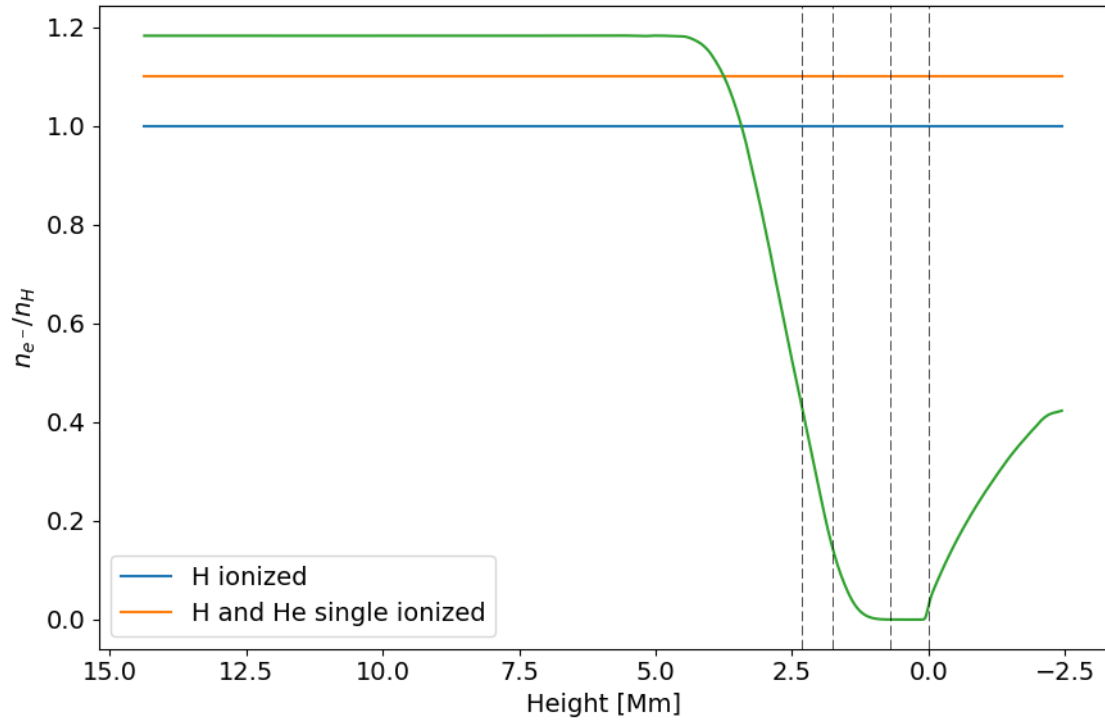


Figure (4) Fracción de densidad electrónica y densidad numérica de hidrógeno con respecto a la altura del modelo. En naranja y azul se representan los casos teóricos en los cuales todo el hidrógeno está ionizado y el Helio neutro (línea azul) y el caso en el que tanto Hidrógeno como Helio están una vez ionizados (línea naranja).

2 Segunda parte

En esta parte de la práctica vamos a trabajar con las especies de iones que se espera estén presentes a diferentes alturas en la atmósfera solar para varios elementos atómicos importantes. Para tener una primera impresión haremos uso del paquete Chi-anti, el cual nos aporta una base de datos bastante completa de los elementos atómicos.

En la figura 5 podemos ver las especies iónicas presentes entre un rango de temperaturas de 10^4 hasta 10^8 grados kelvin. Las líneas verticales nos marcan las temperaturas correspondientes a 10^5 , $10^{5.5}$, 10^6 y $10^{6.5}$ K. Vemos como en cada una de estos valores existe una especie dominante.

- Para el valor de 10^5 grados kelvin tenemos que la especie iónica dominante para cada uno de los átomos es: C-III, O-III, N-III, Ca-III / Ca-IV, Si-V, Fe-V.
- Para el valor de $10^{5.5}$ grados kelvin tenemos que la especie iónica dominante para cada uno de los átomos es: C-V, O-VII, N-VI, Ca-VI, Si-V, Fe-VII.
- Para el valor de 10^6 K: C-VI, O-VII, N-VI, Ca-XI, Si-IX, Fe-IX / Fe-X.
- Para el valor de $10^{6.5}$ K: C-VI, O-VIII, N-VII, Ca-XIII, Si-XIII, Fe-XVII.

Los casos en los cuales hemos aportados dos especies iónicas dominantes se deben a la coincidencia en abundancia. Podemos comprobar como en los casos en los que la especie atómica tenga pocos electrones, obtenemos el mismo valor para las últimas temperaturas. Este es el caso del C y el O. A una temperatura de 10^6 grados kelvin ya hemos alcanzado su total ionización.

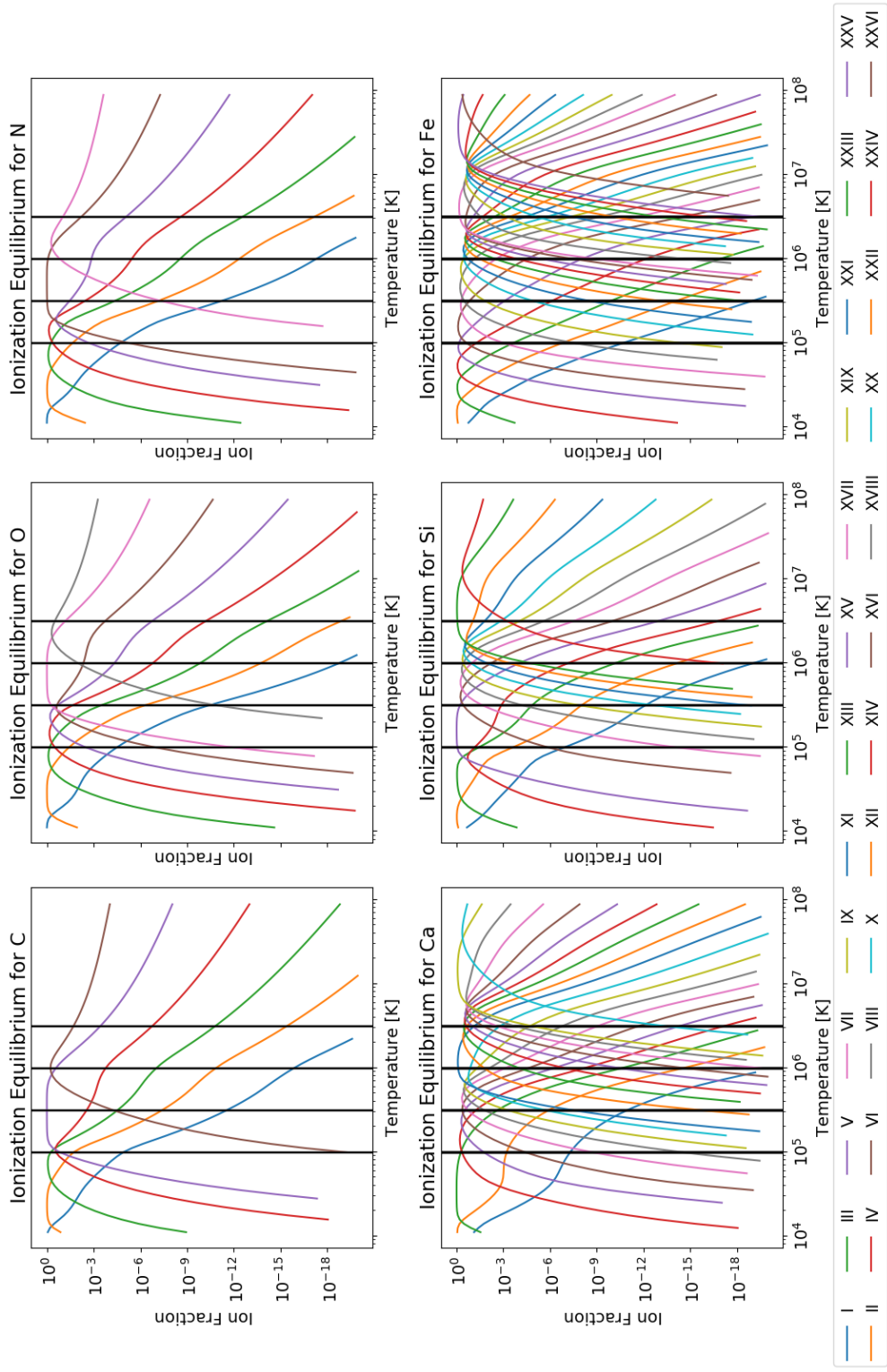


Figure (5) Fracción de ionización con respecto a la temperatura para distintas especies atómicas. Las líneas verticales indican la temperatura de 10^5 , $10^{5.5}$, 10^6 y $10^{6.5}$ K.

Una vez que hemos visto cómo varían las abundancias iónicas de cada especie con respecto a la temperatura, es posible comprobar cómo éstas varían en la corona solar con respecto a la altura. Si tenemos en cuenta la temperatura de la corona solar de nuestro modelo, *Bifrost*, es posible calcular la fracción de ionización para las temperaturas cromoesféricas correspondientes al modelo y con ello vincularlo a la altura de la atmósfera a la que se apreciarían.

En la figura 6 encontramos dicha relación. Con el objetivo de visualizar sólo las abundancias de la corona hemos representado los valores a partir una altura mínima correspondiente a una temperatura de $10^{4.5}$ K. Vemos como para especies con un bajo número de estados de ionización, la dominancia de los estados más altos es prácticamente plena en las capas superiores de la corona.

Debido a las altas temperaturas, en la figuras 5 y 6 obtenemos transiciones electrónicas de especies conocidas altamente ionizadas. Estas transiciones están catalogadas como *transiciones prohibidas* debido a su poca probabilidad de que ocurran, ya que no podrían darse a través de una transición dipolar eléctrica, sólo ocurren debido a dipolos o cuadrupolos magnéticos. Debido a ello, no fue hasta los años 1930 que estas transiciones se identificaron con especies altamente ionizadas. Hasta entonces, se teorizaba la existencia de un nuevo elemento químico llamado *coronium*, observado sólo en la corona solar. Sin embargo, las transiciones de dicho elemento correspondían, entre otras, a las especies Fe-XIV (que provocaba la conocida *green emission line*, Ca XV (*yellow emission line*) y Fe-X (*red emission line*).

Podemos comprobar si realmente nuestro modelo nos proporciona estas líneas o no. Teniendo en cuenta la figura 5, vemos como es posible encontrar las líneas correspondientes a Fe-XIV y Fe-X debido a que se encuentran dentro del rango de temperaturas en el que estamos trabajando con *Bifrost*. Sin embargo, el rango de temperaturas para que observemos la línea correspondiente de Ca-XV se encuentra entre $10^{5.7}$ y 10^6 grados kelvin, el cual no abarca nuestro modelo. De hecho, es posible visualizar la existencia de las dos líneas correspondientes al Fe en la figura 6 mientras que no podemos decir lo mismo para el Ca-XV.

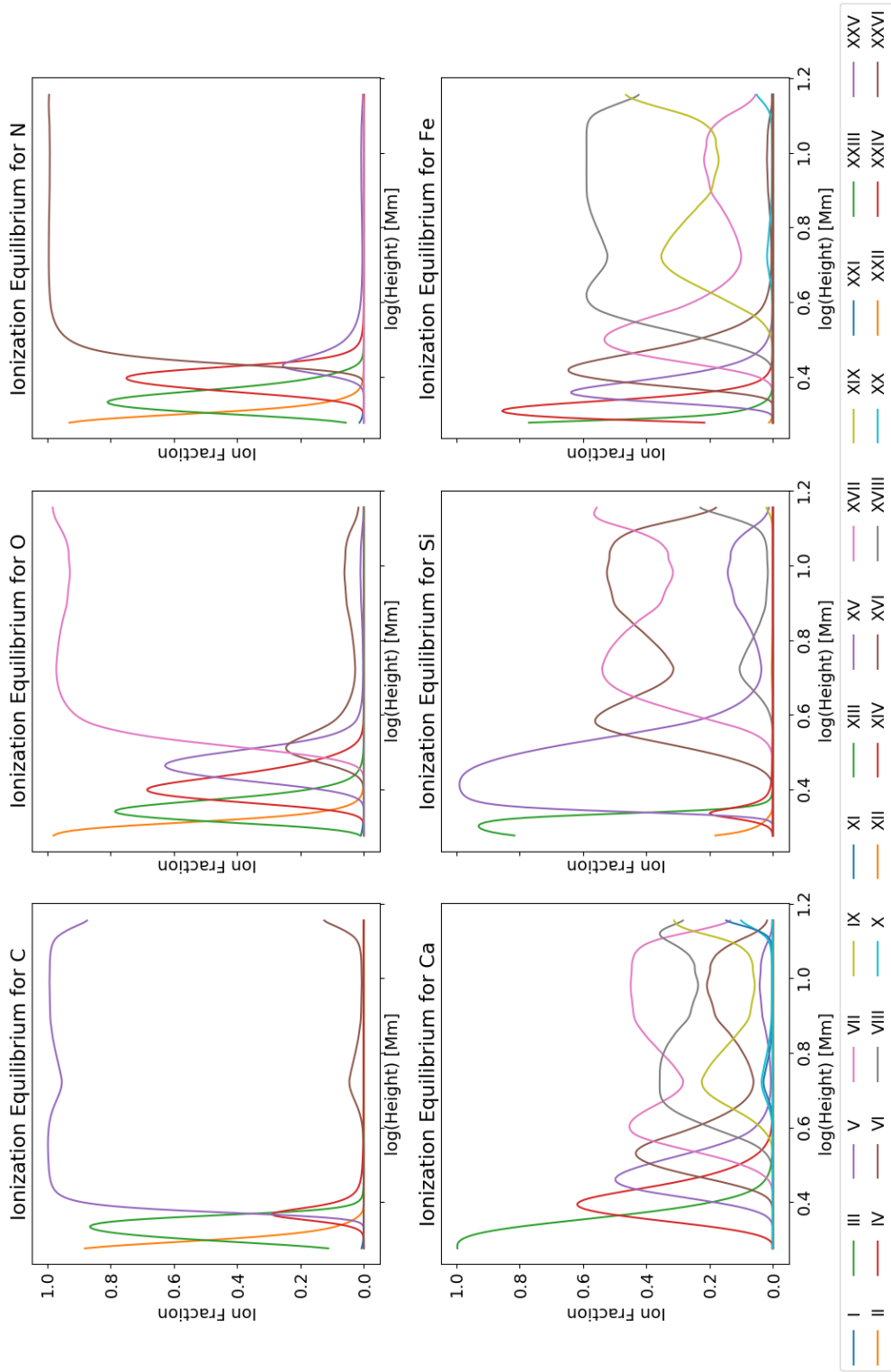


Figure (6) Fracción de ionización con respecto a la altura de la atmósfera.

3 Tercera parte

Es posible realizar también, con el módulo de Chianti, un estudio de la *función de ganancia*, $G(T, \nu_{ij}, n_e)$, la cual es función de cada elemento, estado de ionización y transición electrónica. Más en concreto, vamos a recrear la figura 2.12 de Aschwanden (2005). El autor muestra el resultado de sumar la función de ganancia, G , para todas las posibles transiciones de varias especies iónicas. Si replicamos este cálculo con el mismo rango de temperaturas y teniendo en cuenta la relación $Tn_e = 10^{16} \text{ cm}^{-3} \text{ K}$ (valor usado por Aschwanden en la figura) obtenemos lo que podemos ver en la figura 7, donde se han representado 10 de las curvas más representativas.

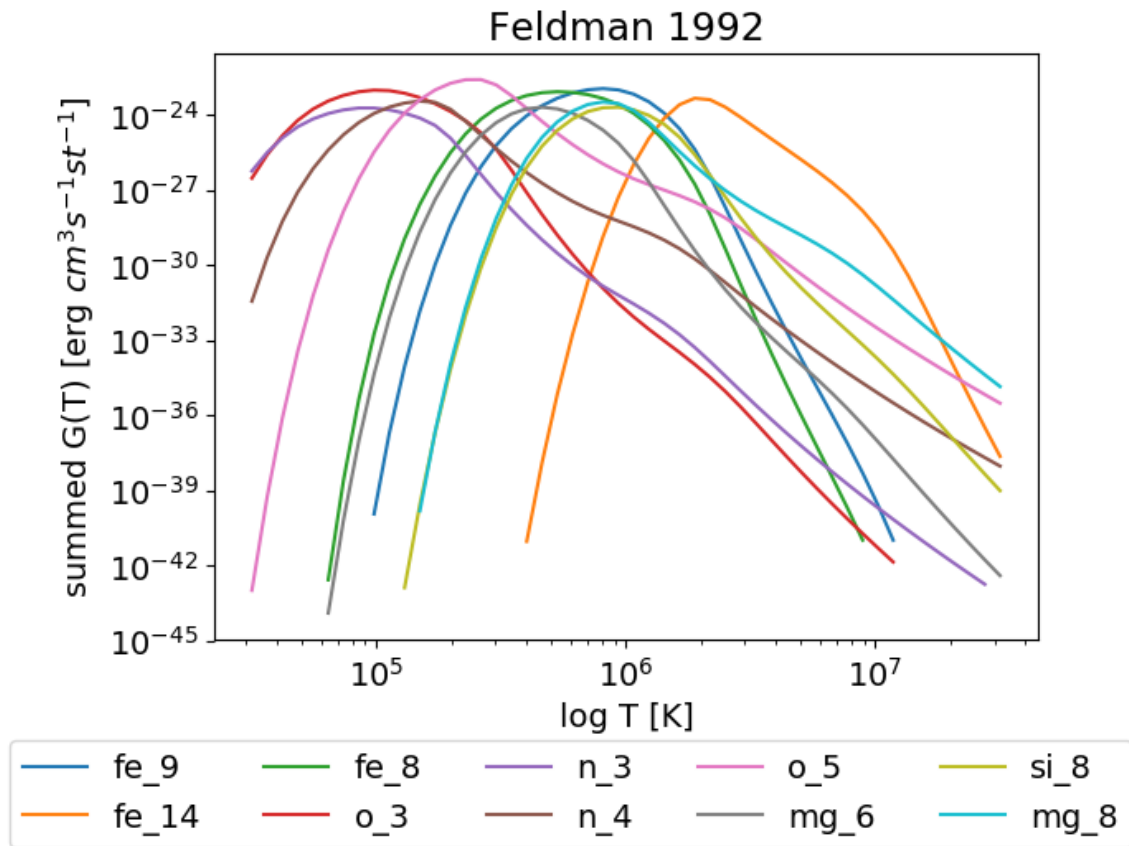


Figure (7) Funciones de contribución, $G(T)$, para diferentes especies ionizadas. Las abundancias han sido tomados de Feldman(1992)

Es posible comprobar como las curvas obtenidas no encajan exactamente con la referencia. Esto es debido a dos puntos importantes, el primero es que, aunque se han

trabajado con los mismos valores para las abundancias, dados por Feldman (1992), debido a un problema con la configuración del módulo los valores correspondientes al equilibrio de ionización son distintos. El segundo punto es que, aunque hayamos trabajado con las mismas abundancias los parámetros atómicos se han ido actualizando con el paso de los años, por lo que se pueden ver discrepancias entre las curvas, en algunas especies más que en otras.

Veamos más en detalle cómo cambian las curvas si usamos otro fichero para las abundancias. En la figura 8 se han representado tres especies distintas usando las abundancias de Feldman (1992) y las abundancias por defecto que nos proporciona el paquete. Vemos como, aunque se aprecian cambios, éstos no son enormemente significativos y el comportamiento de la curva no cambia en ningún caso.

Por último, vamos a calcular la función G para las transiciones relevantes dentro del rango de longitud de onda cubierto por el filtro AIA 171. Este filtro trabaja en el rango de 171 con una anchura de $d = 4.7$. En la figura 9 se pueden ver las distintas representaciones a distintas temperaturas fijas, 10^5 , $10^{5.5}$ y 10^6 K, y para tres especies iónicas del Fe: Fe-IX, Fe-VII, Fe-XIV.

Es posible comprobar a simple vista en la figura 9 como el Fe-IX es mucho más óptimo de observar con este filtro, para las tres temperaturas tenemos picos de intensidad, los cuales son ligeramente más abundantes que para el átomo Fe-VIII. Por otro lado, la especie Fe-XIV nos presenta una visión muy poco asequible para este filtro ya que no observamos nada para la temperatura de 10^5 K.

4 Conclusión

A lo largo de esta práctica, hemos analizado las propiedades y características que encontramos en la Corona Solar con respecto a las demás regiones del Sol. Hemos trabajado con especies altamente ionizadas y hemos descubierto cómo la existencia de estas especies nos lleva a estimar la temperatura de la corona solar. Concluimos aquí con que el estudio de la Corona Solar es un campo aún por explorar y esencial para el entendimiento de la física Solar.

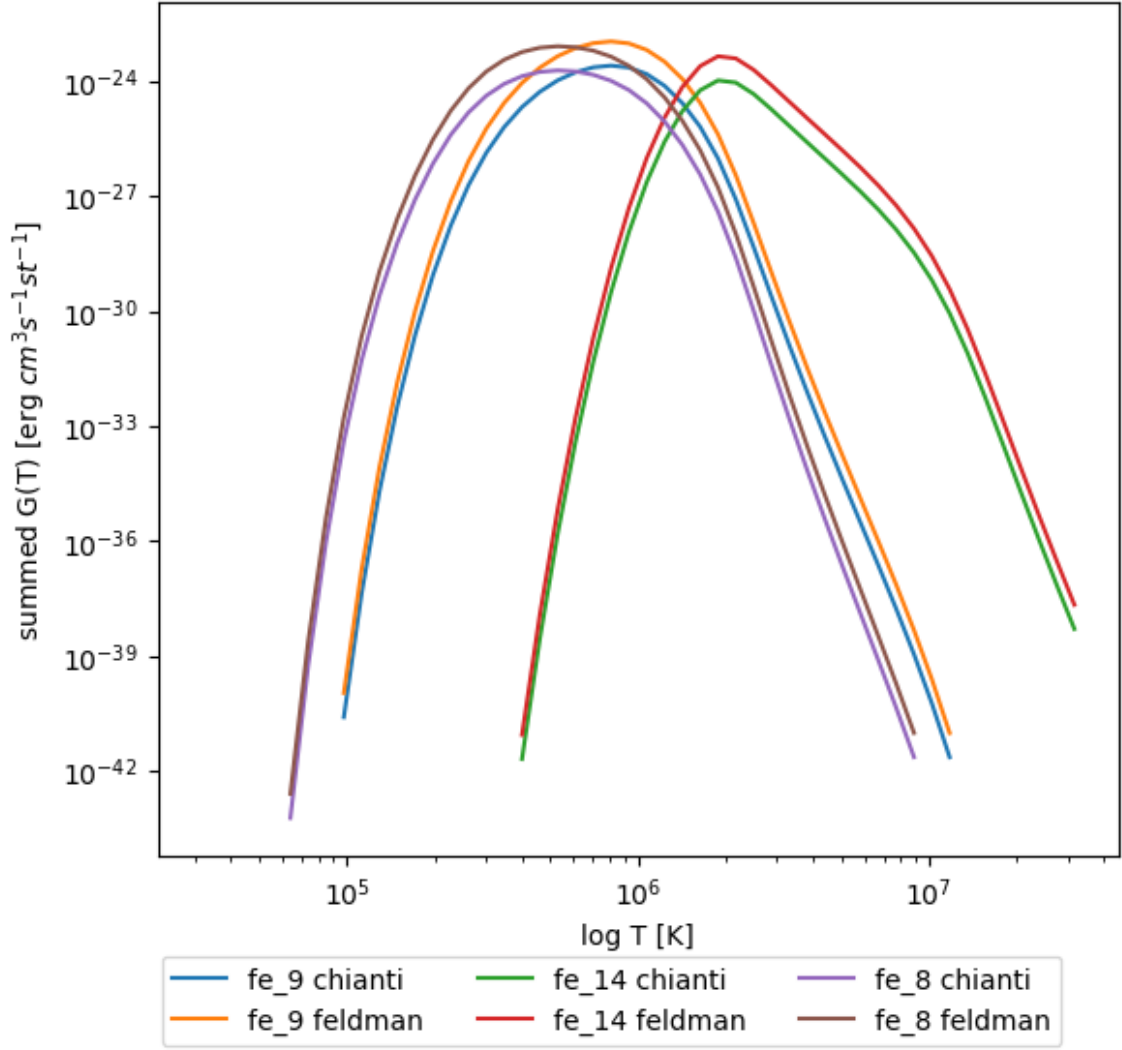


Figure (8) Diferencia entre las funciones de contribución generadas con las abundancias por defecto en el paquete de Chianti y valores de equilibrio de ionización de Feldman(1992)

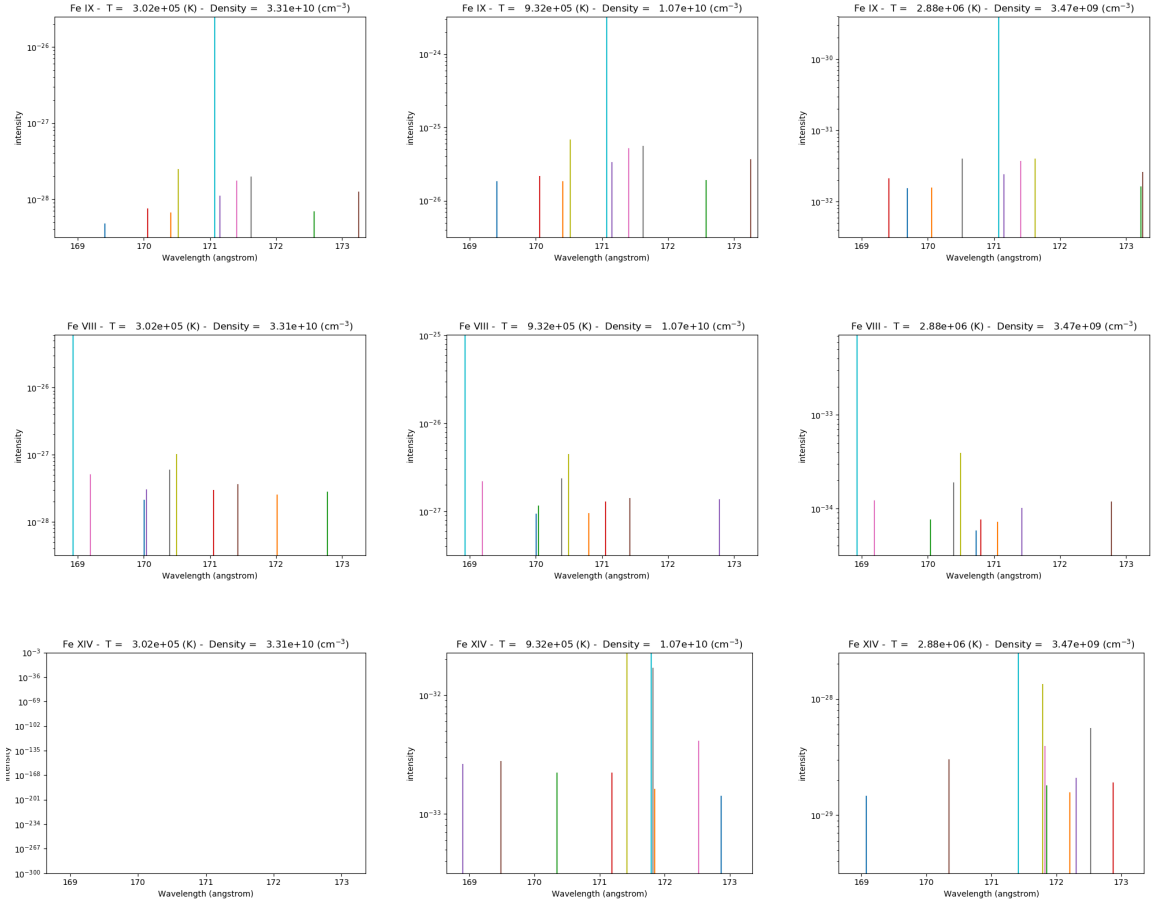


Figure (9) Función G para el rango de longitudes de onda del filtro AIA 171. Se presentan distintas gráficas con distinta temperatura y especie ionizada de Fe.