

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**COTAS DE REFERENCIAS DE LOS DIAGNÓSTICOS DEL
TRIPLETE DE HELIO EN PLASMAS COLISIONALES**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Yolbeiker Rodríguez Baez
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**

Con la tutoría de: Dr. Claudio Mendoza

Octubre-2015
Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**COTAS DE REFERENCIAS DE LOS DIAGNÓSTICOS DEL
TRIPLETE DE HELIO EN PLASMAS COLISIONALES**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Yolbeiker Rodríguez Baez
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciado en Física**
Con la tutoría de: Dr. Claudio Mendoza

Octubre-2015
Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



VEREDICTO

Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Yolbeiker Rodríguez Baez**, Cédula de Identidad **V-21290877**, bajo el título "**Cotas de referencias de los diagnósticos del triplete de helio en plasmas colisionales**", a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciado en Física**, dejan constancia de lo siguiente:

1. Leído como fue dicho trabajo por cada uno de los miembros del Jurado, éste fijó el día 15 de octubre de 2015, a las 2:30 pm, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la Sala de Seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió declararlo aprobado por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

Se levanta la presente acta a los 15 días del mes de octubre de 2015, dejándose también constancia de que, conforme a la normativa jurídica vigente, actuó como coordinador del jurado el tutor del Trabajo Especial de Grado Dr Claudio Mendoza .

Firma del jurado evaluador

Prof Humberto Luis Rojas
Mujica
V-6821576
UCV



Dr Claudio Mendoza
V-3186001
IVIC

Prof Alberto José Bellorín
Rodríguez
V-8382750
UCV

*El universo habla en su propio lenguaje...
busquemos la manera de entenderlo.*

Agradecimientos

En primer lugar, mi especial agradecimiento al Dr. Claudio Mendoza (IVIC) por sugerir y permitirme realizar este trabajo de investigación bajo su tutoría, la cual aproveché en todo momento; además por enseñarme día tras día la labor, disciplina y principios que se debe tener para realizar una carrera científica.

Estoy agradecido con el Dr. Kanti Aggarwal (Queen's University Belfast, Reino Unido) por proporcionar los conjuntos de las fuerzas de colisión para los iones C V, N VI, O VII, Mg XI y Si XIII, datos atómicos fundamentales para llevar a cabo nuestro modelo espectral.

Al Dr. Efraín Gatuzz (UCV) por formar parte de este proyecto de investigación, enseñarme la labor de la astronomía observacional mediante el ajuste espectral y sus valiosas discusiones, permitiendo el entendimiento de los mismos.

Al Dr. Manuel Bautista (Western Michigan University, EE.UU.) por las valiosas discusiones durante el desarrollo del modelo espectral, y sus grandes aportes en la propagación de incertidumbres en los diagnósticos espectrales.

También a los Drs. Adam Foster y Randall Smith (Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, EE.UU.) por proporcionarnos el paquete computacional PyAtomDB para manipular la base de datos atómicos AtomDB. Su ayuda ha sido fundamental para obtener intensidades de líneas en el ajuste espectral de varios iones.

A mis compañeras de estudio Alejandra Hernández y Claudia Sánchez quienes iniciamos juntos esta formación como licenciados en Física, acompañándome durante toda la carrera.

Al grupo del Laboratorio de Física Computacional del IVIC por brindar un ambiente de trabajo amigable, y por compartir y discutir en todo momento ideas y conocimientos.

A la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias en la Universidad Central de Venezuela (UCV), en especial a todos los profesores que contribuyeron en mi formación como licenciado en Física. Y al Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas (IVIC) por darme la oportunidad de ampliar mi formación académica.

Finalmente, agradecido con mi familia y Dios quienes me han guiado en cada uno de mis pasos, dándome fortaleza, su apoyo incondicional, y por siempre creer en mí.

RESUMEN

Se presenta el desarrollo de un modelo espectral en el lenguaje de programación Python para el estudio de las coronas estelares basado en un triplete de líneas de emisión de los iones tipo helio, el cual permite implementar diagnósticos para derivar la temperatura ($G(T)$) y densidad ($R(n_e)$) electrónicas. Este modelo se desarrolla considerando un plasma colisional en equilibrio estadístico conteniendo los iones Si XIII, Mg XI, Ne IX, O VII, N VI y C V. Consideramos distribuciones de energías electrónicas Maxwelliana y no-Maxwelliana (distribución κ), donde esta última presenta una cola supra-termal que tiende a disminuir la temperatura que se obtiene del plasma por medio del diagnóstico $G(T)$. Llevamos a cabo un análisis detallado de los datos atómicos sobre los cuales se basa el modelo, en específico la fuerza de colisión efectiva $\Upsilon(T)$ para asegurar un modelado confiable en un rango amplio de temperaturas. En este sentido, proponemos tabulaciones nuevas y más precisas de las fuerzas de colisión $\Omega(E)$ para los iones O VII y Ne IX. Con la finalidad de establecer cotas de referencias en los modelos espectrales del triplete de He, desarrollamos un método eficiente para determinar las incertidumbres de los diagnósticos espectrales que resultan de los errores de los datos atómicos para las dos distribuciones de energías electrónicas en consideración. Finalmente, realizamos un estudio de las coronas estelares desde el punto de vista observacional con la reducción y análisis de espectros captados por los telescopios espaciales de rayos X *Chandra* y *XMM-Newton*. Usamos el paquete de ajuste espectral XSPEC obteniendo los cocientes R y G del triplete de He en dichas fuentes estelares para los iones en estudio. Concluimos que en una corona estelar no se evidencia una distribución κ a partir de estas observaciones debido a su precisión, y que el plasma coronal consiste de al menos dos componentes a diferentes temperaturas.

Índice general

Lista de figuras	13
Lista de tablas	15
1. Introducción	17
2. Espectroscopía de rayos X	21
2.1. Emisión de rayos X	22
2.1.1. Emisión bremsstrahlung	22
2.1.2. Emisión sincrotrón	23
2.1.3. Dispersión Compton	23
2.2. Líneas de emisión en rayos X	24
2.3. Espectroscopía de rendijas	25
2.4. Observatorios espaciales	26
2.4.1. Telescopio espacial <i>Chandra</i>	26
2.4.2. Telescopio espacial <i>XMM-Newton</i>	29
3. Diagnósticos del triplete de helio	33
3.1. Estudios previos	34
3.2. Procesos atómicos	36
3.2.1. Excitación por colisiones electrónicas	36
3.2.2. Transiciones permitidas y semi-prohibidas	37
3.2.3. Transiciones prohibidas	37
3.2.4. Decaimiento por doble fotón	37
3.3. Diagnóstico de densidad electrónica	38
3.4. Diagnóstico de temperatura	39
3.5. Diagnóstico de ionización	40
4. Modelo de Plasma	41
4.1. Plasmas Colisionales	42
4.2. Parámetros Atómicos	43

4.2.1.	Decaimiento Radiativo	43
4.2.2.	Colisión Ion–Electrón	44
4.3.	Distribuciones energéticas de los electrones	47
4.3.1.	Distribución Maxwell–Boltzmann	47
4.3.2.	Distribución κ no–Maxwelliana	51
5.	Datos Atómicos	57
5.1.	Matriz- R : Cálculo de la fuerza de colisión Ω_{ij}	59
5.2.	Análisis de la fuerza de colisión efectiva	60
5.3.	Propagación de incertidumbres en el modelo espectral	63
5.3.1.	Incertidumbre en la población de los niveles	64
5.3.2.	Incertidumbre de la emisividad	65
5.3.3.	Incertidumbre del diagnóstico espectral	66
5.4.	Resultados	67
5.4.1.	Comparación de los conjuntos de $\Upsilon_{ij}(T)$	67
5.4.2.	Fuerzas de colisión para O VII y Ne IX	68
5.4.3.	Escalamientos en las transiciones de O VII	70
5.4.4.	Escalamientos en las transiciones de Ne IX	74
5.4.5.	Escalamientos en C v, N VI, Mg XI y Si XIII	74
5.4.6.	Incertidumbre en las poblaciones de los niveles	76
5.4.7.	Incertidumbre en el diagnóstico $R(n_e)$	77
5.4.8.	Incertidumbre en el diagnóstico $G(T_e)$	79
6.	Análisis Espectral	85
6.1.	Ajuste Espectral	86
6.1.1.	Estimación de parámetros	88
6.1.2.	Límites de confianza	89
6.2.	Modelo y detección de líneas espectrales	89
6.3.	Reducción de Espectros	90
6.3.1.	Triplete de He en Mg XI	90
6.3.2.	Triplete de He en Ne IX	91
6.3.3.	Triplete de He en N VI y C v	92
6.3.4.	Triplete de He en Si XIII y O VII	93
6.3.5.	ζ Puppis	93
6.3.6.	Diagnósticos $G(T_e)$ y $R(n_e)$ observados	95
6.4.	Mapas de Diagnósticos	96
7.	Conclusiones	107

Índice de figuras

2.1. Emisión bremsstrahlung	22
2.2. Emisión sincrotrón	23
2.3. Dispersión Compton	24
2.4. Serie de líneas espectrales en rayos X	25
2.5. Observatorio espacial <i>Chandra</i>	27
2.6. Espectrometría del HETG	29
2.7. Observatorio espacial <i>XMM-Newton</i>	30
3.1. Triplete de helio	34
3.2. Diagnósticos del triplete de helio	39
4.1. Fuerza de colisión	46
4.2. Coeficiente $R(n_e)$ para el ion O VII	48
4.3. Coeficiente $R(n_e)$ para diferentes iones	49
4.4. Coeficiente $G(T_e)$ para el ion O VII	50
4.5. Comparación entre distribución κ y distribución MB	52
4.6. Coeficiente $G(T)$ con distribución κ	54
4.7. Coeficiente $R(n_e)$ con distribución κ	55
4.8. Cociente $\Upsilon^\kappa/\Upsilon^{\text{MB}}$ de la fuerza de colisión efectiva	56
5.1. Comparación de las tabulaciones de $\Omega(E)$	69
5.2. Fuerza de colisión para Ne IX	71
5.3. Escalamientos de los Υ para O VII (1)	72
5.4. Escalamientos de los Υ para O VII (2)	73
5.5. Escalamientos de los Υ para Ne IX	75
5.6. Incertidumbre en la población de los niveles	77
5.7. Incertidumbre en el cociente $R(n_e)$ para O VII en un plasma MB	78

5.8. Incertidumbre en el cociente $R(n_e)$ para O VII con un plasma MB y distribución κ	79
5.9. Coeficiente $R(n_e)$ con su incertidumbre para varios iones.	80
5.10. Coeficiente $R(n_e)$ al considerar un plasma en un campo radiativo	81
5.11. Diagnóstico de temperatura para varios iones	82
5.12. Cociente G para O VII junto con su respectiva incertidumbre al considerar diferentes números de niveles en el modelo de estructura atómica.	83
6.1. Espectros de las estrellas TZ CrB y Procyon	87
6.2. Triplete de Mg XI para la fuente HR 1099	91
6.3. Triplete de Ne IX para la fuente β Ceti	92
6.4. Espectro de ζ Puppis	94
6.5. Mapa del diagnóstico $G(T)$ en C V y O VII	97
6.6. Mapa del diagnóstico $G(T)$ en N VI y O VII	97
6.7. Mapa del diagnóstico $G(T)$ en Ne IX y O VII	98
6.8. Mapa del diagnóstico $G(T)$ en Mg XI y O VII	98
6.9. Mapa del diagnóstico $G(T)$ de Si XIII y O VII	99
6.10. Mapa del diagnóstico $G(T)$ en Mg XI y Ne IX	99
6.11. Mapa del diagnóstico $G(T)$ de Si XIII y Mg XI	100

Índice de cuadros

2.1. Comparación entre los observatorios espaciales de rayos X.	31
6.1. Lista de las observaciones.	101
6.2. Posición espectral de las líneas del triplete de helio en (a) unidades de longitud de onda (\AA) y (b) unidades de energía keV.	101
6.3. Flujo medido (10^{-5} fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) para las líneas del triplete de helio en O VII, Mg XII y Si XIII.	102
6.4. Emisividad (fotones $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{bin}^{-1}$) para líneas del triplete de He en Ne IX.	103
6.5. Flujo medido (10^{-5} fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) para líneas del triplete de He en N VI.	103
6.6. Coeficientes $R(n_e)$ y $G(T_e)$ observados en diferentes fuentes estelares.	104
6.7. Comparación de los diagnósticos del triplete de He para Si XIII	105
6.8. Comparación de los diagnósticos del triplete de He para Mg XI	105
6.9. Temperatura electrónica para varias fuentes estelares obtenidas con el cociente G	106

Capítulo 1

Introducción

Entre las regiones más calientes del universo podemos encontrar los remanentes de supernovas producidos por la implosión de estrellas masivas; los discos de acreción, la materia circundante alrededor de diversos objetos compactos tales como agujeros negros, estrellas de neutrones y proto-estrellas; el núcleo estelar, lugar donde se forman los diversos elementos químicos a partir del elemento más abundante que es el H; y las coronas estelares. La corona forma parte de las capas más externas de las estrellas, e inicialmente se proponen de manera teórica como una consecuencia directa de la convección estelar [1]. La corona es una región alejada de la superficie estelar y, sin embargo, posee una temperatura sumamente elevada alcanzando los millones de grados. Hoy en día no se puede explicar con certeza cuál es el mecanismo que da origen a estas temperaturas tan elevadas, ya que la temperatura en la superficie para una estrella es de miles de grados (aproximadamente 5700 K para el Sol, por ejemplo). Se ha propuesto que de dicho calentamiento se debe a los intensos campos magnéticos presentes en esta región [2], ruptura magnética debido a vientos estelares [3] y mediante la disipación de ondas magnetohidrodinámicas (ondas Alfvén) [4].

Una estrella emite radiación electromagnética en un rango amplio de longitudes de onda, pero la emisión de radiación de la corona estelar se encuentra principalmente en el extremo ultravioleta y rayos X, es decir, la radiación más energética. Del punto de vista observacional, las coronas estelares se han estudiado desde hace mucho tiempo, la primera levantada en detalle siendo por supuesto la solar (ver, por ejemplo, [5, 6, 7]). Este estudio inicialmente se llevó a cabo mediante globos aerostáticos, es decir a una altura suficientemente elevada ya que la atmósfera terrestre es opaca a la radiación altamente energética obstaculizando su estudio desde la superficie de la Tierra. Posteriormente con el lanzamiento y puesta en órbita de diferentes telescopios espaciales, se ha podido revisar con

más detalle esta región del espectro electromagnético. El desarrollo de estos instrumentos de observación ha dado lugar al estudio del universo mediante la espectroscopía de alta resolución, una de las técnicas más aplicadas en la astronomía. Estos equipos de detección de radiación se han mejorado al pasar los años, y hoy en día contamos con los telescopios espaciales *Chandra* y *XMM-Newton* para estudiar la región de los rayos X, los cuales son capaces de realizar espectroscopía mediante rendijas en alta resolución.

En los espectros de las coronas estelares, obtenidos mediante estos telescopios, se pueden distinguir un gran número de líneas de emisión que provienen de las desexcitaciones radiativas de los átomos e iones presentes en la corona. En particular, en dichos espectros se puede distinguir un conjunto de tres líneas de emisión que provienen de los iones tipo helio. Este triplete de líneas se puede detectar en la región de rayos X para iones como Si XIII, Mg XI, Ne IX, O VII, N VI y C V. Cabe destacar que en astronomía los estados de ionización de un elemento parten de II ya que al estado neutral se le asigna I.

Este triplete de líneas de emisión en un ion tipo He dado es extensamente utilizado en el estudio de las coronas, ya que los cocientes de las intensidades de estas líneas espectrales dan lugar a diagnósticos que permiten obtener la densidad y temperatura electrónica del plasma emisor. Estas propiedades físicas se obtienen a través de modelos espectrales del plasma, y en el caso de una corona estelar, se modela mediante un plasma colisional a una elevada temperatura y un alto grado de ionización, donde los niveles de energía de los iones se encuentran en equilibrio estadístico.

Hasta ahora, la gran mayoría de estos modelos espectrales asumen una distribución de energías electrónicas tipo Maxwell-Boltzmann [8, 9, 10]; esta es una distribución de energías clásica la cual es utilizada ampliamente en la astronomía. Sin embargo en [11] se propone que en las coronas estelares puede haber evidencia de distribuciones no-Maxwellianas, ya que los electrones pueden obtener energías muchos mayores de las que establece la distribución clásica debido a los intensos campos magnéticos y gradientes de temperatura. La distribución no-Maxwelliana que se propone es la distribución κ (ver [12]), la cual se caracteriza por tener una cola electrónica supra-térmica.

El modelo de un plasma en equilibrio estadísticos implica el uso de datos físicos que nos permiten describir los procesos atómicos que involucran a los iones, tales como la excitación y des-excitación de los electrones ligados por colisiones y la absorción y emisión de radiación. Estos datos atómicos son las energías de los niveles ligados del átomo; las fuerzas de colisión que nos permiten describir las excitaciones y des-excitaciones del átomo mediante colisiones con electrones ([13, 14, 15, 16, 17, 18]) y las tasas de decaimiento radiativo espontáneo de los electrones mediante la emisión de radiación electromagnética

([16, 17, 19, 20, 21]). A fin de construir un modelo espectral completo y preciso, es necesario analizar estos datos atómicos para cada ion con la finalidad de determinar el rango de temperaturas donde aseguren la mayor confiabilidad. En este sentido, hacemos en el presente trabajo un estudio exhaustivo de las fuerzas de colisión en los iones de Si XIII, Mg XI, Ne IX, O VII, N VI y C V.

La exactitud de estos datos atómicos debe ser conocida antes de obtener conclusiones fiables mediante comparaciones físicamente realistas entre el modelo teórico y las observaciones espectrales. Aunque estos datos atómicos son cálculos teóricamente, poseen un rango de incertidumbres que se propaga a través del modelo espectral y afecta a los resultados obtenidos de los diagnósticos. En base a esto, se aplica en el presente trabajo un método general para analizar y determinar el grado de incertidumbre de los diagnósticos espectrales basados en las tres líneas de emisión de los iones tipo helio, y así obtener inferencias más fiables de las observaciones.

El desarrollo del modelo espectral, debido a que ha involucrado el manejo de volúmenes de datos extensos, se ha codificado en el lenguaje de programación Python, un lenguaje dinámico y multi-plataforma que permite el uso de librerías científicas tales como Numpy, Scipy y Matplotlib. En este sentido, Python ha facilitado enormemente el procedimiento de la programación. Además que en los últimos años el progreso de dicho lenguaje dentro de la ciencia se ha incrementado, en especial en la astronomía con el desarrollo de librerías tales como PyAtomDB, PyAstronomy y Pyxspec.

No obstante a través del análisis espectral, estas líneas de emisión de los iones tipo helio se caracterizan por tener una intensidad mucho menor comparada con otras líneas espectrales, y además la diferencia en energía entre estas líneas disminuye a medida que se consideran elementos más pesados. Desde este punto de vista, el estudio de las coronas estelares cuenta con la gran limitación de la resolución espectral que deben poseer los detectores en los telescopios para discernir con gran detalle las líneas espectrales en los espectros analizados. Cabe mencionar que para el próximo año se espera el lanzamiento de un nuevo telescopio espacial, ASTRO-H¹, que estará dedicado a estudiar el universo en rayos X con un poder de resolución mucho mayor (< 7 eV) del que poseen los telescopios disponibles actualmente, y en específico estudiará de manera detallada este conjunto de tres líneas de los iones tipo helio para los elementos desde neón hasta níquel. Por lo tanto, el presente trabajo presenta una base de modelos espectrales para establecer cotas de referencia que aseguren mayor grado de confiabilidad en el análisis espectral con este

¹<http://astro-h.isas.jaxa.jp/en/>

nuevo y poderoso observatorio espacial.

El reporte de este trabajo de investigación está organizado de la siguiente manera. En el Capítulo 2 se describe de manera detallada la espectroscopía de rayos X, incluyendo los procesos físicos que dan origen a los fotones en este rango de energías; igualmente se describen las características de los observatorios de rayos X utilizados en el estudio de la astronomía en estas longitudes de onda, así como el proceso que aplican dichos telescopios para obtener los espectros de las fuentes estelares. El Capítulo 3 se dedica al estudio de las tres líneas de emisión características de los iones tipo helio, describiendo todos los procesos que le ocurren a la estructura atómica en un plasma tipo colisional. En el Capítulo 4 se desarrolla el modelo espectral teórico para determinar los diagnósticos de temperatura y densidad electrónica basados en los iones tipo helio para distribuciones de energías electrónicas tipo Maxwelliana y no-Maxwelliana, en conjunto con los formalismos teóricos de estas distribuciones. En el Capítulo 5 se analizan los datos atómicos en los que se basan los modelos espectrales, realizando un estudio exhaustivo de las fuerzas de colisión, al igual que se describe el método utilizado para calcular dichas tabulaciones y se calculan nuevos datos para remediar algunas deficiencias; también se analizan las incertidumbres de los diagnósticos teóricos en base a la propagación de errores presentes en la data atómica. En el Capítulo 6 se realiza el estudio de las coronas estelares desde el punto de vista observacional, realizando la reducción y ajustes de los espectros de varias fuentes estelares. Los resultados de este trabajo se presentan y describen en cada capítulo, y se resumen en el Capítulo 7 donde presentamos las conclusiones de esta investigación.

Capítulo 2

Espectroscopía de rayos X

Los rayos X son un tipo de radiación electromagnética cuyo rango de energías se encuentra entre 0,1 keV y 10 keV, lo que corresponde a longitudes de onda entre 100 Å y 1 Å. Se caracteriza por ser una radiación altamente energética capaz de atravesar o ser invisible a materiales opacos o con baja densidad.

La astronomía de rayos X nace en 1962 gracias al repentino descubrimiento de *Scorpius X-1*, la primera fuente extra-solar de rayos X; esta investigación se llevó a cabo por Giacconi y colaboradores [22] quienes mapearon todo el cielo mediante el uso globos aerostáticos y cohetes rudimentarios. Este estudio concluyó que esta estrella emitía en este rango de energías una radiación mucho mayor que el Sol en todo su espectro electromagnético. En base a esto, durante los siguientes años se descubrieron más fuentes de emisión de rayos X en todo el cielo mediante observaciones realizadas en globos aerostáticos y misiles sondas, pero el desarrollo de la astronomía de rayos X como disciplina observacional se da con el lanzamiento de los primeros telescopios espaciales de rayos X a partir de 1970, observando tanto las estrellas más cercanas como las galaxias más distantes y las regiones más calientes del universo.

Sin embargo, la espectroscopía de rayos X comienza su desarrollado en la última década gracias al desarrollo de nuevas tecnologías para los telescopios espaciales. La espectroscopía juega un papel fundamental en astronomía ya que con este método se pueden determinar parámetros físicos tales como densidad, temperatura, composición química y las abundancias relativas a hidrógeno de los elementos químicos de los cuerpos celestes en estudio.

2.1. Emisión de rayos X

La emisión de rayos X en el universo se genera principalmente cuando la materia se calienta a ciento de millones de grados Kelvin; estas temperaturas pueden ser alcanzadas bajo la presencia de grandes campos magnéticos o campos de gravedad muy intensos. Sin embargo este grado de calentamiento no se alcanza en la mayoría de las estrellas, y éstas entonces emiten radiación en la región de rayos X mediante diferentes procesos que se describen a continuación.

2.1.1. Emisión bremsstrahlung

También conocida como radiación de frenado, es un tipo de radiación electromagnética que se origina por la desaceleración de partículas cargadas, generalmente electrones, al ser deflectadas por otras partículas (iones); es decir, cuando experimentan un determinado potencial (ver Figura 2.1). La partícula incidente pierde energía cinética que es emitida en forma de un fotón cumpliendo con la ley de conservación de la energía.

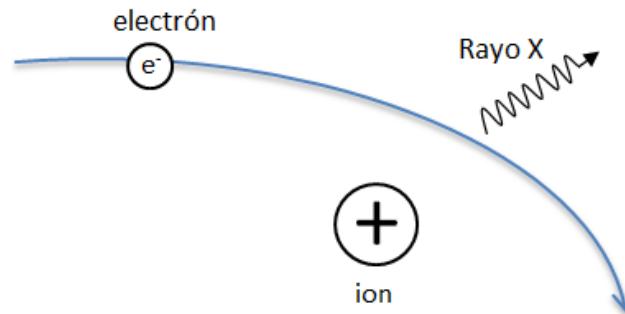
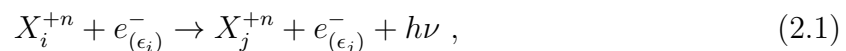


Figura 2.1: *Emisión bremsstrahlung.* Se emite un fotón de rayos X cuando una partícula cargada, por ejemplo un electrón, se desacelera en presencia de otra partícula de mayor masa.

La energía del fotón emitido depende de la velocidad de la partícula y de la distancia relativa entre las partículas interactuantes; por este motivo esta radiación se caracteriza por tener un espectro continuo. A la emisión bremsstrahlung también se le conoce como radiación libre-libre, ya que la partícula cargada que la produce se mantiene libre antes y después del proceso.

Si consideramos un sistema de un electrón interactuando con un ion (X^{+n}), este proceso se describe por medio de la ecuación



donde la energía inicial y final del sistema está dada por

$$E_i = E(X_i^{+n}) + \epsilon_i$$

$$E_f = E(X_f^{+n}) + \epsilon_j$$

y el fotón que se emite tiene la energía $h\nu = E_f - E_i$.

2.1.2. Emisión sincrotrón

Emisión sincrotrón es la radiación electromagnética que está relacionada con el movimiento de partículas cargadas, generalmente electrones, con grandes velocidades a través de campos magnéticos intensos. Las partículas experimentan una aceleración proporcional al cambio en la dirección de la velocidad al girar en una trayectoria en espiral alrededor de las líneas de campo magnético, emitiendo radiación de alta energía mediante fotones que es proporcional al campo magnético (ver Figura 2.2). Las velocidades de estas partículas son relativistas ya que se mueven a una fracción importante de la velocidad de la luz (c).

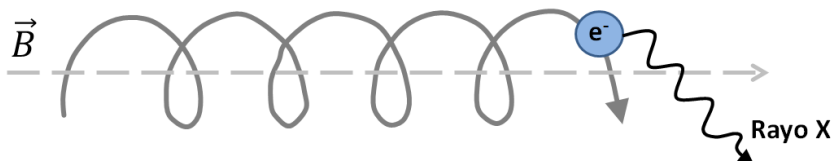


Figura 2.2: *Emisión sincrotrón.* Fotones de alta energía se emiten cuando las partículas cargadas son aceleradas por intensos campos magnéticos

Esta radiación también presenta un espectro continuo de emisión pero es diferente al producido por la emisión bremsstrahlung. El espectro sincrotrón decae con la energía de forma menos rápida que el de la radiación de frenado. Esta diferencia permite distinguir cómo se producen las emisiones de rayos X procedentes de los cuerpos celestes. Este tipo de radiación se observa en estrellas de neutrones y enanas blancas donde los campos magnéticos de dichos cuerpos son muy intensos, al igual que es responsable de las emisiones en rayos X en las nebulosas, un ejemplo de ello es la Nebulosa del Cangrejo.

2.1.3. Dispersión Compton

Este proceso ocurre cuando un fotón de baja energía en el rango del ultravioleta o visible colisiona con un electrón de alta energía. En esta interacción el electrón transfiere

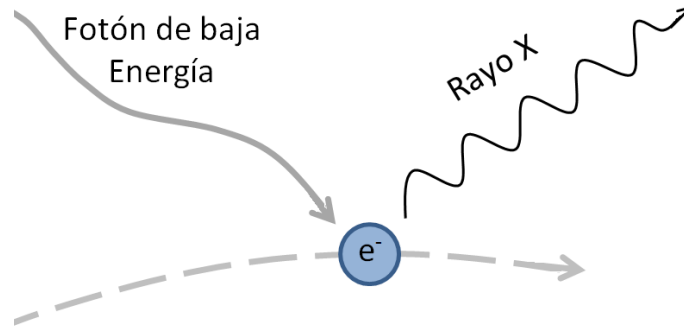


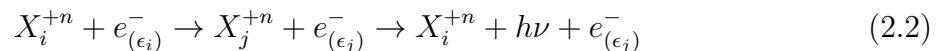
Figura 2.3: *Dispersión Compton.* Fotones de baja energía son dispersados a longitudes de onda de rayos X al colisionar con electrones de alta energía.

energía al fotón reduciendo su longitud de onda, lo que da como resultado un fotón de rayos X (ver Figura 2.3).

Este proceso es el inverso al descrito por Arthur H. Compton donde fotones de alta energía eran dispersados por electrones a energías más bajas. Este proceso es importante en galaxias con núcleos activos o en sistemas binarios de estrellas.

2.2. Líneas de emisión en rayos X

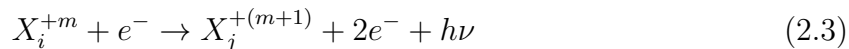
Además del continuo de rayos X que se produce mediante la emisión bremsstrahlung y sincrotrón, también es posible obtener rayos X con energías discretas mediante la excitación y des-excitación de átomos o iones dando como resultado líneas de emisión. Cuando un electrón libre energético interacciona con un ion o átomo, se excitan los electrones ligados del ion pasando a ocupar un nivel de energía superior dentro de la estructura atómica; esto se logra ya que el electrón libre le transfiere energía al electrón ligado. En este estado excitado, el ion es inestable, y para regresar a su nivel mínimo de energía, el electrón decae a su nivel inicial emitiendo un fotón con la diferencia de energía entre los niveles. Este proceso se describe por



donde X_i^{+n} y X_j^{+n} corresponden al ion en su estado inicial y final, y ϵ_i y ϵ_j son las energías inicial y final del electrón libre.

Un proceso similar ocurre cuando el electrón libre tiene la energía necesaria para remover un electrón de la capa más interna del átomo o ion; este proceso se conoce como ionización. Al extraer un electrón de la capa más interna del átomo, se produce una

vacancia o hueco en dicho nivel, y el ion queda en un estado excitado de mayor energía. El hueco generado es rápidamente ocupado por un electrón de las capas superiores emitiendo un fotón de alta energía. Este proceso se describe como



En astronomía las transiciones que dan origen a las líneas de emisión se denotan con la notación Barkla ampliamente utilizada en rayos X. En esta notación, a los niveles cuánticos con numero principal $n = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$ se les etiqueta con las letras K, L, M, N, O, ..., respectivamente. De esta manera todas las transiciones que parten de niveles excitados y llegan al estado base (concha K) se denotan como la serie K; como ejemplo de un caso específico, la transición que parte de la concha L y llega a la K se denota por K_α ; la que parte de la concha M, se denota con K_β , y así sucesivamente (ver Figura 2.4).

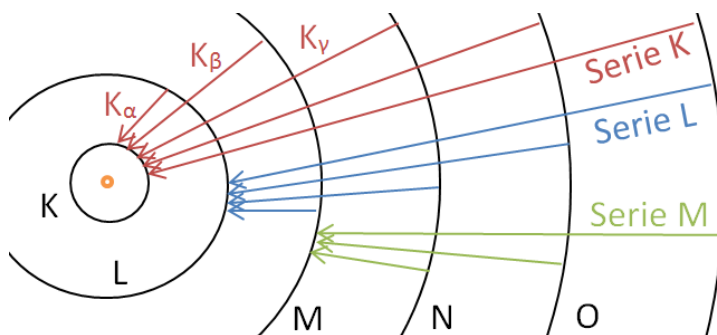


Figura 2.4: Serie de líneas espectrales en rayos X. En astronomía de rayos X, las líneas espectrales se nombran mediante la notación Barkla.

2.3. Espectroscopía de rendijas

Los rayos X, al igual que toda radiación electromagnética, al interactuar con la materia puede experimentar difracción si las dimensiones del objeto son comparables con la longitud de onda de la radiación. Este fenómeno, en conjunto con la interferencia, es el mecanismo más efectivo para realizar espectroscopía en alta resolución con radiación altamente energética. La espectroscopía consiste en separar la radiación proveniente de alguna fuente en sus respectivas longitudes de ondas a través de un sistema de rejillas de dispersión. Un fotón con una longitud de onda λ (en Å) es dispersado mediante la relación

$$m\lambda = 2d \sin \alpha \quad (2.4)$$

donde m es el orden de dispersión, $2d$ es el período de la rejilla y α es el ángulo de dispersión del fotón. La característica fundamental de cada sistema de rendijas es la resolución espectral $R = \lambda/\Delta\lambda = E/\Delta E$. Este parámetro indica la capacidad que posee el sistema para separar dos líneas muy próximas.

Existen dos tipos fundamentales de rejillas de difracción: las rejillas de transmisión que consisten en un arreglo de rendijas igualmente espaciadas una de otras, en la cual la interferencia se produce cuando la radiación pasa a través de estos surcos, y por tal motivo los detectores se colocan detrás del sistema de rendijas. Para las rejillas de reflexión, se realizan surcos o canales igualmente espaciados a un material con alto número atómico y luego se recubren con un material reflectante; para este diseño la interferencia se produce después que la radiación ha sido reflectada, y por ende, los detectores se colocan perpendiculares a la superficie de los surcos.

Este es el fundamento en el que se basan los espectrómetros abordo de los telescopios de altas energías para realizar espectroscopía de alta resolución.

2.4. Observatorios espaciales

El estudio de la astronomía de rayos X se lleva a cabo mediante observaciones realizadas por telescopios espaciales ubicados fuera de la atmósfera terrestre, ya que ésta última absorbe gran parte de la radiación en este rango de longitudes de onda haciendo imposible su estudio mediante observatorios terrestres. Actualmente la astronomía de altas energías cuenta con dos observatorios espaciales de gran potencia conocidos como *Chandra* y *XMM-Newton*.

2.4.1. Telescopio espacial *Chandra*

El observatorio de rayos X *Chandra*¹ (CXO, por su siglas en inglés) es un satélite artificial que fue lanzado el 23 de julio de 1999 por la Administración Nacional de la Aeronáutica y del Espacio (NASA, por su siglas en inglés) como parte del conjunto de los Grandes Observatorios de este centro de investigación. Este telescopio está diseñado para detectar emisiones de rayos X provenientes de los cuerpos celestes, y estudiar las zonas más calientes y energéticas del universo a través de los modernos espectrómetros de imágenes de rayos X de bajas y altas energías.

¹<http://chandra.si.edu/>

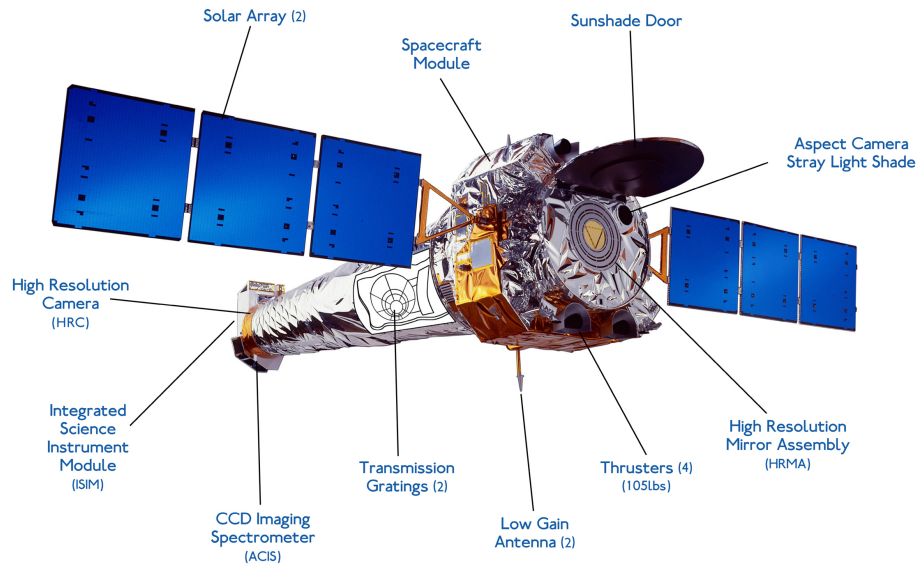


Figura 2.5: *Observatorio espacial Chandra.* Se muestran los diferentes instrumentos que contiene este observatorio espacial de rayos X (Fuente: NASA, dominio público).

Este observatorio está constituido principalmente por tres partes: el telescopio de rayos X que cuenta con un sistema de cuatro pares de espejos concéntricos, cuya función es enfocar los rayos provenientes de la fuente en un punto del plano focal; los instrumentos científicos, donde los principales son el espectrómetro de imágenes CCD avanzado (ACIS), la cámara de alta resolución (HRC), el espectrómetro de rendija de transmisión de altas energías (HETGS) y el espectrómetro de rendija de transmisión de bajas energías (LETGS), cuya función es registrar la imagen en rayos X y realizar los espectros de la fuente; y por último, está la nave espacial que proporciona la energía, soporte, comunicación y transmisión de los datos para mantener operativo el observatorio (ver Figura 2.5).

Entre las características más resaltantes de este observatorio se destaca su gran poder de resolución ($\lambda/\Delta\lambda$) de 800 para una longitud de onda de $12,4 \text{ \AA}$; esta característica nos indica la capacidad que posee el telescopio de diferenciar o detectar dos líneas espectrales próximas entre sí de manera individual. Esto lo convierte en uno de los telescopios más sofisticados de la actualidad, además que es capaz de observar cuerpos celestes 20 veces menos luminosos que los anteriores telescopios de rayos X. La órbita de *Chandra* es elíptica, cuyo apogeo y perigeo se encuentran a 133 000 y 16 000 kilómetros de altitud, respectivamente. Esto hace que el 85 % de su órbita se encuentre fuera del cinturón de Van Allen (cinturón de partículas cargadas que rodea a la Tierra), lo que tiene como ventaja realizar observaciones con un mayor tiempo de exposición (horas).

A continuación describimos brevemente los instrumentos científicos abordo de este observatorio espacial.

Espectrómetro de imágenes de CCD avanzado (ACIS)

Este instrumento está diseñado para captar imágenes en rayos X que provienen del sistema óptico (espejos), y al mismo tiempo mide el espectro (número de cuentas por unidad de tiempo para una dada energía o longitud de onda) de la fuente. Cuenta con un total de 10 CCDs dispuestos en dos tipos de arreglos: el ACIS-I consiste en un arreglo 2×2 cuya función principal es la captura de las imágenes; y el ACIS-S que es un arreglo 1×6 que igualmente captura imágenes y realiza espectros de difracción; este último es utilizado en conjunto con el HETGS. Mediante este instrumento se pueden realizar estudios de las variaciones de temperaturas a través de las grandes fuentes de rayos X como, por ejemplo, las gigantes nubes de gas caliente en el espacio.

Cámara de alta resolución (HRC)

Este instrumento se encarga únicamente de tomar imágenes en alta resolución y de campo de visión extenso. Es utilizado especialmente para fotografiar la materia a altas temperaturas dentro de los remanentes de explosiones de estrellas, galaxias y cúmulos de galaxias muy distantes, y para identificar fuentes de rayos X muy débiles.

Espectrómetro de rendija de transmisión de alta energía (HETGS) y baja energía (LETGS)

Estos instrumentos están diseñados para realizar espectroscopía de alta resolución mediante la difracción. Los espectrómetros se sitúan detrás del sistema óptico de espejos en el cual se difractan los rayos X cambiando su dirección por cantidades proporcionales a su energía; este funcionamiento es muy parecido al de separar la luz visible por medio de un prisma. Los instrumentos que se encuentran en el plano focal (ACIS y HRC) se encargan de medir con alta precisión la energía de cada rayo.

El HETGS está formado por dos tipos de espectrómetros de diferente dispersión. El espectrómetro de altas energías (HEG), el cual tiene un conjunto de rendijas espaciadas con periodo de $0,2 \mu\text{m}$, se encarga de difractar los rayos X reflejados únicamente por los dos espejos coaxiales más internos; y el espectrómetro de energías medianas (MEG), cuyo espaciamiento es de $0,4 \mu\text{m}$, difracta los rayos X provenientes de los espejos coaxiales más externos. Los dos conjuntos de rejillas se colocan en diferentes ángulos para que las

imágenes dispersas del HEG y MEG formen una X superficial centrada en la posición del haz no dispersado (orden cero), donde una barra de la X pertenece a la dispersión del HEG y la otra del MEG (ver Figura 2.6). El HETGS, junto con el ACIS-S, está diseñado para cubrir un rango de energías de 0,4 keV a 10 keV.

El LETGS está compuesto por rendijas de finos alambres dispuestos en un espaciamiento regular o periodo de $1 \mu\text{m}$. Su imagen espectral forma una línea recta en el plano focal. El LETGS junto con el HRC-S proporcionan espectros de alta resolución para un rango de energías comprendido entre 0,08 y 2 keV ($2\text{--}175 \text{ \AA}$).

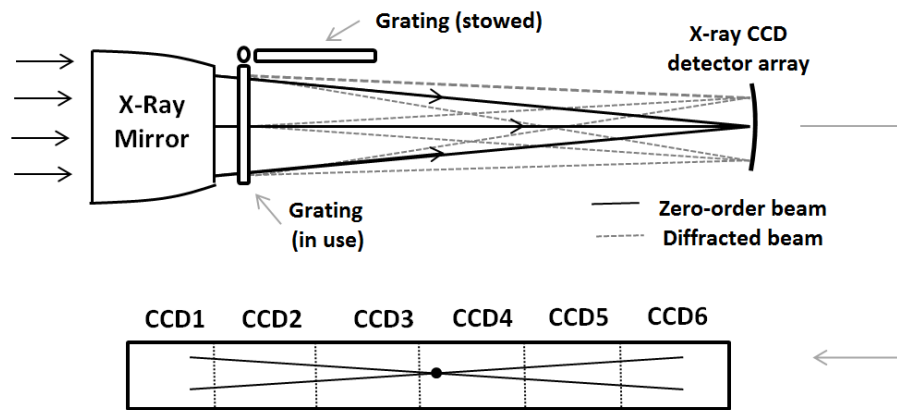


Figura 2.6: *Espectrometría del HETG.* El espectro producido en el plano focal por el HETG consiste en una X, donde la barra superior izquierda e inferior derecha corresponden al HEG y las otras dos al MEG. (Fuente: NASA, dominio público).

El conjunto de estos instrumentos produce espectros de rayos X en alta resolución que permiten estudiar y distinguir líneas específicas para determinar la temperatura, ionización y composición química de los cuerpos celestes observados.

2.4.2. Telescopio espacial *XMM-Newton*

La Misión Multi-espejos de rayos X Newton² (*XMM-Newton*, por su siglas en inglés) es un observatorio espacial de la Agencia Espacial Europea (ESA, por su siglas en inglés) lanzado el 10 de diciembre de 1999. Está constituido por tres telescopios de rayos X (ver Figura 2.7) cada uno con 58 espejos dispuestos de tal forma que maximicen el área total efectiva del observatorio y enfoquen los rayos X en las cámaras CCDs de los detectores. Está diseñado para estudiar los rayos X en el rango de energías entre 0,1 y 15 keV.

Sin duda alguna, la característica más importante de este observatorio es su gran área efectiva (relación entre la potencia recibida y la densidad de potencia incidente en

²<http://xmm.esac.esa.int/>

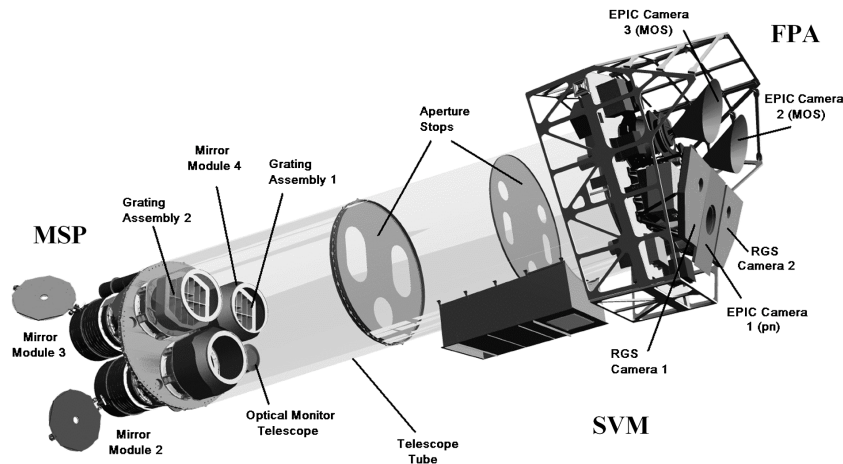


Figura 2.7: *Observatorio espacial XMM-Newton.* Se muestran los diferentes instrumentos a bordo de este observatorio espacial de rayos X (Fuente: ESA, dominio público).

el telescopio) que lo convierte en el observatorio con mayor captación de radiación en estos momentos, haciéndolo capaz de captar fuentes de rayos X muy débiles. El poder de resolución para este observatorio es alrededor de 345 a 12,4 Å, lo cual es mucho menor que el de *Chandra*. Con este observatorio se pueden realizar observaciones igualmente con tiempos largos de exposición ya que se ubica a gran altitud (114 000 Km para su apogeo y 7 000 Km para su perigeo). El *XMM-Newton* cuenta con un monitor óptico (otro telescopio) que le permite ubicar las fuentes en rayos X y poder realizar estudios en la región ultravioleta y visible.

A continuación describimos el espectrómetro a bordo del *XMM-Newton*.

Espectrómetro de rendija de reflexión (RGS)

El espectrómetro de rendija de reflexión (RGS) es el instrumento encargado de realizar la espectroscopía de rayos X con alta resolución espectral en el intervalo de energías de 0,33–2,5 keV (5–38 Å), región en la cual el telescopio captura una gran densidad de líneas de emisión en rayos X.

El RGS está conformado a su vez por dos instrumentos: el conjunto de rejillas de reflexión (RGAs) que tiene una densidad espacial de 645,6 líneas/mm e intersecta el 58 % de los rayos reflejados por los espejos y los dispersa en función de su energía; estos rayos dispersados son recibidos por el otro instrumento del RGS, las cámaras focales (RFCs). El alto rendimiento de los telescopios del *XMM-Newton* permite al RGS realizar mediciones detalladas de las características de emisión y de absorción en una gran variedad de plasmas (ionizados, calientes, interestelares y extragalácticos).

Para resumir y destacar las propiedades de estos dos telescopios de rayos X, en la Tabla 2.1 se muestran las características más importantes de cada uno de ellos; cabe destacar que, entre estos dos telescopios, ninguno es mejor que el otro ya que cada uno se enfoca en una problemática distinta. El *XMM-Newton* ofrece un área efectiva mayor que el *Chandra*, lo que permite realizar espectroscopía de cuerpos celestes muy débiles y observar con mayor intensidad líneas espectrales débiles; en cambio el *Chandra* posee una mejor resolución espacial que el *XMM-Newton* por la cual podemos obtener la posición (energía o longitud de onda) de las líneas espectrales con menor incertidumbre o error.

Tabla 2.1: Comparación entre los observatorios espaciales de rayos X.

Observatorio	<i>XMM-Newton</i>	<i>Chandra</i>		
	RGS	HETG		
Espectrómetro		HEG	MEG	LETG
Rango espectral (Å)	5–38	1,2–15,0	2,5–31,0	1,7–170
Área efectiva (cm ²)	52	28		15
Poder de resolución	345 (@ 12,4 Å)	800 (@ 12,4 Å)		

La región de rayos X del espectro electromagnético (2–120 Å) es de particular interés ya que en este rango de longitudes de onda podemos encontrar líneas de emisión que son características de una variedad de elementos químicos, y que permiten deducir las condiciones físicas de los plasmas de altas temperaturas, por ejemplo, coronas estelares. En particular, en esta región de rayos X podemos encontrar la serie de transiciones K características de los elementos a partir del carbono hasta el hierro y la serie de transiciones L del silicio hasta el hierro. Además en dicho rango encontramos las transiciones características del triplete de iones tipo helio (Capítulo 3) para elementos livianos tales como C, N, O, Ne, Mg y Si, ofreciendo así estudios detallados basados en diagnósticos espectrales para determinar la temperatura, densidad y procesos de ionización presentes en los plasmas.

Capítulo 3

Diagnósticos del triplete de helio

En la serie isoelectrónica del helio, o sea el conjunto de iones que tienen el mismo número de electrones que este elemento ($N = 2$) pero con diferente carga nuclear Z , se observan tres líneas intensas que corresponden a las transiciones que parten de los niveles de la primera concha excitada (número cuántico principal $n = 2$) y terminan en el estado base ($n = 1$). Estas transiciones son específicamente (ver Figura 3.1):

- La línea resonante ($1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^1P_1^o$), la cual es una transición dipolar eléctrica que parte del nivel más energético de la capa $n = 2$, y en la literatura se le conoce como la línea r o w .
- La línea de intercombinación conocida como i , la cual en realidad está conformada por dos líneas: la línea x ($1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^3P_2^o$) que es una transición cuadrupolar magnética; y la línea y ($1s^2\ ^1S_0 - 1s2p\ ^3P_1^o$), una transición dipolar eléctrica semi-prohibida ($\Delta S \neq 0$).
- La línea prohibida ($1s^2\ ^1S_0 - 1s2s\ ^3S_1$) denominada como z o f la cual es una transición dipolar magnética relativista.

El conjunto de estas tres líneas se conoce como el triplete espectroscópico de iones tipo helio (al cual nos referiremos de aquí en adelante simplemente como el triplete de helio), y es observado en muchas fuentes estelares en la región de rayos X, específicamente en el rango de longitudes de onda de 1–42 Å. Debido a que los iones tipo helio en su estado de menor energía poseen el nivel fundamental totalmente ocupado — la concha K con configuración electrónica $1s^2$ — cualquier excitación a partir del nivel base a niveles excitados requiere energías altas generalmente en el rango de rayos X. La física atómica presente en este sistema de dos electrones se describe en el presente capítulo, al igual que se

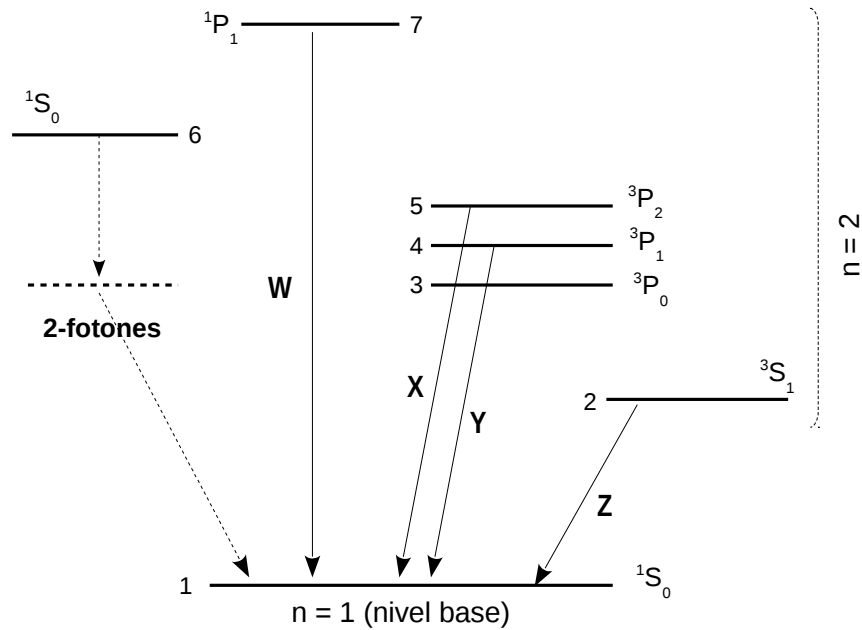


Figura 3.1: *Triplete de helio.* Diagrama de Gotrian simplificado donde se muestran las transiciones que parten de la concha $n = 2$ al estado base y que conforman el triplete de helio.

muestra el porqué este sistema es utilizado en la astronomía para determinar parámetros físicos tales como la densidad y temperatura.

3.1. Estudios previos

El triplete de helio fue observado por primera vez en plasmas de laboratorio en 1947 en la región de rayos X de los iones C v, F VIII y Mg XI [23]. Posteriormente — gracias al lanzamiento del telescopio espacial OSO (Observatorio en Órbita Solar) cuya misión fue estudiar el Sol en la región de altas energías, y a las misiones que se realizaron en globos aerostáticos a partir de 1967 — el triplete de helio fue detectado en el espectro solar proveniente de los iones O VII, Ne IX, Mg XI, C v y Si XIII [24, 25, 26].

Este triplete espectroscópico presentaba, en particular, la curiosa característica que una de las líneas observadas no podía ser explicada con la teoría ni las reglas de selección que se conocían para la época. Esta transición es la que corresponde al decaimiento entre los niveles $1s2s\ ^3S_1 - 1s^2\ ^1S_0$ (línea prohibida z), en la cual se detectaba la emisión de un solo fotón mientras que la teoría estipulaba que dicha transición solo era posible mediante la emisión de dos fotones. Por esta incongruencia, a esta transición se le nombró la línea prohibida del triplete de helio.

En 1969, Gabriel y Jordan [27], pioneros en el estudio del triplete de He, propusieron que dicha transición sí podía ocurrir por medio de la emisión de un solo fotón, pero que la regla de transición que la describía aún era desconocida. En ese mismo año, Griem [28], por medio de cálculos de mecánica cuántica relativista, confirmó lo propuesto dando la explicación teórica de la transición mediante un solo fotón del nivel $1s2s\ ^3S_1$ al nivel base $1s^2\ ^1S_0$.

En una publicación subsiguiente [29], se reportó que para iones con $Z > 10$, la línea cuadrupolar magnética (x) no podía ser separada de la transición de intercombinación (línea y), y por lo tanto, contribuía a la intensidad de esta última transición; por tal motivo se empezó a considerar que la línea de intercombinación se componía de la suma de las líneas x y y . A la vez se predijo que los cocientes de las intensidades de las líneas que conformaban dicho triplete conformaban un perfecto diagnóstico de la densidad y temperatura del plasma solar. Estos cocientes son

$$R(n_e) = \frac{f}{i} = \frac{z}{x + y} \quad (3.1)$$

y

$$G(T_e) = \frac{i + f}{r} = \frac{(x + y) + z}{w}, \quad (3.2)$$

donde por un lado $R(n_e)$ es un diagnóstico de densidad independiente de la temperatura (Sección 3.3), y por el otro, $G(T_e)$ es un diagnóstico de temperatura independiente de la densidad (Sección 3.4).

Estos diagnósticos se utilizaron por primera vez para estudiar el plasma solar [25, 30, 31, 32] determinando así la densidad y temperatura en diferentes regiones de la corona solar. Gracias al lanzamiento de los nuevos telescopios espaciales en rayos X, específicamente el *Chandra* y el *XMM-Newton*, estos diagnósticos han sido aplicados a diversas fuentes en el universo como coronas estelares, cúmulos de galaxias, galaxias de núcleos activos, binarias de rayos X y remanentes de supernovas, es decir regiones muy calientes.

En la última década, Porquet y Dubau han sido algunos de los pioneros en el estudio detallado del triplete de helio, ya que sus investigaciones han abarcado plasmas fotoionizados [8], plasmas dominados por colisiones [10] y plasmas altamente ionizados [33], así como una serie de revisiones sobre el tema [9, 34]. Al mismo tiempo, Ness y colaboradores han estudiado de manera observacional este triplete para algunas de las estrellas más brillantes del cielo con emisión en rayos X [35, 36, 37].

3.2. Procesos atómicos

Para poblar los niveles con $n \geq 2$ mediante la excitación de los electrones que se encuentran en la capa más interna de la estructura atómica de los iones tipo helio, se requiere de mucha energía la cual puede ser obtenida mediante diferentes procesos atómicos.

3.2.1. Excitación por colisiones electrónicas

En este proceso la excitación de los iones se debe a colisiones con otras partículas energéticas, sobre todo con electrones. Consiste en una transferencia de energía cinética por parte de la partícula incidente a los electrones ligados del ion, por la cual son excitados a niveles de energía superiores ($i \rightarrow j$ y por lo tanto $1/2mv = \Delta E_{ij}$). Este proceso es más eficiente cuando la velocidad de las partículas, y por ende la temperatura, es cada vez mayor aumentando la probabilidad de poblar los niveles más energéticos.

Debido a que el estado base es un nivel de multiplicidad $2S + 1 = 1$, o sea un singlete, la excitación por colisión favorece a los niveles del mismo espín tales como 1S_1 y 1P_1 . Por el contrario, la excitación a niveles tripletes ($2S + 1 = 3$) como el 3S_1 y $^3P_{0,1,2}$ requeriría un intercambio de espín del electrón excitado con la partícula incidente, proceso que es menos eficiente al aumentar la temperatura del medio.

Cuando la velocidad de las partículas es suficiente para excitar al electrón a niveles con $n > 2$, éstos pueden decaer colisionalmente (inverso de la excitación electrónica) o radiativamente emitiendo uno o varios fotones. Estos decaimientos favorecen la conservación del espín total, es decir que decaen de un nivel singlete a otro singlete, de igual manera con los niveles tripletes. Este proceso favorece el aumento de la población de los niveles tripletes de $n = 2$, ya que la tasa de decaimiento radiativo espontáneo de los mismos al nivel base ($\sim 10^6 \text{ s}^{-1}$) es mucho menor que la de los niveles singletes ($\sim 10^{10} \text{ s}^{-1}$).

Aunque las colisiones son el proceso más probable para la excitación de los iones, éstos también pueden ser excitados a través de la absorción de fotones de alta energía; este último proceso es más eficiente cuando la temperatura del plasma es baja y se encuentra en presencia de una fuente de radiación ya que el proceso de recombinación predomina.

3.2.2. Transiciones permitidas y semi-prohibidas

Las transiciones entre los niveles de energía ligados del átomo ocurren mediante una interacción electromagnética. Las transiciones permitidas ocurren cuando dichos niveles están acoplados mediante una interacción dipolar eléctrica (E1). Este tipo de interacción es la más fuerte, y por ende, las líneas de emisión mediante transiciones permitidas son altamente probables y abundan en todas las regiones del espectro. Sin embargo, estas transiciones conectan niveles con paridad opuesta, llevando a la regla de selección $\Delta L = \pm 1$. Por otro lado, el número cuántico del espín del electrón no cambia en estas transiciones, por lo que una regla de selección adicional es $\Delta S = 0$. Como ejemplo, la línea resonante w del triplete de helio ocurre mediante una transición E1.

La última regla de selección en base al espín no es tan estricta como la primera. En un espectro de emisión es posible encontrar transiciones con un cambio de espín producidas por interacciones relativistas; estas transiciones se denominan líneas semi-prohibidas e igualmente se describen vía una interacción dipolar eléctrica con la excepción a la regla de espín que ahora es $\Delta S = 1$. Esta transición es la que describe a la línea y del triplete de helio.

3.2.3. Transiciones prohibidas

Las transiciones entre los niveles de energía también se pueden llevar a cabo mediante interacciones dipolar magnética (M1) y cuadrupolar eléctrica y magnética (E2 y M2, respectivamente). Estas transiciones mediante dichas interacciones son mucho menos probables que las transiciones dipolares eléctricas, y se clasifican como transiciones prohibidas. Aunque la tasa de decaimiento de las transiciones prohibidas son mucho menor a las transiciones con E1, son detectadas en muchos de los espectros astronómicos.

Las transiciones mediante la interacción M1 cumplen con $\Delta L = \Delta S = 0$ como es el caso de la transición z del triplete de helio. Las transiciones mediante E2 satisfacen $\Delta L = 0, \pm 2$ y $\Delta S \leq 2$ las cuales explican la línea x .

3.2.4. Decaimiento por doble fotón

El decaimiento radiativo de un sistema atómico por medio de la emisión de un fotón se da cuando las reglas de selección de las simetrías del momento angular lo permiten. Sin embargo, en muchos espectros de fuentes estelares podemos encontrar líneas de emisión que no cumplen con dichas reglas; un ejemplo de ello es la transición del nivel $1s2s \ ^1S_0$

al nivel base, la cual es una línea estrictamente prohibida ya que las reglas de selección inhiben las transiciones que parten de un nivel con $J = 0$ y terminan en otro nivel con el mismo J . A pesar de esto, este nivel excitado puede decaer al estado base mediante la emisión simultánea de 2 fotones a través de una interacción dipolar eléctrica

$$1s2s\ ^1S_0 \rightarrow 1s^2\ ^1S_0 + h\nu_1 + h\nu_2 \quad (3.3)$$

donde

$$h\nu_1 + h\nu_2 = E(1s2s\ ^1S_0) - E(1s^2\ ^1S_0) . \quad (3.4)$$

Las tasas de decaimiento radiativo para esta transición ya han sido determinadas computacionalmente para la mayoría de los iones con carga nuclear Z . Tanto la teoría, métodos de cálculos y los valores de dichas tasas se describen en [19].

3.3. Diagnóstico de densidad electrónica

El diagnóstico de densidad electrónica está basado en el coeficiente $R(n_e)$ (ecuación 3.1), el cual es esencialmente el cociente entre las intensidades de las líneas f e i . En el límite de baja densidad, tanto el nivel $1s2s\ ^3S_1$ como los niveles $1s2p\ ^3P_{1,2}^o$ decaen de manera espontánea al nivel base, dando origen a las intensidades de las líneas prohibidas y de intercombinación, respectivamente, las cuales son independientes de la densidad resultando en un coeficiente $R(n_e)$ constante cuyo valor se le denomina R_0 . Debido a que el nivel $1s2s\ ^3S_1$ es un estado meta-estable, la tasa de decaimiento radiativo al nivel base es muy pequeña lo que hace que su población sea relativamente alta; por otro lado, por medio de la excitación colisional, la población de este nivel tiene una alta probabilidad de ser disminuida por promoción a los niveles de mayor energía $1s2p\ ^3P_{0,1,2}^o$, ya que dichos estados están conectados fuertemente entre sí por transiciones dipolares eléctricas.

Por este motivo, cuando aumenta la densidad electrónica por encima de la densidad crítica (n_{cri}), las excitaciones colisionales empiezan a despoblar el nivel $1s2s\ ^3S_1$, disminuyendo la intensidad de la línea z ; se comienzan a poblar entonces los niveles $1s2p\ ^3P_{0,1,2}^o$ aumentando la intensidad de la línea de intercombinación. Debido a esto, el coeficiente $R(n_e)$ disminuye al incrementar la densidad. Cuando la densidad electrónica es suficientemente alta, la población del nivel $1s2s\ ^3S_1$ tiende a cero y, por ende, el coeficiente $R(n_e)$ también tiende a este valor. Esta dependencia del coeficiente R con la densidad electrónica se muestra en la Figura 3.2.

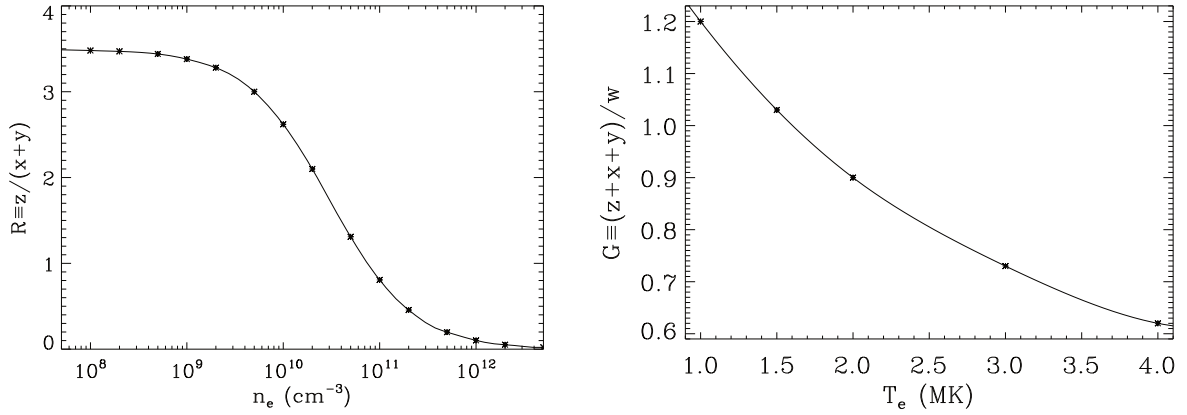


Figura 3.2: *Diagnósticos del triplete de helio.* En el lado izquierdo se muestra el coeficiente $R(n_e)$ que depende de la densidad electrónica del plasma para $T_e = 1$ MK. En el lado derecho se muestra el coeficiente $G(T_e)$ que depende de la temperatura electrónica a una densidad de $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ (Figura tomada de [34]).

La densidad crítica (n_{cri}) es el valor de la densidad en el cual las excitaciones colisionales desde el nivel 3S_1 al $^3P_{0,1,2}^o$ empieza dominar sobre el decaimiento radiativo de este nivel meta-estable al nivel base. El valor cuantitativo de n_{cri} varía según el autor; por ejemplo en [29] se define como la densidad donde el valor del coeficiente $R(n_e)$ decae al 10% del valor de R_0 , mientras que en [34] es la densidad donde $R(n_e)$ decae a $R_0/2$.

3.4. Diagnóstico de temperatura

La temperatura electrónica del plasma puede ser obtenida a través del coeficiente $G(T_e)$ (ecuación 3.2) que involucra la intensidad de las tres líneas del triplete de helio. Al sumar las intensidades de las líneas x , y y z , la dependencia con la densidad desaparece ya que la variación de las poblaciones por excitación colisional se distribuye entre estos niveles y la suma permanece constante. Este coeficiente depende de la temperatura debido a que la tasa de excitación colisional no tiene la misma dependencia con T_e para todos los niveles, ya que para poblar el nivel $^1P_0^o$ se requieren altas temperaturas. A medida que T_e aumenta, disminuye el coeficiente $G(T_e)$ porque la intensidad de la línea resonante (w) es mayor. Esta dependencia del coeficiente G en función de la temperatura electrónica se muestra en la Figura 3.2.

En principio, el coeficiente $G(T_e)$ es independiente de la densidad, pero debe ser suficientemente baja para evitar la despoblación de los niveles de $n = 2$ por ionización colisional. Cabe destacar que, cuando la temperatura del medio es muy alta, solo es posible observar las líneas del triplete de helio para elementos con Z altos ya que para

estas temperaturas los elementos más livianos se encuentran totalmente ionizados; en cambio cuando la temperatura es baja, solo se observa el triplete para elementos livianos debido a que la temperatura no es suficiente para alcanzar el grado de ionización necesario en elementos con Z alto. Por este motivo, cada elemento posee un rango de temperaturas donde la intensidad de las líneas del triplete es máxima, y dicho rango aumenta cuando Z se incrementa.

3.5. Diagnóstico de ionización

El coeficiente $G(T_e)$ también puede ser utilizado como un indicador del nivel de ionización presente en el plasma. Permite discernir si el plasma en estudio es un plasma dominado por excitación colisional (CIE), es decir donde la excitación de los iones es debido a las colisiones con electrones, o es un plasma foto-ionizado (PIE) donde la excitación de los iones es debido a la absorción de fotones.

En un plasma CIE, las temperaturas electrónicas deben ser altas para poder llevar a cabo la ionización de los átomos; estas temperaturas incrementan la excitación colisional aumentando la población del nivel $1s2p\ ^1P_1^o$, y por ende, la intensidad de la línea resonante (w). Para este tipo de plasma se obtiene que $G(T_e) \sim 1$. En cambio para un plasma PIE, la temperatura tiende a ser más baja, y el proceso de recombinación incrementa la población de los niveles tripletes de $n = 2$, aumentando la intensidad de las líneas i y f . Para este tipo de plasma el coeficiente G tiende a ser igual o mayor a 4. En el presente trabajo nos concentramos enteramente en plasmas colisionales como lo son las coronas estelares.

Capítulo 4

Modelo de Plasma

El triplete de helio puede ser observado en las coronas estelares de muchas estrellas, incluyendo nuestro Sol, así como en muchas otras fuentes estelares. Se observa en la región de rayos X entre 5–42 Å para los iones de Si XIII, Mg XI, Ne IX, O VII, N VI y C V. La corona es la región más externa de las estrellas, y consiste en un plasma altamente ionizado a una temperatura de millones de Kelvin; por tal motivo la radiación que se detecta se encuentra principalmente en la longitud de onda de rayos X debido a la emisión por efecto bremsstrahlung. Estrellas de casi todos los tipos espectrales presentan coronas calientes que emiten rayos X con luminosidades del orden de 10^{26-31} erg/s para las estrellas más frías, y del orden de 10^{29-34} erg/s para las más calientes de tipo O y B.

Actualmente no se sabe con certeza cuál es el mecanismo de calentamiento de las coronas estelares para que obtengan estas temperaturas tan elevadas. Se ha sugerido que se debe a la presencia de campos magnéticos muy intensos (otra de las características de las coronas), a ondas de choques generadas por ondas acústicas en las zonas convectivas o por medio de otros mecanismos. Debido a las altas temperaturas de las coronas estelares, la energía cinética de las partículas que conforman este plasma es elevada, lo que dificulta mantener una atadura del plasma a la estrella de tipo gravitacional, y exige la presencia de un confinamiento magnético.

Por lo tanto, una corona estelar puede ser considerada como un plasma colisional sumamente caliente, tenue, ópticamente delgado y con un alto grado de ionización, donde las excitaciones de los iones presentes en el plasma es debido a las colisiones inelásticas con los electrones altamente energéticos.

4.1. Plasmas Colisionales

Estos plasmas se caracterizan por tener una temperatura sumamente alta y no poseer una fuente cercana con emisión de radiación que caliente el gas o, en tal caso, una fuente de emisión con un bajo campo radiativo. La principal fuente de emisión es debido a las excitaciones colisionales entre electrones e iones, seguido por el decaimiento radiativo al nivel base con la emisión de un fotón. La densidad electrónica para estos plasmas es relativamente baja, estando en el rango de $10^9 < n_e < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Para determinar las poblaciones de los niveles energéticos de la estructura atómica de un ion en este tipo de plasmas, y por lo tanto en una corona estelar, se asume equilibrio estadístico en lugar de un equilibrio termodinámico local (LTE) ya que las densidades son bajas y los fotones escapan del plasma; es por esto que es necesario incluir todos los procesos atómicos que dan origen a las excitaciones y des-excitaciones de cada uno de componentes iónicos, los cuales están caracterizados por sus tasas de reacción.

El equilibrio estadístico se basa en que la suma de las tasas de ocurrencia de los procesos que pueblan un nivel es equivalente a la de los procesos que despueblan dicho nivel:

$$\sum_{j \neq i} n_e n_i q_{ij} + \sum_{j < i} n_i A_{ij} = \sum_{j \neq i} n_e n_j q_{ji} + \sum_{j > i} n_j A_{ji} \quad (4.1)$$

donde la población total del ion es

$$\sum_i n_i = n_{tot} . \quad (4.2)$$

En esta expresión, n_e es la densidad electrónica del plasma; n_j y n_i son las poblaciones de los niveles j e i , respectivamente; los coeficientes A_{ji} son las tasas de decaimiento radiativo espontáneo; y q_{ij} y q_{ji} son las tasas colisionales de excitación y des-excitación, respectivamente ($j > i$). Estos parámetros son los datos atómicos que cuantifican y describen los procesos que ocurren en los plasmas colisionales, los cuales se describen en la siguiente sección.

4.2. Parámetros Atómicos

4.2.1. Decaimiento Radiativo

Una línea de emisión se produce cuando un átomo realiza una transición radiativa entre estados ligados de energía; estas transiciones parten de un nivel superior de energía a uno inferior con la emisión de un fotón. La intensidad de esta línea de emisión depende de las propiedades internas del átomo, así como de las condiciones externas donde se encuentra tales como la densidad y temperatura electrónicas. Es por esto que al estudiar el espectro electromagnético se pueden determinar las condiciones físicas de la fuente en estudio. Cuantitativamente, la tasa de una transición radiativa entre dos niveles de energía se describe a través del coeficiente A_{ji} (coeficiente A de Einstein), la cual cuantifica la probabilidad por unidad de tiempo que un átomo en el estado excitado j decaiga espontáneamente a un nivel de menor energía i por medio de la emisión de un fotón. Este coeficiente A_{ji} usualmente está dado en unidades de s^{-1} , y depende únicamente de las propiedades intrínsecas del átomo; es decir, es independiente de las condiciones externas.

Cabe destacar que cada nivel de la estructura atómica con número cuántico principal $n > 1$ posee un tiempo de vida finito y relativamente pequeño en comparación con el estado base, la cual se supone que tiene un tiempo de vida infinito. Este tiempo de vida está relacionado con el decaimiento radiativo espontáneo del nivel de la siguiente manera:

$$\tau_j = \left(\sum_{i < j} A_{ji} \right)^{-1} . \quad (4.3)$$

En astronomía es común designar o clasificar las transiciones observadas en permitidas, semi-prohibidas (intercombinación) o prohibidas dependiendo de las reglas de selección que las describen; un ejemplo de ello son justamente las transiciones que se observan en el triplete de helio. En el espectro de las fuentes estelares se pueden distinguir muchas líneas espectrales que son del tipo prohibidas; estas líneas se designan de esta manera ya que la tasa de transición o coeficiente A_{ji} que poseen son ordenes de magnitud mucho menores en comparación con las líneas permitidas. Además, el nivel que da origen a dichas líneas poseen un tiempo de vida mayor al resto de los niveles de la estructura atómica, y se conocen como niveles meta-estables.

4.2.2. Colisión Ion–Electrón

Un proceso atómico en el cual un ion puede ser excitado a niveles de energía superiores es a través de la interacción o colisión con un electrón; este proceso se lleva a cabo mediante una colisión inelástica en la cual se realiza una transferencia de energía cinética del electrón a la energía interna del ion. Seguidamente y en competencia con el proceso inverso de des-excitación colisional, se produce un decaimiento radiativo espontáneo por parte del ion que emite en forma de radiación electromagnética la energía adquirida durante la colisión, así dando origen a una línea de emisión. Cabe destacar que estas excitaciones/des-excitaciones colisionales no están restringidas por reglas de selección como en el caso de las transiciones radiativas. Es por esto que las colisiones entre iones–electrones son el mecanismo más probable para la excitación a niveles con la misma paridad.

La probabilidad de que un electrón colisione de manera inelástica con el ion es baja, ya que la mayoría son dispersados elásticamente sin ninguna transferencia de energía entre ambos. No obstante, este proceso se describe mediante la sección eficaz de excitación colisional $\sigma_{ij}(E_i)$ y des-excitación colisional $\sigma_{ji}(E_j)$. Sin embargo es conveniente describir este proceso a través de la fuerza de colisión (Ω_{ij}), una cantidad adimensional que cuantifica la probabilidad intrínseca de excitación y des-excitación colisional en una transición atómica a una energía dada del electrón. La fuerza de colisión varía en función de la energía del electrón en menor medida que las secciones eficaces, además que Ω_{ij} es un variable simétrica respecto a los estados i y j . Esta cantidad se expresa en función de la sección eficaz como

$$\Omega_{ij}(E_i) = g_i \left(\frac{E_i}{R} \right) \left(\frac{\sigma_{ij}(E_i)}{\pi a_0^2} \right) = g_j \left(\frac{E_j}{R} \right) \left(\frac{\sigma_{ji}(E_j)}{\pi a_0^2} \right) = \Omega_{ji}(E_j) \quad (4.4)$$

donde g_i y g_j son los pesos estadísticos de los niveles i y j , respectivamente; E_i y E_j son las energías en Rydbergs (1 Ryd = 13,61 eV) del electrón incidente relativas a los niveles i y j ; a_0 es el radio de Bohr y R es la constante de Rydberg.

Una de las características más importantes de la fuerza de colisión es la presencia de un conjunto de series de resonancias auto-ionizantes que afectan fuertemente su dependencia con la energía. Estas resonancias se dan cuando la energía del electrón incidente en conjunto con la energía del ion blanco (X^{+n}) corresponde a la energía de un estado discreto y permitido del sistema $X^{+(n-1)}$. Es decir, este electrón está casi ligado al ion en un estado que puede eventualmente desintegrarse por medio del proceso de auto-ionización. Cabe destacar que en dicho estado el electrón incidente no necesariamente es capturado por el

ion, y por tal motivo se dice que el electrón se encuentra en un estado casi-ligado.

En la Figura 4.1 se muestran las fuerzas de colisión correspondientes a las transiciones características del triplete de helio. En ellas se pueden observar las resonancias entre los estados $n = 2$ y $n = 3$ del sistema ($e^- + \text{ion}$) cuya configuración es un estado de tres electrones; es decir un ion tipo litio.

A partir de la fuerza de colisión se deriva las tasas de excitación y des-excitación de una colisión, las cuales cuantifican el número de excitaciones o des-excitaciones por unidad de volumen por unidad de tiempo ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$):

$$q_{ij} = \frac{2\sqrt{\pi}\alpha c a_0^2 (R/k_B)^{1/2}}{g_i T^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{ij}}{k_B T}\right) \Upsilon_{ij} \quad (4.5)$$

y

$$q_{ji} = \frac{2\sqrt{\pi}\alpha c a_0^2 (R/k_B)^{1/2}}{g_j T^{1/2}} \Upsilon_{ji}, \quad (4.6)$$

respectivamente ($i < j$), donde ΔE_{ij} es la diferencia de energía entre los niveles; α es la constante de estructura fina; c es la velocidad de la luz; k_B la constante de Boltzmann y es a_0 el radio de Bohr. En unidades de $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$, obtenemos

$$2\sqrt{\pi}\alpha c a_0^2 (R/k_B)^{1/2} = 8,631 \times 10^{-6}. \quad (4.7)$$

Los parámetros físicos más importantes de las ecuaciones (4.5) y (4.6) son las fuerzas de colisión efectivas de excitación y des-excitación

$$\Upsilon_{ij} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{k_B T}\right) \int_0^\infty \Omega_{ij}(E_i) \left(\frac{E_i}{k_B T}\right)^{-1/2} f(E_i) dE_i \quad (4.8)$$

y

$$\Upsilon_{ji} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^\infty \Omega_{ij}(E_j) \left(\frac{E_j}{k_B T}\right)^{-1/2} f(E_j) dE_j, \quad (4.9)$$

respectivamente, que se definen como las fuerzas de colisión promedio con respecto a una función de distribución de energías de los electrones $f(E)$, y se calculan integrando la fuerza de colisión (Ω_{ij}) para los niveles de la estructura fina del átomo.

Una vez obtenidos las tasas de excitación y des-excitación colisional, en conjunto con los valores de las tasas por decaimiento radiativo espontáneo, es posible determinar las poblaciones de los niveles de la estructura atómica mediante la resolución del sistema de ecuaciones (4.2). La intensidad de una línea espectral de emisión que parte de un nivel k

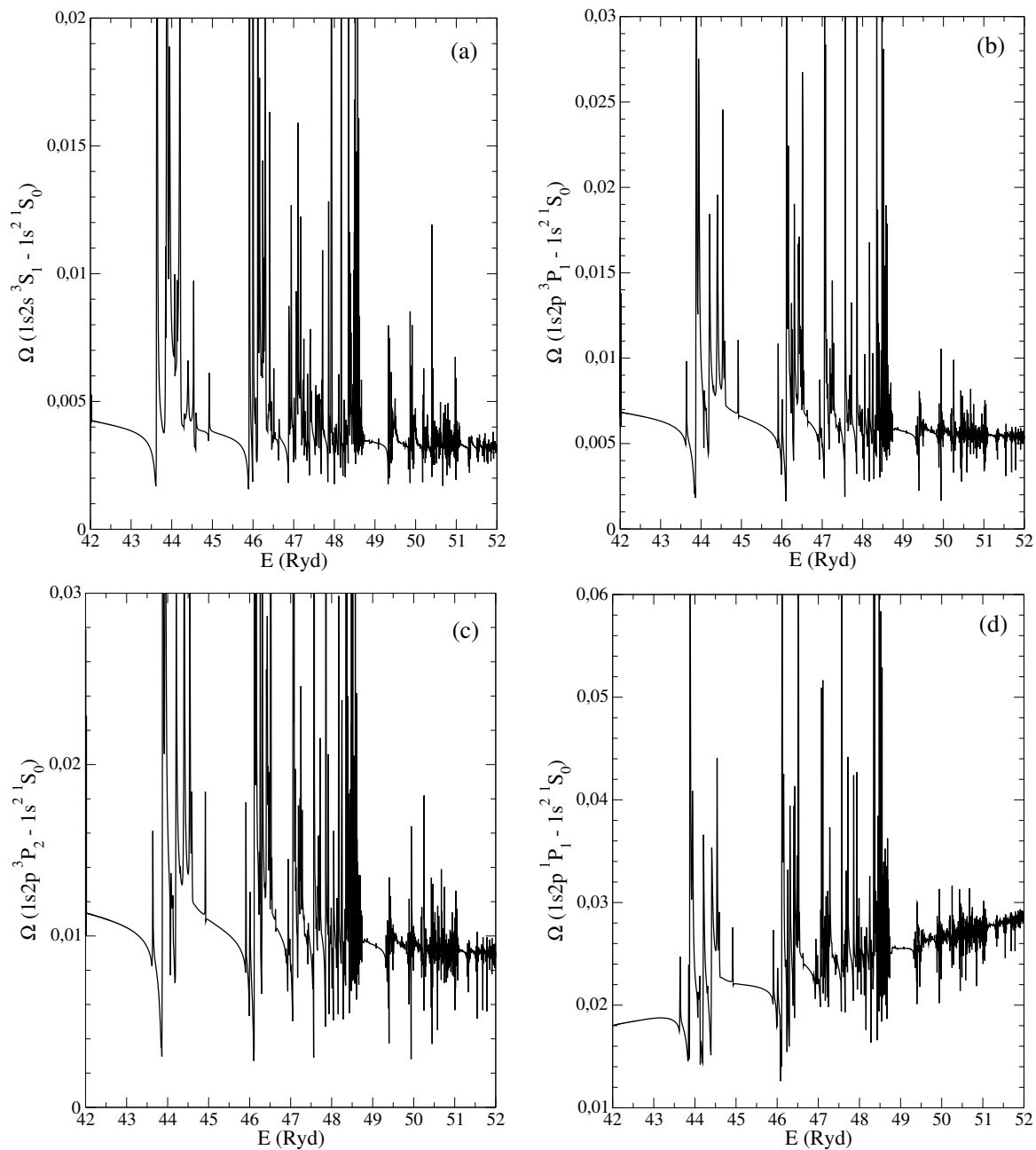


Figura 4.1: *Fuerza de colisión.* Fuerza de colisión para las transiciones del triplete de helio en el ion O VII: (a) prohibida, (b) línea y , (c) línea x y (d) permitida, donde se pueden observar las resonancias entre los estados de las conchas con números cuánticos principales $n = 2$ y $n = 3$.

hacia el nivel i está dado por

$$j_{k,i} = N_k \Delta E_{ki} A_{ki} \quad (4.10)$$

donde N_k es la población del nivel de mayor energía en unidades de átomos por unidad de volumen, y A_{ki} es la tasa de decaimiento radiativo espontáneo del nivel k hacia el nivel i . De esta manera podemos determinar cualquier intensidad de líneas de emisión para el estudio de diversos diagnósticos.

4.3. Distribuciones energéticas de los electrones

Como se mencionó anteriormente, los valores de Υ_{ji} se determinan integrando los valores de Ω_{ji} para una función de distribución de energías electrónicas. La función de distribución $f(E)$ describe la probabilidad por unidad de energía de encontrar a un electrón en el gas con una energía E . En este trabajo consideramos dos tipos de funciones, la usual distribución Maxwell–Boltzmann y una distribución no-Maxwelliana tipo κ .

4.3.1. Distribución Maxwell–Boltzmann

La distribución de Maxwell–Boltzmann (MB) es la distribución estadística clásica comúnmente utilizada en plasmas astronómicos para caracterizar la distribución de una cantidad de energía entre partículas idénticas pero distinguibles. La función que describe esta distribución está dada por

$$f_{T_e}(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi} k_B T_e} \left(\frac{E}{k_B T_e} \right)^{1/2} \exp \left(-\frac{E}{k_B T_e} \right). \quad (4.11)$$

De esta manera las fuerzas de colisión efectivas de excitación y des-excitación (ecuaciones 4.8 y 4.9) para una distribución MB se convierten en

$$\Upsilon_{ij} = \Upsilon_{ji} = \Upsilon_{ji}^{\text{MB}}(T_e) = \int_0^\infty \Omega_{ij}(E_j) \exp \left(-\frac{E_j}{k_B T_e} \right) d \left(\frac{E_j}{k_B T_e} \right), \quad (4.12)$$

donde la característica particular de esta distribución es que la fuerza de colisión efectiva también es simétrica; es decir que para un par de estados iónicos la fuerza de colisión efectiva de excitación es igual a la de des-excitación.

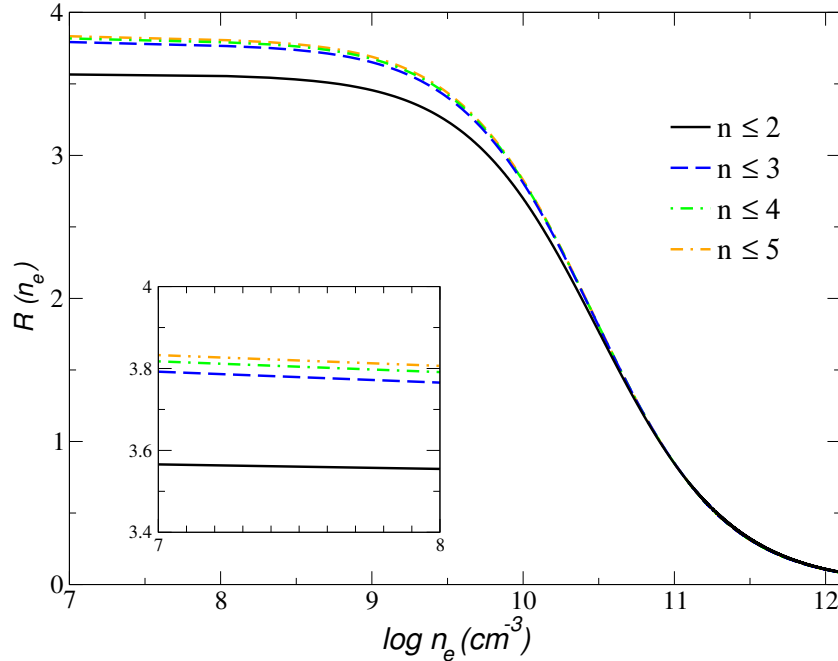


Figura 4.2: Coeficiente $R(n_e)$ para el ion $O\ VII$ a $T_e = 10^6$ K que ilustra el diagnóstico del triplete de helio para la densidad electrónica del plasma (Figura tomada de [38]).

Resultados de los diagnósticos del triplete de helio basados en un plasma Maxwelliano

Mediante la ecuación (4.10) podemos determinar las intensidades de las líneas características que conforman el triplete, y así obtener los diagnósticos R y G . En la Figura 4.2 se muestra el resultado obtenido para el coeficiente R ($\equiv f/i$), o sea el diagnóstico del triplete de helio sensitivo a la densidad considerando un plasma con una distribución de energías electrónicas MB. En su comportamiento podemos distinguir los tres regímenes característicos de este diagnóstico: el límite de baja densidad que en principio no funciona como un diagnóstico ya que, para un dado R , obtenemos un intervalo de densidades; el régimen de densidades intermedias que se obtiene cuando la densidad electrónica del plasma se encuentra por encima de la densidad crítica, y es donde justamente se evidencia la dependencia de este cociente con la densidad; y finalmente, tenemos el límite de altas densidades donde dicho coeficiente tiende a cero.

En esta figura también se muestra cómo varía el coeficiente R con el número de niveles de la estructura atómica que se toma en consideración. Cabe destacar que, aunque se muestre por ejemplo $n \leq 5$ (donde n es el número cuántico principal), se toma en cuenta la estructura fina del átomo que para este caso da como resultado un total de 49 niveles. Como se puede apreciar, el límite de bajas densidades aumenta cuando se

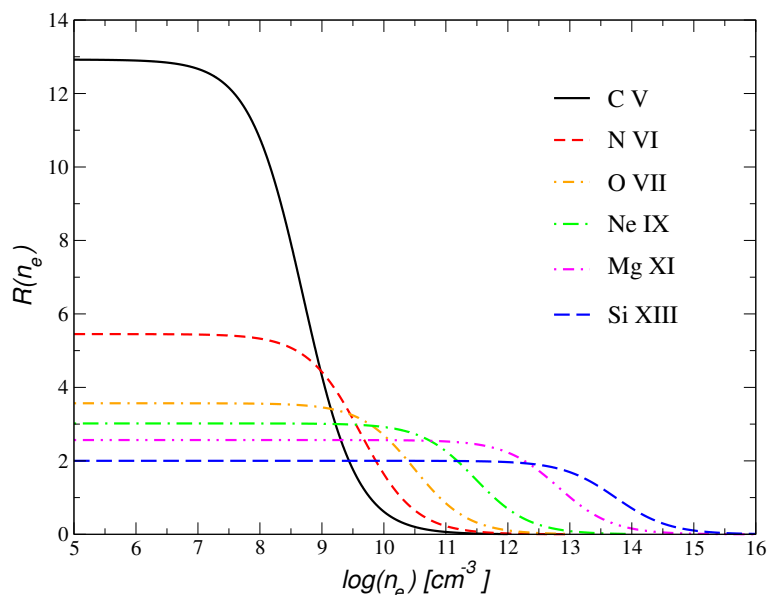


Figura 4.3: Coeficiente $R(n_e)$ para diferentes iones. Se muestra el diagnóstico de densidad para los iones en estudio, específicamente C v [$\log(T_e/K) = 5,5$], N VI [$\log(T_e/K) = 5,7$], O VII [$\log(T_e/K) = 6,0$], Ne IX [$\log(T_e/K) = 6,1$], Mg XI [$\log(T_e/K) = 6,3$] y Si XIII [$\log(T_e/K) = 6,4$].

considera una mayor cantidad de niveles en la estructura atómica; éste se incrementa cerca de un 10% cuando se consideran los primeros 17 niveles ($n \leq 3$) en comparación con el diagnóstico que se obtiene con solo $n \leq 2$. Esto se debe a que la población del nivel meta-estable $1s2s^3S_1$ aumenta debido a que los electrones que son excitados a los niveles de $n = 3$ posteriormente decaen de forma radiativa a los niveles de $n = 2$; como el nivel meta-estable posee un coeficiente de decaimiento radiativo al nivel base muy pequeño, su población incrementa al igual que la intensidad de línea z . Sin embargo, no se muestra una variación en este coeficiente al considerar los niveles con $n \geq 4$ en comparación con la gráfica de $n \leq 3$; esto se debe a que la temperatura electrónica del plasma ($T_e \approx 1$ MK) no es suficiente para excitar a los electrones a dichos niveles.

El valor en el que se establece el límite de bajas densidades (R_0) varía dependiendo del ion que estemos considerando; es decir, que R_0 varía con el número atómico del ion. Esto se muestra en la Figura 4.3 donde hemos determinado el coeficiente R para los seis iones en estudio. Cabe destacar que la densidad que se obtiene a partir de este diagnóstico de igual manera aumenta según el ion; o sea que mientras mayor es el número atómico del ion (Z), el límite de densidades intermedias se encuentra a mayores densidades, y esto se debe a que la densidad electrónica del medio debe incrementar para poder superar la densidad crítica de los iones más pesados.

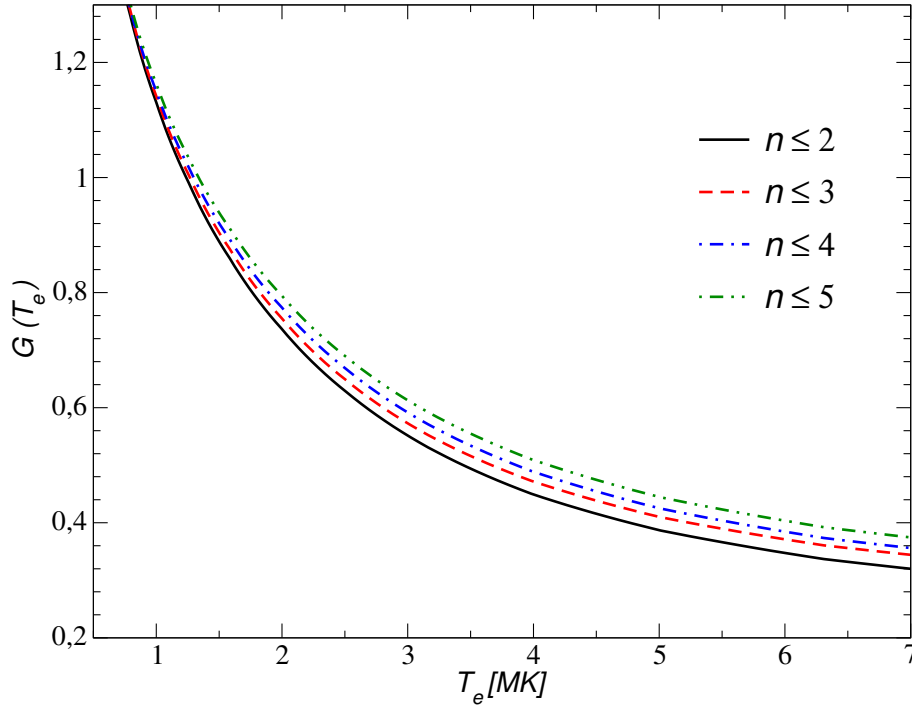


Figura 4.4: Coeficiente $G(T_e)$ para el ion $O\ VII$ a $n_e = 10^9\ \text{cm}^{-3}$ que constituye el diagnóstico del triplete de helio sensible a la temperatura electrónica del plasma (Figura tomada de [38], cortesía de los autores).

Por otro lado, cabe mencionar que la densidad electrónica del plasma debe ser lo suficientemente baja para evitar que la transición resonante comience a depender de la densidad; esto es, que las excitaciones colisionales comiencen despoblar el nivel $1s2s\ ^1S_0$ hacia el nivel $1s2p\ ^1P_1^o$ incrementando la población de este último y, por ende, la intensidad de la línea z .

El diagnóstico de temperatura se obtiene con el coeficiente G ; este diagnóstico involucra las tres intensidades de las líneas del triplete de helio ($G = (f + i)/r$), y se muestra en la Figura 4.4 donde se ha determinado considerando un plasma con una distribución MB. Este coeficiente disminuye al incrementar la temperatura ya que los niveles de la estructura atómica no tienen la misma dependencia con T_e : para poblar el nivel que da origen a la transición r , se requiere más energía. Este cociente es independiente de la densidad electrónica del medio ya que la misma se evita al sumar las intensidades de las transiciones f e i . Igualmente, en esta figura se muestra cómo varía el coeficiente G dependiendo de la cantidad de niveles que consideremos en el modelo de la estructura atómica. Como se puede observar, al considerar una mayor cantidad de niveles, el efecto se percibe a altas temperaturas ya que los electrones tienen una mayor posibilidad de ser

excitados a niveles de energías con $n = 4$ o $n = 5$ que luego decaen al nivel base o a los niveles con $n = 2$, incrementando así la población y, por ende, la intensidad de las transiciones de intercombinación y prohibida.

Cabe destacar que, a medida que se aumenta la temperatura, es más probable aumentar el grado de ionización de los elementos presentes en el plasma; de esta manera los iones con menor Z (iones más livianos) son totalmente ionizados, y por ende, solo es posible obtener iones tipo helio para elementos con Z mayor (iones más pesados). Es por esto que los diferentes rangos de temperaturas pueden ser probados ya que cada ion posee un rango de temperaturas específicas donde la intensidad de las líneas es máxima. Este rango de temperaturas se incrementa con la carga del ion.

4.3.2. Distribución κ no-Maxwelliana

Aunque la distribución MB es la función estadística más aplicada en astronomía, existen otras distribuciones que podemos aplicar para describir y estudiar los plasmas astrofísicos. Estas distribuciones de energías de electrones son conocidas como distribuciones no-Maxwellianas ya que difieren de una distribución MB a altas energías. Para el estudio de las coronas estelares, y por ende los plasmas colisionales, utilizamos la distribución no-Maxwelliana que se sugiere en [11]; es decir, que aplicamos al modelo de plasma una distribución de energías electrónicas κ .

Esta función se caracteriza por poseer una cola más caliente o supra-termal que permite que las partículas en el gas puedan poseer energías más altas que el promedio; es decir, que aumenta la probabilidad de obtener partículas más enérgicas en comparación que cuando se asume una distribución MB. La distribución κ se propuso por primera vez en [12] para explicar la distribución de energías de los electrones en la magnetosfera de la Tierra, y se ha utilizado para explicar diversos fenómenos en el Sol y la magnetosfera de los planetas gaseosos. Esta distribución ha sido ampliamente estudiada en [39, 40].

La función de distribución de energías electrónicas κ

$$f_{\kappa, E_{\kappa}}(E) = \frac{2\kappa^{-3/2}}{\sqrt{\pi}E_{\kappa}} \left(\frac{E}{E_{\kappa}} \right)^{1/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{E}{\kappa E_{\kappa}} \right)^{-(\kappa+1)} \quad (4.13)$$

posee una energía característica E_{κ} que está relacionada a la temperatura cinética

$$E_{\kappa} = k_B T (\kappa - 3/2) / \kappa ,$$

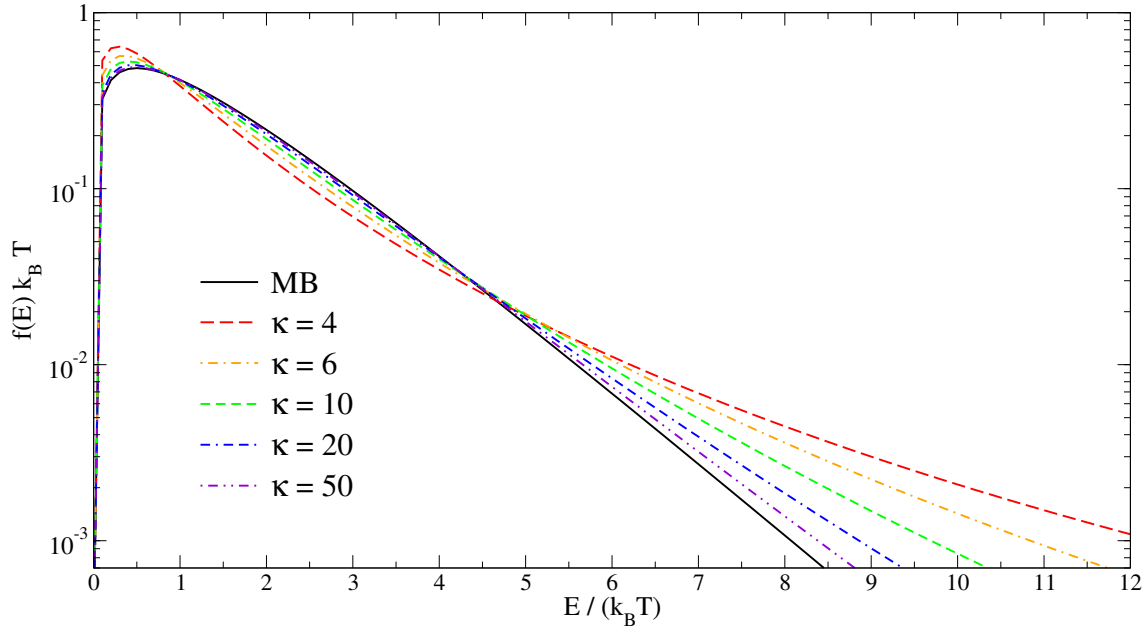


Figura 4.5: Comparación entre distribución κ y distribución MB. La distribución κ posee una cola supra-termal mucho mayor a altas energías en comparación con la distribución MB, además que tiende a esta última a medida que el parámetro κ aumenta.

donde el parámetro κ es una medida de cuánto se desvía esta distribución de la de MB, y está comprendido en el rango $(3/2, \infty)$. Cabe destacar que cuando $\kappa \rightarrow \infty$ se recupera la distribución MB (ver Figura 4.5).

Para esta distribución la fuerza de colisión efectiva de excitación de la ecuación (4.8) toma la forma

$$\Upsilon_{ij}^{\kappa}(T_{\kappa}) = (\kappa - 3/2)^{-3/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{k_B T_{\kappa}}\right) \times \int_0^{\infty} \Omega_{ij} \left(1 + \frac{E_j + \Delta E_{ij}}{(\kappa - 3/2)k_B T_{\kappa}}\right)^{-(\kappa+1)} d\left(\frac{E_j}{k_B T_{\kappa}}\right) \quad (4.14)$$

y la fuerza de colisión efectiva de des-excitación (ecuación 4.9)

$$\Upsilon_{ji}^{\kappa}(T_{\kappa}) = (\kappa - 3/2)^{-3/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \times \int_0^{\infty} \Omega_{ij} \left(1 + \frac{E_j}{(\kappa - 3/2)k_B T_{\kappa}}\right)^{-(\kappa+1)} d\left(\frac{E_j}{k_B T_{\kappa}}\right) . \quad (4.15)$$

Como se observa, esta distribución rompe con la simetría con respecto a i y j de los coeficientes de la fuerza colisional efectiva MB. Cabe destacar que para calcular

los coeficientes de fuerza de colisión efectiva para una distribución κ es necesario contar con la tabulación de los Ω_{ij} en función de la energía; sin embargo, como se mencionó anteriormente, esta data no es de fácil acceso, y debido a que son tabulaciones de gran volumen, no se publica y los métodos de cálculos son complejos y toman mucho tiempo de computo. Por estas razones, la data que generalmente se publica son las tabulaciones de los Υ_{ij} para diversas temperaturas de una distribución MB.

En base a esto, en [41] se ha propuesto una formulación aproximada para obtener los coeficientes de fuerza de colisión efectiva para una distribución κ a partir de los coeficientes de MB. De esta manera se tiene que

$$\Upsilon_{ij}^{\kappa}(T) \approx \frac{(\kappa - 3/2)^{-1/2} \Gamma(\kappa + 1)}{\kappa \Gamma(\kappa - 1/2)} \times \left(1 + \frac{\Delta E_{ij}}{(\kappa - 3/2)k_B T}\right)^{-\kappa} \exp\left(\frac{\Delta E_{ij}}{k_B T}\right) \Upsilon_{ji}^{\text{MB}}(T) \quad (4.16)$$

y

$$\Upsilon_{ji}^{\kappa}(T) \approx \frac{(\kappa - 3/2)^{-1/2} \Gamma(\kappa + 1)}{\kappa \Gamma(\kappa - 1/2)} \Upsilon_{ji}^{\text{MB}}(T). \quad (4.17)$$

Resultados de los diagnósticos basados en una distribución κ

Cuando se considera una distribución κ , el modelo del plasma se obtiene al reemplazar en las ecuaciones (4.5) y (4.6) las fuerzas de colisión efectivas de una distribución MB por sus análogos de la distribución κ ; es decir implementando las tabulaciones de los Υ_{ij}^{κ} y Υ_{ji}^{κ} en función de la temperatura para la excitación y des-excitación colisional, respectivamente.

En la Figura 4.6 se muestra el resultado obtenido para el diagnóstico de temperatura del triplete de helio considerando un plasma con una distribución κ de energías electrónicas. Este coeficiente G se ha determinado para diferentes valores del parámetros de κ , específicamente para $\kappa = 5, 10, 15$ y 20 , y hemos graficado en conjunto con el coeficiente que se obtiene para el caso de un plasma con distribución MB para su comparación. En esta figura se muestra que, para un cociente de intensidades de líneas (en este caso el cociente G), la distribución κ tiende a disminuir la temperatura electrónica del plasma; por ejemplo, para un coeficiente observado de $G = 1$, derivamos una $T_e = 1,25$ MK considerando una distribución MB, mientras que para el caso de una distribución κ obtenemos temperaturas más bajas: $T = 0,96$ MK para $\kappa = 10$; $T = 0,98$ MK para $\kappa = 15$ y $T = 1$ MK para $\kappa = 20$.

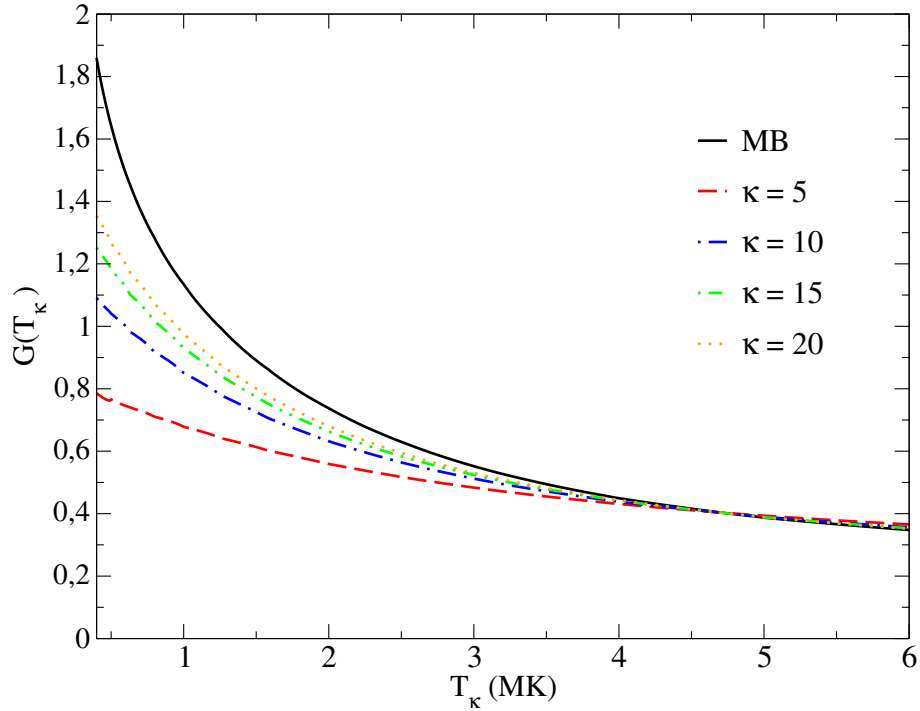


Figura 4.6: Coeficiente $G(T)$ con distribución κ . Se muestra el diagnóstico de temperatura basado en el ion O VII considerando un plasma con distribución κ , y para su comparación, se muestra el mismo coeficiente con MB. (Figura tomada de [38]).

Por otro lado, la distribución κ no varía significativamente el diagnóstico de densidades $R(n_e)$ como se muestra en la Figura 4.7, donde igualmente se ha graficado dicho cociente para diferentes valores de κ en conjunto con el cociente de MB. La razón de que este coeficiente varíe muy poco con la distribución κ se debe a que las diferencias energéticas (ΔE_{ij}) entre los niveles que dan origen a la línea de intercombinación y la línea prohibida son relativamente iguales y, por ende, el término exponencial presente en la tasa de colisión efectiva para la excitación no aporta mucha variación. Sin embargo, el límite de densidades intermedias (límite utilizado para determinar la densidad electrónica del plasma) no muestra variación alguna, y por lo tanto, la densidad electrónica obtenida a partir de $R(n_e)$ es la misma independientemente de la distribución utilizada.

Como se mencionó anteriormente, al considerar una distribución no-Maxwelliana, los parámetros físicos que se cambian en el modelo espectral son las fuerzas de colisión efectivas de excitación y des-excitación. Para estudiar cómo varía este parámetro, en la Figura 4.8 se muestra el cociente entre las fuerzas de colisiones efectivas $\Upsilon^\kappa/\Upsilon^{\text{MB}}$ en función del parámetro κ para las cuatro transiciones características del triplete de helio. Se observa que la distribución κ incrementa la fuerza colisional efectiva de excitación por

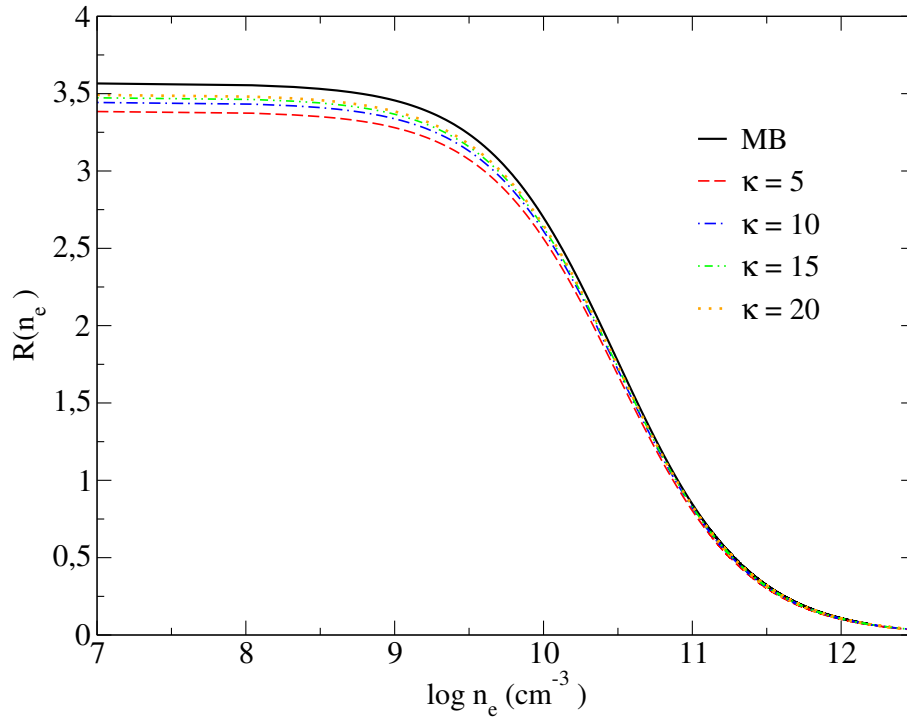


Figura 4.7: Coeficiente $R(n_e)$ con distribución κ . Se muestra el diagnóstico de densidad para el ion O VII considerando un plasma con distribución κ , y para su comparación, se muestra el mismo coeficiente con MB. (Figura tomada de [38]).

un factor un poco mayor a 8 para la transición con mayor ΔE_{ij} para valores de $\kappa \leq 5$; en cambio la tasa de des-excitaciones colisionales para dichos valores de κ incrementa en promedio por un factor de 2 en casi todas las transiciones.

Comparando las ecuaciones (4.14) y (4.16), corroboramos que este último método utilizado para determinar la fuerza de colisión efectiva para una distribución κ a partir de las tabulaciones de una distribución MB está en concordancia dentro un margen de diferencia del 10 % respecto a (4.14) para $\kappa > 5$ tal como se predice en [41, Sección 2].

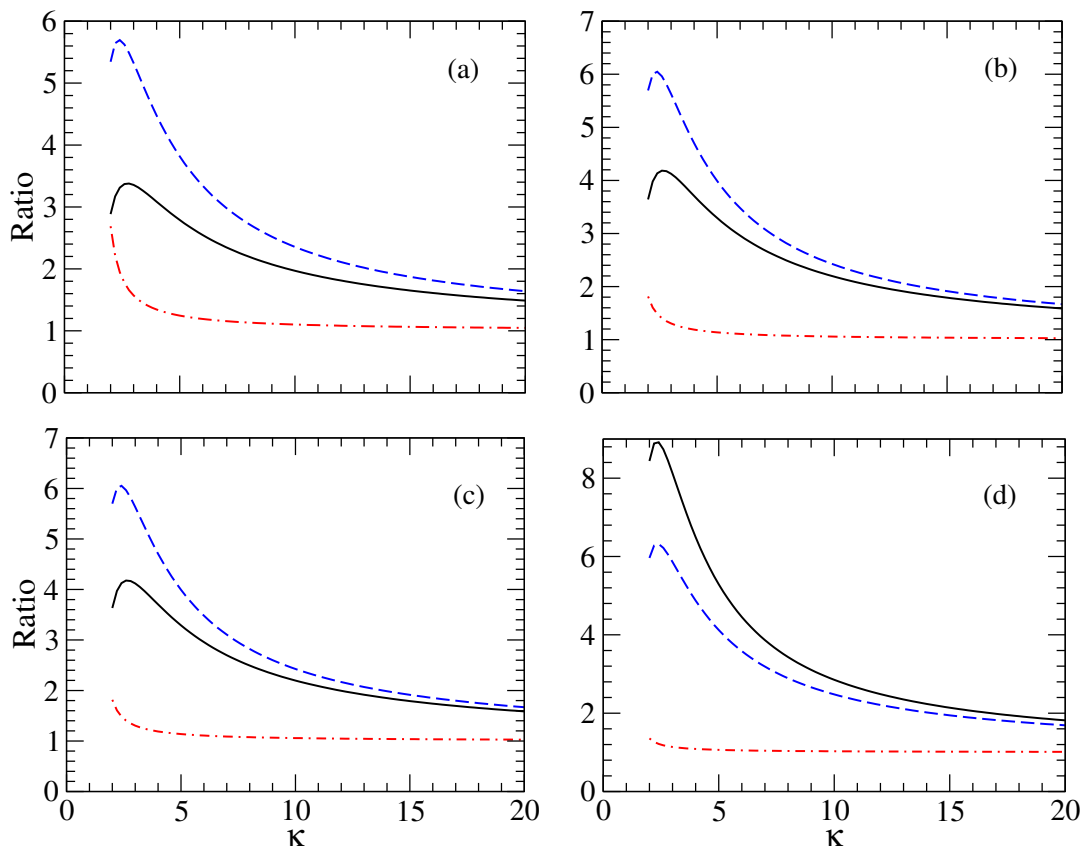


Figura 4.8: Cociente $\Upsilon^\kappa/\Upsilon^{\text{MB}}$ entre la fuerza de colisión efectiva para $T = 1 \text{ MK}$ en función de parámetro κ . (a) Transición prohibida z . (b) Transición y . (c) Transición x . (d) Línea permitida w . La línea sólida es el cociente para la fuerza colisional de excitación donde los coeficientes Υ^κ han sido calculados a través de la ecuación (4.14), y la línea segmentada muestra el mismo cociente utilizando la ecuación (4.16). Finalmente, la línea punteada–segmentada representa el cociente entre las fuerzas colisionales de desexcitación.

Capítulo 5

Datos Atómicos

Para desarrollar el modelo espectral del plasma necesitamos como parámetros de entrada las diversas tabulaciones de los datos atómicos para las diferentes propiedades físicas y tasas de reacción tales como: las energías de los niveles que se toman en consideración en la estructura atómica; las tasas de decaimiento radiativo espontáneo (A_{ji}); los coeficientes de excitación y des-excitación colisional o, de manera equivalente, las tabulaciones de las fuerzas de colisión efectivas que se derivan a partir de las tabulaciones de los Ω_{ij} . Este conjunto de datos atómicos debe ser conocido para cada ion que se desea estudiar, y como no es posible obtener medidas experimentales para todos estos parámetros (excepto para los niveles de energía), en la gran mayoría de los casos se requieren valores teóricos. Los resultados obtenidos de los modelos espectrales dependen directamente de los datos atómicos que se utilicen; es por esto que en los últimos años se han hecho esfuerzos en mejorar la completitud y la precisión de los datos atómicos para así desarrollar modelos espectrales más precisos, confiables y completos.

Aunque los datos atómicos son resultados teóricos, éstos se determinan a través de modelos computacionales que involucran cálculos complejos y requieren mucho tiempo de cómputo. Por esta razón se aplican diversas aproximaciones o se reducen la cantidad de parámetros o grados de libertad para simplificar el desarrollo de los cálculos. Esto conlleva a disponer y manejar diferentes tabulaciones para una misma propiedad de un ion en particular; cabe destacar que alguna de esta data puede ser más completa que otra o poseer mejor precisión. A continuación se describen los datos atómicos que hemos utilizado para desarrollar el modelo espectral presentado en el capítulo anterior, en conjunto con las referencias bibliográficas de las que se obtuvieron.

El valor de la energía de cada uno de los niveles de la estructura atómica del ion es el parámetro físico que se determina a partir de mediciones espectroscópicas para la mayoría

de los elementos de la tabla periódica, así como también para los diferentes estados de ionización de cada elemento. Estas energías de los niveles han sido recopiladas y publicadas en la base de datos del NIST¹ (Instituto Nacional de Normas y Tecnología, por su siglas en inglés), una base de datos de libre de acceso de la cual hemos obtenido los valores de energía para los primeros 49 niveles de la estructura atómica que estamos considerando (con número cuántico principal $n \leq 5$) para los iones tipo helio (dos electrones) C v, N VI, O VII, Ne IX, Mg XI y Si XIII.

Los coeficientes de decaimiento radiativo espontáneo (valores $A_{j,i}$) han sido obtenidos a través de diferentes fuentes bibliográficas. Dichos valores se calculan de manera computacional utilizando diversos paquetes o programas, tales como el GRASP (Paquete general de estructura atómica relativista, [42]), FAC (Código atómico flexible, [43]), SS (Programa SUPERESTRUCTURA, [44]) y el código MBPT ([21]). Es por esto que dichos valores están muy bien determinados y poseen un margen de incertidumbre menor al 5%. En específico hemos obtenido de [21] los valores $A_{j,i}$ para los iones en estudio exceptuando Mg XI que se obtuvo de [17]. Por otro lado, también disponemos de los datos atómicos de [13] donde se publican valores similares de A_{ji} para el ion C v; en [14] para N VI y, por último, en [15] para el ion O VII. Sin embargo, debido a que la transición que parte del nivel $1s2s\ ^1S_0$ hacia el nivel base (transición de doble fotón) no es una transición óptica, su coeficiente de decaimiento radiativo no se muestra en las tabulaciones antes mencionadas; es por esto que dichas tabulaciones se han completado con el valor A_{ji} correspondiente a esta transición publicado en [19] para todos los iones.

Las tabulaciones de las fuerzas de colisión $\Omega_{ij}(E)$ en función de la energía del electrón incidente para cada transición son los datos atómicos más importantes, ya que son la base para determinar otras cantidades físicas tales como las fuerzas de colisión efectivas Υ (la fuerza de colisión integrada por la distribución de energías electrónicas), y por ende, las tasas de excitación y des-excitación colisional. Además, al disponer de esta data podemos considerar otros tipos de distribuciones de energía para los electrones tales como la distribución κ . Sin embargo como se ha insistido anteriormente, las tabulaciones de los Ω_{ij} no son comúnmente publicadas debido a su extensión, y en su lugar se publica la data integrada generalmente con una distribución de MB; es decir, los coeficientes Υ_{ji}^{MB} para un rango de temperaturas. Para considerar otras distribuciones, las tabulaciones de estos datos atómicos fueron obtenidas privadamente de los autores quienes nos proporcionaron las tabulaciones de los Ω_{ij} para los iones de C v, N VI, O VII, Mg XI y Si XIII.

¹<http://www.nist.gov/>

Igualmente cabe destacar que contamos a partir de las respectivas publicaciones con las diferentes tabulaciones de los $\Upsilon_{ji}(T_e)$ en función de la temperatura electrónica para una distribución MB, lo que nos permitirá comparar dichas tabulaciones. En específico, de [20] hemos obtenido los valores de $\Upsilon_{ji}(T)$ para las transiciones con $n \leq 2$ para los iones O VII, Ne IX, Mg XI y Si XIII; de [16] para Ne IX y, por último, de [45] para O VII.

Debido a que para cada ion disponemos de diferentes datos atómicos para una misma cantidad física, a continuación analizamos este conjunto de datos atómicos mediante métodos de comparación, y así poder determinar en qué rango de temperaturas dichos datos atómicos nos aseguran un modelo espectral más confiable; al igual que se determina cómo se propagan las incertidumbres de estos datos atómicos en el modelo espectral del plasma ya que, como se mencionó anteriormente, estas tabulaciones no son completamente precisas.

5.1. Matriz- R : Cálculo de la fuerza de colisión Ω_{ij}

La matriz- R ([46]) es uno de los métodos computacionales más utilizados para resolver la ecuación de Schrödinger donde se consideran las interacciones cuánticas de un sistema nuclear, atómico o molecular, y por ende, es una técnica poderosa que se aplica en la física atómica para determinar los estados dispersados que se originan en la interacción entre un ion y un electrón. A continuación se describe de forma general este método utilizado para determinar la fuerza de colisión (en [46] se muestra una descripción más detallada).

El método de la matriz- R se basa de forma general en determinar autovalores y autovectores considerando el problema de la colisión entre un electrón y un átomo o ion totalmente aislado:

$$H\Psi = E\Psi \quad (5.1)$$

donde la función de onda total Ψ del sistema con su energía total E es determinada numéricamente. En principio el Hamiltoniano en la ecuación (5.1) no es relativista; sin embargo es una buena aproximación para iones con carga nuclear baja ($Z \lesssim 30$) ya que a medida que Z aumenta estos efectos comienzan a tomar importancia dentro de la estructura de los niveles. Para considerar efectos relativistas se cuenta con dos métodos; uno de ellos es el basado en el Hamiltoniano relativista de Breit–Pauli (matriz- R BP), el cual consiste en aplicar dichos efectos relativistas como una perturbación al Hamiltoniano original no-relativista, y es aplicable a iones con $Z < 30$. Para iones más pesados se recurre al Hamiltoniano relativista de Dirac–Fock que se ha implementado en el paquete

computacional DARC.

Para dar solución a la ecuación (5.1), el método de la matriz- R divide el espacio de configuración, es decir el espacio con el conjunto de estados posibles, en dos regiones mediante una esfera de radio a centrada en el ion. En la región interna ($r \leq a$) se consideran los fenómenos de intercambio y correlación entre el electrón incidente y los electrones ligados del ion, además de la repulsión entre los $N + 1$ electrones. La región externa ($r > a$) es conocida como la región asintótica donde no se toma en consideración el intercambio entre electrones, y el electrón dispersado solo interacciona con las fuerzas de largo alcance del ion. La solución general que arroja cantidades físicas, tales como las secciones eficaces para cada energía, se obtiene empalmando las soluciones de esta dos regiones en la superficie de la esfera ($r = a$).

La completitud o precisión de los datos atómicos obtenidos a través de la matriz- R , y de por sí la eficiencia de este método, depende de varios factores. Uno de ellos es el rango de energías dispersadas que se toman en consideración; a medida que se toman energías mayores es posible observar mayor cantidad de series de resonancias en la sección eficaz, además que se asegura la convergencia de la integración numérica de los Ω para determinar las tabulaciones de los Υ para un rango de temperaturas amplio. El otro factor es el número de estados con momento angular total J que se deben considerar en la expansión de ondas parciales para describir la función de onda del electrón incidente.

5.2. Análisis de la fuerza de colisión efectiva

El uso de datos atómicos cada vez más precisos es necesario tanto para el estudio de los plasmas astrofísicos como en otras áreas como por ejemplo la fusión nuclear, física atmosférica, óptica cuántica, etc. La complejidad y el tamaño de estos conjuntos de datos se han incrementado en los últimos años para asegurar más confiabilidad en los modelos; con este fin, en muchas ocasiones es necesario detectar inconsistencias y errores sistemáticos en este tipo de tabulaciones. Por lo tanto es conveniente contar con procedimientos que nos permitan revisar y comparar las diferentes tabulaciones de los datos atómicos de una manera consistente, aguda y sin afectar significativamente la precisión de ellos. En la literatura podemos encontrar diversos métodos para el análisis de los datos atómicos referentes a las tabulaciones de los Ω , o de manera equivalente, a las tabulaciones de los Υ_{ji} . En particular empleamos el método propuesto en [47, Sección 5] para el análisis de la fuerza de colisión efectiva que describimos a continuación.

Este método se basa en re-escalar los valores de Υ para eliminar su dependencia

asintótica con la temperatura (o sea, cuando $T \rightarrow \infty$), la cual se reformula en una variable adimensional cuyo rango varía entre 0 (que simboliza el límite de bajas temperaturas, $T \rightarrow 0$), y 1 (límite de altas temperaturas, $T \rightarrow \infty$). De esta manera la tabulación de los Υ se puede presentar de manera compacta en un gráfico cuyo rango es $(0, 1)$ para las abscisas (temperatura escalada, T_r), y entre $(0, \Upsilon_{max})$ para el eje de las ordenadas (fuerza de colisión efectiva escalada, Υ_r).

Este re-escalamiento nos permite comparar diferentes datos atómicos considerando todo el rango de temperaturas electrónicas. Dicho escalamiento depende del tipo de transición que se esté considerando (permitidas, prohibidas o de intercombinación) ya que para cada tipo de transición el comportamiento de los Υ en función de la temperatura es diferente. Por este motivo, se muestran a continuación los diferentes tipos.

Tipo 1

Este tipo está asociado con una transición óptimamente permitida. El escalamiento se realiza de la siguiente manera:

$$T_r = 1 - \frac{\ln C}{\ln \left(\frac{kT}{E_{ij}} + C \right)} \quad (5.2)$$

$$\Upsilon_r = \frac{\Upsilon}{\ln \left(\frac{kT}{E_{ij}} + e \right)} \quad (5.3)$$

donde k es la constante de Boltzmann, y la tendencia para bajas y altas temperatura está dada por

$$\Upsilon_r(0) = \Omega(0)$$

y

$$\Upsilon_r(1) = \frac{4g_i f_{ij}}{E_{ij}} .$$

En esta última expresión, el parámetro f_{ij} se conoce como la fuerza del oscilador, una cantidad adimensional que cuantifica la probabilidad de absorción o emisión de radiación electromagnética por una transición entre niveles de energía de un átomo. Este parámetro se deriva de la tasa de decaimiento radiativo espontáneo a través de la relación

$$A_{ji} = \frac{2\pi e^2}{m_e c \epsilon_0 \lambda^2} \frac{g_i}{g_j} f_{ij} . \quad (5.4)$$

donde e es el módulo de la carga del electrón; m_e es la masa del electrón; c es la velocidad de la luz; ϵ_0 es la constante de permitividad del vacío y λ es la longitud de onda correspondiente a la transición; finalmente g_i y g_j son los pesos estadísticos de los niveles de energía involucrados en la transición.

Tipo 2

Este escalamiento está relacionado con una transición inducida por una interacción multipolar eléctrica o magnética, es decir una transición prohibida:

$$T_r = \frac{\frac{kT}{E_{ij}}}{\left(\frac{kT}{E_{ij}} + C\right)} \quad (5.5)$$

$$\Upsilon_r = \Upsilon, \quad (5.6)$$

y la tendencia a bajas y altas temperatura es

$$\Upsilon_r(0) = \Omega(0)$$

y

$$\Upsilon_r(1) = \Omega(E \rightarrow \infty).$$

Tipo 3

Se aplica a transiciones con intercambio de espín, es decir líneas de intercombinación:

$$T_r = \frac{\frac{kT}{E_{ij}}}{\left(\frac{kT}{E_{ij}} + C\right)} \quad (5.7)$$

$$\Upsilon_r = \left(\frac{kT}{E_{ij}} + 1\right) \Upsilon \quad (5.8)$$

y el límite para bajas y altas temperatura es

$$\Upsilon_r(0) = \Omega(0)$$

y

$$\Upsilon_r(1) = \int_0^\infty \Omega \, d\left(\frac{E_j}{E_{ji}}\right).$$

Estos escalamientos introducen una constante C el cual es un parámetro ajustable

que permite variar la distribución de los puntos en el gráfico para así obtener una mejor distribución en el eje de las abscisas. De esta manera, disminuyendo C , se corren los puntos del gráfico hacia mayores valores de T_r y viceversa.

5.3. Propagación de incertidumbres en el modelo espectral

Mediante del desarrollo de modelos espectrales de plasmas, es posible determinar las propiedades físicas de las fuentes a partir de las líneas que emiten; por ejemplo, la densidad, temperatura y abundancias químicas, entre otros. Los resultados y las conclusiones que se puedan extraer de estos modelos dependen en gran medida de la precisión de los datos atómicos que se utilicen, recordando que los mismos se aplican al considerar plasmas en equilibrio estadístico en lugar de un equilibrio termodinámico local. Debido a esto, en los últimos años se han realizado avances en el desarrollo de estos modelos ya que se ha logrado una precisión y la completitud razonable de los datos atómicos; sin embargo, aunque dichos datos son valores teóricos obtenidos mediante modelos computacionales, éstos poseen un rango de confiabilidad o incertidumbre. En base a esto, se busca entender cómo se propagan estas incertidumbres a través del modelo espectral y cómo afectan el análisis de las observaciones.

Hoy en día no se cuenta con un método general para estimar la incertidumbre de la data atómica, y menos la incertidumbre de cada parámetro o transición que compone dicha data ya que no necesariamente tienen que ser iguales para todos los datos; tampoco se dispone de un método para cuantificar cómo estos errores se propagan a través de los modelos espectrales. Un método propuesto puede ser el de Monte Carlo; sin embargo, computacionalmente este método es sumamente costoso ya que tendría que resolver la ecuación de equilibrio estadístico cientos de veces para cada parámetro atómico del modelo. Recientemente en [48] han desarrollado un método para determinar la propagación de las incertidumbres de los datos atómicos basándose en la propagación de errores correlacionados, y es el que se presenta a continuación. Cabe destacar que para el presente trabajo se ha realizado todo el desarrollo matemático y programación de los módulos en Python debido a ciertas inconsistencias y errores en el formalismo publicado en la referencia anterior; por lo tanto presentamos aquí las correcciones.

5.3.1. Incertidumbre en la población de los niveles

Asumiendo equilibrio estadístico en el plasma y haciendo uso de la ecuación (4.2), podemos expresar la población de cada nivel de la estructura atómica de un ion por medio de la relación

$$N_i = \frac{\sum_{j \neq i} N_j (n_e q_{j,i} + A_{j,i})}{n_e \sum_{j \neq i} q_{i,j} + \sum_{j < i} A_{i,j}} \quad (5.9)$$

donde n_e es la densidad electrónica del medio, $q_{i,j}$ y $q_{j,i}$ son las tasas de excitación y des-excitación colisional, respectivamente ($j > i$), y $A_{j,i}$ es la tasa de decaimiento radiativo espontáneo. Este balance detallado se describe a través de una ecuación lineal y, por ende, la propagación de errores también; de esta manera la incertidumbre en la población de un nivel dado δN_i está dada por

$$\begin{aligned} (\delta N_i)^2 = \sum_{j \neq i} \left[\left(\frac{\partial N_i}{\partial \Upsilon_{j,i}} \right)^2 (\delta \Upsilon_{j,i})^2 + \left(\frac{\partial N_i}{\partial A_{j,i}} \right)^2 (\delta A_{j,i})^2 \right] \\ + \sum_{j \neq i} \left(\frac{\partial N_i}{\partial A_{i,j}} \right)^2 (\delta A_{i,j})^2 + \sum_{j \neq i} \left(\frac{\partial N_i}{\partial N_j} \right)^2 (\delta N_j)^2. \end{aligned} \quad (5.10)$$

Como se describe en [48], los primeros tres términos a la derecha de la igualdad corresponden a la propagación directa de las incertidumbres de los datos atómicos al nivel i , y el último término se debe a la correlación de las incertidumbres entre las poblaciones. Considerando un plasma con distribución MB, la incertidumbre en la población de los niveles es

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta N_i}{N_i} \right)^2 - \sum_{j \neq i} N_j^2 \frac{(n_e q_{j,i} + A_{j,i})^2}{\eta_i^2} \left(\frac{\delta N_j}{N_j} \right)^2 = \frac{1}{\eta_i^2} \left[n_e^2 \sum_{j \neq i} (N_j q_{j,i} - N_i q_{i,j})^2 \left(\frac{\delta \Upsilon_{j,i}}{\Upsilon_{j,i}} \right)^2 \right. \\ \left. + \sum_{j > i} (N_j A_{j,i})^2 \left(\frac{\delta A_{j,i}}{A_{j,i}} \right)^2 + \left(\frac{N_i}{\tau_i} \right)^2 \left(\frac{\delta \tau_i}{\tau_i} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (5.11)$$

donde hemos tomando en cuenta que para esta distribución $\Upsilon_{i,j} = \Upsilon_{j,i}$. Debido a que esta simetría se rompe al considerar una distribución κ , en el presente trabajo se propone que

la incertidumbre en las poblaciones de los niveles para esta distribución viene dada por

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta N_i}{N_i}\right)^2 - \sum_{j \neq i} N_j^2 \frac{(n_e q_{j,i} + A_{j,i})^2}{\eta_i^2} \left(\frac{\delta N_j}{N_j}\right)^2 = \frac{1}{\eta_i^2} \left[n_e^2 \sum_{j \neq i} (N_j q_{j,i})^2 \left(\frac{\delta \Upsilon_{j,i}^\kappa}{\Upsilon_{j,i}^\kappa}\right)^2 \right. \\ \left. + n_e^2 \sum_{j \neq i} (N_i q_{i,j})^2 \left(\frac{\delta \Upsilon_{i,j}^\kappa}{\Upsilon_{i,j}^\kappa}\right)^2 + \sum_{j > i} (N_j A_{j,i})^2 \left(\frac{\delta A_{j,i}}{A_{j,i}}\right)^2 + \left(\frac{N_i}{\tau_i}\right)^2 \left(\frac{\delta \tau_i}{\tau_i}\right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (5.12)$$

En estas últimas dos formulaciones, η_i está relacionado con la cantidad de procesos que pueblan un nivel:

$$\eta_i = \sum_{j \neq i} N_j (n_e q_{j,i} + A_{j,i}). \quad (5.13)$$

Tanto (5.11) como (5.12) son un sistema de n ecuaciones con n incógnitas, donde n viene dado por el número total de niveles que se toman en consideración en el modelo de la estructura atómica del ion. La solución a este sistema de ecuaciones se obtiene al resolver sistema matricial

$$\mathbf{A} \mathbf{x} = \mathbf{b}$$

donde \mathbf{A} es una matriz de $n \times n$ dimensiones, \mathbf{b} es un vector de dimensión n y ambas cantidades vienen dadas por las ecuaciones antes mencionadas; finalmente $\mathbf{x} = (\delta N_i / N_i)^2$ es el vector de n componentes a determinar. Cabe destacar que, a medida que se aumenta la densidad del plasma ($n_e \rightarrow \infty$), el termino a la derecha de las ecuaciones (5.11) y (5.12) tienden a cero; por lo tanto, las incertidumbres en las poblaciones igualmente tienden a dicho valor.

5.3.2. Incertidumbre de la emisividad

Como se mencionó anteriormente, la intensidad en una línea espectral que parte de un nivel excitado i hacia un nivel de menor energía f está dado por

$$j_{i,f} = N_i A_{i,f} \Delta E_{i,f}.$$

Cabe destacar que las variable N_i y $A_{i,f}$ están correlacionadas y, por lo tanto, sus incertidumbres también lo están. Reescribiendo esta última ecuación utilizando (5.9)

$$j_{i,f} = \eta_i \frac{A_{i,f} \Delta E_{i,f}}{n_e \sum_{j \neq i} q_{i,j} + \sum_{j < i} A_{i,j}} \quad (5.14)$$

podemos determinar la incertidumbre en una línea de emisión que estará dada por

$$\left(\frac{\delta j_{i,f}}{j_{i,f}}\right)^2 = \left(\frac{\delta N_i}{N_i}\right)^2 + \left(\frac{N_i}{\eta_i \tau_i}\right)^2 \left(\frac{\delta \tau_i}{\tau_i}\right)^2 + \left(1 - \frac{N_i}{\eta_i} A_{i,f}\right)^2 \left(\frac{\delta A_{i,f}}{A_{i,f}}\right)^2. \quad (5.15)$$

Se puede corroborar que, cuando $n_e \rightarrow \infty$, esta incertidumbre tiende al error relativo de la tasa de decaimiento radiativo espontáneo.

5.3.3. Incertidumbre del diagnóstico espectral

El método más aplicado en astronomía para obtener información de las fuentes estelares a través de su espectro se realiza tomando el cociente entre las intensidades de una o más líneas espectrales. Mediante este método es posible determinar condiciones físicas de las fuentes en estudio, y es por este motivo que es necesario comprender cuánto afecta la incertidumbre de los datos atómicos sobre estos diagnósticos.

Un diagnóstico espectral (D) donde solo se considere la intensidad de dos líneas de emisión está dado por

$$D = \frac{j_{i,f}}{j_{g,h}} = \left(\frac{N_i}{N_g}\right) \left(\frac{A_{i,f}}{A_{g,h}}\right) \left(\frac{\Delta E_{i,f}}{\Delta E_{g,h}}\right) \quad (5.16)$$

donde N_i y N_g son las poblaciones del nivel donde parten dichas transiciones, y ΔE es la energía de cada transición. Utilizando igualmente la propagación de errores correlacionados, la incertidumbre de este diagnóstico está dado por

$$\left(\frac{\delta D}{D}\right)^2 = \left[1 - D \left(\frac{\partial j_{g,h}}{\partial j_{i,f}}\right)\right]^2 \left(\frac{\delta j_{i,f}}{j_{i,f}}\right)^2 + \left[1 - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial j_{i,f}}{\partial j_{g,h}}\right)\right]^2 \left(\frac{\delta j_{g,h}}{j_{g,h}}\right)^2 \quad (5.17)$$

donde las derivadas parciales respecto a la intensidad de una línea son

$$\frac{\partial}{\partial j_{i,f}} = \frac{1}{A_{i,f}} \frac{\partial}{\partial N_i} + \frac{1}{N_i} \frac{\partial}{\partial A_{i,f}}. \quad (5.18)$$

Sin embargo, en muchas ocasiones es conveniente realizar un diagnóstico espectral que involucre la intensidad de dos o más líneas en el numerador o denominador como es el caso de los diagnósticos del triplete de helio; esto es

$$D = \frac{\sum_{\{i,f\}} j_{i,f}}{\sum_{\{g,h\}} j_{g,h}}. \quad (5.19)$$

La incertidumbre en este diagnóstico estará entonces dado por

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta D}{D}\right)^2 &= \sum_{\{i,f\}} \left(\frac{\sum_{\{i,f\}'} (\partial j_{\{i,f\}'} / \partial j_{\{i,f\}})}{\sum_{\{i,f\}} j_{\{i,f\}}} - \frac{\sum_{\{g,h\}} (\partial j_{\{g,h\}} / \partial j_{\{i,f\}})}{\sum_{\{g,h\}} j_{\{g,h\}}} \right)^2 (\delta j_{\{i,f\}})^2 \\ &+ \sum_{\{g,h\}} \left(\frac{\sum_{\{i,f\}} (\partial j_{\{i,f\}} / \partial j_{\{g,h\}})}{\sum_{\{i,f\}} j_{\{i,f\}}} - \frac{\sum_{\{g,h\}'} (\partial j_{\{g,h\}'} / \partial j_{\{g,h\}})}{\sum_{\{g,h\}} j_{\{g,h\}}} \right)^2 (\delta j_{\{g,h\}})^2 \quad (5.20) \end{aligned}$$

donde se puede corroborar fácilmente que, al considerar una sola intensidad de línea tanto en el numerador como en el denominador, se recupera la ecuación (5.17).

5.4. Resultados

A continuación presentamos los resultados obtenidos del estudio y análisis de los datos atómicos empleados en nuestros modelos espectrales.

5.4.1. Comparación de los conjuntos de $\Upsilon_{ij}(T)$

Para el modelo espectral hemos utilizado los $\Upsilon(T)$ que se han determinado a partir de la integración de las tabulaciones de los $\Omega(E)$ que disponemos. Como una medida para estimar el error porcentual de esta tabulación, se ha realizado una comparación de dichos coeficientes con el resto de las tabulaciones de $\Upsilon(T)$ para una distribución Maxwelliana. Esta comparación se ha realizado para los datos atómicos de O VII, ya que es el ion para el cual disponemos de diferentes tabulaciones para las transiciones que ocurren entre los primeros siete niveles de la estructura atómica; es decir, transiciones con $n \leq 2$.

En este análisis, la comparación entre nuestra tabulación y la publicada en [20] nos arroja una diferencia de 30 % para los $\Upsilon(T)$ que corresponden a la transición prohibida del triplete de helio, y del 15 % para las transiciones que ocurren entre el nivel $1s2s \ ^1S_0$ y los niveles del triplete $1s2p \ ^3P_j^o$; para el resto de las otras transiciones, la diferencia es menor a un 10 %. En contraste, comparando con la tabulación de [45], la mayor diferencia se observa entre las transiciones que parten de los niveles $n = 2$ al estado base que en promedio es de un 15 %, y para algunas transiciones entre los niveles del triplete $1s2p \ ^3P_j^o$ cuyas diferencias suben a un 40 % excepto para la transición $1s2p \ ^3P_1^o - ^3P_0^o$ cuyos valores de Υ se triplican para una temperatura de $\log(T_e) = 5,8$.

Debido a la magnitud de estas diferencias en las tabulaciones de $\Omega(E)$ para O VII, en el presente trabajo nos vimos en la posición de tener que recalcular las fuerzas de

colisión para este ion con la finalidad de disminuir y determinar las incertidumbres en las tabulaciones que consideramos en los modelos espectrales; además, no disponemos tampoco de estas tabulaciones para Ne IX que igualmente calculamos y describimos a continuación.

5.4.2. Fuerzas de colisión para O VII y Ne IX

Para el cálculo de los $\Omega(E)$ que realizamos en el presente trabajo hemos utilizado el método de la matriz- R BP a diferencia de las tabulaciones por [15] en cuyos cálculos se emplea el método DARC (ver Sección 5.1).

En la Figura 5.1 se muestran los valores $\Omega_{i,j}(E_j)$ obtenidos en el presente trabajo para O VII en función de la energía del electrón relativa al nivel superior de cada transición; esto se muestra para la línea z del triplete de helio ($1s2s\ ^3S_1 - 1s^2\ ^1S_0$) y la transición $1s2s\ ^1S_0 - 1s^2\ ^1S_0$ en conjunto con los datos obtenidos por [15]. En ambas figuras, el primer grupo de resonancias que se observa son las que se encuentran más cerca del umbral de la transición, y es donde se evidencia un corrimiento en energía entre ambas tabulaciones; esto se debe a que los valores de las separaciones energéticas de los niveles de los modelos atómicos son diferentes (en una variación de 0,015 Ryd), ya que la tabulación de [15] considera valores *ab initio* mientras que en nuestro cálculo introducimos valores experimentales de la base de datos de NIST. Sin embargo, cabe destacar que nuestra tabulación no reproduce por completo todas las resonancias mostradas en la otra tabulación, y esto debe a que la trama de energía (o resolución) utilizada en nuestro cálculo de la matriz- R para obtener las resonancias es menos fina que en el cálculo de [15]. Para nuestros cálculos de O VII la resolución de la trama energética es de $10^{-4}(Z - 1)^2$.

La comparación entre las fuerzas de colisión calculadas a través de estos dos diferentes métodos nos permite concluir que, para la serie isoelectrónica del helio, tanto el método de la matriz- R BP como DARC son bien confiables ya que los valores obtenidos para las fuerzas de colisión difieren en menos del 5%. Esta comparación crea un precedente positivo ya que actualmente las tabulaciones de los $\Omega(E)$ calculados con estos dos enfoques para los iones de la serie isoelectrónica del berilio presentan discrepancias resaltantes [49, 50, 51].

Para el cálculo de la sección eficaz de Ne IX igualmente se ha utilizado el método de matriz- R BP mejorando la trama de energías para apreciar de manera detallada cada resonancia cerca del valor del umbral de energía; en esta región la resolución se ha establecido en $10^{-5}(Z - 1)^2$, y para la región más allá del último umbral se ha mantenido en $10^{-2}(Z - 1)^2$. De esta manera la sección eficaz se ha determinado para un total de 28 940

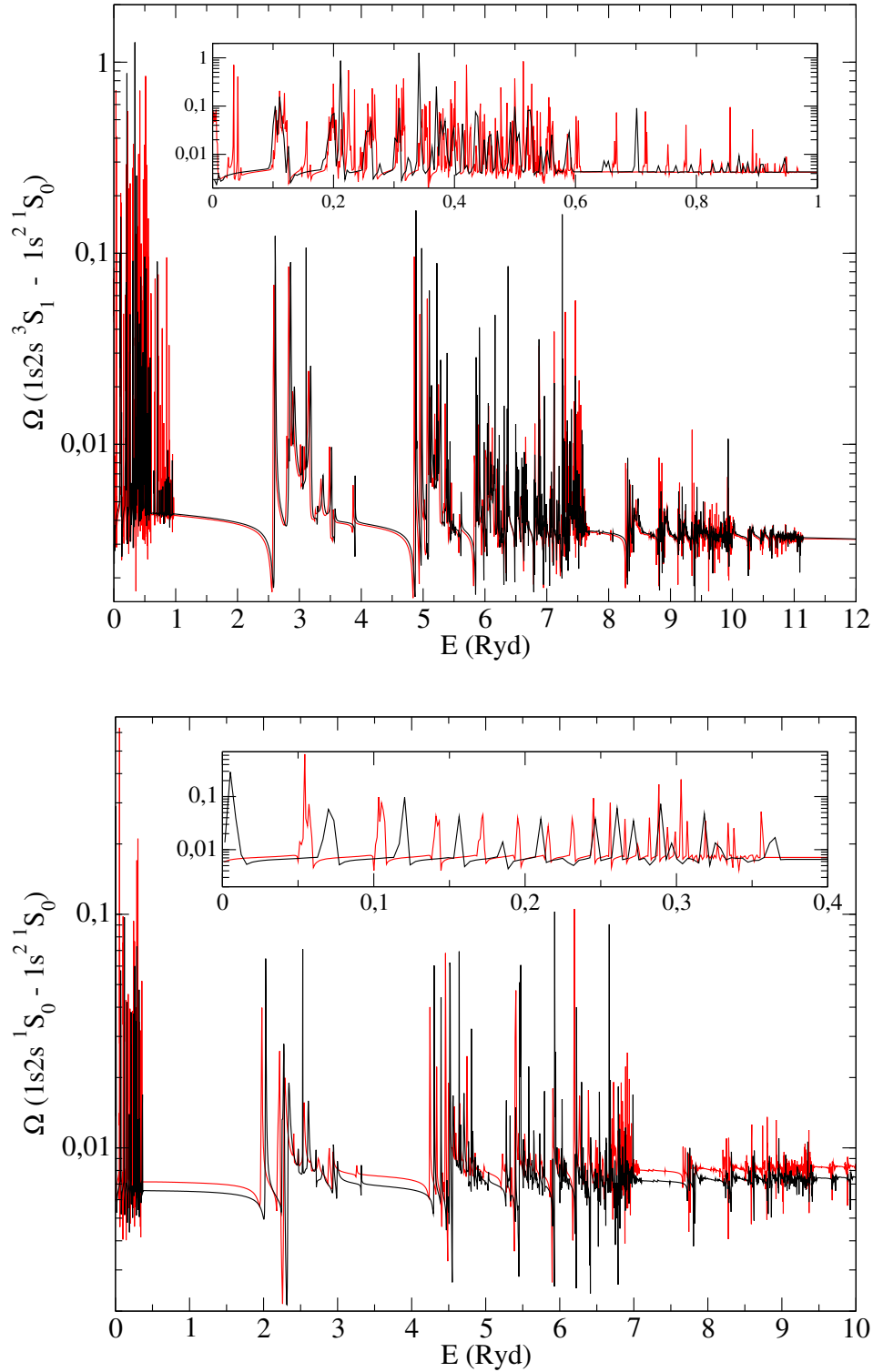


Figura 5.1: Comparación de las tabulaciones de $\Omega(E)$. Se muestra la fuerza de colisión para la transición $1s2s\ ^3S_1 - 1s^2\ ^1S_0$ (panel superior) y la transición prohibida $z\ 1s2s\ ^1S_0 - 1s^2\ ^1S_0$ (panel inferior). La curva negra es la tabulación calculada en el presente trabajo con el método de la R -matriz BP y la curva roja es la tabulación de [15] con DARC.

puntos de energías; es decir hasta un rango de 468,48 Ryd, lo que nos permitirá realizar la integración para calcular los Υ a temperaturas bien altas ($T \lesssim 10^7$ K). Para asegurar la convergencia de los Ω para todas las transiciones y energías, se ha incluido en el cálculo ondas parciales con momento angular total $J \leq 36,5$.

En la Figura 5.2 se muestra la fuerza de colisión calculada en el presente trabajo para las transiciones del triplete helio en el ion Ne IX, en donde se puede observar la serie de resonancias entre las conchas $n = 2$ y $n = 3$, y entre $n = 3$ y $n = 4$. Al igual que en la Figura 5.1, se pueden apreciar las diferentes dependencias de los Ω en función de la energía para los distintos tipos de transiciones. Estas dependencias son:

- Transición permitida $\rightarrow \Omega \sim \ln(E)$
- Transición prohibida $\rightarrow \Omega \sim \text{constante}$.
- Transición de intercombinación $\rightarrow \Omega \sim E^{-2}$

y es por esto que cada tipo de transición se analiza mediante un escalamiento diferente.

5.4.3. Escalamientos en las transiciones de O VII

El triplete de helio es uno de los pocos diagnósticos espectrales que involucran transiciones con diferentes interacciones electromagnéticas; es decir transiciones de tipo permitida, de intercombinación y prohibida. Es por esto que en el estudio o análisis de la fuerza de colisión efectiva se aplican los tres tipos de escalamientos, y es lo que se muestra en la Figura (5.3) donde analizamos las tabulaciones de los Υ para las cuatro transiciones características de este diagnóstico espectral. En el límite de bajas temperaturas las discrepancias entre las distintas tabulaciones se debe a las series de resonancias que aparecen en la sección eficaz cerca del umbral de la transición; para este rango de temperaturas dichas resonancias juegan un papel fundamental, y es por esto que en el cálculo de las fuerzas de colisión tomar en cuenta la mayor cantidad de resonancias implica una data más precisa y completa. Al considerar el límite opuesto, $T_e \rightarrow \infty$, el escalamiento de los datos atómicos tiende al comportamiento esperado a altas temperaturas, lo que nos asegura que dichas tabulaciones para estas transiciones pueden ser utilizadas en un amplio rango de T_e . Sin embargo cabe destacar que, para $T_e > 10^{6,6}$ K, tanto en la tabulación de [15] como la calculada en el presente trabajo el escalamiento de la transición permitida comienza a decaer y no tiende al valor de $\Upsilon(1)$. Esto conlleva colocar esa cota superior en temperatura para la cual dichos datos atómicos son confiables.

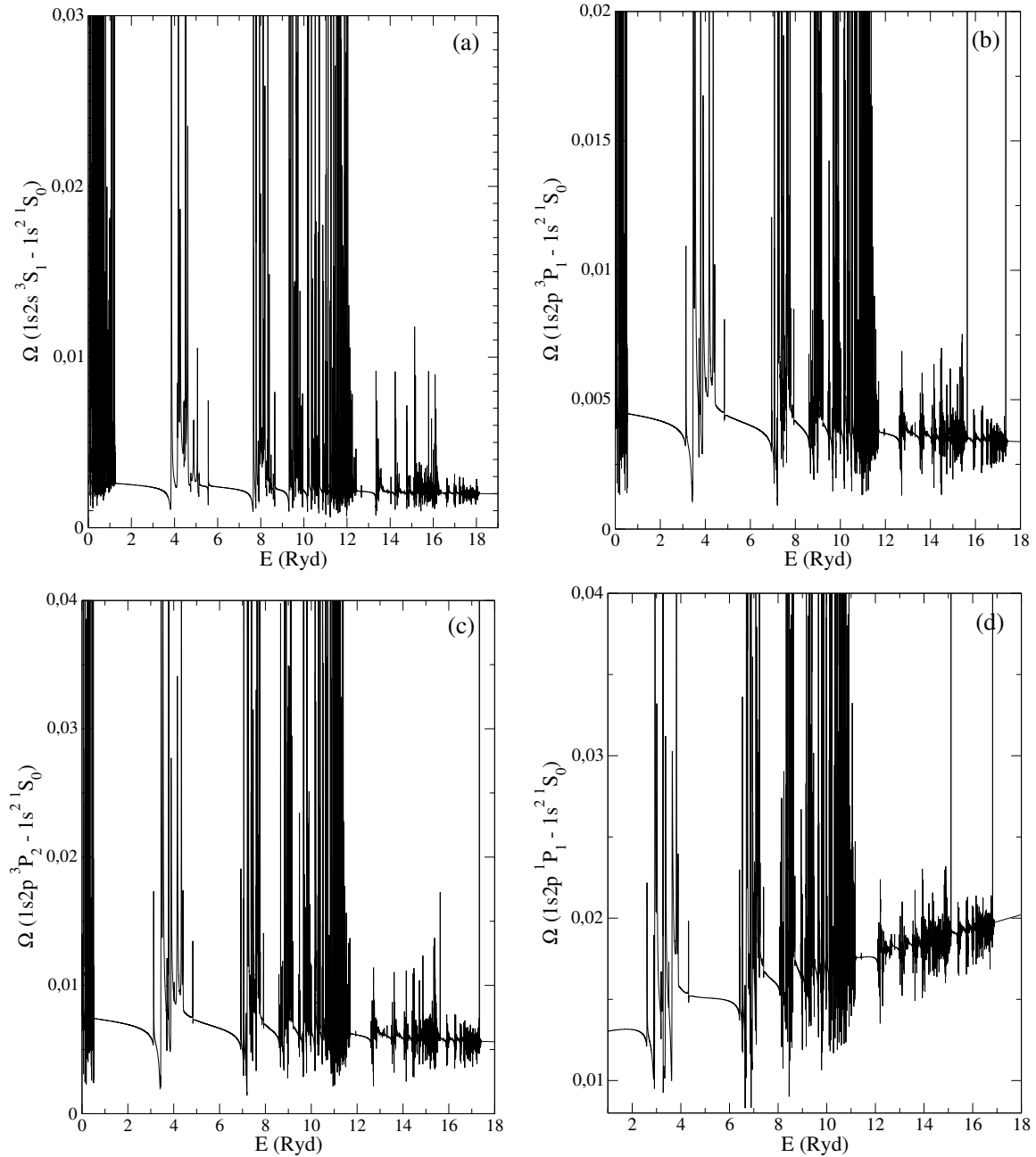


Figura 5.2: *Fuerza de colisión para Ne IX.* Se muestran las fuerzas de colisión para las transiciones del triplete de helio: (a) prohibida; (b) y ; (c) x ; y (d) permitida.

Analizando otro grupo de transiciones, en la Figura 5.4 se muestra el escalamiento para la transición que se lleva a cabo mediante el decaimiento de dos fotones ($1s2s^1S_0 - 1s^2^1S_0$); en particular, en el límite de bajas de temperaturas nuestra tabulación es un factor de 2 más alta en comparación con las demás. Nuevamente, esta diferencia se debe a las resonancias presentes en nuestra tabulación que se localizan muy cerca del umbral, las

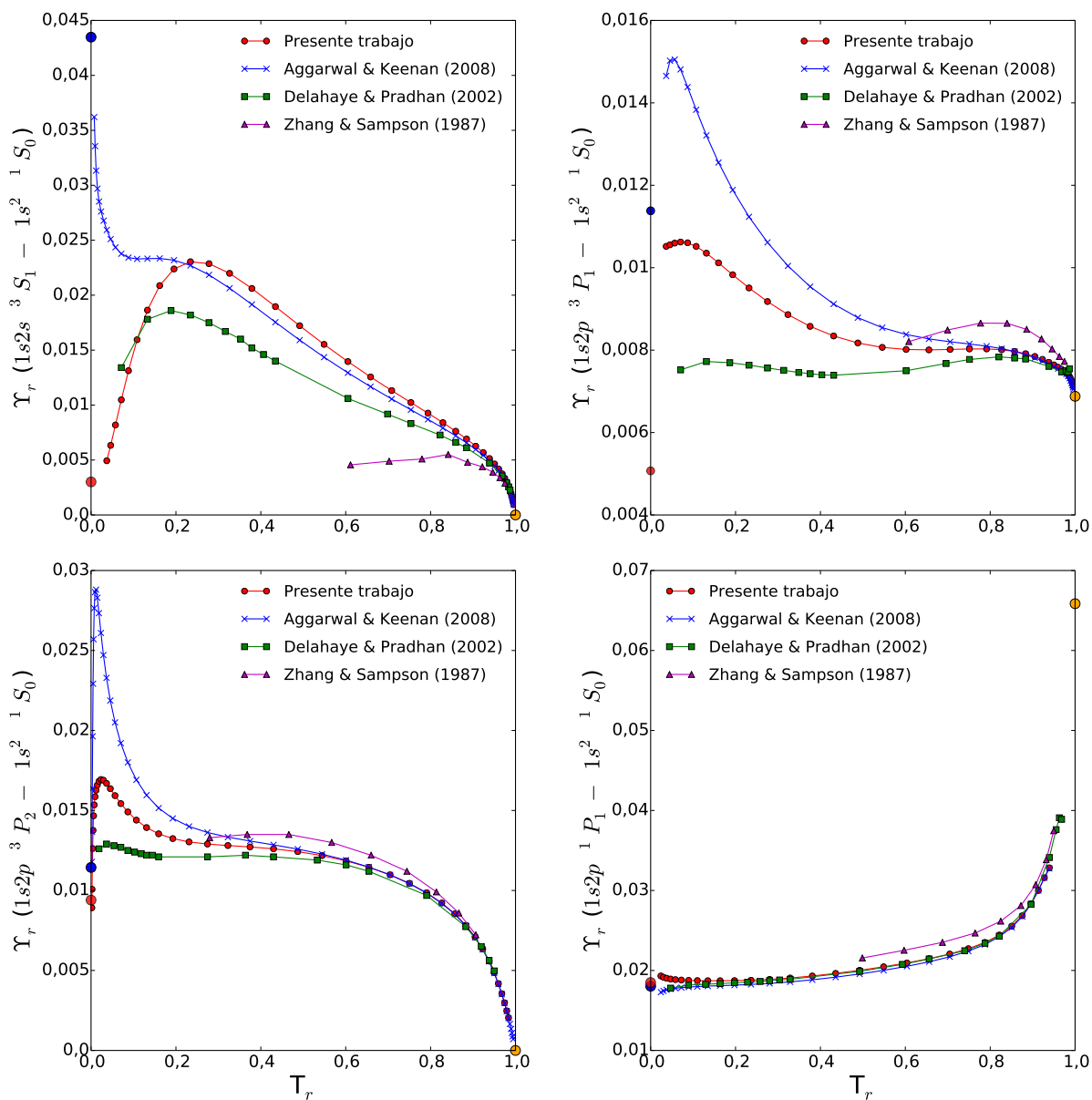


Figura 5.3: Escalamientos de los Υ para $O\text{ VII}$. Escalamiento de las tabulaciones de la fuerza de colisión efectiva para las transiciones características del triplete de helio. Transición prohibida (panel superior, izquierda). Transición y (panel superior, derecha). Transición x (panel inferior, izquierda). Transición permitida (panel inferior, derecha). Curva roja: valores calculados en el presente trabajo. Curva azul: tabulaciones de [15]. Curva verde: valores de [45]. Curva morada: datos de [20].

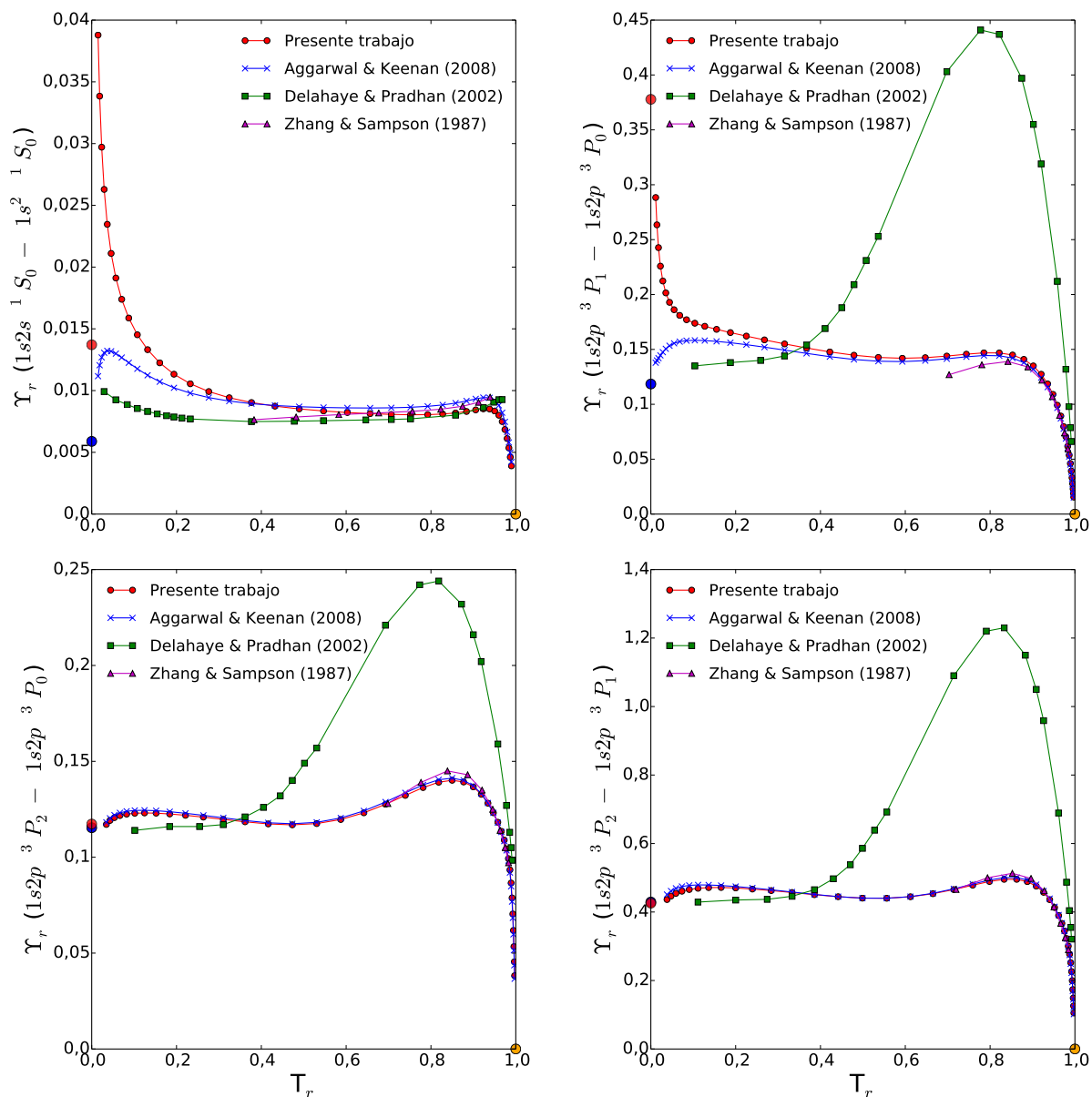


Figura 5.4: Escalamientos de los $\Upsilon(T)$ para O VII. Escalamientos de las tabulaciones de la fuerza de colisión efectiva para la transición $1s2s\ ^1S_0 - 1s^2\ ^1S_0$ (panel superior, izquierdo) y algunas de las transiciones entre los niveles $1s2p\ ^3P_{0,1,2}^o$ (referencias como en la Figura 5.3).

cuales no se toman en cuenta en los cálculos anteriores (ver Figura 4.1). En conjunto con este escalamiento, se muestran los resultados para algunas de las transiciones que se dan entre los niveles $1s2p\ ^3P_{0,1,2}^o$ que en principio son transiciones prohibidas. Para estos escalamientos la diferencia más notoria se muestra en las tabulaciones de [45]; estos datos atómicos igualmente fueron calculados utilizando el método la matriz- R BP, y esta discrepancia es la que se menciona en la Sección 5.4.1. Sin embargo, estas últimas tabulaciones tienden correctamente al límite esperado a altas energías.

5.4.4. Escalamientos en las transiciones de Ne IX

Para este ion disponemos de tres tabulaciones: las calculadas por [16] y [20] y la llevada a cabo en el presente trabajo. En la Figura 5.5 se muestra el escalamiento para algunas de las transiciones que decaen al nivel base y las que ocurren entre los niveles con número cuántico principal $n = 2$. En forma general, nuestra tabulación de los datos atómicos para los $\Omega(E)$ puede ser utilizada en un amplio rango de temperaturas para determinar las fuerzas de colisión efectiva, ya que la misma asegura una convergencia en la integral para el cálculo de los $\Upsilon(T)$ en ambos límites de bajas y altas temperaturas. Cabe mencionar en base a estos escalamientos que, tanto para Ne IX como los otros iones en estudio, las tabulaciones publicadas en [20] son confiables y que en principio pueden asegurar un buen modelo espectral; sin embargo dicha data solo es conocida para un reducido número de valores de T_e .

Por otro lado al considerar las temperaturas altas se observan discrepancias en la tabulación de [16] en comparación con los datos antes mencionados, donde para varias transiciones los valores de $\Upsilon(T)$ incrementan rápidamente superando el límite de $\Upsilon_r(1)$. Esto se debe a que en dicha tabulación quizás no se considera un rango suficientemente amplio de energías para el cálculo de las secciones eficaces, y la integración de los Ω podría no converger para estas transiciones.

5.4.5. Escalamientos en C V, N VI, Mg XI y Si XIII

Partiendo de las tabulaciones de $\Omega(E)$ para los iones C V, N VI, Mg XI y Si XIII, hemos determinado las fuerzas de colisión efectivas para un amplio rango de temperaturas, y el análisis de dichos conjuntos de datos se ha realizado comparando con las tabulaciones de [20]. Mediante el escalamiento de la transición permitida, se ha podido estimar una cota superior de temperatura para las tabulaciones de los datos atómicos de [13, 14, 17, 18]; de esta manera para C V estas tabulaciones nos aseguran un buen comportamiento de los

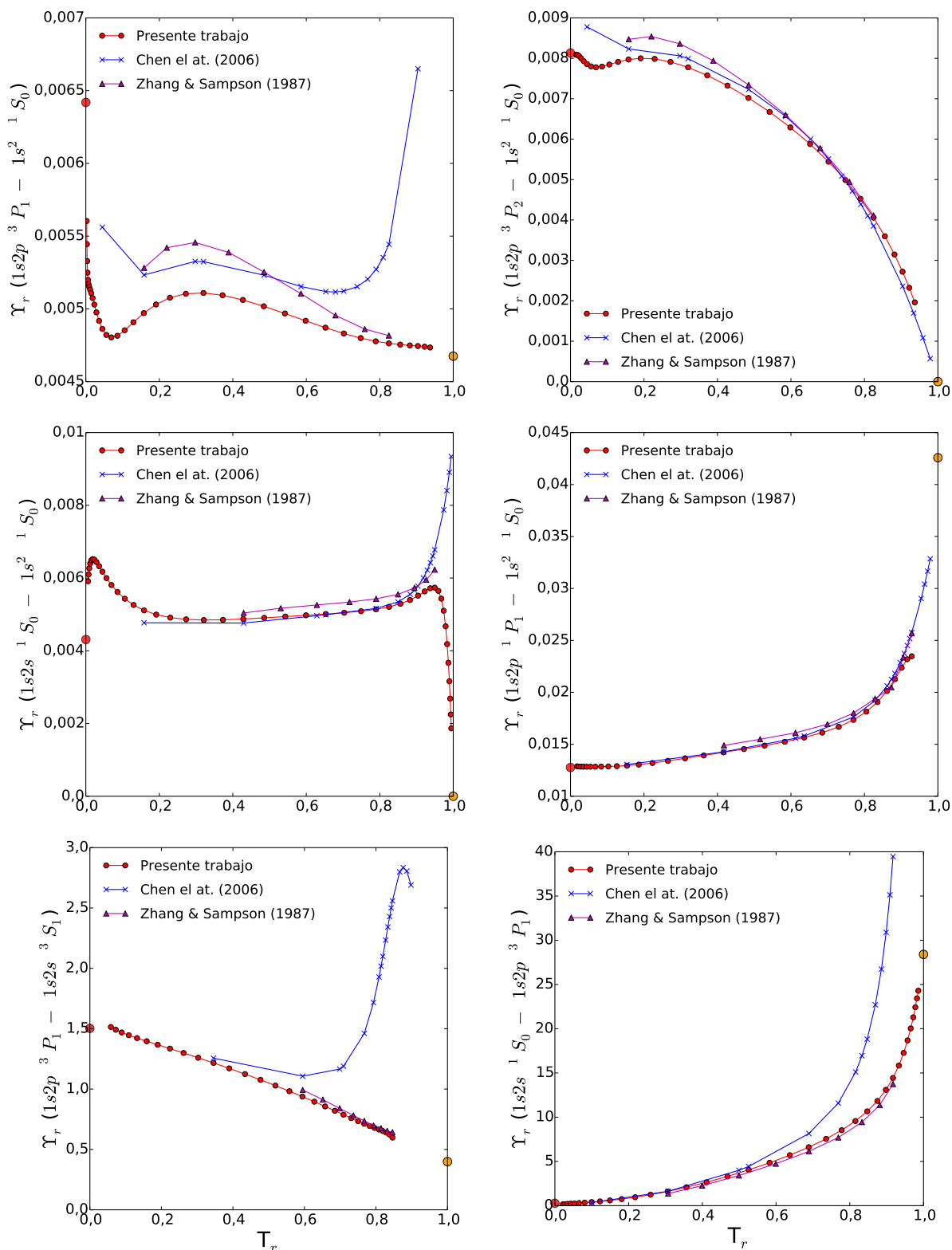


Figura 5.5: Escalamientos de los Υ para Ne IX. Escalamientos de las tabulaciones de la fuerza de colisión efectiva para algunas de las transiciones que decaen al nivel base y transiciones que ocurren entre los niveles con $n = 2$. Curva roja: presente trabajo. Curva azul: Ref. [16]. Curva morada: Ref. [20].

$\Upsilon(T)$ hasta una temperatura de $T_e = 10^{6.2}$ K; para N VI un límite de $T_e = 10^{6.4}$ K; para Mg XI hasta $T_e = 10^{6.9}$ K; y, finalmente, para Si XIII esta data atómica es recomendable hasta una temperatura de 10^7 K. Estos límites de temperaturas son suficientes para poder poblar el primer nivel excitado de la estructura atómica, nivel de donde parten las transiciones observadas del triplete de helio; sin embargo, no es suficiente para poblar niveles más energéticos, tales como aquellos con $n \geq 5$.

De manera general y a partir de estos escalamientos, podemos concluir que los datos referentes a las tabulaciones de la fuerza de colisión efectiva utilizados para el desarrollo nuestros modelos espectrales son suficientemente confiables en el rango de temperaturas que consideramos, además que la misma abarca un amplio rango de energías en las secciones eficaces para considerar la mayor cantidad de resonancias y poder así disponer de una tabulación de $\Upsilon(T)$ más completa.

5.4.6. Incertidumbre en las poblaciones de los niveles

La incertidumbre en los datos atómicos de la fuerza de colisión efectiva ($\delta\Upsilon/\Upsilon$) se han determinado mediante una comparación entre los datos atómicos de [15] y los calculados en el presente trabajo; estas incertidumbres se obtuvieron para cada transición y varían de igual manera con la temperatura. Tanto la incertidumbre de la tasa de decaimiento radiativo espontáneo ($\delta A_{j,i}/A_{j,i}$) como la del tiempo de vida medio de cada nivel ($\delta\tau_i/\tau_i$) se han establecido en menos del 3% para todas las transiciones.

En la Figura 5.6 se muestra la incertidumbre en la población de los primeros 49 niveles de la estructura atómica de O VII, en conjunto con la contribución a la incertidumbre de cada parámetro atómico. En dicha figura se muestra que la mayor contribución a la incertidumbre de la población de los niveles es debido a la incertidumbre de la fuerza de colisión efectiva; es por este motivo que en el presente trabajo se ha buscado disminuir y determinar un rango de incertidumbres confiables para estas tabulaciones. Para la mayoría de las transiciones, el error de estos datos es en promedio menor al 6%; sin embargo, obtenemos transiciones con errores más elevados del orden de un 15% para las transiciones que se dan entre los niveles $1sns\ ^1S_0 - 1s^2\ ^1S_0$ (con $n = 2, 3, 4, 5$); es decir las transiciones con $J = 0$ y $\Delta J = 0$, y por ende, estos son los niveles con mayor incertidumbre en sus poblaciones.

Por otro lado se observa que las incertidumbres de los parámetros atómicos $A_{j,i}$ y τ_i contribuyen en menor medida a los errores de la poblaciones, y en promedio las mismas afectan de igual manera a todos los niveles de la estructura atómica.

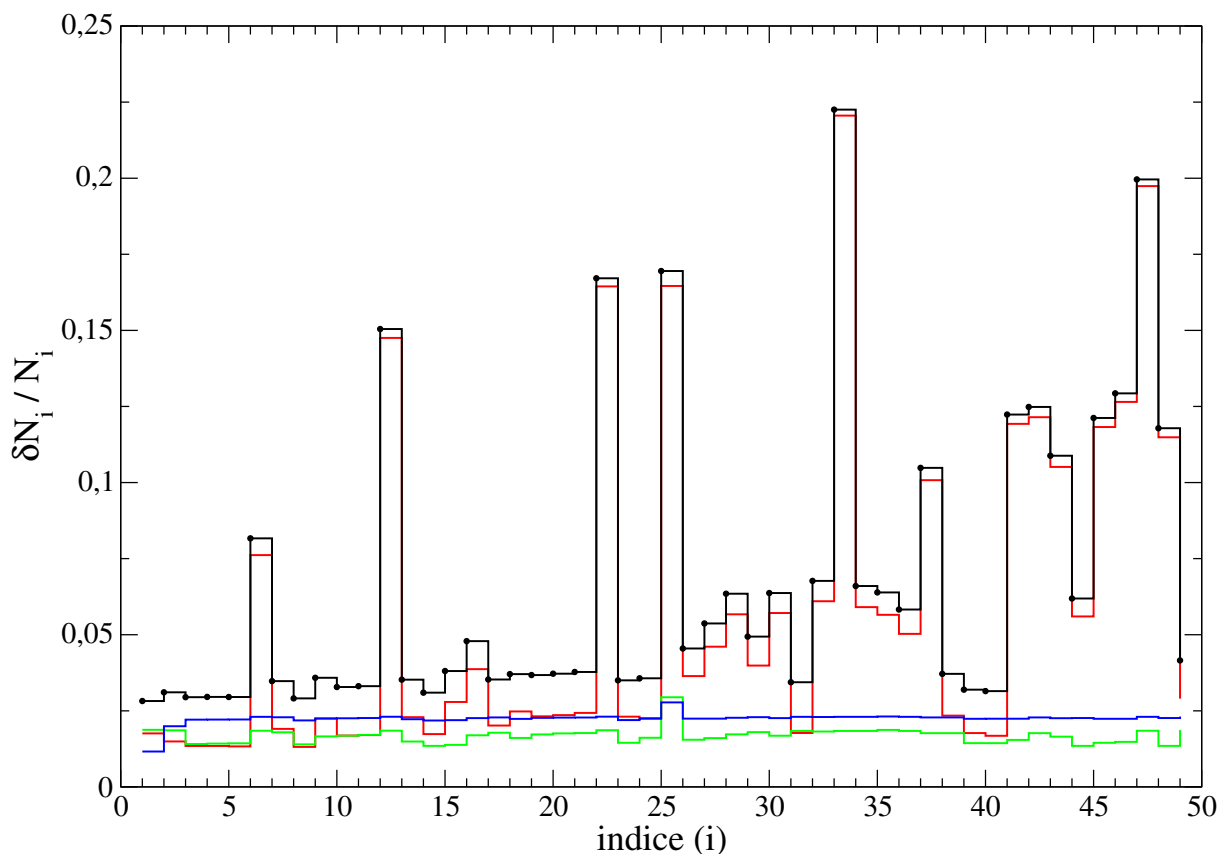


Figura 5.6: *Incertidumbre en la población de los niveles.* Propagación de las incertidumbres de los datos atómicos en la población de los primeros 49 niveles de la estructura atómica para OVII (curva negra), así como la contribución de las fuerzas de colisión Υ (curva roja), las tasas radiativas $A_{j,i}$ (curva azul) y los tiempos de vida τ_i (curva verde).

5.4.7. Incertidumbre en el diagnóstico $R(n_e)$

El cociente de líneas $R(n_e)$ involucra las intensidades de las transiciones prohibida y de intercombinación, o sea

$$R(n_e) = \frac{z}{x + y} \quad (5.21)$$

y para determinar la incertidumbre de este cociente hemos utilizado la ecuación (5.20).

En la Figura 5.7 se muestra este diagnóstico en función de la densidad en conjunto con su incertidumbre. Este cociente se ha graficado considerando, en primer lugar, los primeros siete niveles de la estructura atómica ($n \leq 2$), y luego, los niveles correspondientes a $n \leq 5$. Podemos concluir que para determinar la densidad de un plasma a través de este diagnóstico basta con incluir en el modelo espectral solo los niveles con $n \leq 2$. Al considerar una distribución κ en el coeficiente $R(n_e)$, la diferencia respecto al cociente

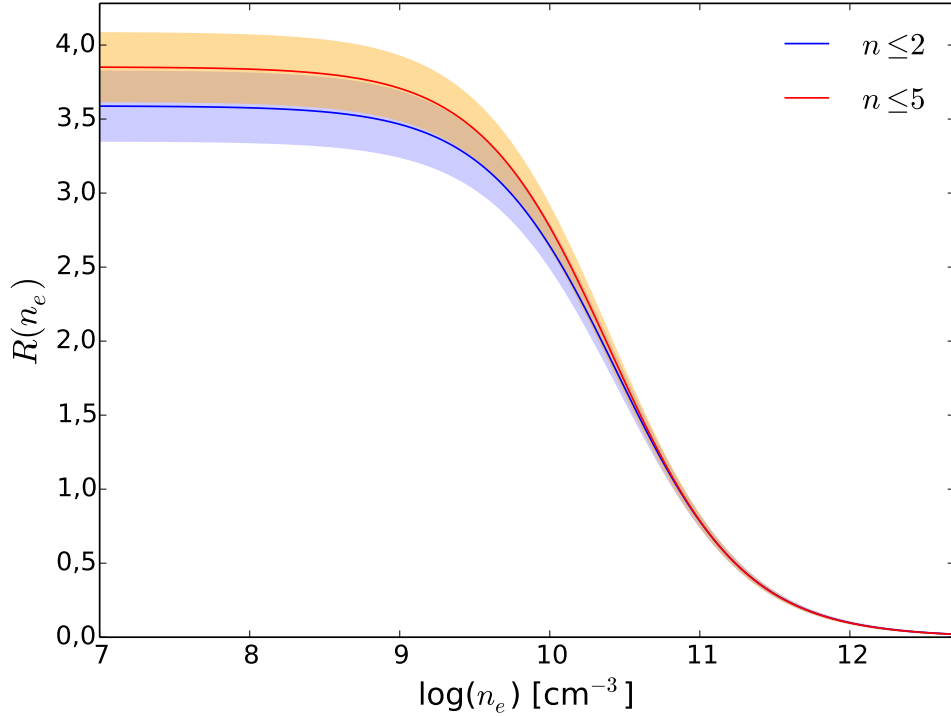


Figura 5.7: Incertidumbre en el cociente $R(n_e)$ para O VII en un plasma con distribución de energías electrónicas MB a $T_e = 1$ MK, considerando los niveles de $n \leq 2$ y $n \leq 5$ en el modelo atómico.

MB se observa únicamente en límite de bajas densidades tal como se muestra en la Figura 5.8; sin embargo, dicho diagnóstico se encuentra dentro del rango de incertidumbre del coeficiente de MB, es decir que la densidad del plasma que se deriva del diagnóstico no varía al tomar en cuenta una distribución u otra.

En base a esto, en la Figura 5.9 se muestra el coeficiente $R(n_e)$ con su incertidumbre para los seis iones en estudio, considerando una distribución de energías de los electrones MB y con un modelo atómico que incluye solo los primeros siete niveles.

El plasma que hemos estado considerando hasta ahora es un plasma colisional; es decir, las excitaciones de los iones se deben principalmente a colisiones con electrones. Sin embargo, como en muchas fuentes estelares, estos plasmas pueden ser irradiados por una fuente emisora, la cual puede excitar los electrones ligados de los iones y, por lo tanto, variar la población de los niveles. Para excitar los electrones del nivel base de los iones tipo helio se requiere mucha energía, y esto involucra emisión de fotones por una fuente sumamente caliente. Sin embargo fotones en el rango del ultravioleta (UV) pueden excitar los electrones del nivel meta-estable $1s2s \ ^3S_1$ hacia los niveles $1s2s \ ^3P_{0,1,2}^o$ resultando en una reducción del coeficiente $R(n_e)$, ya que la población que da origen a la

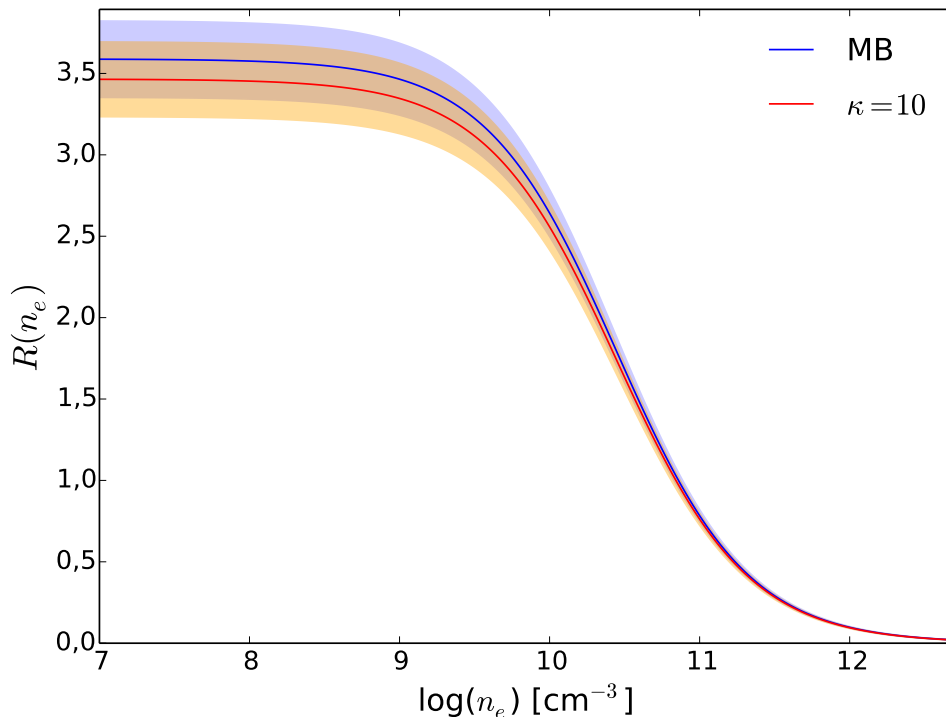


Figura 5.8: Cociente $R(n_e)$ para O VII, calculado a $T_e = 1$ MK con su incertidumbre para un plasma con distribución de energías electrónicas MB y una distribución no-Maxwelliana con $\kappa = 10$.

línea z disminuye e incrementa el nivel que da origen a la línea de intercombinación. Esta variación es proporcional a la temperatura de radiación de la fuente estelar (T_{rad}) con la emisión de fotones.

En este sentido, en la Figura 5.10 se muestra el cociente $R(n_e)$ dependiente de la densidad para el caso en que el plasma no es irradiado y el caso de un plasma al que le inciden fotones provenientes de una fuente a $T_{rad} = 6400$ K. Tomando en cuenta la incertidumbre de cada diagnóstico que hemos determinado, se concluye que un plasma irradiado por una fuente con una temperatura de radiación de $T_{rad} \leq 6400$ K no se distinguiría del plasma no irradiado, y por lo tanto, un plasma en este caso se puede modelar de manera más sencilla al considerar $T_{rad} \approx 0$ K.

5.4.8. Incertidumbre en el diagnóstico $G(T_e)$

Este diagnóstico se basa en el cociente de las cuatro transiciones características del triplete de helio

$$G(T_e) = \frac{z + y + x}{w} \quad (5.22)$$

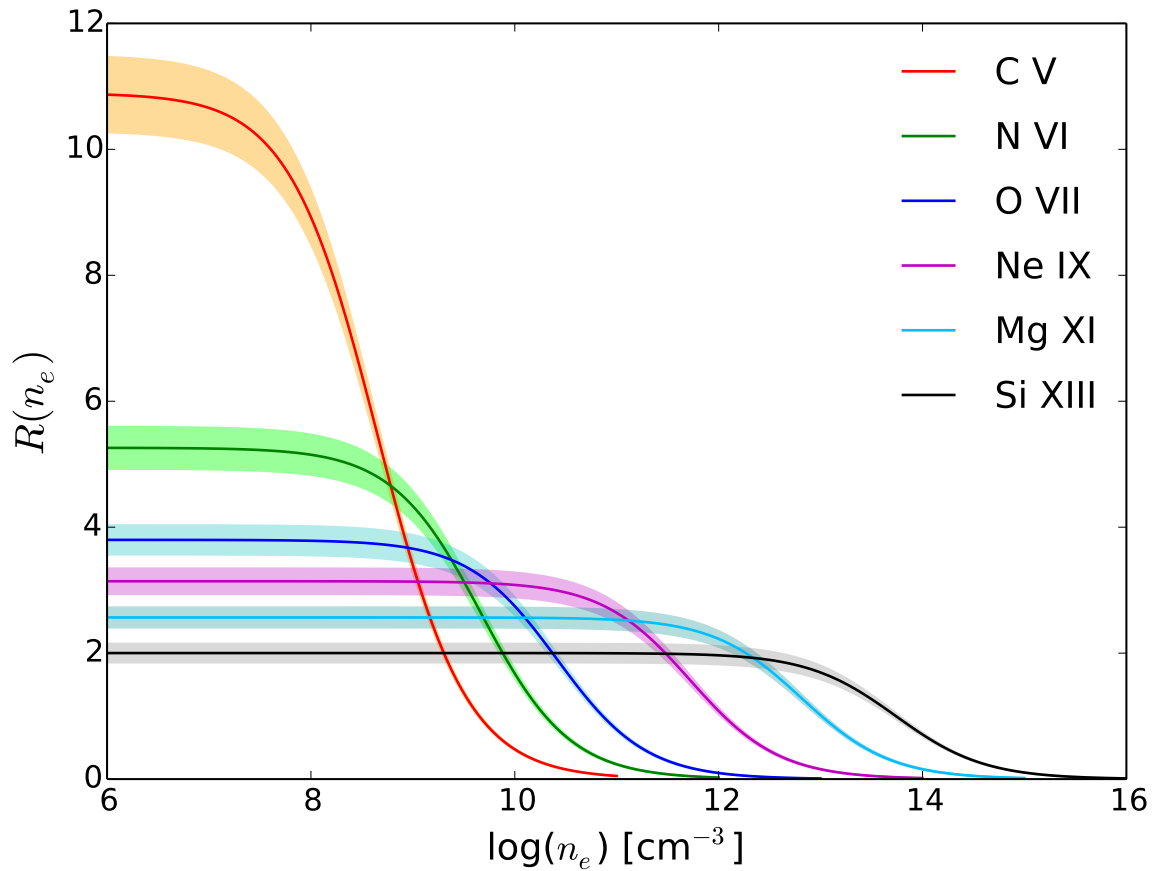


Figura 5.9: Coeficiente $R(n_e)$ con su incertidumbre para varios iones. Diagnóstico de densidad para los iones de C V, N VI, O VII, Ne IX, Mg XI y Si XIII para un plasma con distribución de energías electrónicas MB.

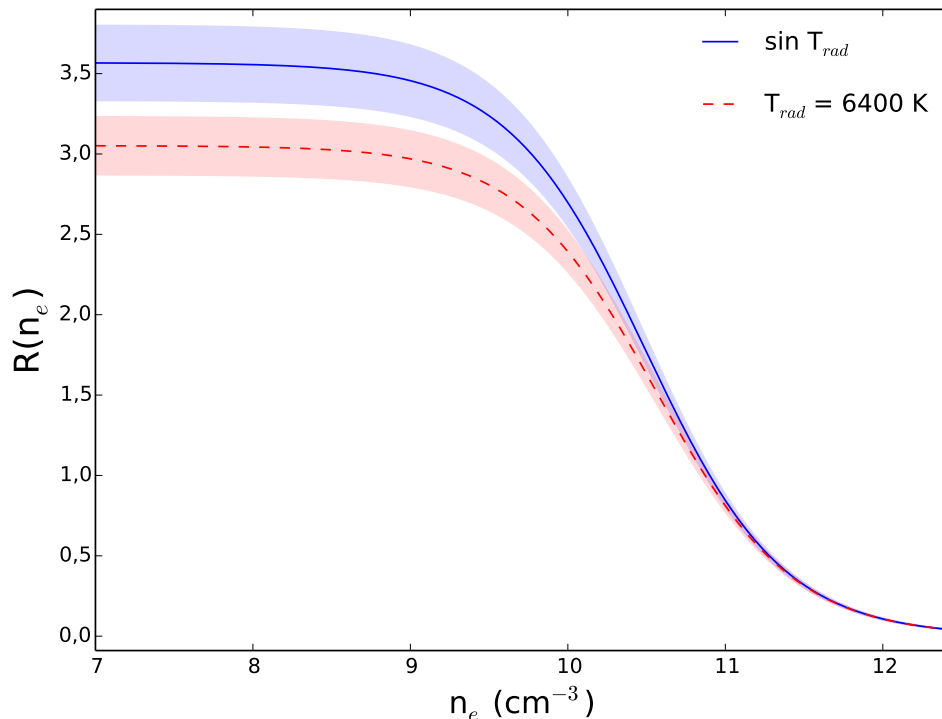


Figura 5.10: Coeficiente $R(n_e)$ al considerar un plasma en un campo radiativo. El diagnóstico de densidad disminuye al considerar un plasma foto-ionizado. Sin embargo se puede modelar como un plasma colisional hasta un cierto valor de T_{rad} .

y, como ya se ha mencionado, este cociente nos permite determinar la temperatura electrónica del plasma y es el diagnóstico que se ve afectado al considerar una distribución no-Maxwelliana, ya que la misma tiende a disminuir el valor de G a bajas temperaturas. Este efecto se muestra en la Figura 5.11 donde hemos determinado dicho cociente para los iones de C v, N VI, O VII, Ne IX, Mg XI y Si XIII, en conjunto con sus respectivas incertidumbres para el caso de un plasma con distribuciones de energías electrónicas MB y κ .

Considerando este diagnóstico en conjunto con su incertidumbre, en principio solo es posible diferenciar el cociente G con distribución κ a bajas temperaturas, y para ciertos valores del parámetro κ , ya que las incertidumbres se solapan. Aunque la distribución MB se recupera al considerar un valor de $\kappa \rightarrow \infty$, este diagnóstico con una distribución de $\kappa > 20$ no se distinguiría del cociente con distribución MB, ya que el mismo estaría considerado dentro de la incertidumbre de esta última distribución.

A medida que se consideran más niveles en el modelo de estructura atómica, el cociente G aumenta levemente a altas temperaturas; sin embargo, una aproximación adecuada para determinar la temperatura electrónica del plasma solo necesitaría incluir en el modelo

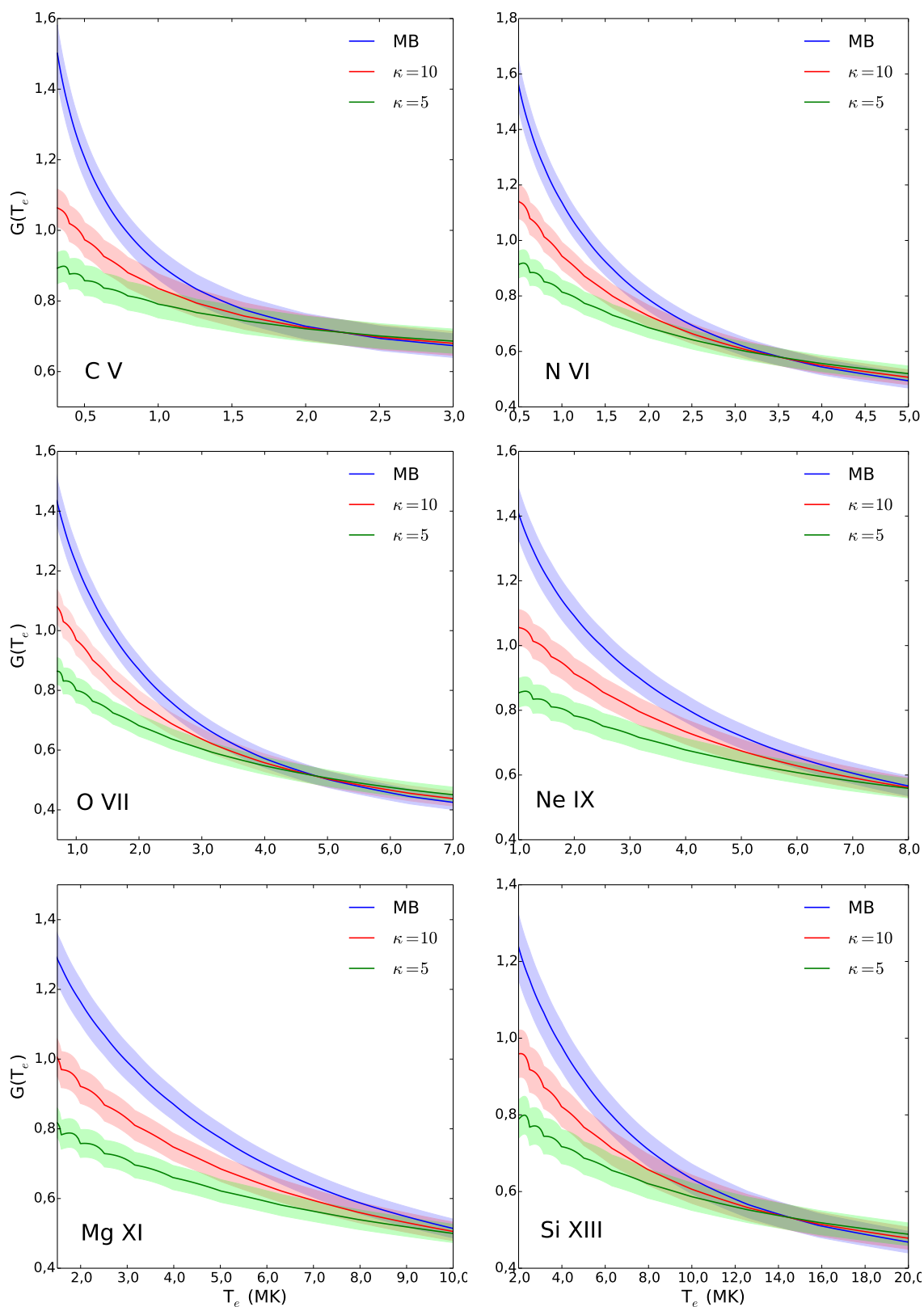


Figura 5.11: Diagnóstico de temperatura para varios iones. Coeficiente $G(T_e)$ para los iones C V, N VI, O VII, Ne IX, Mg XI y Si XIII considerando distribuciones de ergías electrónicas Maxwelliana y κ con $\kappa = 5$ y $\kappa = 10$.

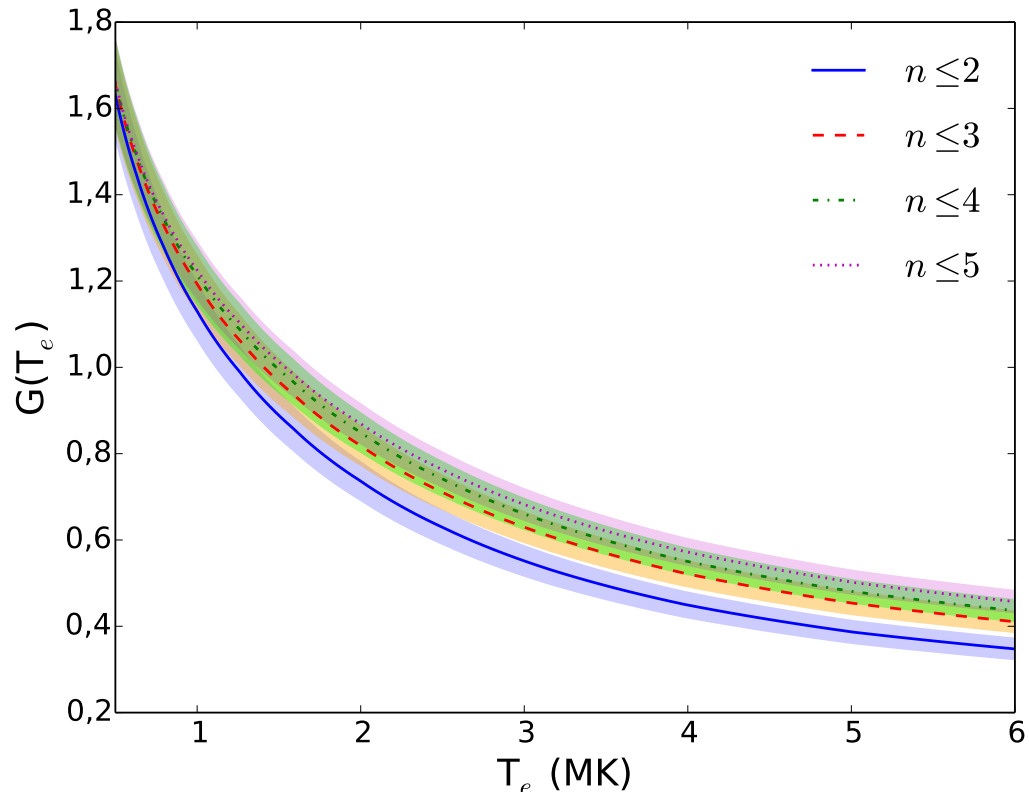


Figura 5.12: Cociente G para O VII junto con su respectiva incertidumbre al considerar diferentes números de niveles en el modelo de estructura atómica.

espectral los niveles correspondientes a las conchas $n \leq 3$ y, a lo sumo, $n \leq 4$, ya que al incluir niveles de energías con valores de n mayores, dicho cociente prácticamente no varía; esto se muestra en la Figura 5.12 donde se ha calculado el diagnóstico de temperatura con diferentes niveles de la estructura atómica tomando en cuenta la incertidumbre de cada cociente.

Capítulo 6

Análisis Espectral

La astronomía es una ciencia cuyo desarrollo teórico está muy relacionado con su parte observacional (más que experimental), debido a que para poder obtener conclusiones certeras de los modelos físicos es necesario contar con medidas observacionales de calidad. El estudio de la astronomía observacional se lleva a cabo mediante telescopios de gran potencia; estos instrumentos permiten realizar espectroscopía de alta resolución para la mayoría de las fuentes astronómicas y en un rango amplio de longitudes de onda del espectro electromagnético, específicamente del radio a los rayos γ .

Como se mencionó anteriormente (ver Capítulo 2), en la actualidad contamos con dos telescopios espaciales dedicados a estudiar el universo en las longitudes de ondas en la región de rayos X: *Chandra* y *XMM-Newton*, cuyas características y detalles se han descrito en el Capítulo 2. La instrumentación a bordo, especialmente los espectrómetros, captan la radiación de las fuentes estelares, realizan la espectroscopía, almacenan y transmiten esta data observacional para su posterior análisis en los laboratorios terrestres. De esta manera, la data de las observaciones y espectros realizados con el telescopio espacial *Chandra* han sido obtenidos de su base de datos *Archivo de Datos del Chandra*¹; por otro lado, las observaciones provenientes del telescopio *XMM-Newton* se obtuvieron del *Archivos de Ciencia del XMM-Newton*².

La data observacional que proporcionan los telescopios es una data bruta que contiene datos e información tanto de la fuente en estudio como de todos los cuerpos celestes en el campo de visión y de la misma instrumentación del telescopio al momento de realizar dicha observación. En base a esto, para cada telescopio se dispone de herramientas computacionales que permiten realizar la reducción de los datos; esto es, pasar de la data

¹<http://cda.harvard.edu/chaser/>

²<http://xmm.esac.esa.int/xsa/>

no procesada a archivos de precisión confiable y de fácil manejo que se puedan utilizar posteriormente para sus análisis y modelado. La reducción de datos del *Chandra* ha sido realizada mediante el *software* CIAO³ (versión 4.7), mientras que la reducción de datos del *XMM-Newton* se realizó con el paquete SAS⁴ (versión 14.0.0).

Para estudiar en las coronas estelares el triplete de helio de los diferentes iones aquí considerados desde el punto de vista observacional, analizamos un total de 65 espectros de estrellas de diferentes tipos espectrales, desde estrellas tipo O, que son estrellas muy calientes, hasta estrellas un poco más frías de tipo G. Estos espectros han sido obtenidos mediante los dos espectrómetros abordo del *Chandra* y también incluimos observaciones realizadas por el *XMM-Newton*. En la Tabla 6.1 se tabulan las estrellas estudiadas en el presente trabajo, en conjunto con el número de observaciones analizadas en cada espectrómetro para cada fuente estelar.

En la Figura 6.1 se muestran dos de los espectros analizados en el presente proyecto. El primero corresponde al espectro realizado con el espectrómetro HETG de *Chandra* de la estrella TZ Crb, donde se pueden observar claramente el triplete de helio para los iones Si XIII, Mg XI y Ne IX. El segundo despliega el espectro de Procyon realizado con el LETG, y muestra el triplete de helio para los iones O VII, N VI y C V. Aparte de estas líneas, en estos espectros se pueden observar otras líneas de emisión tales como Ly α pertenecientes a estos mismos elementos pero de la serie isoelectrónica del hidrógeno; también líneas de emisión de varios estados de ionización del hierro (Fe), las cuales se encuentran en casi todo el rango de longitudes de ondas de esta región espectral.

En la Tabla 6.2 se muestran las posiciones espectrales de las cuatro transiciones características del triplete de helio en unidades de longitud de onda (\AA) y en energía (keV) para los seis iones en estudio. Debido a que las líneas *x* y *y* prácticamente se encuentran en la misma posición, las modelamos entonces como una sola línea espectral: la línea de intercombinación *i*.

6.1. Ajuste Espectral

El análisis y ajuste espectral de los datos se ha realizado mediante el paquete XSPEC⁵ (Programa de ajuste espectral en rayos X) en su versión 12.8.2. Este programa está diseñado para ser totalmente independiente del detector, por lo que se puede utilizar

³<http://cxc.harvard.edu/ciao/>

⁴<http://xmm.esac.esa.int/sas/>

⁵<http://heasarc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

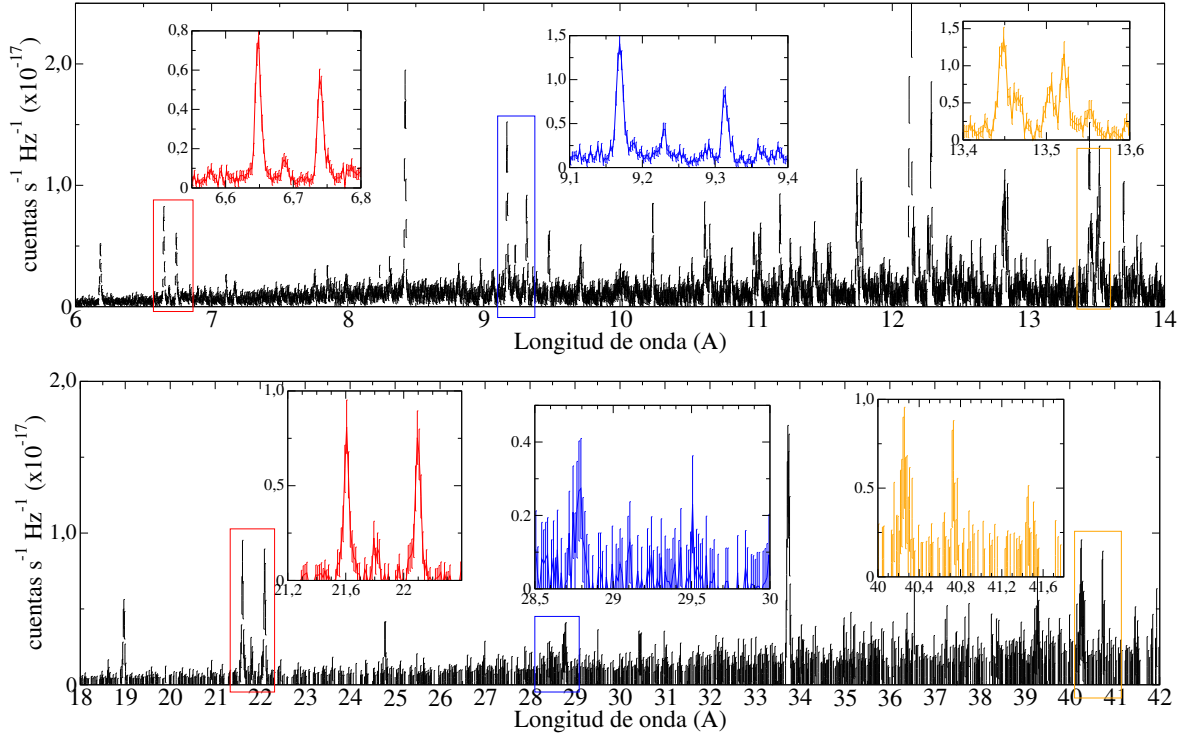


Figura 6.1: Espectros de las estrellas *TZ CrB* y *Procyon*. En la panel superior se muestra el triplete de helio para los iones Si XIII, Mg XI y Ne IX en el espectro de la estrella *TZ CrB* tomado por el espectrómetro HETG. En el panel inferior se muestra el triplete de helio para los iones de O VII, N VI y C V en el espectro de *Procyon* realizado por el LETG.

para cualquier espectrómetro abordo de los diferentes telescopios espaciales de rayos X.

Para el ajuste espectral, XSPEC se fundamenta en la relación entre la fuente emisora de rayos X y las cuentas recibidas en el detector del telescopio:

$$C(I) = T \int RMF(I, E) \cdot ARF(E) \cdot S(E) \cdot dE + BKG(I) \quad (6.1)$$

donde $C(I)$ son las cuentas recibidas en el canal del detector; T (en s) es el tiempo de exposición de la observación; $RMF(I, E)$ (adimensional) es la función de respuesta del telescopio, la cual es proporcional a la probabilidad de que un fotón sea observado en el canal I con energía E ; $ARF(E)$ (en cm^2) es el área efectiva del telescopio la cual depende de la energía detectada; $S(E)$ (en $\text{fotones}/\text{cm}^2/\text{s}/\text{keV}$) es el flujo de la fuente; y $BKG(I)$ son las cuentas recibidas provenientes de la radiación de fondo en el canal I del detector. Todos estos datos, excepto $S(E)$, se obtienen al realizar la reducción de los datos de la observación.

La ecuación (6.1) es una ecuación no-lineal, y en general no es posible realizar una

inversión directa para obtener $S(E)$ dado un $C(I)$, ya que este procedimiento no tiende a ser único y además es inestable para pequeñas variaciones en el espectro observado. En su lugar, el procedimiento estándar utilizado es escoger un espectro modelo $f(E)$ que represente a $S(E)$ con la menor cantidad de parámetros posibles, $f(E, x_1, x_2, x_3, \dots)$, de la cual se derivan las condiciones físicas. Los valores de los parámetros $\{x_i; i = 1, \dots, N\}$ de cada conjunto se ajustan al modelo y se obtiene un espectro parcial $C_p(I)$ que se compara con el espectro observado por el telescopio $C(I)$. Para escoger los mejores valores de los parámetros que componen el modelo, se utiliza una medida estadística de tal manera que, al variar $\{x_i\}$, los valores que arrojen la mejor estadística son los valores que mejor ajustan el modelo al espectro observado.

6.1.1. Estimación de parámetros

Hay dos operaciones que requieren una estadística específica en XSPEC: una de éstas es la estimación de los parámetros que proporcionan el mejor ajuste a los datos y, luego, la estimación de las incertidumbres de estos parámetros. Al obtener estas incertidumbres o errores, se prueba si el modelo se ajusta y coincide con los datos observados.

En la espectroscopía astronómica de rayos X, se utilizan básicamente dos tipos de estadísticas o distribuciones. La distribución de Poisson se aplica a la estadística de conteo la cual es válida si se considera que la única fuente de ruido experimental es debido al número de eventos que llegan al detector. Si algún otro tipo de ruido es dominante, entonces generalmente se describe con la distribución de Gauss. La primera es comúnmente utilizada cuando en el detector se reciben pocas cuentas por canal, mientras que la última se utiliza para observaciones con grandes números de cuentas. Cabe destacar que, en el límite de un gran número de recuentos, la distribución de Poisson puede ser bien aproximada por una Gaussiana. Las líneas espectrales del triplete helio en comparación con otras líneas del espectro se caracterizan por ser débiles, lo que conlleva a recibir en el detector pocas cuentas o fotones en este rango de longitud de ondas; es por esto que la distribución aplicada para este estudio es la distribución de Poisson.

Al definir una estadística, los mejores parámetros de un modelo se escogen al maximizar la función de verosimilitud (*likelihood*, L); es decir, maximizar la probabilidad de observar la data obtenida dado el modelo y el conjunto de parámetros. Esta función de verosimilitud es definida para cada distribución, y para la distribución de Poisson se

tiene que

$$L = \prod_{i=1}^N \frac{(tm_i)^{S_i}}{S_i!} \exp(-tm_i) \quad (6.2)$$

donde S_i y m_i son las cuentas observadas y predichas por el modelo, respectivamente, y t es el tiempo de exposición de la observación. La estadística que caracteriza a esta distribución es conocida como la estadística *cash* (o *cstat*)

$$C = -2 \ln(L) = 2 \sum_{i=1}^N (tm_i) - S_i + S_i(\ln(S_i) - \ln(tm_i)) \quad (6.3)$$

la cual es utilizada en XSPEC. Ésta fue propuesta por primera vez en [52], y modificada posteriormente para asegurar una tendencia a la distribución de Gauss cuando se considera un número voluminoso de cuentas en el detector.

6.1.2. Límites de confianza

Los parámetros del modelo poseen intervalos de incertidumbre o rangos de errores que se denominan límites de confianza. Para determinar dichos límites, el método utilizado en XSPEC consiste en variar la estadística hasta que cambie una cantidad en particular (Δ) respecto a la estadística de mejor ajuste para dicho parámetro; esto es

$$\text{Estadística} = \text{Estadística}(\text{mejor ajuste}) + \Delta . \quad (6.4)$$

Para cada parámetro del modelo x_i , se fija su valor y se varía el resto de los parámetros libres; posteriormente se fija otro valor de x_i repitiendo el mismo proceso hasta obtener la estadística que cumpla con la relación (6.4).

6.2. Modelo y detección de líneas espectrales

Para realizar el ajuste espectral del triplete de helio en cada ion, hemos modelado únicamente la región del espectro en el rango de longitudes de onda donde se encuentran dichas líneas de emisión. El modelo aplicado parte inicialmente con una función de ley de potencias para modelar el fondo o el continuo de radiación detectada de la fuente; posteriormente se agregan funciones Gaussianas centradas en las posiciones de las líneas permitidas, intercombinación y prohibida para modelar dichas líneas de emisión.

A medida que se introducen más parámetros en el modelo, es de esperar que se asemeje

al espectro observacional, y por lo tanto, observar una reducción en la estadística en comparación con la misma sin incluir dicho parámetro. En base a esto, el metodología aplicada en este análisis para detectar una línea de emisión es obtener una variación en la estadística de $\Delta C > 20$ para asegurar que dicha línea espectral esté presente en el espectro; es decir que, si al incluir una Gaussiana para modelar una línea espectral la estadística no varía en dicha cantidad, la línea espectral no es detectada. Este procedimiento es de vital importancia al modelar líneas de emisión con una intensidad muy pequeña, como en el caso de la línea de intercombinación donde muchas veces puede estar opacada en gran parte por el continuo de radiación.

Una vez que las líneas son detectadas cada función Gaussiana se multiplica por el modelo *cpflux* de XSPEC, el cual nos permite obtener el flujo de las líneas de emisión en unidades de fotones/cm²/s.

6.3. Reducción de Espectros

Con el procedimiento que se describió en la sección anterior, se analizó y modeló cada uno de los espectros para las transiciones del triplete de helio de Si XIII, Mg XI, Ne IX, O VII, N VI y C V; a continuación describimos de manera detallada algunos de estos iones.

6.3.1. Triplete de He en Mg XI

El triplete de helio para este ion se encuentra en una región espectral con alta densidad de líneas, lo que puede conllevar a un solapamiento de estas líneas y sobrestimar la intensidad de las líneas que nos interesan; en específico, la línea de intercombinación ya que su flujo es menor a la intensidad de las líneas *r* y *f*. Mediante la base de datos del NIST, en la región 9,15–9,34 Å del espectro se predicen líneas correspondientes a los iones Fe XIX–XXII; sin embargo estas líneas espectrales poseen una intensidad mucho menor que la línea *i* y, por ende, no afectan en gran medida a esta última.

Por otro lado, en esta región también se encuentra un gran número de líneas de emisión de la serie Lyman pertenecientes al ion Ne X; igualmente estas líneas son más débiles que las transiciones del triplete de Mg XI excepto para la fuente HR 1099. Esto se muestra con cierto detalle en [53], donde se analiza este triplete para ésta y otras fuentes estelares. En el presente trabajo se modela dicho ion y, posteriormente, se comparan los resultados con los estipulados en dicha fuente bibliográfica.

En la Figura 6.2 se muestra el espectro de la fuente HR 1099 centrado en la región del

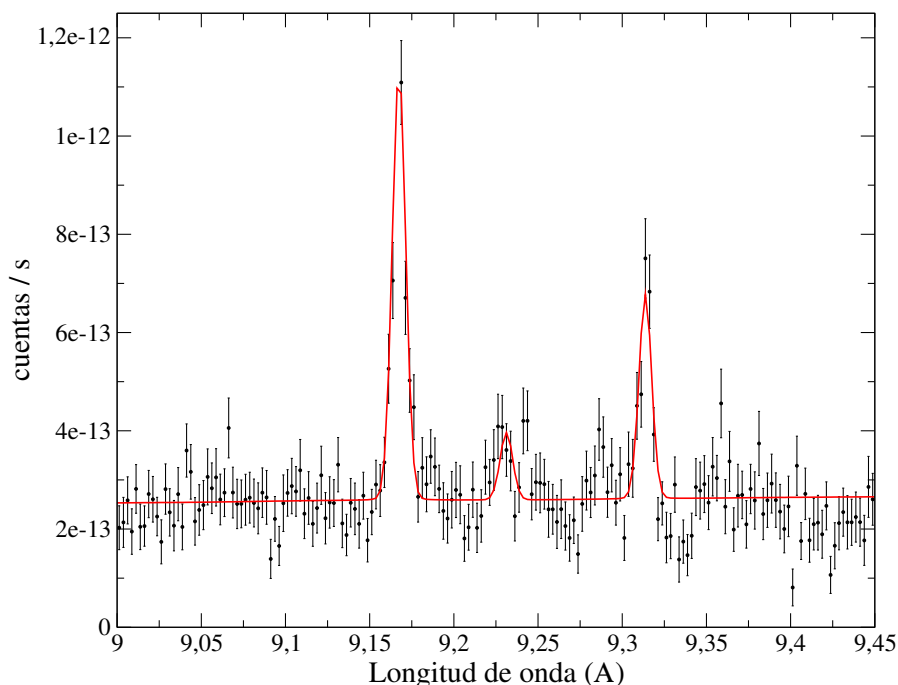


Figura 6.2: *Triplete de Mg XI para la fuente HR 1099.*

triplete de Mg XI junto con el modelo realizado en el presente trabajo, el cual contempla de izquierda a derecha las líneas *r*, *i* y *f*.

6.3.2. Triplete de He en Ne IX

Las líneas espectrales de este triplete se encuentran en otra región del espectro con alta densidad de líneas de emisión; dichas líneas poseen un flujo de fotones comparable o superior a las líneas del triplete en estudio, observando un solapamiento extenso entre ellas. En esta región se encuentran transiciones de Fe XVIII–XXI y líneas de emisión provenientes del ion Ne VIII. Debido a esto, para la mayoría de las fuentes estelares en estudio, no es posible modelar las líneas del triplete de Ne IX mediante funciones Gaussianas ya que no se ajustan al espectro observado.

Para obtener las intensidades de las líneas prohibida, de intercombinación y permitida de Ne IX, se utilizó el modelo espectral *vapex* incluido en XSPEC. Este modelo recrea un espectro de emisión teórico basado en un plasma colisional–ionizado utilizando la base de datos ATOMDB⁶ (Versión 3.0.2). Este modelo contiene entre sus parámetros la temperatura del espectro y la abundancia de los elementos He, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe y Ni. Los valores de dichos parámetros son ajustados hasta encontrar los valores

⁶<http://atomdb.org/>

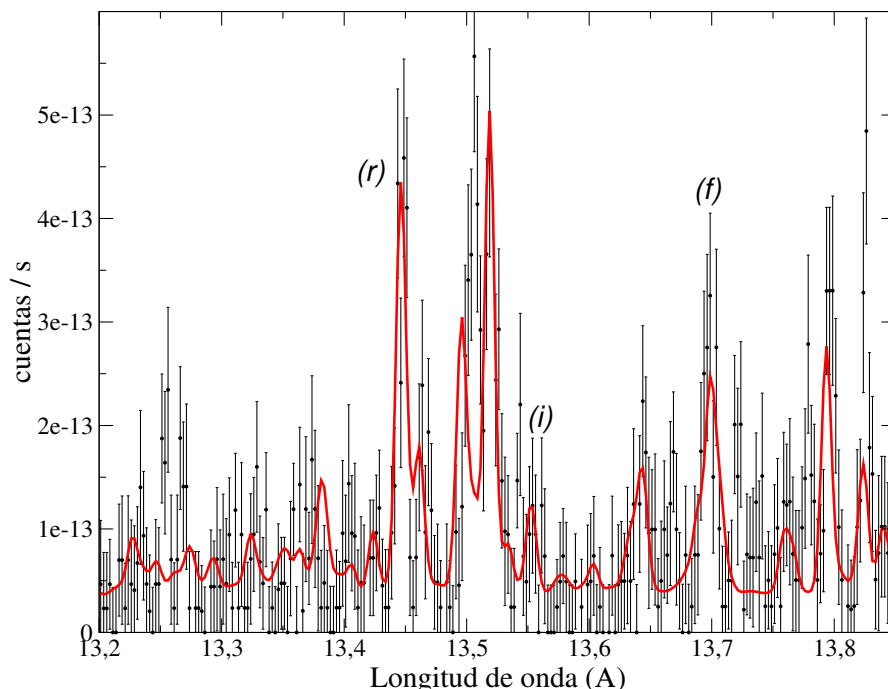


Figura 6.3: *Triplete de Ne IX para la fuente β Ceti.*

que arrojen la mejor estadística y que el modelo teórico se ajuste al espectro observado. Con este modelo no es posible obtener las intensidades de las líneas espectrales. Para esto hemos entonces utilizado la herramienta computacional PyAtomDB, una librería diseñada en lenguaje de programación Python para manejar la base de datos antes mencionada. Este paquete, dada la temperatura del espectro teórico, proporciona las intensidades de las líneas de emisión presentes en el espectro para un cierto rango de longitud de onda.

En la Figura 6.3 se muestra el espectro de una fuente estelar centrado en la región de 13,2–13,8 Å en conjunto con el espectro de emisión teórico obtenido mediante *vappec*. En esta figura se observa las transiciones características del triplete de helio en Ne IX, y se evidencia que es una región con alta densidad de líneas de espectrales. Las tres transiciones más prominentes que se encuentran entre las líneas *r* e *i* corresponden a Fe XIX que parten de estados altamente energéticos hacia el nivel base, al igual que la transición ubicada a la izquierda de la línea *f*.

6.3.3. Triplete de He en N VI y C V

El triplete de N VI puede ser observado en los espectrómetros LETG y RGS, y se encuentra en la región de 28,6–30,0 Å del espectro. Para la mayoría de las fuentes, esta región presenta un fondo de radiación relativamente alto en comparación con la región

donde se encuentran los tripletes con mayor Z , haciendo difícil la detección de las líneas del triplete en cuestión. Para las observaciones realizadas con el LETG no fue posible modelar dicho triplete ya que sus transiciones características se encuentran inmersas dentro de este fondo de radiación, al igual que mediante el modelo *vapex* no se encontró un ajuste con este espectrómetro para determinar una temperatura confiable del espectro teórico. Por otro lado, ya que el RGS posee un área efectiva mucho mayor, con este espectrómetro y para ciertas fuentes estelares fue posible modelar con funciones Gaussianas las tres líneas espectrales prohibida, de intercombinación y permitida de N VI

El triplete de C V se encuentra a mayor longitud de onda en el espectro, y solo puede ser detectado por el espectrómetro LETG de *Chandra*. En esta región dicho espectrómetro disminuye el poder de resolución y, por ende, en muchos casos las líneas i y f no son posibles de detectar ya que son opacadas por el fondo de radiación que emite la estrella; además que al modelar dichas líneas la estadística varía en promedio $\Delta C \sim 10$. No obstante, en [37] y [35] se muestran valores de las intensidades de las líneas para estos dos tripletes en varias fuentes estelares, y por lo tanto, se listan valores de los coeficientes G y R . Dichos datos han sido utilizados en nuestro estudio para el diagnóstico de plasma.

6.3.4. Triplete de He en Si XIII y O VII

Ambos tripletes se encuentran relativamente aislados en el espectro para muchas de las fuentes estelares, ya que en estas regiones prácticamente no hay líneas de emisión provenientes de otros iones, además que el continuo de radiación es relativamente bajo. En particular, el triplete de Si XIII es detectado por los tres espectrómetros en estudio; cabe destacar que, con los espectrómetros del HETG de *Chandra*, este triplete puede ser observado con gran resolución ya que poseen un alto poder de resolución espectral en dichas longitudes de onda. El triplete de O VII puede ser observado con los espectrómetros MEG, LETG y RGS; sin embargo, ya que este triplete se encuentra en el último rango de longitud de onda detectable por el MEG, para algunas fuentes estelares este triplete no puede ser modelado para este espectrómetro.

6.3.5. ζ Puppis

La estrella ζ Puppis es una gigante azul de tipo espectral O; es decir, una estrella muy caliente y masiva. Este tipo de estrellas se caracteriza por tener fenómenos en la corona estelar que afectan la emisión de rayos X y, por lo tanto, su espectro observado. Estas estrellas poseen campos magnéticos mucho más intensos, y debido a su gran tamaño,

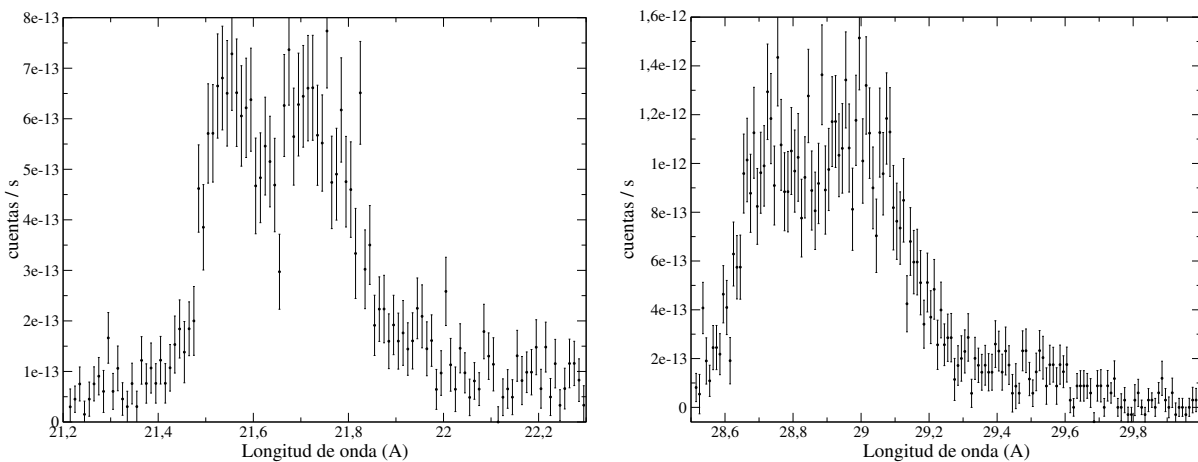


Figura 6.4: *Espectros de ζ Puppis.* Parte del espectro de la fuente ζ Puppis obtenida con el espectrómetro RGS. A la izquierda se observa el triplete de helio para O VII y a la derecha el de N VI.

presentan fuertes corrientes de vientos estelares que conllevan a ondas de choques; el fenómeno que más se destaca es su pérdida de masa. Estas características afectan en gran medida a la emisión de líneas espectrales, ya que dependen de las condiciones en las que se encuentra la región donde son emitidas. En la Figura 6.4 se muestran las líneas de emisión del triplete de helio para O VII y N VI, donde las líneas de intercombinación y permitidas se encuentran prácticamente solapadas y sobre un continuo de radiación.

El espectro para esta fuente es analizado en [54], donde se concluye que dichas líneas espectrales no pueden ser modeladas mediante un mismo perfil ya que se estaría sobrestimando la intensidad de ambas líneas espectrales; en su lugar, cada línea se modela mediante un perfil de Doppler incluyendo la dispersión resonante en el modelado. Al igual que en el presente trabajo, en [54] se realiza el ajuste espectral con XSPEC aplicando una estadística *cash*, y las observaciones son realizadas con el espectrómetro RGS de *XMM-Newton*. Para esta fuente, utilizamos los valores de G y R tabulados en esta referencia.

Los resultados del análisis y reducción de los espectros se muestran en la Tabla 6.3, donde se listan los flujo de las líneas permitida, de intercombinación y prohibida en O VII, Mg XI y Si XIII. Debido a que para cada fuente disponemos de observaciones realizadas con diferentes espectrómetros, el reporte de estos flujos se realizó bajo la siguiente metodología. Dada una fuente con distintas observaciones en diferentes espectrómetros, si el modelado de las intensidades de líneas en un espectrómetro se detectan con una variación en la estadística menor a 20, pero con otro espectrómetro la variación es mayor, se reporta esta última medida. Si el modelado para varios espectrómetros cumple con la variación de la estadística exigida, y el flujo en las intensidades de líneas muestra valores en los

coeficientes R y G muy similares (que estén dentro del mismo rango de incertidumbre), el valor reportado es el promedio del flujo de líneas obtenido con los diferentes instrumentos; en el caso que el coeficiente R o G para distintos espectrómetros no coincida dentro de una misma incertidumbre para una misma fuente estelar, se reportan ambas medidas y se realiza la distinción.

En base a esto, para las fuentes donde no se muestra una de las intensidades de las líneas, se debe a que no pudo ser detectada con una variación de $\Delta C > 20$ para ninguno de los espectrómetros. En el caso que no se listen las intensidades de las tres líneas espectrales para una fuente dada, se debe a que dicho triplete no es observado por ninguno de los telescopios.

En la Tabla 6.4 se muestran las emisividades de las líneas espectrales del triplete de helio en Ne IX obtenidas con PyAtomDB, y cuya temperatura (en unidades de keV) fue obtenida mediante el modelo *vapec* integrado en XSPEC. Esta reducción se realizó utilizando los espectrómetros HEG y MEG de *Chandra* (por su resolución espectral) para cada fuente estelar. En general, para cada fuente se reporta el promedio del valor de la temperatura obtenida con los dos espectrómetros y la que fue utilizada para obtener las emisividades de las líneas, excepto para dos fuentes cuyas temperaturas difieren en gran medida y, por ende, se reportan en cada caso las emisividades.

Finalmente, en la Tabla 6.5 se muestra la intensidad de las líneas del triplete de helio de N VI. Este solo se detectó en la fuente Procyon mediante el espectrómetro RGS.

6.3.6. Diagnósticos $G(T_e)$ y $R(n_e)$ observados

A partir del flujo de líneas espectrales se pueden determinar diversos diagnósticos que nos permiten obtener las condiciones físicas del plasma. Mediante la Tabla 6.3, dadas las intensidades de las líneas del triplete de helio para varios iones, podemos determinar los diagnósticos $G(T_e)$ y $R(n_e)$. Estos diagnósticos obtenidos de las observaciones se muestran en la Tabla 6.6, donde la incertidumbre de estos cocientes, excepto para Ne IX, se han determinado mediante propagación de incertidumbres a partir de los errores en los flujos de las líneas de emisión.

En la literatura podemos encontrar diversas reducciones de datos para algunas de estas fuentes estelares; cada reducción se ha realizado bajo diferentes metodologías o uso de otros paquetes de ajuste espectral. Comparando nuestros coeficientes con los derivados a partir de las intensidades de líneas publicadas en [53, Tabla 6], para Si XIII y las fuentes en común (Tabla 6.7), se obtiene que nuestros valores tabulados están en concordancia

con estos últimos ya que se reproducen dentro del intervalo de incertidumbre. Para el caso del coeficiente R nuestra incertidumbre es ligeramente mayor ya que la línea i se ha detectado con mayor error. Para los diagnósticos de Mg XI (Tabla 6.8) se obtiene una situación similar, excepto para la fuente HR 1099 cuyo cociente G obtenido con el MEG discrepan. A partir de las intensidades de [53], se determina un cociente de $0,77 \pm 0,05$ que es superior al tabulado para esta fuente en el presente trabajo. En base a esta discrepancia, para esta fuente se calculó dicho coeficiente mediante las intensidades de líneas obtenidas a través de *vapex* y PyAtomDB, cuyo valor (teórico) obtenido es de $G = 0,60$ el cual se encuentra dentro de la incertidumbre de nuestra medida. Para los diagnósticos de O VII, como hemos utilizado el espectrómetro LETG, se ha realizado el ajuste espectral considerando más observaciones de *Chandra*; en el trabajo antes mencionado únicamente modelan con el espectrómetro HETG.

Los cocientes para O VII se pueden comparar con los tabulados en [35] para las fuentes Procyon, Capella y AD Leo, de las cuales obtenemos que para estas tres fuentes nuestro valores de R se incrementan en promedio un 20 %, y la variación de G es de 5 %. Cabe destacar que en [35] se publica para otras fuentes estelares los diagnósticos R y G ; sin embargo, para alguna de estas fuentes la incertidumbre en la medida es relativamente alta. En la labor de reducir dichas incertidumbres para estas observaciones, en el presente trabajo se realizó el ajuste espectral de dichas fuentes, pero las líneas del triplete para los diversos iones no se detectaron con lo exigido en la estadística.

6.4. Mapas de Diagnósticos

El coeficiente $G(T)$ es el diagnóstico que varía al considerar una distribución κ no-Maxwelliana; esta distribución disminuye la temperatura del plasma obtenida con este diagnóstico, lo que presenta la posibilidad de modelar una corona estelar con una sola temperatura. En base a esto, en las Figuras 6.5–6.11, presentamos mapas del diagnóstico $G(T)$ para pares de iones tomando en cuenta una distribución MB (curvas azules) y una distribución no-Maxwelliana con un parámetro $\kappa = 5$ (curvas en verde) y $\kappa = 10$ (curvas en rojo). En estas figuras las trazas de cada distribución describen el lugar geométrico que representa una temperatura en común para ambos iones. En dichas figuras se han colocado las medidas observadas del cociente $G(T)$, tanto las obtenidas en el presente trabajo como las publicadas en [35, 37, 54].

En base a estas figuras, de manera general a altas temperaturas no se puede distinguir un plasma con una distribución MB o una distribución κ , además que la incertidumbre

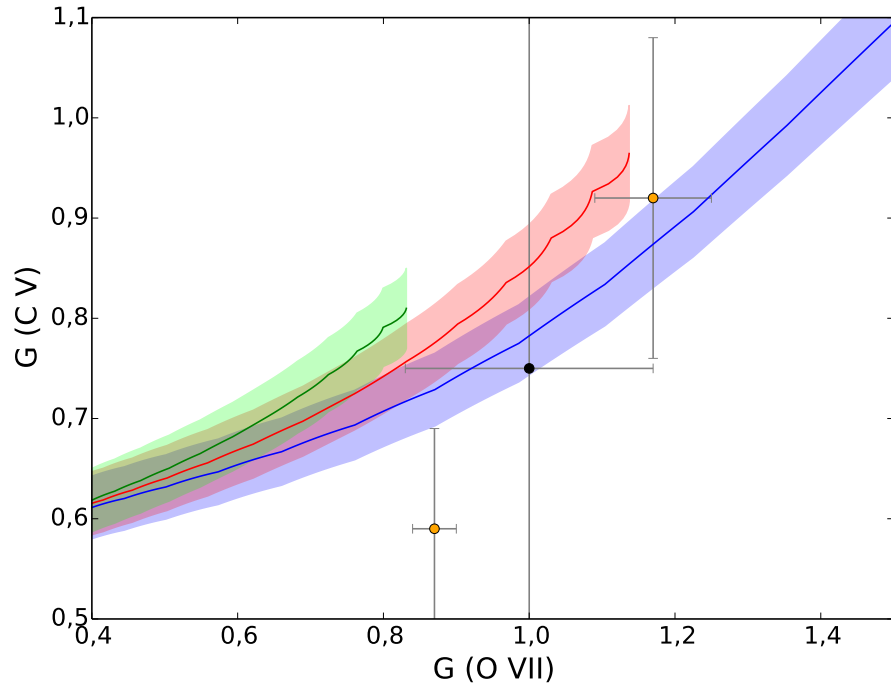


Figura 6.5: Mapa del diagnóstico $G(T)$ en $C\ v$ y $O\ VII$. Los puntos observacionales son tomados de [37] (puntos en amarillo) y [35] (punto en negro).

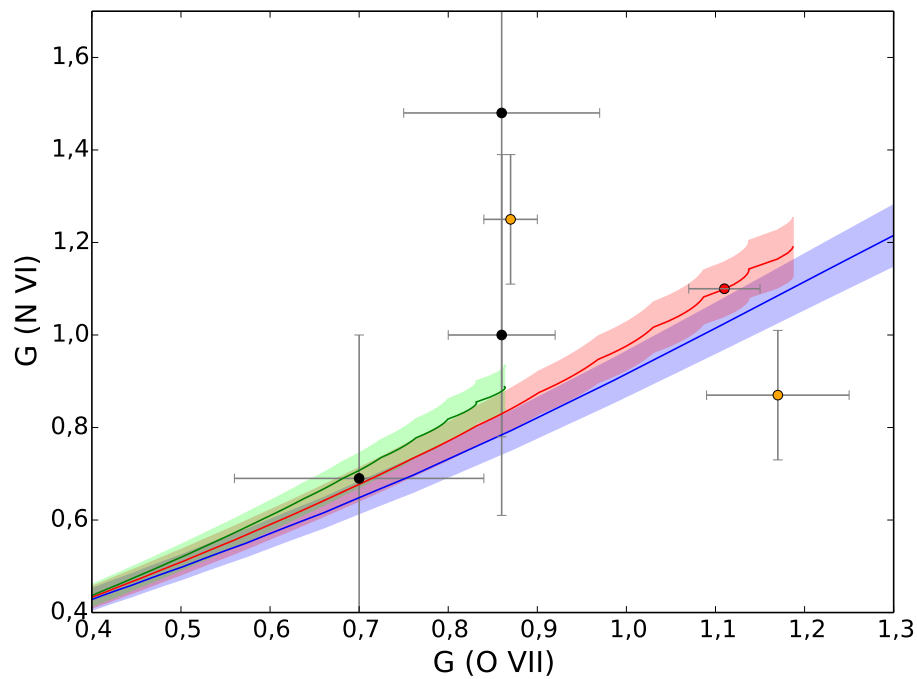


Figura 6.6: Mapa del diagnóstico $G(T)$ en $N\ VI$ y $O\ VII$. Los puntos observacionales son tomados de [37] (puntos en amarillo), [35] (puntos en negro) y [54] (punto en rojo).

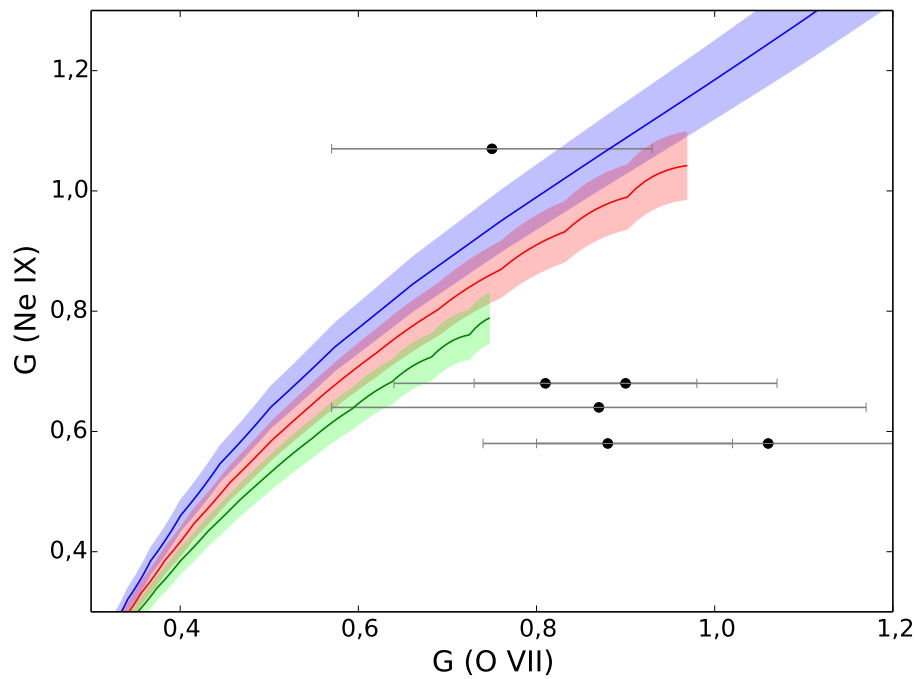


Figura 6.7: Mapa del diagnóstico $G(T)$ en Ne IX y O VII. Los puntos observacionales fueron obtenidos en el presente trabajo.

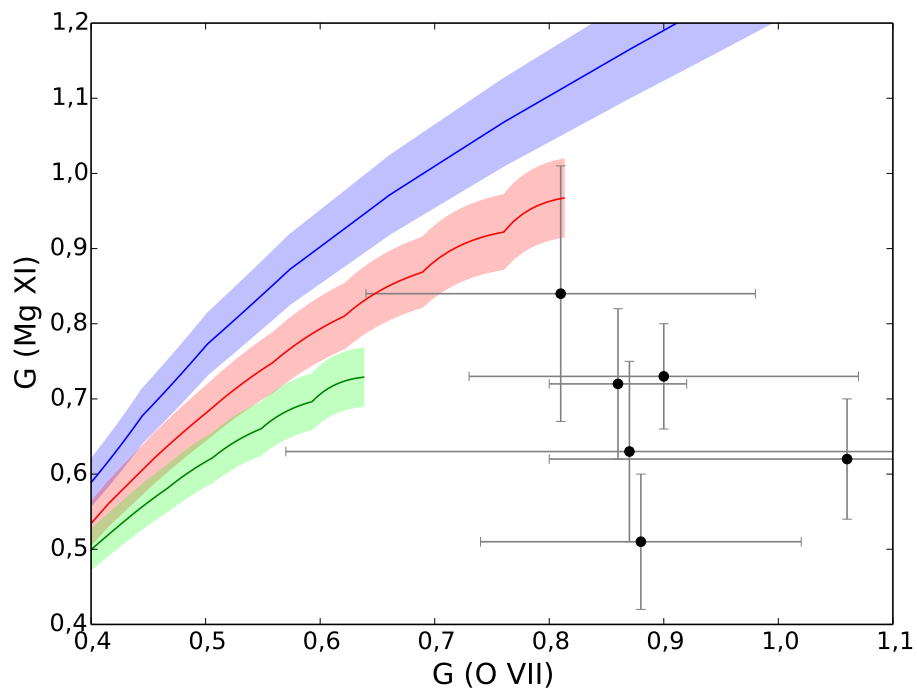


Figura 6.8: Mapa del diagnóstico $G(T)$ de Mg XI y O VII. Los puntos observacionales fueron obtenidos en el presente trabajo.

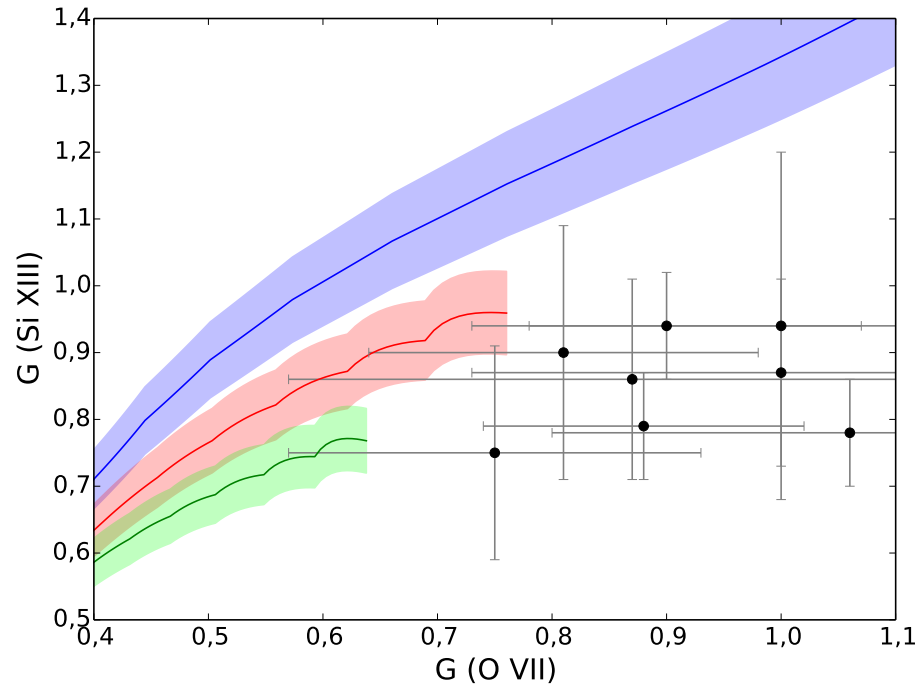


Figura 6.9: Mapa del diagnóstico $G(T)$ de Si XIII y O VII . Los puntos observacionales fueron los obtenidos en el presente trabajo.

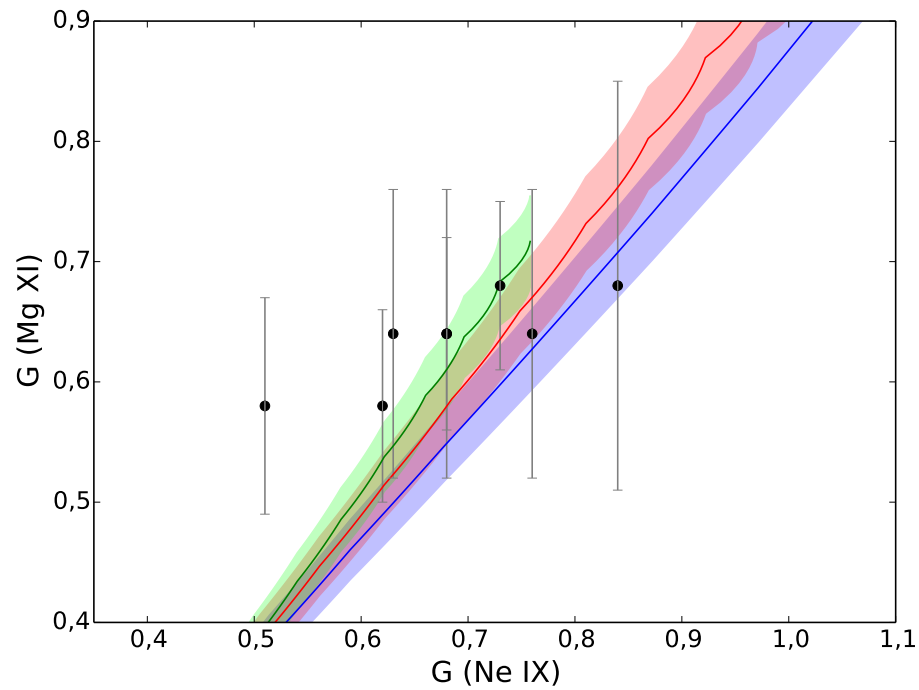


Figura 6.10: Mapa del diagnóstico $G(T)$ en Mg XI y Ne IX . Los puntos observacionales fueron los obtenidos en el presente trabajo.

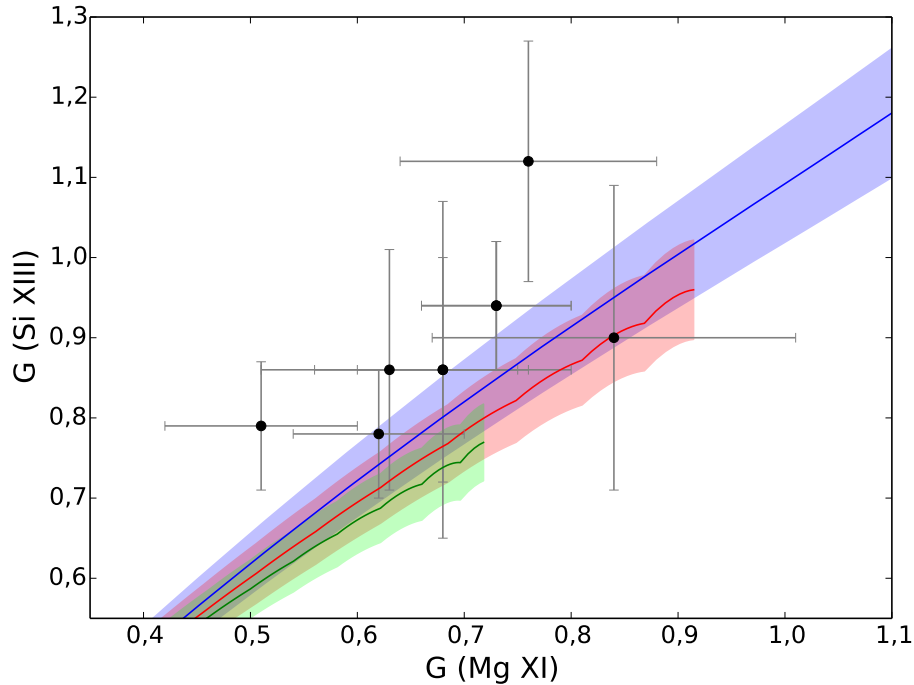


Figura 6.11: Mapa del diagnóstico $G(T)$ en Si XIII y Mg XI. Los puntos observacionales fueron los obtenidos en el presente trabajo.

de los puntos observacionales son relativamente grandes para determinar con precisión el tipo de distribución. La conclusión principal en esta sección es que no se encuentra evidencia de la distribución κ en las coronas estelares por medio del triplete de He, y que al parecer consisten de dos regiones de plasma a temperaturas diferentes; una región de plasma a temperatura más elevada que indica un grado de ionización mayor que es donde se producen las líneas de emisión de los elementos más ionizados, y la otra región plasma posee una temperatura más baja con un grado de ionización menor que contiene a los elementos con menor carga eléctrica.

En base a estos diagnósticos, en la Tabla 6.9 se muestra para cada estrella la temperatura de los dos plasmas que describen la corona estelar de dichas fuentes. T_1 se ha determinado mediante un promedio de la temperatura obtenida con los iones Si XIII, Mg XI y Ne XIX a través del diagnósticos G para cada ion. T_2 , para la mayoría de las fuentes mostradas se ha determinado mediante el diagnóstico G para el ion O VII. Para la estrella Procyon, debido a que es una estrella con menor temperatura, T_1 se ha determinado con los iones de O VII y N VI, y T_2 mediante C V.

Tabla 6.1: Lista de las observaciones.

Fuente	Observatorio	Instrumento	# Obs.
Capella	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	12
	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	8
	<i>XMM–Newton</i>	RGS	9
Procyon	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	4
	<i>XMM–Newton</i>	RGS	3
ζ Puppis	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	1
	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
	<i>XMM–Newton</i>	RGS	9
β Ceti	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	1
	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
	<i>XMM–Newton</i>	RGS	1
λ And	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	1
	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
	<i>XMM–Newton</i>	RGS	1
AD Leo	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	2
ξ Uma	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
Tz CrB	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
AB Dor	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
HR 1099	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	1
	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
V824-Ara	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1
CC Eri	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	2
μ Vel	<i>Chandra</i>	LETG–HRC	1
	<i>Chandra</i>	HETG–ACIS	1

Tabla 6.2: Posición espectral de las líneas del triplete de helio en (a) unidades de longitud de onda (Å) y (b) unidades de energía keV.

	Si XIII	Mg XI	Ne IX	O VII	N VI	C V
<i>w</i>	^a 6,648	9,169	13,447	21,602	28,787	40,267
	^b 1,865	1,352	0,922	0,574	0,431	0,308
<i>x</i>	6,685	9,228	13,550	21,801	29,082	40,728
	1,855	1,343	0,915	0,569	0,426	0,304
<i>y</i>	6,688	9,231	13,553	21,804	29,084	40,730
	1,854	1,343	0,915	0,569	0,426	0,304
<i>z</i>	6,740	9,314	13,699	22,098	29,535	41,472
	1,839	1,331	0,905	0,561	0,420	0,299

Tabla 6.3: Flujo medido (10^{-5} fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) para las líneas del triplete de helio en O VII, Mg XII y Si XIII.

FUENTE	Si XIII			Mg XII			O VII		
	τ	i	f	τ	i	f	τ	i	f
AB Dor	5,75 +0,65 -0,61	1,02 +0,38 -0,34	4,00 +0,56 -0,52	4,35 +0,70 -0,64	...	3,05 -0,61 -0,56	29,70 +6,11 -5,45	10,71 +4,17 -3,67	18,99 +5,61 -4,74
AD Leo	3,82 +0,86 -0,80	0,95 +0,49 -0,36	2,65 +0,63 -0,55	34,19 +5,90 -5,32	6,86 +3,27 -2,72	27,35 +5,33 -4,84
β Ceti	(b) 8,72 +0,89 -0,84	2,28 +0,50 -0,45	7,49 +0,77 -0,72	(b) 11,08 +1,16 -1,09	1,73 +0,58 -0,51	6,72 +0,98 -0,90	(a) 20,45 +4,76 -4,55	...	14,12 +4,26 -3,89
	(c) 9,40 +0,60 -0,57	2,34 +0,34 -0,32	6,46 +0,49 -0,47	(c) 12,63 +0,82 -0,79	2,50 +0,45 -0,42	6,66 +0,66 -0,62	(c) 14,55 +3,93 -3,69	...	10,56 +4,14 -3,68
Capella	28,20 +1,74 -1,68	6,73 +1,01 -0,92	19,86 +1,44 -1,38	(b) 40,91 +2,34 -2,27	9,02 +1,45 -1,34	21,00 +1,89 -1,80	(d) 92,35 +12,12 -11,51	16,27 +6,77 -5,98	66,84 +11,35 -10,69
				(c) 37,94 +3,59 -3,39	7,41 +2,05 -1,72	19,98 +2,74 -2,53	(a) 111,99 +4,78 -4,63	15,91 +2,77 -2,61	80,15 +4,13 -3,99
CC Eri	(b) 4,12 +0,66 -0,59	0,80 +0,32 -0,26	2,31 +0,45 -0,40	3,00 +0,42 -0,40	...	1,44 +0,32 -0,29	53,02 +8,49 -7,75	13,64 +4,60 -4,38	25,98 +6,78 -6,02
	(c) 4,39 +0,42 -0,40	1,11 +0,30 -0,26	2,78 +0,33 -0,31						
HR 1099	12,06 +0,78 -0,76	1,88 +0,51 -0,49	7,69 +0,67 -0,65	10,79 +0,89 -0,85	1,64 +0,58 -0,55	3,86 +0,65 -0,63	34,44 +3,50 -3,37	9,11 +2,62 -2,47	21,29 +3,31 -2,90
λ And	(b) 7,07 +0,88 -0,81	1,19 +0,43 -0,37	4,91 +0,69 -0,64	11,23 +0,74 -0,72	2,35 +0,55 -0,50	5,29 +0,56 -0,53	17,70 +4,31 -3,78	...	9,84 +3,69 -3,11
	(c) 7,69 +0,59 -0,56	0,97 +0,29 -0,27	4,41 +0,45 -0,43			
μ Vel	(b) 3,99 +0,75 -0,67	1,33 +0,47 -0,40	2,09 +0,51 -0,44	5,30 +0,61 -0,57	0,95 +0,35 -0,31	2,66 +0,50 -0,44
	(c) 3,66 +0,47 -0,43	1,13 +0,29 -0,25	2,50 +0,38 -0,35			
Procyon
TZ CrB	13,63 +0,98 -0,94	2,16 +0,51 -0,46	8,44 +0,78 -0,74	17,33 +1,42 -1,36	3,22 +0,79 -0,73	7,49 +0,93 -0,88	38,38 +4,29 -4,07	8,94 +2,44 -2,17	35,12 +4,14 -3,89
V824 Ara	5,37 +0,54 -0,57	1,53 +0,79 -0,50	3,10 +0,37 -0,35	5,89 +0,65 -0,62	0,96 +0,38 -0,35	2,75 +0,49 -0,46	34,14 +6,04 -5,71	10,41 +3,92 -3,47	25,76 +5,58 -5,21
ξ Uma	(b) 4,50 +0,72 -0,66	1,02 +0,46 -0,36	3,02 +0,57 -0,51	(b) 7,44 +1,05 -0,97	1,36 +0,55 -0,45	4,91 +0,89 -0,80	19,96 +5,03 -4,43	6,87 +3,40 -2,72	10,42 +4,34 -3,54
	(c) 5,15 +0,50 -0,47	0,89 +0,26 -0,23	3,01 +0,39 -0,36	(c) 7,95 +0,68 -0,65	1,67 +0,38 -0,35	4,02 +0,52 -0,49	55,82 +7,83 -7,16	14,62 +4,39 -3,65	30,40 +6,80 -6,69

(a) Observación con el RGS, (b) observación con HEG, (c) observación con MEG, (d) observación con LETG.

Tabla 6.4: Emisividad (fotones $\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \text{bin}^{-1}$) para líneas del triplete de He en Ne IX.

FUENTE	$k_b T$ [keV]	Ne IX		
		r	i	f
λ And	0,76	7,54	1,02	3,77
μ Vel	0,65	7,54	1,02	3,77
ξ Uma	0,59	17,59	2,59	9,44
β Ceti	0,76	7,54	1,02	3,77
Capella	0,61	17,59	2,59	9,44
CC Eri	0,19	6,68	1,63	5,51
	0,14	1,75	0,47	1,59
HR 1099	0,90	3,58	0,44	1,64
TZ CrB	0,78	3,58	0,44	1,64
V824 Ara	0,95	3,58	0,44	1,64
	0,75	7,54	1,02	3,77

Tabla 6.5: Flujo medido (10^{-5} fotones $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) para líneas del triplete de He en N VI.

FUENTE	N VI		
	r	i	f
Procyon	11,19 ^{+1,62} _{-2,30}	4,39 ^{+1,08} _{-1,59}	6,10 ^{+1,46} _{-1,46}

Tabla 6.6: Coeficientes $R(n_e)$ y $G(T_e)$ observados en diferentes fuentes estelares.

FUENTE	Si XIII		Mg XI		O VII		Ne IX	
	$R(n_e)$	$G(T_e)$	$R(n_e)$	$G(T_e)$	$R(n_e)$	$G(T_e)$	$R(n_e)$	$G(T_e)$
AB Dor	3,92 ^{+1,56} _{-1,41}	0,87 ^{+0,15} _{-0,14}	1,77 ^{+0,87} _{-0,75}	1,00 ^{+0,31} _{-0,27}
AD Leo	2,80 ^{+1,59} _{-1,22}	0,94 ^{+0,30} _{-0,26}	3,99 ^{+2,06} _{-1,73}	1,00 ^{+0,25} _{-0,22}
β Ceti	3,29 ^{+0,80} _{-0,72}	1,12 ^{+0,16} _{-0,15}	3,87 ^{+1,41} _{-1,24}	0,76 ^{+0,13} _{-0,12}	3,70	0,64
	2,76 ^{+0,46} _{-0,43}	0,94 ^{+0,09} _{-0,08}	2,66 ^{+0,55} _{-0,51}	0,73 ^{+0,08} _{-0,07}
Capella	2,95 ^{+0,49} _{-0,45}	0,94 ^{+0,09} _{-0,08}	2,33 ^{+0,43} _{-0,40}	0,73 ^{+0,07} _{-0,07}	4,11 ^{+1,85} _{-1,65}	0,90 ^{+0,19} _{-0,17}	3,64	0,68
	2,69 ^{0,83} _{-0,71}	0,72 ^{0,11} _{-0,10}	5,04 ^{0,91} _{-0,86}	0,86 ^{0,06} _{-0,06}
CC Eri	2,89 ^{+1,28} _{-1,07}	0,75 ^{+0,18} _{-0,16}	1,90 ^{+0,81} _{-0,75}	0,75 ^{+0,20} _{-0,18}	3,38	1,07
	2,50 ^{+0,75} _{-0,65}	0,89 ^{+0,13} _{-0,12}	3,38	1,18
HR 1099	4,08 ^{+1,16} _{-1,11}	0,79 ^{+0,09} _{-0,08}	2,35 ^{+0,92} _{-0,88}	0,51 ^{+0,09} _{-0,09}	2,34 ^{+0,76} _{-0,71}	0,88 ^{+0,15} _{-0,14}	3,73	0,58
λ And	4,14 ^{+1,61} _{-1,41}	0,86 ^{+0,16} _{-0,14}	2,25 ^{+0,58} _{-0,53}	0,68 ^{+0,08} _{-0,08}	3,70	0,64
	4,54 ^{+1,44} _{-1,32}	0,70 ^{+0,09} _{-0,08}
μ Vel	1,57 ^{+0,67} _{-0,57}	0,86 ^{+0,24} _{-0,21}	2,81 ^{+1,17} _{-1,02}	0,68 ^{+0,14} _{-0,12}	3,70	0,64
	2,21 ^{+0,66} _{-0,58}	0,99 ^{+0,18} _{-0,17}
Procyon	3,93 ^{1,17} _{-1,05}	1,15 ^{0,18} _{-0,17}
TZ CrB	3,91 ^{+0,99} _{-0,91}	0,78 ^{+0,09} _{-0,08}	2,33 ^{+0,64} _{-0,59}	0,62 ^{+0,09} _{-0,08}	2,47 ^{+1,07} _{-0,97}	1,06 ^{+0,27} _{-0,26}	3,73	0,58
V824 Ara	2,03 ^{+1,07} _{-0,70}	0,86 ^{+0,18} _{-0,15}	2,86 ^{+1,24} _{-1,14}	0,63 ^{+0,13} _{-0,12}	1,52 ^{+0,98} _{-0,79}	0,87 ^{+0,35} _{-0,30}	3,70	0,64
ξ Uma	2,96 ^{+1,44} _{-1,17}	0,90 ^{+0,22} _{-0,19}	3,61 ^{+1,59} _{-1,34}	0,84 ^{+0,18} _{-0,17}	2,08 ^{+0,78} _{-0,69}	0,81 ^{+0,18} _{-0,17}	3,64	0,68
	3,40 ^{+1,09} _{-0,98}	0,76 ^{+0,12} _{-0,11}	2,41 ^{+0,63} _{-0,58}	0,72 ^{+0,10} _{-0,10}

N VI		
FUENTE	$R(n_e)$	$G(T_e)$
Procyon	1,39 ^{+0,48} _{-0,60}	0,94 ^{+0,21} _{-0,27}

Tabla 6.7: Comparación de los diagnósticos del triplete de He para Si XIII

FUENTE	Presente trabajo		Trabajo de [53]	
	$R(n_e)$	$G(T_e)$	$R(n_e)$	$G(T_e)$
AB Dor	$3,92^{+1,56}_{-1,41}$	$0,87^{+0,15}_{-0,14}$	$3,46 \pm 1,39$	$1,04 \pm 0,18$
			$3,37 \pm 0,88$	$0,87 \pm 0,11$
β Ceti	$3,29^{+0,80}_{-0,72}$	$1,12^{+0,16}_{-0,15}$	$3,14 \pm 0,51$	$1,07 \pm 0,11$
			$2,42 \pm 0,28$	$0,87 \pm 0,05$
HR 1099	$4,08^{+1,16}_{-1,11}$	$0,79^{+0,09}_{-0,08}$	$2,78 \pm 0,53$	$1,05 \pm 0,11$
			$3,76 \pm 0,65$	$0,73 \pm 0,05$
λ And	$4,14^{+1,61}_{-1,41}$	$0,86^{+0,16}_{-0,14}$	$2,93 \pm 0,69$	$0,90 \pm 0,11$
	$4,54^{+1,44}_{-1,32}$	$0,70^{+0,09}_{-0,08}$	$4,16 \pm 0,97$	$0,68 \pm 0,06$
μ Vel	$1,57^{+0,67}_{-0,57}$	$0,86^{+0,24}_{-0,21}$	$2,00 \pm 0,81$	$0,91 \pm 0,21$
	$2,21^{+0,66}_{-0,58}$	$0,99^{+0,18}_{-0,17}$	$1,95 \pm 0,39$	$0,96 \pm 0,11$
TZ CrB	$3,91^{+0,99}_{-0,91}$	$0,78^{+0,09}_{-0,08}$	$3,60 \pm 0,76$	$0,75 \pm 0,07$
			$2,92 \pm 0,35$	$0,76 \pm 0,04$
ξ Uma	$2,96^{+1,44}_{-1,17}$	$0,90^{+0,22}_{-0,19}$	$2,08 \pm 0,71$	$0,98 \pm 0,18$
	$3,40^{+1,09}_{-0,98}$	$0,76^{+0,12}_{-0,11}$	$2,94 \pm 0,68$	$0,72 \pm 0,08$

Tabla 6.8: Comparación de los diagnósticos del triplete de He para Mg XI

FUENTE	Presente trabajo		Trabajo de [53]	
	$R(n_e)$	$G(T_e)$	$R(n_e)$	$G(T_e)$
β Ceti	$3,87^{+1,41}_{-1,24}$	$0,76^{+0,13}_{-0,12}$	$3,00 \pm 0,64$	$0,92 \pm 0,10$
	$2,66^{+0,55}_{-0,51}$	$0,73^{+0,08}_{-0,07}$	$2,25 \pm 0,10$	$0,86 \pm 0,02$
HR 1099	$2,35^{+0,92}_{-0,88}$	$0,51^{+0,09}_{-0,09}$	$2,12 \pm 0,56$	$0,75 \pm 0,10$
			$2,26 \pm 0,21$	$0,77 \pm 0,04$
λ And	$2,25^{+0,58}_{-0,53}$	$0,68^{+0,08}_{-0,08}$	$3,00 \pm 0,87$	$0,65 \pm 0,08$
			$2,40 \pm 0,11$	$0,68 \pm 0,01$
μ Vel	$2,81^{+1,17}_{-1,02}$	$0,68^{+0,14}_{-0,12}$	$3,10 \pm 1,66$	$0,72 \pm 0,16$
			$3,14 \pm 0,51$	$0,70 \pm 0,04$
TZ CrB	$2,33^{+0,64}_{-0,59}$	$0,62^{+0,09}_{-0,08}$	$1,98 \pm 0,32$	$0,76 \pm 0,07$
			$2,36 \pm 0,21$	$0,73 \pm 0,03$
ξ Uma	$3,61^{+1,59}_{-1,34}$	$0,84^{+0,18}_{-0,17}$	$2,89 \pm 0,85$	$0,97 \pm 0,14$
	$2,41^{+0,63}_{-0,58}$	$0,72^{+0,10}_{-0,10}$	$0,27 \pm 0,02$	$3,51 \pm 0,31$

Tabla 6.9: Temperatura electrónica para varias fuentes estelares obtenidas con el cociente G

FUENTE	T_1 (MK)	T_2 (MK)
AB Dor	$5,13 \pm 0,76$	$1,51 \pm 0,15$
AD Leo	$4,27 \pm 0,75$	$1,51 \pm 0,15$
β Ceti	$4,22 \pm 1,55$...
Capella	$5,13 \pm 0,75$	$1,42 \pm 0,62$
CC Eri	$6,05 \pm 1,46$	$2,38 \pm 0,28$
λ And	$6,74 \pm 1,28$...
HR 1099	$7,10 \pm 0,69$	$1,35 \pm 0,16$
Procyon	$1,13 \pm 0,13$	$0,32 \pm 0,15$
TZ CrB	$7,09 \pm 0,42$	$1,35 \pm 0,16$
μ Vel	$5,77 \pm 0,57$...
ξ Uma	$5,42 \pm 1,04$	$2,24 \pm 0,22$
V824 Ara	$6,21 \pm 0,92$	$2,00 \pm 0,20$
ζ Puppis	...	$0,40 \pm 0,10$

Capítulo 7

Conclusiones

El triplete de helio es uno de los diagnósticos más aplicados en astrofísica para determinar la temperatura y densidad electrónica de fuentes estelares con altas temperaturas y, en menor medida, el estado de ionización. Es uno de los pocos diagnósticos que nos permite obtener varios parámetros físicos basados en el mismo sistema atómico, y por lo tanto, es uno de los diagnósticos más aplicados en el estudio de diversas fuentes estelares; en particular, este trabajo se ha centrado en las coronas estelares.

A fin de realizar este estudio, hemos desarrollado un modelo espectral en el cual una corona estelar se considera como un plasma más que todo colisional debido a su alta temperatura y su alto grado de ionización, donde las excitaciones de los iones presentes en el plasma se originan mediante colisiones con electrones altamente energéticos. Basados en las condiciones presentes en la corona, en este modelo se ha aplicado un equilibrio estadístico en lugar de un equilibrio termodinámico local para el estudio de la población de los niveles de energía del sistema atómico. Con la finalidad de obtener un modelo espectral mucho más versátil, se tomaron en cuenta dos tipos de distribuciones de energías para los electrones en el plasma: la distribución Maxwell–Boltzmann, ampliamente utilizada en la astrofísica como una distribución estadística clásica; y la distribución κ que se caracteriza por ser una distribución con una cola supra-termal, la cual aumenta la probabilidad de obtener electrones más energéticos. Esta última distribución se ha aplicado en diversos medios dentro del sistema solar como en la magnetosfera de varios planetas y el viento solar [55, 56], y en el presente trabajo se adaptó al estudio de las coronas estelares mediante el triplete de helio. Este modelo espectral se ha desarrollado para los iones tipo helio cuyas líneas de emisión se encuentran en la región de rayos X en el espectro de una corona estelar; específicamente para Si XIII, Mg XI, Ne IX, O VII, N VI y C V, con los cuales se pueden determinar la temperatura y densidad electrónica del plasma.

Este modelo espectral se ha desarrollado incluyendo como base datos atómicos que nos permiten describir los procesos físicos que se involucran a la estructura atómica. La precisión y completitud de estos datos atómicos es de suma importancia para el desarrollo de un modelo espectral preciso y lo más certero posible para evitar interpretaciones incorrectas del modelo. Uno de estos datos atómicos es la fuerza de colisión, parámetro que nos permite describir las excitaciones y des-excitaciones de los iones por impacto con los electrones del medio. Durante el desarrollo del presente trabajo, se dispuso de diversas tabulaciones de dichos datos para un mismo ion; este tipo de data no es única ya que se determinan mediante diversos métodos. En base a éstos se llevó a cabo un estudio exhaustivo de las tabulaciones de la fuerza de colisión efectiva (Υ) en función de la temperatura mediante un método de escalamiento de dichos parámetros propuesto en [47]. Como resultado de este análisis se concluyó que la tabulación más completa de dichos parámetros, y por ende, la aplicada para el desarrollo del modelo espectral, es [18] al considerar el ion Si XIII, [17] para Mg XI, [15] para el ion O VII, [14] para N VI y, finalmente, [13] para C V. Sin embargo, mediante estos escalamientos se determinaron cotas superiores en temperaturas para la cual los valores de $\Upsilon(T)$ publicados en dichas referencias y para dichos iones aseguran un modelo espectral confiable; a pesar de esto, dichas cotas permiten desarrollar el modelo espectral en un amplio rango de temperaturas.

Con la finalidad de disminuir la incertidumbre en estos datos atómicos, en el presente trabajo de calculó nuevamente las fuerzas de colisión para el ion de O VII con el método de la matriz- R BP (a diferencia del utilizado en [15] que fue el método DARC), estableciendo una incertidumbre para la tabulación de [15] de los Υ menor al 6% para la mayoría de las transiciones. El cálculo de estos datos atómicos mediante el método matriz- R BP ha permitido concluir que, para los iones tipo helio, ambos métodos son satisfactoriamente precisos al determinar las secciones eficaces y, por ende, la fuerza de colisión de excitación y des-excitación para los elementos de esta serie isoelectrónica. Dado que para el desarrollo del modelo espectral al momento de considerar otras distribuciones no se disponía de la tabulación de los $\Omega(E)$ para el ion de Ne IX, se también se procedió a calcular dichos parámetros físicos mediante la matriz- R BP, resultando en una tabulación completa y precisa que permite calcular los Υ hasta una temperatura un poco mayor a $10^{7.2}$ K, un rango de temperatura bastante amplio para este ion. En base a esto, debemos mencionar que el presente trabajo propone nuevos datos atómicos para las fuerzas de colisión $\Omega(E)$ en los iones O VII y Ne IX.

Otra de las contribuciones importantes que ofrecemos en este trabajo, y que complementa el modelo espectral desarrollado para los diagnósticos del triplete de

helio, es el estudio de la propagación de las incertidumbres de los datos atómicos a través del modelo espectral ya que, como se ha insistido, dichos datos atómicos no son completamente precisos y de alguna manera afectan las conclusiones que se puedan deducir del modelo. En base a esto y en conjunto con [48], se propone un método general para determinar la incertidumbre de la población de los niveles del átomo, de la emisividad de una línea en emisión y, finalmente, la de un diagnóstico espectral (cociente de emisividades) considerando tanto un plasma con distribución Maxwell–Boltzmann como uno con distribución κ . Este es un método eficiente que permite calcular las incertidumbres resolviendo un sistema de ecuaciones algebraicas para la población de los niveles, y que no requiere mucho tiempo de computo como sería el caso de un algoritmo basado en el método de Monte Carlo.

Para establecer conclusiones y cotas de referencia, se analizaron 65 espectros observacionales obtenidos mediante los telescopios espaciales en rayos X *Chandra* y *XMM-Newton*; estos espectros corresponden al estudio de 14 coronas estelares. El ajuste espectral se llevó a cabo mediante el paquete XSPEC con el cual se ha modelado y obtenido el flujo de las líneas de emisión características del triplete de helio para los iones Si XIII, Mg XI, Ne IX, O VII y N VI, utilizando la estadística *cash* ([52]). Aunque los telescopios *Chandra* y *XMM-Newton* están diseñados para realizar espectroscopía de alta resolución, las líneas características del triplete de helio poseen una intensidad muy baja comparada con otras líneas de emisión, y para algunas fuentes no se pudo detectar dichas líneas debido a que están opacadas por el fondo de radiación continua.

Mediante un estudio basado en el diagnóstico $G(T)$, se concluyó que el triplete de helio no manifiesta evidencia de una distribución κ en las coronas estelares; y se corrobora lo estipulado en [57] que una corona estelar consiste de al menos dos componentes de plasma a temperaturas diferentes indicando distintos grados de ionización. En particular, en el presente trabajo se reportan las temperaturas de estas dos regiones de plasmas para las fuentes estelares analizadas; dichas temperaturas se obtuvieron mediante el diagnóstico $G(T)$ de las observaciones y el modelo espectral desarrollado por nosotros para cada ion.

Bibliografía

- [1] M. Schwarzschild. On Noise Arising from the Solar Granulation. *Astrophys. J.*, 107:1, 1948.
 - [2] R. Rosner. Stellar Coronae - Interpretation and Modeling of Stellar Activity. *SAO Special Report*, 389:79, 1980.
 - [3] C. J. Schrijver y C. Zwaan. *Solar and Stellar Magnetic Activity*. Cambridge University Press, New York, 2008.
 - [4] A. A. van Ballegooijen, M. Asgari-Targhi, S. R. Cranmer, y E. E. DeLuca. Heating of the Solar Chromosphere and Corona by Alfvén Wave Turbulence. *Astrophys. J.*, 736:3, 2011.
 - [5] H. Friedman, S. W. Lichtman, y E. T. Byram. Photon Counter Measurements of Solar X-Rays and Extreme Ultraviolet Light. *Phys. Rev.*, 83:1025–1030, 1951.
 - [6] R. L. Blake, T. A. Chubb, H. Friedman, y A. E. Unzicker. Interpretation of X-Ray Photograph of the Sun. *Astrophys. J.*, 137:3, 1963.
 - [7] G. S. Vaiana, W. P. Reidy, T. Zehnpfennig, L. van Speybroeck, y R. Giacconi. X-ray Structures of the Sun during the Importance 1N Flare of 8 June 1968. *Science*, 161:564–567, 1968.
 - [8] D. Porquet y J. Dubau. X-ray photoionized plasma diagnostics with helium-like ions. Application to warm absorber-emitter in active galactic nuclei. *Astron. Astrophys. Suppl.*, 143:495–514, 2000.
 - [9] D. Porquet, R. Mewe, A. J. J. Raassen, J. S. Kaastra, y J. Dubau. Helium-like ions as powerful X-ray plasma diagnostics. En R. Giacconi, S. Serio, y L. Stella, editores, *X-ray Astronomy 2000*, *Astron. Soc. Pac. Conf. Series*, 234:121, 2001.
 - [10] D. Porquet, R. Mewe, J. Dubau, A. J. J. Raassen, y J. S. Kaastra. Line ratios for helium-like ions: Applications to collision-dominated plasmas. *Astron. Astrophys.*, 376:1113–1122, 2001.
 - [11] E. Dzifcakova. Electron Excitation Rates in the Solar Corona for non-Maxwellian Electron Distributions. *Sol. Phys.*, 196:113–127, 2000.
 - [12] V. M. Vasyliunas. A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with OGO 1 and OGO 3. *J. Geophys. Res.*, 73:2839–2884, 1968.
-

- [13] K. M Aggarwal, T. Kato, F. P. Keenan, y I. Murakami. Energy levels, radiative rates and electron impact excitation rates for transitions in he-like li ii, be iii, b iv and c v. *Phys. Scripta*, 83(1):015302, 2011.
- [14] K. M Aggarwal, F. P. Keenan, y R. F. Heeter. Energy levels, radiative rates and electron impact excitation rates for transitions in he-like n vi, f viii and na x. *Phys. Scripta*, 80(4):045301, 2009.
- [15] K. M. Aggarwal y F. P. Keenan. Energy levels, radiative rates, and electron impact excitation rates for transitions in O VII. *Astron. Astrophys.*, 489:1377–1388, 2008.
- [16] G. X. Chen, R. K. Smith, K. Kirby, N. S. Brickhouse, y B. J. Wargelin. Fully relativistic R -matrix calculation of electron impact excitation of NeIX. *Phys. Rev. A*, 74(4):042709, 2006.
- [17] K. M. Aggarwal y F. P. Keenan. Energy levels, radiative rates and electron impact excitation rates for transitions in he-like mg xi, al xii, p xiv and s xv. *Phys. Scripta*, 85(2):025305, 2012.
- [18] K. M. Aggarwal y F. P. Keenan. Energy levels, radiative rates and electron impact excitation rates for transitions in si xii, si xiii and si xiv. *Phys. Scripta*, 82(6):065302, 2010.
- [19] G. W. F. Drake. Spontaneous two-photon decay rates in hydrogen-like and helium-like ions. *Phys. Rev. A*, 34:2871–2880, 1986.
- [20] H. Zhang y D. H. Sampson. Collision rates for excitation of helium-like ions with inclusion of resonance effects. *Astrophys. J. Suppl. S.*, 63:487–514, 1987.
- [21] I. M. Savukov, W. R. Johnson, y U. I. Safronova. Multipole (E1, M1, E2, M2) transition wavelengths and rates between states with $n = 6$ in helium-like carbon, nitrogen, oxygen, neon, silicon, and argon. *Atom. Data Nucl. Data Tables*, 85:83–167, 2003.
- [22] R. Giacconi, H. Gursky, F. R. Paolini, y B. B. Rossi. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Phys. Rev. Lett.*, 9:439–443, 1962.
- [23] B. Edlen. Spectra of highly ionized atoms. *Physica*, 13:545–554, 1947.
- [24] G. Fritz, R. W. Kreplin, J. F. Meekins, A. E. Unzicker, y H. Friedman. Solar X-Ray Spectrum from 1.9 to 25 Å. *Astrophys. J. Lett.*, 148:L133, 1967.
- [25] L. W. Acton, R. C. Catura, A. J. Meyerott, C. J. Wolfson, y J. L. Culhane. Coronal survey in X-rays of O vii and Ne ix. *Sol. Phys.*, 26:183–201, 1972.
- [26] R. C. Catura, L. W. Acton, A. J. Meyerott, y J. L. Culhane. Mapping the Solar Corona in X-Ray Lines of O VII and NE IX. *Space Sci. Rev.*, 13:742, 1972.
- [27] A. H. Gabriel y C. Jordan. Long Wavelength Satellites to the He-like Ion Resonance Lines in the Laboratory and in the Sun. *Nature*, 221:947–949, 1969.
-

-
- [28] H. R. Griem. Spontaneous Single-Photon Decay of 2^3S_1 in Helium-Like Ions. *Astrophys. J. Lett.*, 156:L103, 1969.
- [29] A. H. Gabriel y C. Jordan. Interpretation of solar helium-like ion line intensities. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 145:241, 1969.
- [30] F. P. Keenan, A. E. Kingston, y S. S. Tayal. Theoretical NeIX line ratios compared to solar observations. *Sol. Phys.*, 94:85–89, 1984.
- [31] C. J. Wolfson, J. W. Leibacher, J. G. Doyle, y K. J. H. Phillips. X-ray line ratios from helium-like ions - Updated theory and SMM flare observations. *Astrophys. J.*, 269:319–328, 1983.
- [32] D. L. McKenzie, R. M. Broussard, P. B. Landecker, H. R. Rugge, R. M. Young, G. A. Doschek, y U. Feldman. Electron densities in a solar flare derived from X-ray spectra. *Astrophys. J. Lett.*, 238:L43–L46, 1980.
- [33] D. Porquet, R. Mewe, J. S. Kaastra, J. Dubau, y A. J. J. Raassen. X-ray powerful diagnostics for highly-ionized plasmas: He-like ions. *arXiv:astro-ph/0204119*, 2002.
- [34] D. Porquet, J. Dubau, y N. Grosso. He-like Ions as Practical Astrophysical Plasma Diagnostics: From Stellar Coronae to Active Galactic Nuclei. *Space Sci. Rev.*, 157:103–134, 2010.
- [35] J.-U. Ness, J. H. M. M. Schmitt, V. Burwitz, R. Mewe, A. J. J. Raassen, R. L. J. van der Meer, P. Predehl, y A. C. Brinkman. Coronal density diagnostics with Helium-like triplets: CHANDRA-LETGS observations of Algol, Capella, Procyon, epsilon Eri, alpha Cen A&B, UX Ari, AD Leo, YY Gem, and HR 1099. *Astron. Astrophys.*, 394:911–926, 2002.
- [36] J.-U. Ness, N. S. Brickhouse, J. J. Drake, y D. P. Huenemoerder. Modelling the NeIX Triplet with Chandra Using HEG, MEG, and LETGS. En G. Branduardi-Raymont, editor, *High Resolution X-ray Spectroscopy with XMM-Newton and Chandra*, p. 26, 2002.
- [37] J.-U. Ness, R. Mewe, J. H. M. M. Schmitt, A. J. J. Raassen, D. Porquet, J. S. Kaastra, R. L. J. van der Meer, V. Burwitz, y P. Predehl. Helium-like triplet density diagnostics. Applications to CHANDRA-LETGS X-ray observations of Capella and Procyon. *Astron. Astrophys.*, 367:282–296, 2001.
- [38] Y. Rodriguez y C. Mendoza. O VII helium triplet in Maxwellian and non-Maxwellian Plasmas. *Acta Científica Venezolana*, 66, 2015.
- [39] D. C. Nicholls, M. A. Dopita, y R. S. Sutherland. Resolving the Electron Temperature Discrepancies in H II Regions and Planetary Nebulae: κ -distributed Electrons. *Astrophys. J.*, 752:148, June 2012.
- [40] P. Bryans. *On the Spectral Emission of Non-Maxwellian Plasmas*. PhD thesis, University of Strathclyde, 2005.
-

- [41] C. Mendoza y M. A. Bautista. Testing the Existence of Non-Maxwellian Electron Distributions in H II Regions after Assessing Atomic Data Accuracy. *Astrophys. J.*, 785:91, 2014.
 - [42] I. P. Grant, B. J. McKenzie, P. H. Norrington, D. F. Mayers, y N. C. Pyper. An atomic multiconfigurational Dirac-Fock package. *Comput. Phys. Commun.*, 21:207–231, 1980.
 - [43] M. F. Gu. Indirect X-Ray Line-Formation Processes in Iron L-Shell Ions. *Astrophys. J.*, 582:1241–1250, 2003.
 - [44] W. Eissner, M. Jones, y H. Nussbaumer. Techniques for the calculation of atomic structures and radiative data including relativistic corrections. *Comput. Phys. Commun.*, 8:270–306, 1974.
 - [45] F. Delahaye y A. K. Pradhan. Electron impact excitation of helium-like oxygen up to $n = 4$ levels including radiation damping. *J. Phys. B*, 35:3377–3390, 2002.
 - [46] D. G. Hummer, K. A. Berrington, W. Eissner, A. K. Pradhan, H. E. Saraph, y J. A. Tully. Atomic data from the IRON Project. 1: Goals and methods. *Astron. Astrophys.*, 279:298–309, 1993.
 - [47] A. Burgess y J. A. Tully. On the Analysis of Collision Strengths and Rate Coefficients. *Astron. Astrophys.*, 254:436, 1992.
 - [48] M. A. Bautista, V. Fivet, P. Quinet, J. Dunn, T. R. Gull, T. R. Kallman, y C. Mendoza. Uncertainties in Atomic Data and their Propagation through Spectral Models. I. *Astrophys. J.*, 770:15, 2013.
 - [49] L. Fernandez-Menchero, G. Del Zanna, y N. R. Badnell. R-matrix electron-impact excitation data for the Be-like iso-electronic sequence. *Astron. Astrophys.*, 566:A104, 2014.
 - [50] K. M. Aggarwal y F. P. Keenan. Electron impact excitation of Be-like ions: a comparison of DARC and ICFT results. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 447:3849–3855, 2015.
 - [51] L. Fernandez-Menchero, G. Del Zanna, y N. R. Badnell. Validity of the ICFT R-matrix method: Be-like Al⁹⁺ a case study. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 450:4174–4183, 2015.
 - [52] W. Cash. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *Astrophys. J.*, 228:939–947, 1979.
 - [53] P. Testa, J. J. Drake, y G. Peres. The Density of Coronal Plasma in Active Stellar Coronae. *Astrophys. J.*, 617:508–530, 2004.
 - [54] M. A. Leutenegger, S. P. Owocki, S. M. Kahn, y F. B. S. Paerels. Evidence for the Importance of Resonance Scattering in X-Ray Emission Line Profiles of the O Star ζ Puppis. *Astrophys. J.*, 659:642–649, 2007.
-

-
- [55] S. M. Krimigis, J. F. Carbary, E. P. Keath, C. O. Bostrom, W. I. Axford, G. Gloeckler, L. J. Lanzerotti, y T. P. Armstrong. Characteristics of hot plasma in the Jovian magnetosphere - Results from the Voyager spacecraft. *J. Geophys. Res.*, 86:8227–8257, 1981.
- [56] V. Pierrard y M. Lazar. Kappa Distributions: Theory and Applications in Space Plasmas. *Sol. Phys.*, 267:153–174, 2010.
- [57] N. S. Schulz, D. P. Huenemoerder, M. Gunther, P. Testa, y C. R. Canizares. X-Ray Properties of Low-mass Pre-main Sequence Stars in the Orion Trapezium Cluster. *Astrophys. J.*, 810:55, 2015.
-