

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DE LA ABUNDANCIA DE HIERRO EN ORIÓN
USANDO DISTRIBUCIONES DE ENERGÍAS ELECTRÓNICAS
MAXWELIANAS Y NO-MAXWELIANAS**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Alejandra Hernández Flores
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**
Con la tutoría de: Dr. Claudio Mendoza

Noviembre-2015
Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DE LA ABUNDANCIA DE HIERRO EN ORIÓN
USANDO DISTRIBUCIONES DE ENERGÍAS ELECTRÓNICAS
MAXWELIANAS Y NO-MAXWELIANAS**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Alejandra Hernández Flores
ante la Facultad de Ciencias de la
Ilustre Universidad Central de Venezuela
como requisito parcial para optar al título
de: **Licenciada en Física**
Con la tutoría de: Dr. Claudio Mendoza

Noviembre-2015
Caracas-Venezuela

25 de mayo de 2016

Consejo de la Escuela de Física
Facultad de Ciencias
Universidad Central de Venezuela

Estimados miembros del Consejo de Escuela

Reciban un cordial saludo. Conforme a lo establecido en el artículo 13 de la “Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV” les remito tres ejemplares de la monografía de TEG de la estudiante **Alejandra Hernández Flores**, CI: **23591161**, titulado **ESTUDIO DE LA ABUNDANCIA DE HIERRO EN ORIÓN USANDO DISTRIBUCIONES DE ENERGÍAS ELECTRÓNICAS MAXWELIANAS Y NO-MAXWELIANAS**, los cuales he revisado y considero listos para la evaluación por parte de un jurado.

Agradeciendo la consideración que sirvan prestar a la presente, me despido atentamente,

Dr. Claudio Mendoza

Tutor



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 **Alejandra Hernández**, Cédula de Identidad **V-23591161**, bajo el título **“Estudio de la abundancia de Hierro en Orión usando distribuciones de energías electrónicas Maxwelianas y no-Maxwelianas”**, a los fines de cumplir con el requisito legal para optar al grado de **Licenciada 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 18 de mayo de 2016, a las 2:00 pm, para que la autora lo defendiera en forma pública, lo que ésta 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 18 días del mes de mayo de 2016, 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. Daniel Isaias Macero
Cabrera
V-16247249
UCV

Prof. Fermín Arturo Dalmagro
Alonso
V-13321651
UCV

Dr. Claudio Mendoza
V-3186001
IVIC

*Bien sé que soy mortal, una criatura de un día. Pero si mi mente observa los
serpenteantes caminos de las estrellas, entonces mis pies ya no pisan la Tierra, sino que
al lado de Zeus mismo me lleno con ambrosía, el divino manjar.*

Almagesto, Claudio Ptolomeo

Agradecimientos

Mi fraterno agradecimiento a quienes hicieron posible la realización de este laborioso trabajo de investigación. A la Universidad Central de Venezuela, símbolo de sabiduría, cultura y hermandad, “la casa que siempre ha vencido las sombras”. A todos sus profesores, hombres y mujeres dedicados y honestos que generosamente me guiaron en mi formación profesional. Al Instituto Venezolano de Investigaciones Científicas (IVIC), maravilloso espacio de investigación que me permitió trabajar en sus laboratorios y convivir con un competente grupo humano. A mis padres, por su esfuerzo en mi formación académica, y por su incondicional apoyo mantenido a través del tiempo. A mi excelente tutor, Claudio Mendoza, profesor dedicado, investigador tesonero, por su gran apoyo en impulsar mi formación investigativa, por su paciencia y por enseñarme el camino a seguir en esta profesión. A Yolbeiker, mi amigo y compañero de carrera, por su respaldo incondicional, su aliento y motivación en los momentos difíciles (por su ansia de perfección que siempre me impulsó). A Adrianna, acompañante de batalla en este quehacer investigativo, siempre jovial y ponderada. Finalmente, a todos los compañeros que han vivido y participado en la realización de esta tesis que no necesito nombrar, pero desde lo más profundo de mi corazón les agradezco su desinteresada colaboración, apoyo, ánimo y, sobre todo, cariño y amistad.

Finalmente quiero agradecerle este logro y avance en la astrofísica al Dr. Manuel Bautista, de la Western Michigan University, EE UU, al proporcionarnos las tabulaciones de la fuerza de colisión del ion Fe^{+3} , además de facilitarnos antes de su publicación los datos colisionales y radiativos del ion Fe^{+2} provenientes de un estudio comparativo de todos los códigos atómicos. También agradezco a la Dra. Grazyna Stasińska, Observatorio de Paris, Francia, al proporcionarnos el ajuste de las emisividades de la línea H_β en función de la temperatura, haciendo posible el cálculo de la abundancia iónica de Fe^{+3} y asesorarme en todos los detalles de la misma.

A todos... ¡GRACIAS!

RESUMEN

Se propone determinar la abundancia de hierro en la nebulosa de Orión, específicamente en la región HH 202-S usando la distribución de energías electrónicas de Maxwell–Boltzmann y la no-Maxwelliana referida como distribución κ , donde esta última despliega una cola supra-termal. En la actualidad existe un problema de discrepancias de las abundancias químicas en los plasmas nebulares dependiendo de la metodología usada para su determinación. Una de las teorías acerca del origen de la discrepancia se las atribuye a fluctuaciones de la temperatura, las cuales implican distribuciones energéticas no-Maxwellianas. A pesar de que la hipótesis de las fluctuaciones de temperatura es la más acertada, no es suficiente para resolver el conflicto. La abundancia de hierro también presenta discrepancias en su metodología de cálculo: los resultados de la abundancia de hierro del ion Fe^{+3} son menores que los valores de la abundancia determinados con modelos de fotoionización, generando la incertidumbre en los modelos de fotoionización o en los datos atómicos. Es por este motivo que realizamos un modelo del plasma donde se estudia la distribución de energías electrónicas, y realizamos un análisis con nuevos valores de datos atómicos para todos los iones relevantes del hierro en nebulosas (Fe^+ , Fe^{+2} y Fe^{+3}). Se realizaron diagnósticos de densidad electrónica y cálculos de abundancia iónica usando la distribución κ , obteniendo como resultado el aumento de la abundancia del hierro y disminución de la temperatura electrónica junto con la densidad electrónica. Analizamos y comparamos estos resultados con abundancias obtenidas de artículos previos, así como las implicaciones de los efectos causados por la distribución κ .

Índice general

Lista de figuras	13
Lista de tablas	15
1. Introducción	17
2. Nebulosas Gaseosas	21
2.1. Reseña Histórica	21
2.2. Espectroscopía Nebular	24
2.3. Regiones H II	28
2.4. Nebulosa de Orión	30
3. Abundancias en Regiones H II	35
3.1. Abundancia del Hierro	38
3.2. Problemas de la Abundancia del Hierro	40
3.2.1. Fe ⁺	41
3.2.2. Fe ⁺³	41
3.2.3. Fe ⁺²	42
3.2.4. Problema de la Abundancia de Hierro en la Nebulosa de Orión . . .	43
3.3. Cálculo de la Abundancia del Hierro	44
3.3.1. Emisividad de la línea H _β	45
4. Modelo del Plasma	47
4.1. Plasma fotoionizados	48
4.1.1. Plasmas en Regiones H II	48
4.2. Equilibrio Estadístico	49
4.3. Tasas Colisionales	51
4.4. Distribuciones de energías electrónicas	52
4.5. Tasas de Radiación	56
4.6. Diagnósticos Nebulares	56
4.6.1. Diagnósticos de densidad electrónica	57
4.7. Cálculos de Errores	58
4.7.1. Incertidumbre de las Poblaciones de los Niveles	58

4.7.2.	Incertidumbre de la Emisividad	59
4.7.3.	Incertidumbre del Diagnóstico de Densidad	60
5.	Resultados de Abundancias Iónicas	61
5.1.	Fe ⁺	61
5.1.1.	Datos Atómicos	62
5.1.2.	Diagnóstico de Densidad	62
5.1.3.	Ajuste de Temperatura	64
5.1.4.	Determinación de Abundancia	70
5.2.	Fe ⁺³	71
5.2.1.	Datos Atómicos	71
5.2.2.	Análisis de Densidad	72
5.2.3.	Análisis de Temperatura	72
5.2.4.	Determinación de la Abundancia de Fe ⁺³	73
5.3.	Fe ⁺²	74
5.3.1.	Datos Atómicos	74
5.3.2.	Diagnóstico de Densidad	75
5.3.3.	Ajuste de Temperatura	76
5.3.4.	Determinación de Abundancia	93
6.	Discusión de Resultados y Conclusiones	99
A.	Tasas Radiativas para Fe⁺²	105

Índice de figuras

2.1. Primera fotografía de la nebulosa de Orión	22
2.2. Nebulosa de Orión de 1883.	23
2.3. Nebulosa de Orión.	24
2.4. Trapecio de Orión M42.	25
2.5. Tipos de espectros astronómicos.	26
2.6. Detalle del espectro de emisión de la nebulosa de Orión.	27
2.7. Frente de ionización.	28
2.8. Constelación de Orión	31
2.9. Observación de la nebulosa de Orión.	32
2.10. Objeto Herbig–Haro.	32
2.11. Objeto Herbig–Haro HH 202 de Orión.	33
2.12. Estrellas del Trapecio de Orión.	34
2.13. Esquema sencillo de la estructura blister de Orión.	34
3.1. Abundancia cósmica relativa de los elementos químicos.	39
4.1. Plasmas de baja densidad	50
4.2. Distribuciones de energías electrónicas	55
5.1. Diagnóstico de densidad $\lambda 5261,61/\lambda 5333,65$ de Fe^+	65
5.2. Diagnóstico de densidad $\lambda 5158,81/\lambda 5220,06$ de Fe^+	66
5.3. Diagnóstico de densidad $\lambda 5273,38/\lambda 5268,88$ de Fe^+	67
5.4. Diagnóstico de densidad $\lambda 5376,45/\lambda 5433,13$ de Fe^+	68
5.5. Diagnóstico de densidad $\lambda 4358,36/\lambda 4352,78$ de Fe^+	69
5.6. Ajuste de Temperatura Electrónica para Fe^+	70
5.7. Cociente de las poblaciones del nivel $3d^5\ ^2I_{11/2}$ de Fe^{+3}	72
5.8. Población del nivel $3d^5\ ^2I_{11/2}$ de Fe^{+3} en función de la densidad electrónica.	73
5.9. Abundancia iónica de Fe^{+3} en función de temperatura electrónica.	74
5.11. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [1].	77
5.12. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [1].	78
5.13. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [1] y [2].	79
5.14. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [1] y [2].	80
5.15. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [3] y [1].	81

5.16. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [3] y [1].	82
5.17. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [1] y Apéndice A.	83
5.18. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [1] y Apéndice A.	84
5.19. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [3] y [1].	85
5.20. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [3] y [1].	86
5.21. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [3] y [2].	87
5.22. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [3] y [2].	88
5.23. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [3].	89
5.24. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [3].	90
5.25. Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$ de [3] y Apéndice A.	91
5.26. Diagnóstico de densidad $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ de [3] y Apéndice A.	92
5.10. Ajuste de temperatura electrónica del ion Fe^{+2}	96

Índice de cuadros

2.1. Reglas de selección de transiciones de orden multipolar λ	27
5.1. Intensidades de líneas de [Fe II]	63
5.2. Densidad electrónica de Fe^+	64
5.3. Resultado de temperatura electrónica para Fe^+	70
5.4. Abundancias para el ion Fe^+	71
5.5. Abundancia iónica de Fe^{+3}	74
5.6. Intensidad de líneas de [Fe III]	75
5.7. Resultados de la densidad electrónica para Fe^{+2}	94
5.8. Temperatura electrónica de ion Fe^{+2}	95
5.9. Abundancia iónica del ion Fe^{+2}	97
6.1. Abundancia iónica del Hierro.	99
6.2. Resultado de abundancia iónica con distribución M-B.	100
6.3. Resultado de abundancia iónica con distribución κ	102
6.4. Abundancia total de Fe.	102
6.5. Resultado de abundancia total de hierro	103
A.1. Valores de A_{ji} (s^{-1}) para niveles de la configuración $3d^6$ de Fe^{+2} calculados para el presente trabajo	105

Capítulo 1

Introducción

Uno de los principales propósitos de la astrofísica contemporánea es determinar la composición química de los componentes del universo ya que cambia con el tiempo y da una medida de su evolución. Las nebulosas gaseosas son entes astronómicos sencillos que se componen de gas ionizado y polvo espacial [4, 5]; dada la simpleza de sus estructuras y plasmas, son fáciles de modelar convirtiéndose en objetos por excelencia en la determinación de las abundancias químicas [6]. Las nebulosas cumplen así el papel de laboratorios de plasmas universales.

La técnica más poderosa para estudiar la física de las nebulosas es la espectroscopía, la cual estudia y analiza las interacciones luz-materia sustentada por la mecánica cuántica. En el caso de las nebulosas, siendo éstas plasmas calientes de baja densidad, las señales lumínicas más relevantes para su estudio son las líneas de emisión. Una línea de emisión representa un flujo de fotones resultado de una transición en particular entre dos niveles atómicos del plasma. Gracias a la mecánica cuántica, todo proceso que produce una transición atómica se encuentra bien definido, y por lo tanto, cada línea de emisión representa un fenómeno o, la física en sí, de los procesos internos dentro de la nebulosas, convirtiéndose en huellas dactilares en la investigación. Como las nebulosas se encuentran fuera de equilibrio termodinámico, cada línea de emisión contiene información sustancial de las condiciones físicas del plasma como la temperatura electrónica y densidad electrónica, junto con la abundancia del ion químico que la origina.

En la actualidad se presentan discrepancias en los diferentes métodos utilizados para la determinación de las abundancias químicas en las nebulosas gaseosas, circunstancia que ha perdurado por más de 40 años y persiste en la actualidad. La problemática reside en los modelos espectrales para obtener información física de las líneas de emisión que se observan. En plasmas nebulares las líneas de emisión son consecuencia principalmente de dos mecanismos: por colisión electrónica si el fotón emitido del ion proviene de un nivel excitado por una colisión ion-electrón; o por recombinación si la emisión es producida por decaimientos de niveles superiores causados por una recombinación electrónica con el ion. Dependiendo de qué tipo de línea de emisión se use en los cálculos, el resultado de la abundancia química es completamente diferente, y no solamente esto, esta discrepancia

varía con el elemento químico, con los tipos de nebulosas dentro de la galaxia y también varía si la nebulosa es extra-galáctica. La causa de esta discrepancia es desconocida; se han creado hipótesis al respecto, pero ninguna de ellas explica en su totalidad la alta discrepancia y las variaciones de estas discrepancias. La hipótesis más acertada hasta los momentos es la presencia de fluctuaciones de temperatura sabiendo que las líneas de recombinación y colisión son procedentes de regiones y regímenes diferentes del plasma [7]. El hecho de que exista fluctuaciones de temperatura implica variaciones en la distribuciones de energía cinética de los electrones libres del plasma, planteamiento que se estudiará en el presente trabajo de grado. La distribución electrónica de energía canónica en la determinación de la abundancia química es la distribución de Maxwell–Boltzmann, la cual plantea la termalización de los electrones libres del plasma [8, 9]. En cambio, si los electrones del plasma no se encuentran en equilibrio térmico a causa de procesos como ondas de choque, se necesitaría una distribución electrónica de energía no-Maxwelliana (fuera del equilibrio térmico) como es la distribución κ [10, 11]. La distribución κ es la desviación de la distribución Maxwelliana a causa de una cola supra-termal.

El planteamiento del presente trabajo de grado es estudiar la abundancia química del elemento hierro en la nebulosa de Orión. Se utiliza la nube de Orión por el motivo de su cercanía a la tierra y gran luminosidad, lo que le confiere una mayor intensidad y consecuentemente mejor precisión en la medición de sus líneas de emisión y determinación de las condiciones físicas en las que se presentan los iones al emitirlas [12, 13, 14]. Esta nebulosa es un estándar en los métodos que se usan para la determinación de abundancias químicas; todo resultado que se obtenga por medio de la nebulosa de Orión es una referencia para todas las nebulosas gaseosas en el universo [8].

El estudio de la abundancia química del hierro en nebulosas es fundamentado por la importancia de este elemento. El hierro, a pesar de ser un elemento pesado, es relativamente abundante en todo el universo; la estabilidad de su estructura atómica lo convierte en el último elemento químico que se puede sintetizar por fusión nuclear en los núcleos estelares, pautando el tiempo de vida de la misma estrella. La otra característica importante del hierro es, dado que es un elemento relativamente pesado, posee líneas de emisión en todo el espectro electromagnético; así que un estudio detallado de la abundancia química del hierro revela información de la estructura y distribución de las ionizaciones en las nebulosas [15]. Más aún, el elemento hierro posee la característica de estar en forma gaseosa y en forma molecular en granos de polvo en nebulosas. Este hecho complica la determinación de la abundancia química total de hierro en nebulosas porque no se ha podido determinar con precisión los porcentajes de la fase granular y gaseosa, consecuentemente, la abundancia del hierro en nebulosas es inexplicablemente menor que la abundancia química solar de referencia y la del medio interestelar; se sospecha un agotamiento del hierro de la fase gaseosa en el polvo [16, 17]. Se estima que al menos el $\sim 98\%$ de hierro se encuentra en forma granular en las nebulosas. Además, se presentan discrepancias de la abundancia por causa de la metodología usada en el cálculo de ésta en su fase gaseosa. El origen de esta discrepancia es el número de iones usados en los cálculos

de la abundancia total; es decir, los iones de hierro predominantes en las nebulosas son Fe^+ , Fe^{+2} y Fe^{+3} , y se estima que el Fe^{+3} es el más abundante; pero a su vez, es el ion menos visible del espectro óptico, así que no hay muchas medidas y cálculos realizados con este ion [18, 19]. Lo contradictorio es que las abundancias determinadas a partir de Fe^{+3} son mucho menores que las abundancia determinadas por modelos de fotoionización que excluyen a Fe^{+3} . Este resultado ha conllevado a la incertidumbre acerca de la fiabilidad en los modelos de fotoionización o los parámetros atómicos de los modelos espectrales usados para determinar la abundancia del hierro [20]. En respuesta a esta dificultad, el presente trabajo cuenta con nuevos datos atómicos confiables para todos los iones de hierro necesarios para determinar su abundancia química en un plasma nebular.

Con el fin de cumplir el propósito de determinar la abundancia del hierro en la nebulosa de Orión, se estructura el presente trabajo de investigación en seis (6) capítulos.

- *Capítulo 1.* En este capítulo se plantean los conceptos básicos acerca de las nebulosas, sus espectros y características, además de explicar la región de estudio de la nebulosa de Orión en la determinación de la abundancia química del hierro.
- *Capítulo 2.* Se plantea la problemática de las abundancias químicas en las nebulosas y las hipótesis respectivas desarrolladas. Explicamos la problemática de la abundancia del hierro en nebulosas y las condiciones necesarias a tomar en cuenta en relación a las abundancias iónicas. Realizamos un estudio y análisis de cada ion de hierro considerando sus características particulares, y analizamos las posibles dificultades en los cálculos para la nebulosa de Orión. Además, describimos la metodología a aplicar en la determinación de las abundancias iónicas y total del hierro. Explicamos el uso de la emisividad de la línea H_β de hidrógeno atómico en los cálculos, siendo éste el elemento de referencia en los cálculos de las abundancias de los metales.
- *Capítulo 3.* Incluye todo el modelo físico del plasma aplicado para determinar las condiciones físicas de cada ion de hierro (densidad y temperatura electrónicas) necesarios para así estimar las abundancias iónicas y total del hierro. Se explica el paradigma a seguir sobre los errores en el modelo del plasma correspondiente a los datos atómicos y la metodología para el cálculo de los errores en el modelo.
- *Capítulo 4.* Se describen todos y cada uno de los cálculos de densidad electrónica, temperatura electrónica y abundancia iónica de los iones del hierro.
- *Capítulo 5.* Incluimos el análisis comparativo de los resultados de la abundancia química de hierro obtenidos por nosotros con los datos atómicos más recientes junto con lo que se han realizado en el pasado.
- *Capítulo 6.* Presentamos las conclusiones y los resultados definitivos del presente trabajo de tesis.

Capítulo 2

Nebulosas Gaseosas

El término *nebulosa* era aplicado desde épocas antiguas a cualquier objeto difuso que los astrónomos observaran fuera del sistema solar [21]. Hoy en día se conoce específicamente como nebulosas a las concentraciones de gas ionizado en forma de plasma y polvo en el medio interestelar, las cuales conservan el nombre histórico por su parecido con las nubes. Las nebulosas están compuestas por diversos elementos químicos pero en mayor concentración por hidrógeno y helio. Por las características del plasma nebuloso y su facilidad de modelado, las nebulosas son utilizadas como índices de referencia en la estimación de las abundancias químicas que son importantes en el estudio de la evolución galáctica y del propio universo. Sus propiedades están caracterizadas por su origen en el medio interestelar y, por ende, por la fuente de energía ionizante con la cual se calienta el gas circundante [5]. Con la invención del telescopio se logró una mejor precisión y profundidad de observación de las nebulosas, pero fue la introducción de la espectroscopía la que permitió su estudio físico propiamente dicho; la espectroscopía es el estudio de la relación luz-materia, cuya técnica de observación en diferentes rangos del espectro electromagnético proporciona los medios necesarios para determinar las propiedades físicas y químicas del plasma nebuloso.

2.1. Reseña Histórica

Las nebulosas han sido observadas desde tiempos antiguos; por ejemplo, Claudio Ptolomeo (100–170 d.C) en Alejandría, Egipto, creó un catálogo de estrellas (*Almagesto*) donde se nombraban algunos objetos nebulosos. Años después el persa Al Sufí, en su libro de las estrellas fijas, mencionaba este catálogo y agregaba otros objetos nebulosos [21, 22]. En América los mayas en el periodo clásico (250–900 d.C) reportaban la existencia de una mancha nubosa y brillante en el cielo a la que nombraron como el dios Xibalba, la cual corresponde en la actualidad con la nebulosa de Orión. Muchos de estos objetos nebulosos observados sin telescopios resultaron ser galaxias como Andrómeda y las nubes de Magallanes, entre otras, ya que a simple vista no son diferenciables de las nebulosas.



Figura 2.1: Primera fotografía de la nebulosa de Orión tomada en 1880.

La primera observación de una nebulosa con un telescopio de lentes fue en 1610 por Nicolas-Claude Fabri de Peiresc, siendo ésta la afamada nebulosa de Orión [21], y como parte de la búsqueda de cometas, Charles Messier elaboró en 1781 un catálogo con 103 objetos nebulosos. Más tarde, la aparición de la fotografía proporcionó un registro permanente de detalles imperceptibles al ojo humano, permitiendo un mejor entendimiento de los objetos nebulosos. Con la invención de la espectroscopía, es decir, el estudio de los objetos celestes por medio de sus espectros electromagnéticos, se creó una herramienta para identificar objetos y fenómenos que con las fotografías astronómicas no se podían revelar. Antes de la introducción de la espectroscopía aplicada a los astros, las ciencias astronómicas que se realizaban con los telescopios y placas fotográficas eran más que todo para estudios de astrometría y análisis de colores. La espectroscopía permitió entender la naturaleza física y química de los objetos astronómicos, naciendo así el área de estudio que hoy en día se conoce como la astrofísica. En 1864 William Huggins realizó la primera observación del espectro de la nebulosa de Orión, con el que se elaboró en 1880 una fotografía minuciosa de las diversas concentraciones de gases; esta fotografía se puede apreciar en la Figura 2.1.

La perfección de las fotografías astronómicas la logró Andrew Ainslie Common en 1883 con la imagen que ganó la Medalla de Oro de la Royal Astronomical Society (ver Figura 2.2), realizándose mejores descripciones y creándose catálogos más precisos como el *New General Catalogue* (NGC) que fue ampliado en 1895 y 1908 con los *Index Catalogues*.

En la década de los 1930, se realizaron enormes avances en las técnicas de observación; Bernhard Schmidt inventó una cámara extremadamente rápida en todo el ángulo



Figura 2.2: Nebulosa de Orión de 1883.

para fotografiar nebulosas extensas y débiles. Las placas fotográficas fueron cada vez más perfeccionadas para ser más sensitivas a la detección de colores (fotones de diferentes longitudes de ondas), hasta que fueron completamente reemplazadas por dispositivos fotoeléctricos. Los dispositivos de carga acoplada, llamados CCD e inventados por Willard Boyle y George E. Smith en 1969, son sensores con diminutas células fotoeléctricas donde cada conjunto de células graba una parte del cielo de forma simultánea. Estos detectores son 100 veces más sensibles que la fotografía, y pueden grabar una gama amplia de longitudes de onda desde el ultravioleta hasta el infrarrojo. La Figura 2.3 es la recreación final de la nebulosa de Orión usando diferentes rangos de luz visible por el Telescopio Espacial Hubble.

La atmósfera terrestre dispersa y absorbe radiación electromagnética, desde el ultravioleta a rangos de energía más altos como los rayos X, y de forma selectiva afecta a ciertas longitudes de ondas del infrarrojo. No solo los fotones son absorbidos por la atmósfera terrestre, también las partículas energéticas se degradan en la atmósfera produciendo rayos cósmicos. A la necesidad de estudiar las nebulosas y otros cuerpos en otras longitudes de ondas que contienen más información, se inventaron los telescopios espaciales. En el espacio la radiación infrarroja revela las condiciones dentro de las oscuras nubes moleculares frías donde la luz de las estrellas no penetra; y con radiaciones de longitud de onda corta como la radiación gamma, los rayos X y la radiación ultravioleta se estudian las condiciones físicas en las regiones muy calientes. En la Figura 2.4 apreciamos las diferentes características de la nebulosa de Orión observadas en rangos de longitud de ondas diferentes.



Figura 2.3: Nebulosa de Orión. Fuente: Telescopio Espacial Hubble.

2.2. Espectroscopía Nebular

La espectroscopía es la ciencia que estudia la interacción de la materia con la luz, o sea con las ondas electromagnéticas. Estas ondas se producen por procesos atómicos de absorción y emisión bien definidos por la mecánica cuántica, que dependen de las propiedades y configuraciones electrónicas del átomo. Así que un cuidadoso análisis de la luz y sus longitudes de ondas nos facilita información detallada de las condiciones físicas y las concentraciones químicas en los plasmas nebulares y cualquier otro cuerpo que interaccione con la luz. El espectro electromagnético es la relación de la intensidad en función de la energía de las ondas en una región de emisión de fotones. En términos técnicos de observación, un espectro se define como un mecanismo primario de diagnóstico de observación en una banda estrecha a alta resolución del medio interestelar (IMS por sus siglas en inglés). Se puede realizar un análisis del espectro en función de longitud de onda mediante la relación entre la energía y la longitud de onda $\lambda = hc/\Delta\varepsilon$.

El espectro electromagnético es el medio principal para examinar objetos astronómicos, siempre y cuando el cuerpo emita algún tipo de radiación ya sea por reflexión o emisión. Los avances en telescopios, espectrómetros y técnicas de observación han podido ampliar los espectros observados y la sensibilidad al captar fotones más lejanos; pero aún así, la materia opaca no se puede detectar sin una fuente de emisión cercana. Existen diferentes tipos de espectros electromagnéticos, y cada uno de ellos corresponde a un cuerpo astronómico de características específicas. El espectro continuo describe más que todo estrellas; el espectro de líneas de emisión involucra gases calientes que emiten fotones; y el

¹<http://www.atnf.csiro.au>

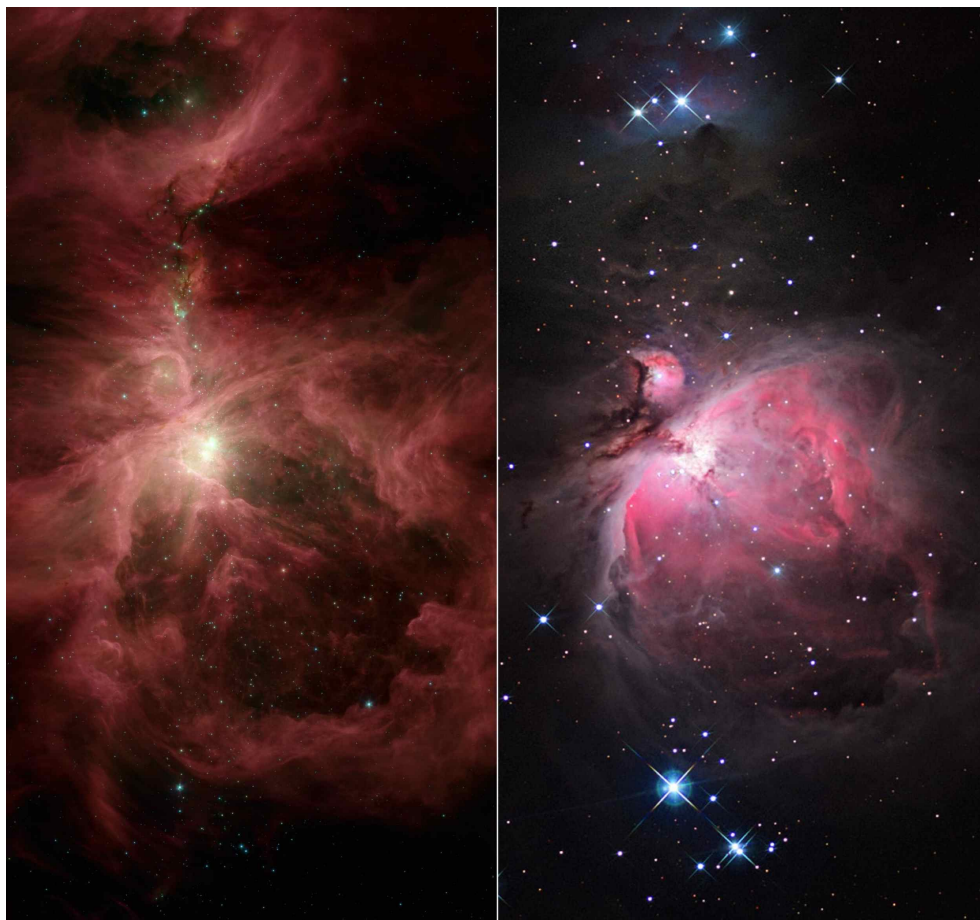


Figura 2.4: Trapecio de Orión M42. Comparación del rango de observación óptico e infrarrojo. Fuente: Spitzer Space Telescope, IRAC.

espectro de reflexión y absorción corresponde a los gases fríos que absorben la radiación de estrellas cercanas. En la Figura 2.5 podemos observar los diferentes tipos de espectros electromagnéticos y los objetos que representan.

Las nebulosas, por estar compuestas de gas, despliegan espectros de emisión si el gas está ionizado, y de absorción si el gas es más frío que la fuente de radiación. Este trabajo de investigación solo se enfoca en los espectros de emisión ya que corresponden a las regiones H II, cuyo gas es suficientemente caliente (electrones libres energéticos) para producir líneas de emisión propias del gas. Un ejemplo del espectro de emisión de la nebulosa de Orión se muestra en la Figura 2.6 [8].

El plasma nebular no presenta equilibrio termodinámico a causa de sus bajas densidades y, en consecuencia, todos los procesos físicos del plasma no se encuentran detalladamente acoplados como en el caso de un cuerpo negro. No se puede modelar el plasma nebular por medio de algún parámetro termodinámico global como en el caso de las estrellas que se aproximan a cuerpos negros. Pero los electrones libres en el plasma nebular rápidamente se termalizan por colisiones, y se puede hablar entonces de una temperatura electrónica

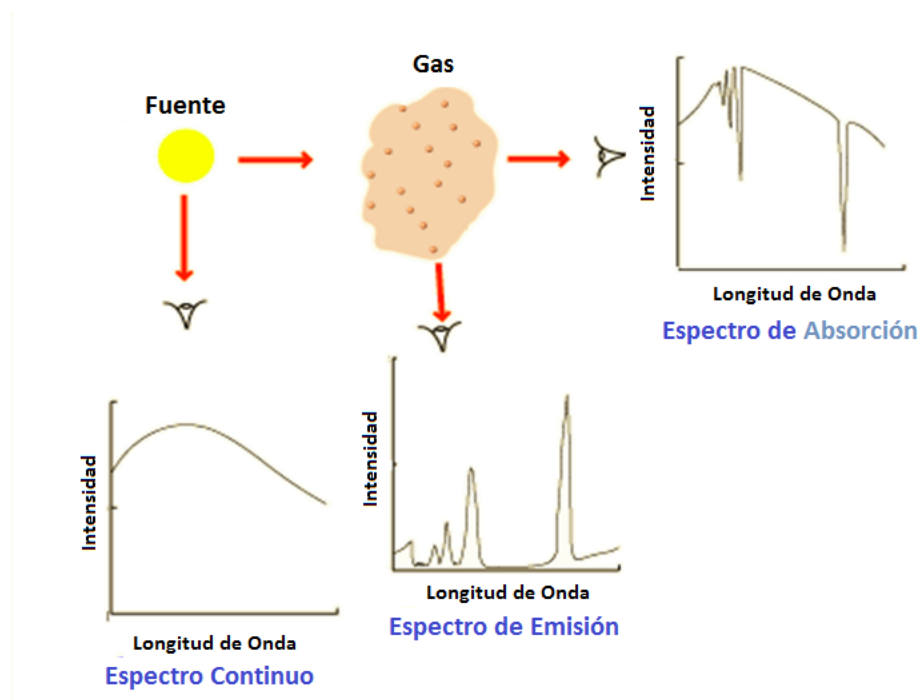


Figura 2.5: Tipos de espectros astronómicos. Fuente: ATNF¹

[23]. Por otra parte, cada elemento químico del plasma emite un espectro muy característico, como una huella dactilar, formado por un conjunto específico de líneas espectrales. Conociendo los procesos atómicos que dan origen a estas líneas de emisión, se desarrollan los modelos espectrales. De la correlación del modelo teórico con el espectro observado, se hallan las abundancias de los elementos químicos. Podemos clasificar las líneas de emisión por medio de las transiciones atómicas que las producen: por recombinación o colisión electrónicas con un ion.

- **Recombinación:** se denomina recombinación a la captura de los electrones por parte del ion causando la reorganización interna en sus niveles más energéticos. En este proceso se emiten fotones por el decaimiento en cascadas que se produce por el electrón recombinado.
- **Colisión:** Proceso de emisión de fotones por decaimientos radiativos espontáneos de los niveles de baja energía que fueron excitados por el impacto de electrones libres.

Las líneas emitidas se catalogan según las propiedades cuánticas de sus transiciones en prohibidas, semi-prohibidas y permitidas. Las reglas de selección de la mecánica cuántica son los criterios que establecen las transiciones radiativas (ver Cuadro 2.1). Están fundamentadas en la configuración del dipolo eléctrico del átomo de hidrógeno (E1), siendo la configuración más estable y con tiempos de decaimiento muy cortos, y se conocen como

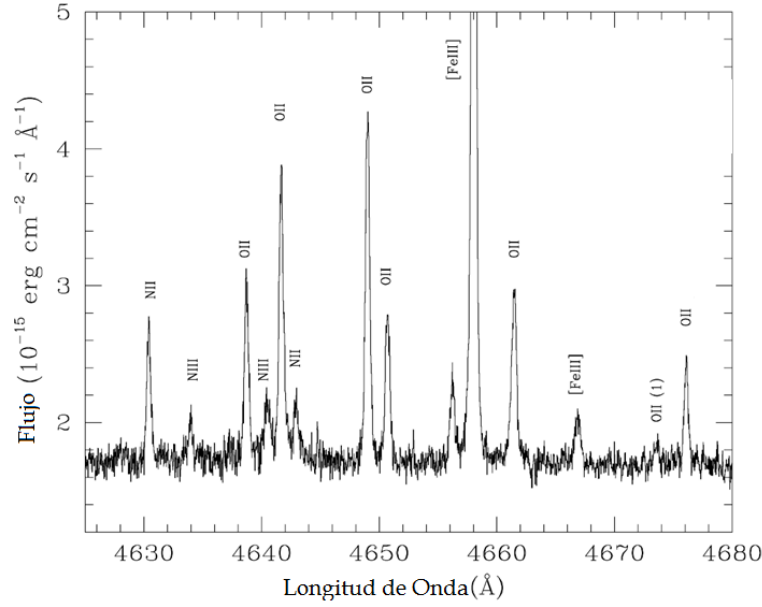


Figura 2.6: Detalle del espectro de emisión de la nebulosa de Orión, una región H II por excelencia. Fuente: Ref. [8].

las transiciones permitidas. Sin embargo se pueden establecer acoples débiles con tiempos de decaimiento muchos más largos como son el cuadrupolo eléctrico (E2), el dipolo magnético (M1) y el cuadrupolo magnético (M2). Las condiciones de los plasmas nebulares permiten estas transiciones de órdenes multipolares mayores tanto eléctricas como magnéticas que en las condiciones de los laboratorios no son posibles. Por eso, se decía que estas transiciones de configuraciones débiles violaban las reglas de selección llamándolas transiciones prohibidas y semi-prohibidas. Ira Bowen (1898—1973) aclaró la existencia de estas transiciones en los plasmas astronómicos que se encuentran contempladas en la mecánica cuántica y las reglas de selección que estas violan; por ende, se estableció un criterio más generalizado [24].

Cuadro 2.1: Reglas de selección de transiciones de orden multipolar λ . Fuente: Ref. [4]

Transiciones	Δl	ΔS	$\Delta L(E\lambda, M\lambda)$	$L \neq L'$ $\leq \pm \lambda, \leq \pm (\lambda - 1)$	$\Delta J(\Delta M)$ $\leq \pm \lambda (\leq \lambda)$	$J \neq J'$
Permitida (E_1)	± 1	0	$\leq \pm 1$	$0 \neq 0$	$\leq \pm 1$	$0 \neq 0$
Semi-prohibida o Inter-combinación (E_1)	± 1	1	$\leq \pm 1$	$0 \neq 0$	$\leq \pm 1$	$0 \neq 0$
Prohibida (M_1)	0	0	0		$\leq \pm 1$	$0 \neq 0$
Prohibida (E_2)	0; ± 2	0	$\leq \pm 2$	$0 \neq 0; 1$	$\leq \pm 2$	$0 \neq 0; 1$ $\frac{1}{2} \neq \frac{1}{2}$

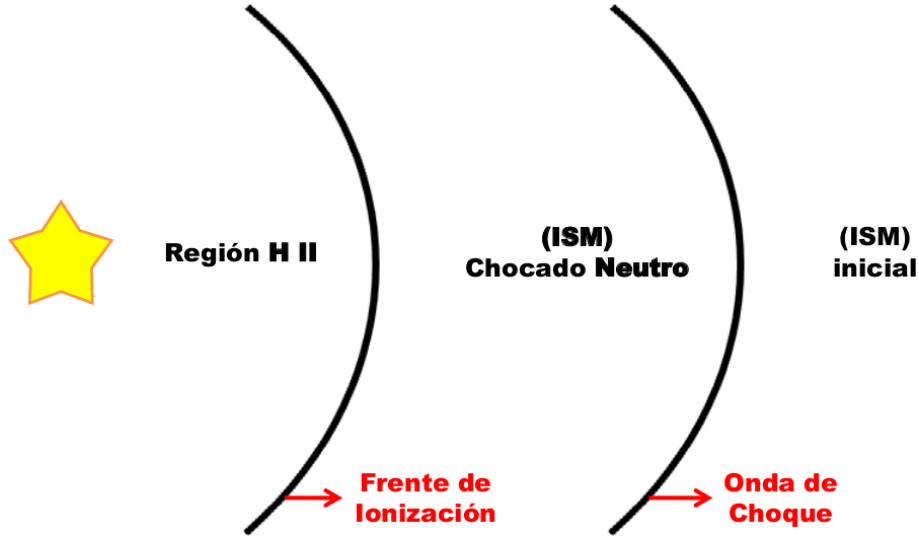


Figura 2.7: Esquema sencillo de la formación de frente de ionización en regiones H II.

La notación astronómica de las líneas de emisión en el espectro de un elemento químico consiste en denominar el elemento con su respectivo símbolo químico, seguido de números romanos que denotan el grado de ionización de los iones del elemento. El elemento neutro es designado con el número romano I y va ascendiendo con respecto al número de ionizaciones que puede tener. Además, si la línea proviene de transiciones prohibidas se le agregan corchetes ([]) a la notación, y si es semi-prohibida entonces solo se le agrega un semi-corchete (]).

La unidad de energía que se usa frecuentemente en los modelos atómicos en astrofísica para las transiciones entre niveles energéticos es el Rydberg. Esta unidad está basada en la energía de ionización del hidrógeno neutro, definiéndose como

$$E = 13,6 \text{ eV} = 1 \text{ Rydberg} = hcR_{\infty} = \frac{\hbar\omega_C}{2}\alpha^2, \quad (2.1)$$

donde $R_{\infty} = 1,097 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ es la constante de Rydberg que tiene unidades de $1/\lambda$. h es la constante de Planck, $\hbar$ es la constante de Planck reducida, c es la velocidad de la luz, ω_C es la frecuencia angular de Compton del electrón y α es la constante de estructura fina.

2.3. Regiones H II

Las zonas o regiones de radiación de una nebulosa se determinan por el estado físico del elemento químico hidrógeno, el elemento más abundante del universo. Si en una región el hidrógeno se encuentra predominantemente ionizado (H^+), esta región se denomina H II por la notación astronómica de los iones químicos. Si el hidrógeno se encuentra principalmente en forma atómica y neutro (H), entonces la región la denominamos H I.

Por último si el hidrógeno se encuentra de forma molecular (H_2), es conocida como nube molecular. Cada transición de una región a otra genera un frente de ionización por la expansión del gas y viento estelar de la fuente de ionización. Cada frente de ionización caracteriza las diferentes regiones y los dominios de los procesos físicos de ellas. En la Figura 2.7 se muestra de forma sencilla la formación de frentes de ionización al interactuar el plasma fotoionizado con el material circundante del medio interestelar.

Las regiones H II son plasmas producidos por la fotoionización del hidrógeno circundante de la nube por estrellas de altas temperaturas; en nuestro caso, estrellas masivas de tipo O y B. Según la clasificación espectral de las estrellas, las tipo O y B son estrellas que presentan una fuerte radiación en el ultravioleta que supera el límite Lyman. Este último es el límite de energía mínima necesaria para extraer un electrón de un átomo de hidrógeno neutro, y equivale a una temperatura electrónica promedio en el rango de 3×10^4 K. Estas estrellas poseen un tiempo de vida muy corto por la quema violenta de su combustible nuclear para mantener el equilibrio hidroestático que las sustenta. Por estas razones, estas estrellas se encuentran asociadas a regiones de formación estelar como es ejemplo la nebulosa de Orión [25, 26]. Otra característica de las regiones de H II por su abundancia de hidrógeno precisamente es la presencia de líneas de emisión muy intensas de la serie de Balmer.

Las líneas que se observan en el espectro de estas nebulosas son fundamentalmente de dos tipos: las producidas como consecuencia de excitaciones a causas de las colisiones entre iones con electrones libres, llamadas líneas de colisión, y las que se producen cuando los iones capturan electrones libres conocidas como líneas de recombinación. Las líneas de recombinación establecen el balance de ionización en las nebulosas. Si todos los fotones de recombinación (radiación difusa) y particularmente de la serie Lyman del hidrógeno pueden escapar de la nebulosa sin ser reabsorbidos por el ion, se les conoce como el Caso A de absorción. En cambio, si son reabsorbidos e ionizan el ion se les conoce como Caso B o absorción local. En este caso, el electrón recombinado en el átomo de hidrógeno no decae al estado fundamental sino por una serie de transiciones radiativas en forma de cascadas sin llegar nunca al estado base. Como consecuencia física los fotones de la serie de Lyman (transiciones al estado base) producen nuevas fotoionizaciones (Caso B), y entonces las transiciones solamente pueden decaer al nivel atómico $n = 2$ del hidrógeno, siendo éste el rango óptico de emisión (serie de Balmer), lo que resulta en una correlación directa de cada ionización por un fotón de la línea de Balmer (óptica). Por lo tanto, las poblaciones de los niveles del hidrógeno depende de la tasa de radiación A_{ji} y muy poco de la densidad (n_e) y temperatura (T_e) electrónicas [27]. En nuestro modelo del plasma para determinar la línea de emisividad H_β de la de la serie de Balmer, trabajamos con el Caso B de absorción.

En la regiones H II todo el hidrógeno se encuentra ionizado y permite la formación de iones que requieren una energía de ionización superior a 13,6 eV. Esta particularidad del hidrógeno permite la formación de un mar de electrones termalizados que producen transiciones prohibidas por colisiones de los electrones con los iones. La presencia de líneas

prohibidas en el espectro de emisión convierten a estas regiones en fuentes prácticas para la estimación de las abundancias químicas. La técnica estándar para el cálculo de las abundancias es el uso de las líneas colisionales y de recombinación, siendo las primeras las más intensas en las regiones H II. Se ha mencionado que las líneas de recombinación son más precisas en el cálculo de abundancias, pero no suelen usarse al ser poco intensas en las condiciones de baja densidad de las nebulosas.

2.4. Nebulosa de Orión

La nebulosa de Orión es un compactamiento de gas y polvo con una densidad promedio de $\sim 10^{-21} \text{ gm cm}^{-3}$ y con una separación entre partículas de 0,1 cm. Este gas es ionizado por estrellas masivas que se formaron en su interior y se conocen como el cúmulo del Trapecio. Encontramos la nebulosa de Orión en la región de la constelación de Orión, específicamente en la nube de Orión, mancha difusa cercana a las tres estrellas que forman el llamado cinturón de Orión. La constelación de Orión se muestra en la Figura 2.8.

La nebulosa de Orión tiene un tamaño en el cielo de 65×60 arcmin, se encuentra a una distancia de 412 pc y tiene un diámetro de 7,8 pc. [Parsec es una medida de distancia astronómica entre el Sol y un astro muy lejano calculada por medio del paralaje de la relación $1 \text{ pc} = 1/\pi$. Un arcosegundo ($\pi = 1''$) es una medida angular de separación entre dos objetos de la bóveda celeste consecuencia del paralaje. Un parsec equivale a $3,086 \times 10^{18} \text{ cm}$ y un arcosegundo a $1/60$ arcominuto (arcmin).] La región de la nube de Orión es una estructura compleja, no forma una esfera de Strömgren como otras nebulosas y a pesar de su apariencia es asimétrica, un efecto causado por el polvo que la rodea como se muestra en la Figura 2.9.

El modelo utilizado para la nebulosa de Orión es el de una región H II tipo *blister*. Un *blister* es un tipo de región H II que ocurre en un medio no uniforme y presenta asimetrías en su estructura. Para este caso la región H II se desarrolla en el borde de una nube molecular, siendo el resultado que el gas ionizado a altas temperatura de la región H II rompe el frente de ionización formado a través de la superficie de la nube molecular como una ampolla. De esta apariencia estos tipos de regiones H II son conocidos como regiones *blister* o flujos de champán. Gracias a la cercanía de la nebulosa de Orión se pueden distinguir y estudiar las diferentes estructuras de su interior. Estas estructuras son importantes para el estudio y el entendimiento de los mecanismos de formación estelar y sistemas planetarios, así como otros procesos que ocurren dentro de las nebulosas. En la estructura interna de la nebulosa se distinguen discos planetarios, columnas o filamentos densos de polvo, glóbulos, cúmulos de estrellas y objetos Herbig-Haro, entre otros. El objeto de estudio del presente trabajo es el Herbig-Haro HH 202 ya que todas las líneas del hierro son provenientes de esta zona [28], específicamente del Herbig-Haro HH 202-S. Estos cuerpos son los objetos más brillantes dentro de las nebulosas y Orión no es la

²<http://www.iac.es/blog/vialactea/?p=491>



Figura 2.8: Constelación de Orión mostrando la ubicación de la nebulosa de Orión en la respectiva constelación. Fuente: IAC.²

excepción a esta característica. Estos objetos se componen de rápidos flujos de gas caliente a altas velocidades provenientes de zonas de alta ionización causados por la formación de estrellas, colisionando con los gases más lentos y circundantes, como se muestra en la Figura 2.10. Por convenio, las zonas donde se encuentra el gas de mayor velocidad son llamadas zonas de choque (*shock*) y las zonas donde el gas es más lento se consideran la zona o región nebular.

El objeto HH 202 se encuentra dentro de la zona de fotoionización y, por ende, se puede modelar como una región H II [28]. El objeto HH 202 está compuesto por dos puntos



Figura 2.9: Observación de la nebulosa de Orión.

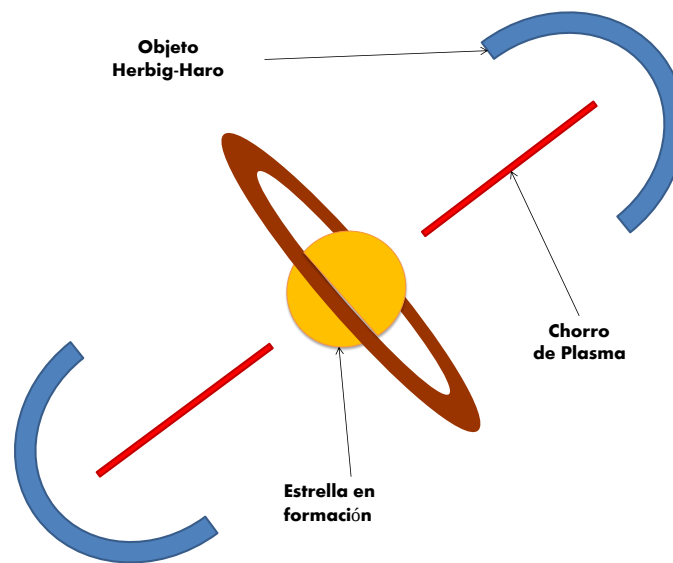


Figura 2.10: Esquema simplificado de la formación de un objeto Herbig-Haro.

muy brillantes identificados como Herbig-Haro Norte (HH 202-N) y Herbig-Haro Sur (HH 202-S) como se aprecia en la Figura 2.11. El factor de discrepancia de la abundancia

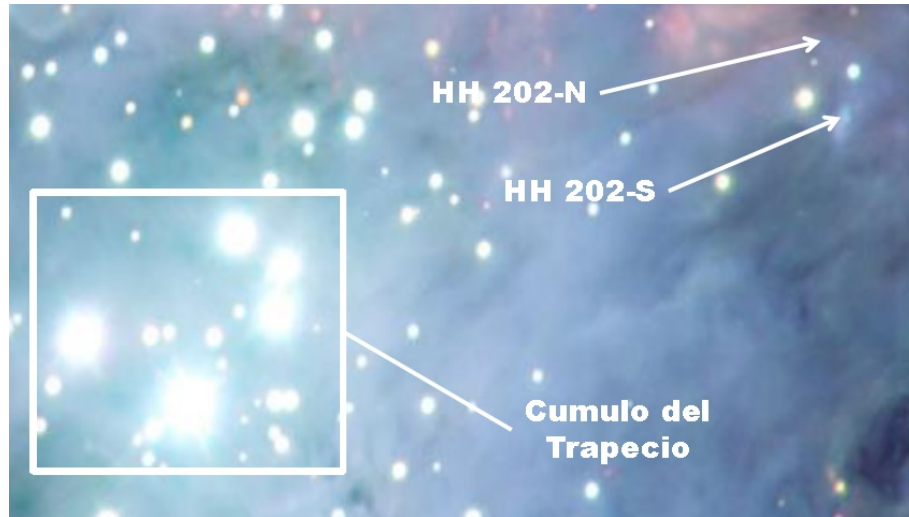


Figura 2.11: Objeto Herbig–Haro HH 202 de Orión. Fuente: ESO.

en la región HH 202-S es mucho mayor que en el de HH 202-N, fenómeno que no tiene explicación por lo que se asume la existencia de algún proceso físico que no es tomado en consideración [28]. El HH 202-S es mucho más brillante y posee líneas de emisión más intensas, lo que garantiza que los cocientes de líneas sean más precisos y confiables que los adquiridos de zonas nebulares dentro de la región H II.

Simplificando un poco todo el complejo de Orión, la morfología básica de Orión consiste en el cúmulo del Trapecio, el cual es una guardería estelar donde se encuentran estrellas masivas y muy calientes. Las cuatro principales estrellas que ionizan el plasma están distribuidas en forma de trapecio, conociéndose entonces así, como el cúmulo del Trapecio y representado en la Figura 2.12.

La estrella principal del cúmulo del Trapecio es θ^1 C Ori, una estrella supermasiva tipo O a la cual se le atribuye la mayor parte de la ionización de la nebulosa de Orión. Alrededor de la región ionizada H II creada por θ^1 C Ori, hay una nube molecular que forma la estructura *blister* llamada nube molecular de Orión (OMC por sus siglas en inglés). La zona de ionización H II forma el principal frente de ionización (MIF, por sus siglas en inglés) en la superficie de la OMC, provocando un empuje del material del medio y formando una tapa de materia más densa y neutra (región H I). Siguiendo a esta estructura en el primer plano de observación, se distinguen tres nubes de gas consecutivas diferenciadas por su temperatura a causa del calentamiento provocado por las estrellas de Orión. La Figura 2.13 representa la estructura *blister* de la nebulosa de Orión.

³<http://www.astropix.com>

⁴https://www.cfa.harvard.edu/atripath/Module/Orion_Blister_geometry.html

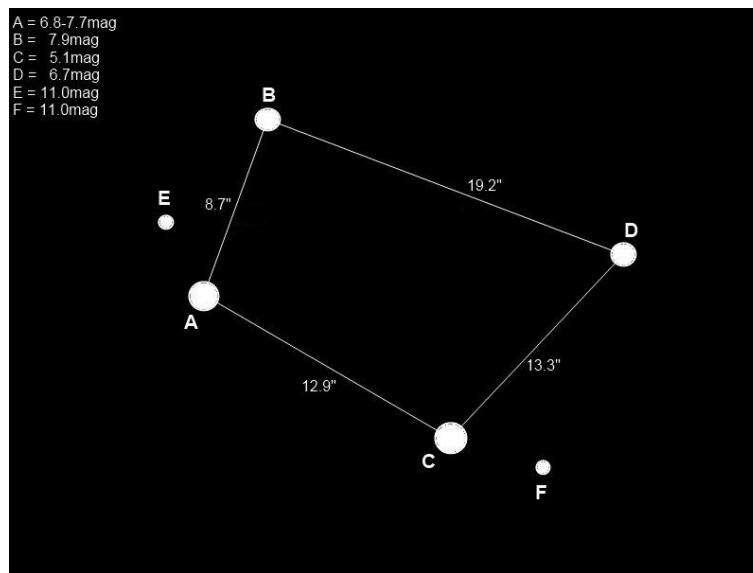


Figura 2.12: Estrellas del Trapecio de Orión. Fuente: Astrophotographer's Guide to the Deep Sky³.

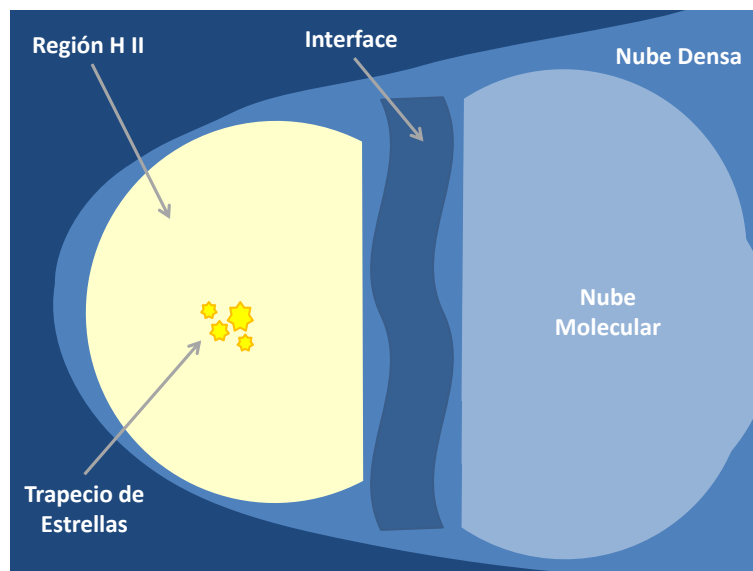


Figura 2.13: Esquema sencillo de la estructura blister de Orión. Fuente: An Introduction to the Sun and Stars, Green & Jones.⁴

Capítulo 3

Abundancias en Regiones H II

Las nebulosas se conocen desde la antigüedad, pero es con la introducción de la espectroscopía cuando realmente se comienza el estudio riguroso y analítico de sus procesos físicos y químicos. En 1939 Strömgren elaboró su famoso modelo de ionización llamado Esferas de Strömgren, el cual consiste en una fuente de ionización central en el interior de un volumen esférico y homogéneo de gas. La teoría sostiene que el número total de átomos ionizados por los fotones más energéticos de la estrella es igual al número de recombinaciones en niveles superiores del átomo dentro del volumen esférico. Este es el modelo de ionización más sencillo, y es utilizado como molde para explicar las propiedades físicas de las nebulosas como son el equilibrio de ionización y el equilibrio térmico de electrones libres en un punto dado dentro de la nebulosa. El modelo parte de una nebulosa homogénea únicamente compuesta de hidrógeno, a la cual se le agregan modificaciones de los elementos más pesados.

En la actualidad se sabe que las nebulosas son estructuras más complejas donde la distribución de los elementos químicos no es homogénea, y además la presencia de ciertos elementos como el oxígeno y el nitrógeno enfrían mucho mejor el gas por sus propiedades de recombinarse más rápido. La presencia de polvo y nubes moleculares también alteran la abundancia de ciertos elementos químicos, entre otros fenómenos y procesos que puedan ocurrir en las nebulosas. En el presente existen mejores modelos de ionización que se desarrollan computacionalmente, los cuales permiten un tratamiento más completo de los procesos físicos en las nebulosas con la inclusión de un mayor número de elementos químicos, entre ellos el más destacado es CLOUDY [19]. Todo esto con el fin de poder recrear sintéticamente el espectro de energía más cercano al observado, y así entender los fenómenos físicos y químicos que ocurren en el plasma nebular.

Abundancia en astronomía es una medida referencial que indica qué tan común es un elemento químico con respecto a otro en un entorno dado. En el caso de las nebulosas, al ser objetos gaseosos, la abundancia viene expresada por una fracción de átomos o iones relativa al hidrógeno ya que éste es el elemento más abundante. Para determinar la abundancia de un elementos químico es muy importante saber cuáles son los procesos físicos atómicos que dan origen a las líneas de emisión en el espectro de las nebulosas. Las

líneas de emisión son una de las pocas medidas observacionales que se pueden obtener de objetos fuera del sistema solar; todo lo demás parte netamente de teorías basadas en conocimientos físicos del plasma, modelos atómicos y uno que otro parámetro medible en los laboratorios.

Hasta ahora existe bastante polémica en el cálculo de las abundancias al presentarse grandes discrepancias según el método que se utiliza para su estimación [17]. El procedimiento para determinar la abundancia química de un elemento está en calcular con suma precisión: las intensidades de las líneas de emisión; la temperatura electrónica (T_e) y la densidad electrónica (n_e). Dado que las nebulosas no están en equilibrio termodinámico, los mecanismos de emisión dependen de estos parámetros. El epicentro del problema de estas discrepancias es el método con que se calcula la temperatura electrónica porque se obtienen varios valores de temperatura para un mismo elemento y, consecuentemente, diferentes resultados de la abundancia. Existen tres métodos para determinar la temperatura de una nebulosa: cocientes de líneas prohibidas; cocientes de líneas de recombinación y por medio del salto de Balmer que es el límite espectral ($n \rightarrow \infty$) de la serie de Balmer [29].

Una solución que se ha propuesto al problema de las discrepancias en las abundancias es la presencia de fluctuaciones de temperatura. Se puede asignar una temperatura promedio a un volumen dado [17, 28, 29]

$$T_0 = \frac{\int T_e n_e n_i dV}{\int n_e n_i dV}, \quad (3.1)$$

donde T_0 es el promedio de temperatura de la nebulosa, T_e es la temperatura electrónica, y n_e y n_i son las densidades electrónica y iónica, respectivamente, integradas por unidad de volumen. Si calculamos la media cuadrática obtenemos

$$t^2 = \frac{\int (T_e - T_0)^2 n_e n_i dV}{T_0^2 \int n_e n_i dV} \quad (3.2)$$

que se puede evaluar por medio de la temperatura electrónica que se obtiene del salto de Balmer

$$T_e(\text{Balmer}) = T_0(1 - 1,70t^2). \quad (3.3)$$

El cálculo del factor de discrepancia no se puede determinar para todos los iones por la poca intensidad de las líneas de recombinación, y es diferente para las nebulosas planetarias galácticas y extra-galácticas, incluso dentro de las mismas regiones de la propia nebulosa planetaria. En las regiones H II estas variaciones del factor de discrepancia permanecen con poca dispersión y son mucho menor en comparación con las nebulosas planetarias. Este factor es la piedra angular del conflicto sobre las discrepancias de las abundancias; todo estudio acerca de la nebulosa hasta ahora debe explicar el origen físico que las produce y aún se mantiene sin respuestas [17, 28].

Estas fluctuaciones de la temperatura implican una correlación directa entre los co-

cientes de temperatura obtenidos con los cocientes de la abundancia y la temperatura calculada por el salto de Balmer [29]. Aunque hay evidencia de correlaciones de temperatura, para el formalismo teórico se necesita que el factor de correlación de la abundancia esté relacionado con la densidad crítica y la energía del nivel atómico superior de las transiciones (E_j); esta relación no se presenta en las nebulosas gaseosas [28]. [Densidad crítica es el valor de densidad electrónica (n_e) donde las des-excitaciones colisionares y radiativas son igualmente probables.] Además, no se pueden explicar las altas discrepancias de abundancia para algunas regiones H II. Una proposición sería los diferentes orígenes de las fluctuaciones de temperatura que hay en una nebulosas planetaria y en una región H II, pero ninguno de ellos explica las diferencias de temperatura.

Por otra parte, se ha introducido una propuesta de inhomogeneidad en las composiciones químicas del medio interestelar [30]. Ésta declara la existencia de granos bajos en hidrógeno en el gas ionizado distinguiéndose dos fases: una gaseosa bien modelada con líneas colisionales y una granular de alta metalicidad que produce emisión de líneas de recombinación, siendo la discrepancia un problema de límites de fases donde la abundancia de líneas de recombinación sería sobre-estimada por la presencia de los granos [17]. Pero la evidencia del factor de discrepancia para el O III muestra que los factores son parecidos para las nebulosas galácticas y extra-galácticas. Entonces el factor de discrepancia es independiente de la morfología y evolución estelar de la galaxia.

Una alternativa a la problemática de la discrepancia es la presencia de diferentes grados de ionización; éste también es un modelo de dos fases. La fase nebular donde provienen las líneas colisionales y la fase embebida por grumos o filamentos densos e ionizados por rayos ultravioletas donde se originan las líneas de recombinación; esta alternativa se diferencia de la anterior por estar en un medio químicamente homogéneo. Se ha encontrado evidencia de la existencia de granos de polvo en zonas de ionización en nebulosas planetarias, y del efecto que causa en las abundancias por la desintegración y difusión de los granos de polvo a causa de los fotones energéticos. Estos granos, al absorber los fotones energéticos, disminuyen la ionización de algunos elementos químicos como el oxígeno y aumenta la temperatura [25]. Para los elementos metálicos no se determina la abundancia completa ya que no se toma en cuenta la que se encuentra en los granos [25, 31]. Entonces la discrepancia se determinaría al poder resolver la contribución de emisión de las líneas de recombinación en las fases granular y gaseosa. Esta propuesta falla en los cálculos de abundancia química en la nebulosa de Orión, por ejemplo, al ser los rayos ultravioleta más intensos que los de las fuentes observadas [17, 25].

Otro problema importante en el cálculo de las abundancias es la desconfianza en los datos atómicos que se incluyen en los modelos del plasma. Estos datos atómicos poseen una incertidumbre estimada en 10–30%. Hay parámetros que solo pueden ser estimados por métodos computacionales, donde no existe una metodología para la estimación del porcentaje de error de estos parámetros. Aunque se han llevado a cabo experimentos con algunos elementos, éstos proporcionan criterios para el enfrentamiento con los cálculos numéricos, y solo pueden asegurar valores precisos de fotoionización para los primeros

elementos de la Tabla Periódica [25].

En el cálculo de algunos iones se reportan modelos computacionales deficientes al no reproducir todos los estados iónicos y las secciones eficaces requeridas para obtener tasas de reacción atómicas confiables. Con respecto a la consideración del proceso atómico llamado intercambio de carga, solo existen datos atómicos para algunos elementos químicos y las aproximaciones con otros métodos tienen grandes incertidumbres [25]. A pesar de que cada autor tiene su propio paquete computacional, los datos atómicos calculados por los diferentes códigos para un mismo ion no deberían presentar diferencias relevantes; pero en el caso del hierro particularmente, los datos atómicos son distintos por grandes factores, lo que lleva a concluir que un posible problema de las discrepancias de las abundancias es causado por errores en los datos atómicos o modelos computacionales.

Actualmente se siguen desconociendo todos los procesos físicos que ocurren dentro de las regiones H II que justifiquen el factor de discrepancia, y no sabemos hasta ahora la causa de las fluctuaciones de temperatura dentro de las nebulosas con abundancia química homogénea en la fase gaseosa.

3.1. Abundancia del Hierro

El hierro es un elemento químico catalogado con el número atómico $Z = 26$ en la Tabla Periódica y se encuentra en la región de los metales de transición. En condiciones terrestres, el hierro se encuentra más que todo en forma sólida o líquida mientras que en las condiciones del espacio exterior — donde la temperatura alcanza valores extremos de $\sim 10^8$ K, como en el cúmulo de galaxias RXJ1347-1145 [32], hasta 2,7 K, como en la nebulosa Boomerang — el hierro puede presentarse en forma gaseosa (el punto de ebullición del hierro es 3023 K). Este último es el caso de los plasmas nebulares de las regiones H II con temperaturas típicas de $\sim 10^4$ K. En zonas más frías que rodean a las regiones H II, el hierro se condensa en fragmentos de polvo y granos. Esta condición del hierro en fase gaseosa y fase granular en los plasmas nebulares es el principal problema y complicación para realizar los cálculos de la abundancia de este elemento. Se estima que el 93–98 % de hierro está condensado en granos [17, 23, 30, 33].

La relevancia del hierro proviene de su relativa alta abundancia, la cual tiene un pico en la curva de la abundancia cósmica relativa de los elementos químicos (ver Figura 3.1). Existe una relación empírica entre el número atómico Z y la abundancia del elemento químico: la abundancia decae exponencialmente con Z con la característica adicional que los números atómicos pares tienen mayor abundancia que los impares; la excepción a esta norma la tienen los elementos químicos berilio y litio. Aunque el hierro posee un número atómico alto, su abundancia es mucho más alta a la esperada, incluso mucho mayor que otros elementos con menores números atómicos [34].

El hierro es el elemento más pesado que se forma por síntesis nuclear en el corazón de las estrellas masivas, y posee estructuras iónicas complejas que permite observar líneas

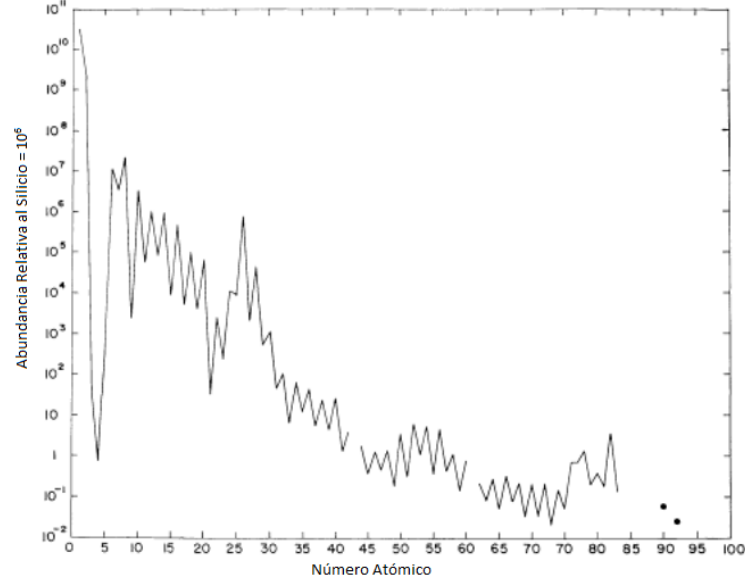


Figura 3.1: Abundancia cósmica relativa de los elementos químicos. Fuente: Ref. [34].

de emisión en una gran mayoría de los espectros de radiación electromagnética [35]. Esta cualidad funciona como indicador de las condiciones físicas y evolución química de los objetos astrofísicos. El hierro también se forma en el medio interestelar (ISM) por supernovas, es un elemento refractario [19] y su abundancia en la fase gaseosa limita tanto el enriquecimiento químico del ISM como la formación de los granos de polvo. De todos los elementos refractarios, el hierro tiene las líneas más fuertes en el rango visible del espectro; además, es un importante componente de la masa de los granos de polvo refractarios, convirtiendo al hierro en una buena opción para estudiar los factores de agotamiento del gas ionizado [36].

El factor de agotamiento es una medida relativa o comparativa del decremento de una abundancia X con respecto a una abundancia de referencia generalmente en la vecindad solar. Por lo tanto, la abundancia de referencia es la abundancia solar [19, 37]

$$\left[\frac{X}{H} \right] = \log \left[\frac{X}{H} \right] - \log \left[\frac{X}{H} \right]_{\odot} . \quad (3.4)$$

Sabemos que varias etapas de ionización del hierro pueden ser observadas desde diferentes zonas dentro del mismo objeto nebular; en efecto, un estudio combinado de las líneas y condiciones de los iones Fe^+ , Fe^{+2} y Fe^{+3} proporciona información detallada sobre la estructura física y las condiciones internas de una región H II [35]. La abundancia química con líneas colisionales se calcula por el método directo; por lo tanto, es necesario obtener la densidad y temperatura electrónicas de los iones por separado ya que cada ion posee mecanismos de creación y emisión diferentes. Es necesario destacar que, además de todas las complicaciones que tiene el cálculo de las abundancias, es igual de

complejo el cálculo de la abundancia de los iones de hierro; cada ion presenta sus propias complicaciones las cuales se repiten en todas las nebulosas tanto regiones H II como planetarias.

La nebulosa de Orión es una referencia estándar de abundancias químicas en la vecindad solar [8]. Resolver la abundancia química del hierro en Orión significaría dar un paso firme en la solución a las discrepancias de la abundancia de este elemento en todas las nebulosas.

3.2. Problemas de la Abundancia del Hierro

En esta sección discutimos las dificultades en la determinación de la abundancia del hierro, complicaciones que hasta los momentos no se le han encontrado solución. El hierro es un elemento desventajoso en las condiciones nebulares ya que es muy poco el número de espectros de alta resolución en donde se puedan garantizar medidas fiables de intensidad. Los datos atómicos necesarios para los cálculos no están siempre disponibles y no hay factores de corrección de ionización (ICFs) en la literatura para derivar las abundancias totales en las condiciones nebulares deseadas [37]. Incluso, hay poca fiabilidad en los datos atómicos a causa de reportes de diferencias significativas en las abundancias que se derivan con varios modelos de fotoionización. En estos casos, estas diferencias son consecuencias de las aproximaciones de las condiciones nebulares hechas por cada modelo como, por ejemplo, los diferentes valores de la temperatura derivados para un mismo ion.

El problema más resaltante que presenta el hierro en las nebulosas es determinar las abundancias de las fases gaseosa y granular. Los elementos metálicos con núcleos pesados se encuentran en el gas atómico en las regiones de altas temperaturas como las regiones H II y en forma molecular en los granos de polvo. El origen de la discrepancia en distinguir estas dos fases es la incertidumbre en la dinámica de la fase granular. La presencia de granos tiene un efecto directo en el balance de energía ya que sirve de enfriamiento por el aumento de elementos refrigerantes como el hierro [15], aunque puede aportar de manera deficiente un aumento del número de electrones (mayor temperatura electrónica) por medio del efecto fotoeléctrico [25]. El porcentaje de destrucción del polvo por sublimación en regiones H II es muy bajo, la mayor contribución se presenta por fotones energéticos, y la eficiencia de destrucción del polvo depende del tamaño de la partícula [33]. Las ondas de choque es un mecanismo eficiente en la destrucción del polvo, evidencia de que el halo galáctico y las regiones H II poseen abundancias relativamente similares [31]. También la presencia de granos tiene un efecto de agotamiento del hierro por condensación y captura de los iones de hierro en los granos de polvo. Una evidencia de la disminución del hierro en la fase gaseosa se presenta a través del factor de agotamiento que demuestra, de forma general, que el porcentaje de la abundancia del hierro es hasta un 20–40 % menor que la abundancia solar [31].

A continuación explicamos la problemática de cada ion de hierro en las regiones H II.

3.2.1. Fe^+

El ion Fe^+ es complicado que requiere modelos computacionales precisos y una mayor capacidad de computo para poder resolver todas sus transiciones y resonancias que se producen al estar en un estado excitado por impacto electrónico. Es por eso que nos involucramos en un análisis y estudio de los datos atómicos reportados por [38] que nos proporcionan una mayor confiabilidad en la determinación de las abundancias iónicas.

Existe actualmente una polémica acerca de qué tanto afecta la radiación UV al ion Fe^+ , ya que puede dar lugar a fluorescencia. Estudios basados en varios diagnósticos de la densidad revelan que la fluorescencia es irrelevante en las condiciones nebulares de Orión [15, 35]. Aún así, hay reportes de presencia de fluorescencia en las líneas de $[\text{Fe II}]$ [8, 28], motivo por el cual no se suelen realizar diagnósticos de densidad electrónica con las líneas de $[\text{Fe II}]$. Tampoco suele usarse el ion Fe^+ en la derivación de la abundancia del hierro debido a que algunos trabajos reportan que la contribución del ion Fe^+ es poca en la abundancia elemental total [39].

3.2.2. Fe^{+3}

La primera detección de una línea de $[\text{Fe IV}]$ fue hecha por [19], la línea UV $\lambda 2836.56$, donde se reporta que existe un factor de 6 a 19 por debajo de la abundancia referencial de hierro que se estima a partir de las líneas de Fe II (Fe^+) y Fe III (Fe^{+2}). Se sospecha que la línea de $[\text{Fe IV}]$ proviene de otras zonas de mayor ionización a las donde se originan las de $[\text{Fe II}]$ y $[\text{Fe III}]$, la cual es muy sensitiva a la variaciones de T_e y a cualquier corrección de extinción realizada.

La problemática de la abundancia de Fe^{+3} está correlacionada con los resultados de Fe^{+2} , ya que puede ser un problema de los datos atómicos para este ion o un problema en el modelo del plasma de Fe^{+3} . Estos dos iones son los predominantes en las condiciones de las regiones H II y, consecuentemente, los de mayor relevancia en los cálculos de la abundancia total de hierro en la fase gaseosa. Según los modelos de fotoionización, el ion Fe^{+3} es el más abundante en las regiones H II, pero sus líneas de emisión en el óptico son muy débiles para poder detectarse y obtener medidas y diagnósticos confiables [30]. Al compararse las abundancias derivadas con el ion Fe^{+2} usando un factor de corrección (ICF) y con las abundancias obtenidas por la suma de todas las abundancias de los iones incluyendo a Fe^{+3} , se obtiene que es menor por un factor de ~ 4 a la calculada con Fe^{+2} . El resultado depende del método del cálculo de la abundancia, y no solo eso, sino que contradice los modelos de fotoionización. Según la Ref. [20] este factor de discrepancia se podría corregir si ocurriera uno de los siguiente casos:

- Un aumento de un factor de 10 en las tasas de recombinación de Fe^{+3}
- Un aumento de un factor de 2–3 en las fuerzas de colisión de Fe^{+2}
- Una disminución en un factor de 2–3 en las fuerzas de colisión para Fe^{+3} .

En el marco de estas suposiciones, en el presente trabajo se realiza un estudio del modelo del plasma del ion Fe^{+3} utilizando datos atómicos relativistas calculados previamente con el paquete Dirac Atomic R-matrix Code (DARC), evaluando distribuciones de energía electrónica Maxwellianas y no-Maxwellianas en el plasma para los tres iones de hierro. Como sabemos las nebulosas no son plasmas ideales y bien comportados, suele haber en su interior otras estructuras y otros procesos violentos que forman corrientes y vientos de altas velocidades, condensación de materia, formación de estrellas, entre otras; así que un modelo de distribución no-Maxwelliano podría servir para ajustar un poco más la realidad dentro de las nebulosas. Lo bueno de Orión es que es una de las nebulosas más brillantes [4, 8, 23, 31, 35], y se pueden observar con mayor precisión e intensidad las líneas de emisión tanto colisionales como de recombinación de los elementos químicos. Además, al ser una nebulosa cercana, permite hacer un mejor estudio observacional ya que se pueden distinguir estructuras en su interior, cosa que no se puede con otras nebulosas más lejanas, permitiendo realizar mapeos de temperatura y densidad. Dentro de lo que conocemos de nebulosas, la de Orión tiene sus propiedades bien definidas.

3.2.3. Fe^{+2}

El ion Fe^{+2} es muy abundante en las regiones H II. Al igual que Fe^{+} , posee una estructura atómica complicada de modelar; particularmente sus estados resonantes a bajas energías que dificultan el cálculo de las tasas colisionales. El principal problema que presenta Fe^{+2} en la estimación de la abundancia total del hierro es el factor de ~ 4 de diferencia en las abundancias que se obtienen con las ecuaciones (3.6) y (3.7) [20]. Este resultado genera poca confiabilidad acerca del modelo y los datos atómicos de los iones; consecuentemente, se ha enfatizado en este trabajo de tesis el estudio y los cálculos de los datos atómicos para este ion [3]. Se presentan grandes diferencias en los valores de las fuerzas de colisión y las tasas radiativas reportados por diferentes autores a pesar de que se han realizado nuevos cálculos [33, 3]. La Ref. [1] realizó una evaluación de los diferentes modelos computacionales usados en el cálculo de los datos atómicos de Fe^{+2} , consiguiendo incongruencias en los resultados de [3] quienes usaron el método computacional DARC. Según [1] la alta incertidumbre ($> 20\%$) de los datos atómicos de [3] se debe a un error de los índices de los niveles más que al modelo en sí.

Debido a la conclusión de [1], en el presente trabajo se realiza un análisis de las abundancias usando los diferentes datos atómicos y su impacto en la abundancia iónica de Fe^2 . Más aún, calculamos nuevos valores de los coeficientes de decaimiento radiativo espontáneo A_{ji} para este ion.

3.2.4. Problema de la Abundancia de Hierro en la Nebulosa de Orión

La nebulosa de Orión no se escapa de las incertidumbres que imperan en la determinación de la abundancia del hierro. La abundancia del hierro en Orión es más alta al compararla con la de otras nebulosas y la del medio interestelar [23]. En estas circunstancias se ha propuesto que la abundancia es afectada por los diferentes grados de ionización por causa de los fotones energéticos, ya que son el mejor mecanismo de desintegración del polvo y así aumentan el número de iones de hierro en la fase gaseosa.

Los fenómenos que pueden afectar la temperatura electrónica en Orión y, por ende, la abundancia del hierro son: la densidad electrónica; la intensidad del campo radiativo (la fuente) y el límite entre las fases gaseosa y granular. La temperatura electrónica depende de la densidad electrónica, y se encuentran interrelacionados con las excitaciones y des-excitaciones en los átomos; así que cualquier modificación afecta el resultado de la temperatura y la abundancia correspondiente. El hierro, al ser un elemento metálico, tiende a agotar su fase gaseosa como resultado de la condensación en granos, acción que aumenta la temperatura al disminuir los elementos enfriantes.

Las dificultades particulares que presentan los iones de hierro Fe^+ , Fe^{+2} y Fe^{+3} en la nebulosa de Orión son:

- **Fe^+** . Este ion se encuentra en dos regiones de densidad electrónica en la nebulosa de Orión. La región de alta densidad ($\sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) donde provienen las líneas del óptico y cercano infrarrojo, mientras que en la región de baja densidad ($\sim 1^4 \text{ cm}^{-3}$) se originan las líneas del óptico profundo [12, 35], circunstancia que recalca la importancia de establecer un diagnóstico de densidad para el ion Fe^+ .
- **Fe^{+2}** . Las intensidades de las líneas de $[\text{Fe III}]$ presentan una correlación con las de las líneas de otros elementos químicos (N, O, Ne, S y H_2) [13, 15] y con la posición de observación de la nebulosa, junto con las discrepancias en la abundancia del hierro obtenidas de diferentes modelos de fotoionización. Se concluye que este ion está distribuido de forma no homogénea en Orión, y es muy importante precisar la región donde se obtienen las intensidades de las líneas al momento de realizar las comparaciones y los cálculos de las abundancias iónicas.
- **Fe^{+3}** . Son muy pocas las líneas de $[\text{Fe IV}]$ que pueden medirse debido a su baja intensidad en las condiciones nebulares. Estas líneas son muy sensitivas a la temperatura electrónica (T_e), pero a causa del número limitado de medidas, no se realizan diagnósticos o ajustes para determinar la temperatura de la región. En la estimación de la abundancia de este ion, muchas veces se utilizan valores nominales establecidos por modelos de fotoionización o análisis de ciertos elementos químicos que sirven de diagnósticos. En el caso de la línea de $[\text{Fe IV}] \lambda 6740$, la temperatura (T_e) empleada es de 9000 K para la región HH 202 y una densidad electrónica (n_e) de 4000 cm^{-3} .

Como mencionamos anteriormente, en los problemas de la estimación de la abundancia del hierro, diferentes modelos de fotoionización (diferentes códigos fuentes) presentan factores de discrepancia significativas en las abundancias totales determinadas a partir de Fe^{+2} . En Orión, el código NEBULA predice que la abundancia del hierro es de $4,6 \times 10^{-7}$, mientras que en CLOUDY es de $1,6 \times 10^{-7}$ [19]. La existencia de una discrepancia de un factor de ~ 3 es evidencia de la existencia de dos temperaturas electrónicas diferentes en la determinación de la abundancia. Actualmente la abundancia estándar del hierro en la nebulosa de Orión es de $3,1 \times 10^{-6}$ [19, 33, 40].

3.3. Cálculo de la Abundancia del Hierro

Se presentan dos enfoques para el cálculo de abundancias químicas a partir del modelo del plasma. El primer procedimiento se conoce como el método directo en donde la abundancia se determina a partir de las intensidades de las líneas con la ecuación (3.6), y el otro método se realiza por medio de una técnica estadística llamada Línea de Fuerza [25].

En este trabajo no se aplican los métodos estadísticos para el cálculo de las abundancias, solo se usa el procedimiento del método directo. Primero se determina la abundancia iónica del elemento químico; para ello se utiliza el cociente entre la intensidad de una línea de emisión y la de H_{β} , el cual se compara con el cociente entre la emisividad dependiente de la densidad (n_e) y temperatura (T_e) electrónicas con la de la línea H_{β} . Con la ecuación

$$\frac{X^{+a}}{\text{H}^{+}} = \frac{I_{\lambda}/I_{\text{H}_{\beta}}}{j_{\lambda}(n_e, T_e)/j_{\text{H}_{\beta}}(T_e)} \quad (3.5)$$

podemos calcular la abundancia de un ion específico, donde a es el índice de ionización, I_{λ} y $I_{\text{H}_{\beta}}$ son las intensidades observadas de la línea utilizada en cálculo de la abundancia iónica y la de H_{β} , respectivamente. El término j_{λ} es la emisividad de la línea definida por la ecuación (4.21).

La temperatura electrónica (T_e) se determina por medio del salto de Balmer o por cocientes de líneas de distintas transiciones. La densidad electrónica es estimada por la razón de las intensidades de líneas del nivel de energía superior j semejante, condición ya mencionada. Por medio de los diagnósticos del plasma se combina la información de las líneas sensitivas a la temperatura junto con las líneas sensitivas a la densidad. Al graficar los cocientes de líneas sensitivos a la densidad, que suelen ser transiciones prohibidas, en función de la densidad electrónica e interceptados por los cocientes de intensidades, se consigue la densidad electrónica general de la especie iónica estudiada. De la misma manera, al interceptar cocientes de líneas permitidas y sensitivas a la temperatura con cocientes de intensidades en función de la temperatura, se deduce la temperatura electrónica del ion. Una vez tomadas todas las medidas correspondientes para el cálculo de la abundancia iónica, para determinar la abundancia total del elemento se realiza una suma de todos los

iones observados:

$$\frac{X}{H^+} = \frac{X^{+a} + \dots + X^{+(a+n)}}{H_\beta} . \quad (3.6)$$

Acontece que hay otra ecuación distinta para calcular abundancias iónicas de forma directa al no conseguirse todos los iones de un elemento químico en el espectro de emisión; por ejemplo, el ion Fe^{+3} . El resultado es el uso de un factor de corrección de ionización (ICF por sus siglas en inglés) determinado por modelos de foto-ionización. Este recurso es necesario para calcular la abundancia total sin utilizar algunos iones que se sospechan son abundantes por los modelos de foto-ionización

$$\frac{X}{H^+} = ICF(X^{+y}) \times \frac{X^+ + \dots + X^{+z}}{H_\beta} , \quad (3.7)$$

donde $ICF(X^{+y})$ es el factor de ionización determinado a partir del ion X^{+y} , siendo y el índice de ionización.

3.3.1. Emisividad de la línea H_β

En el presente trabajo se cuenta con todos los datos atómicos necesarios de los iones de hierro en condiciones nebulares para realizar el cálculo de la abundancia total por medio de la ecuación (3.6). Para determinar las abundancias iónicas se usa la ecuación (3.5), y es necesario estimar la emisividad del hidrógeno, específicamente la de la línea H_β (óptico); al ser la línea más intensa en nebulosas, es la línea estándar en el cálculo de las abundancias químicas. La intensidad del hidrógeno viene determinada junto con las intensidades de las líneas de emisión de los iones de hierro ([Fe II], [Fe III] y [Fe IV]) en las publicaciones que disponemos.

La emisividad de H_β es obtenida a partir de las publicaciones [41, 42]. La Ref. [41] calcula emisividades de las líneas de hidrógeno para el Caso B de absorción usando la distribución de energías electrónicas de Maxwell–Boltzmann. Las emisividades vienen expresadas en unidades de energía, tiempo y volumen ($\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$). La emisividad de [41] se puede modelar en función de la temperatura electrónica (T_e) por medio de la expresión

$$\frac{J_{H_\beta}}{n_e} = 2,29 \times 10^{-25} T_4^{-0,57373} \times \exp\left(\frac{-0,00617 + 0,99265 T_4^{0,60879}}{-1,16860 - 0,44162 T_4^{0,49049}}\right) \quad (3.8)$$

la cual nos fue suministrada por comunicación privada.

La publicación [42] calcula las emisividades del hidrógeno usando la distribución κ . Por medio de un programa de Fortran sencillo suministrado por [42] y conociendo los parámetros de entrada — temperatura electrónica, densidad electrónica e índice κ — se determina la emisividad de una línea específica de hidrógeno igualmente en unidades de $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-3}$. Podemos destacar que, para emisividades dependientes de la distribución κ , la densidad electrónica (n_e) juega un papel fundamental; en cambio, la emisividad

determinada por [41] es prácticamente independiente de la densidad electrónica (n_e).

Capítulo 4

Modelo del Plasma

En el presente capítulo abordamos el modelo computacional empleado para estimar la abundancia química del hierro en la región HH 202-S de la nebulosa de Orión. Este modelo parte de un plasma originado por fotoionizaciones donde los fotoelectrones producidos son los responsables del calentamiento del gas y, por ende, de las emisiones radiativas del plasma; a su vez, estas emisiones de fotones causan el enfriamiento [6]. En los plasmas nebulares de bajas densidades, las excitaciones son causados por las colisiones de electrones libres con los iones, cuyas energías cedidas por la colisión solo pueden poblar los niveles pocos energéticos. El proceso de des-excitación es producido por las mismas colisiones y por decaimientos radiativos espontáneos que dan origen a la emisión de líneas prohibidas. Otros tipos de colisiones tales como protón-ion o neutrón-ion no son tan relevantes como mecanismos de excitación en el plasma. Los protones y neutrones son menos térmicos (energía cinética muy baja) que los electrones, y su aporte en el balance energético de la reacción se puede despreciar.

En las condiciones nebulares, es decir baja densidad, no se producen fotoexcitaciones ya que la profundidad óptica del medio es delgada. En términos generales la profundidad óptica es una medida de referencia de la transparencia u opacidad del medio; si el medio es ópticamente delgado, los fotones escapan sin interaccionar con el medio ya que la probabilidad de incidir en un ion es muy baja. En cambio, si es ópticamente grueso, la luz es bloqueada por el medio dependiendo de su grado de opacidad. En nuestro modelo, el proceso que involucra la participación de fotones es el decaimiento espontáneo de los electrones excitados por las colisiones ion-electrón.

El modelo de un plasma nebular está basado en la ecuación de equilibrio estadístico. Esta ecuación representa el balance de los procesos que pueblan y despueblan los niveles atómicos. La capacidad de cálculo de los computadores nos permite resolver de forma precisa el balance de los niveles atómicos obteniendo como resultado un estimado de sus poblaciones. En el modelo del plasma es necesario una serie de parámetros de entradas precisos para estimar las abundancias iónicas tales como:

- Líneas espectrales
-

1. Longitud de onda
 2. Intensidad de la radiación
 3. Identificación de las transiciones atómicas
- Datos atómicos
 1. Niveles de energía del ion
 2. Fuerzas de colisión por impacto electrónico
 3. Tasas de decaimiento radiativo.

4.1. Plasma fotoionizados

De forma sencilla un plasma es un conglomerado de partículas libres y cargadas. Las partículas del plasma se mueven aleatoriamente causando que la carga neta del plasma sea cero. Bajo ciertas condiciones de densidad de partículas e intensidad de campos electromagnéticos, se puede modelar el plasma como un gas cuasi-estático (formalismo cinético) o se puede modelar como un fluido sensitivo a los campos magnéticos. Como el objetivo fundamental de este trabajo de investigación es establecer las poblaciones de los niveles atómicos de los iones de hierro — específicamente Fe^+ , Fe^{+2} y Fe^{+3} — para determinar las abundancias en la nebulosa de Orión, el plasma utilizado en el modelo es de fotoionización cuyo mecanismos internos de excitación son colisionales.

Un modelo de fotoionización recrea sintéticamente el espectro de emisión del objeto estudiado computacionalmente, incluyendo las interacciones de todos los iones y de todos los elementos químicos del espectro [43]. En cambio un modelo de plasma empírico permite realizar un estudio particular y más preciso de la abundancia de cada ion, facilitando la determinación de la temperatura (T_e) y densidad (n_e) electrónicas locales derivadas por medio de comparaciones de diagnósticos teóricos con espectros observados y ajustes estadísticos. Este es en sí el modelo que desarrollamos para el estudio del hierro en Orión en el presente trabajo.

4.1.1. Plasmas en Regiones H II

Lo que denota a un plasma fotoionizado cuyo mecanismos internos predominantes de excitación son colisionales se simplifica en las siguientes características:

- Se encuentra en regiones de fotoionización
 - El balance de ionización se establece por fotoionizaciones y recombinaciones electrónicas
 - Las emisiones de líneas son producidas por decaimientos radiativos como resultado de las excitaciones de los iones por colisiones electrónicas
-

- Las líneas de emisión son altamente sensitivas a la temperatura electrónica T_e
- Las densidades electrónicas (n_e) son lo suficientemente bajas para modelar el plasma como un gas.

4.2. Equilibrio Estadístico

En los plasmas, las colisiones electrónicas con los iones compiten con las emisiones radiativas en el establecimiento de las poblaciones de los niveles iónicos [5]. Si los procesos colisionales, tanto de excitación como des-excitación, dominan sobre los mecanismos de radiación y, a su vez, las ionizaciones y recombinaciones se producen en estados excitados, entonces el plasma se encuentra en un régimen de densidad electrónica moderado ($10^9 \leq n_e \leq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) y, consecuentemente, fuera del equilibrio termodinámico. En ningún plasma de nebulosas, la densidad electrónica (n_e) es lo suficientemente alta para alcanzar el equilibrio termodinámico (TE).

El equilibrio termodinámico se aplica cuando el balance de energía neta, pérdida y ganancia, es nulo y los procesos radiativos y colisionales se encuentran acoplados, condición que se logra a densidades electrónicas altas ($n_e \gg 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Entonces el sistema se puede describir con parámetros termodinámicos, y todas las poblaciones de los niveles iónicos son establecidas por la temperatura del sistema mediante el factor de Boltzmann ($\exp(-E/k_B T)$), donde E es la energía del nivel, k_B la constante de Boltzmann y T es la temperatura.

El equilibrio termodinámico en astronomía solo se aproxima a espectros continuos, los cuales se pueden idealizar como cuerpos negros. En el caso de los plasmas ionizados por colisiones bajo ciertas condiciones de temperatura (T_e) y densidad electrónicas ($n_e > 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), se puede describir el sistema mediante un equilibrio termodinámico local (LTE). En este régimen las poblaciones de los niveles electrónicos en LTE son modelados por la ley de Boltzmann [44].

En la Figura 4.1 se muestran los plasmas que no están en equilibrio termodinámico, donde se puede apreciar que las regiones H II, ya descritas en el Capítulo 2 en relación a los espectros de emisión, no se encuentran en equilibrio termodinámico sino en un régimen moderado de densidad electrónica [44]. En este régimen, es necesario considerar cada uno de los procesos colisionales y radiativos para determinar las poblaciones de los niveles energéticos. Aquí es donde entra el concepto de tasa de reacción, el cual nos permite describir y estudiar cada proceso atómico con parámetros macroscópicos como densidad y temperatura [5]. Al no tener equilibrio termodinámico, no podemos definir una temperatura y densidad generales para todo el sistema, pero sí una temperatura y densidad electrónicas ya que las colisiones de los electrones libres son de tiempos de escalas muy cortos en comparación con otros procesos sobre ellos, permitiendo así su termalización y, por consecuencia, la energía cinética determinada por la distribución de velocidades es de tipo Maxwell-Boltzmann [5, 30, 45].

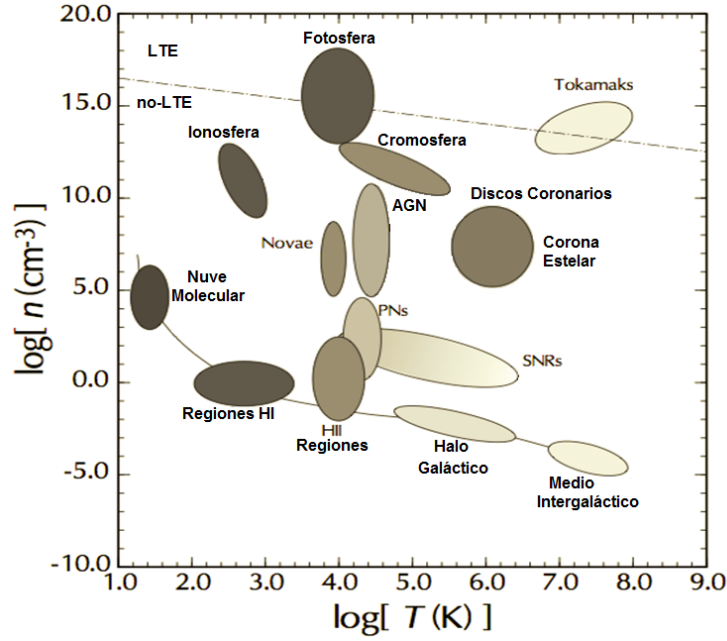


Figura 4.1: Relación de densidad y temperatura para cada tipo de plasma astrofísico. Se puede observar el límite de la densidad necesario para alcanzar equilibrio termodinámico local. Fuente: Ref [46].

Por lo tanto, el cálculo de las poblaciones de los niveles iónicos en las regiones H II se realiza por medio del equilibrio estadístico. El equilibrio estadístico consiste en un balance de tasas, siendo cada tasa el número de transiciones de un nivel de partida i a un nivel de llegada j por unidad de tiempo. Cada transición que puebla o des-puebla un nivel atómico i puede ocurrir por medio de la excitación y des-excitación colisionales o procesos radiativos. Entonces, el número de transiciones por unidad de tiempo y de volumen es descrito por $N_i(A_{ij} + C_{ij})$ donde N_i es el número de iones por unidad de volumen en el nivel i , C_{ij} es la tasa colisional definida como el número de transiciones por colisiones de electrones libres dentro de un volumen y A_{ij} es la tasa radiativa, definida como el número de transiciones por medio de fotones dentro de un volumen. Las poblaciones de todos los niveles iónicos se mantienen constantes si el número de transiciones que terminan en el nivel i son iguales al número de transiciones que parten del mismo nivel i obteniendo la siguiente expresión para el equilibrio estadístico [5]:

$$\sum_{j \neq i} N_i(C_{ij} + A_{ij}) = \sum_{j \neq i} N_j(C_{ji} + A_{ji}) . \quad (4.1)$$

Esta relación (4.1) es la ecuación de equilibrio estadístico más general para resolver las poblaciones relativas de los niveles (N_i) en plasmas fuera del equilibrio termodinámico. Para calcular las poblaciones de los niveles de los iones de hierro en un plasma nebuloso, se toma en consideración que la tasa radiativa es solamente determinada por el coeficiente

de decaimiento espontánea (A_{ji}), reiterando que el medio óptico es delgado descartándose así las excitaciones y des-excitaciones inducidas por fotones. Las tasas de colisión son determinadas por la densidad electrónica (n_e) y por los coeficientes de excitación (q_{ij}) y des-excitación (q_{ji}) colisionales

$$\sum_{j \neq i} N_i n_e q_{ij} + \sum_{j < i} N_i A_{ij} = \sum_{j \neq i} N_j n_e q_{ji} + \sum_{j > i} N_j A_{ji} . \quad (4.2)$$

El cálculo de las poblaciones representa un sistema de ecuaciones lineales cuya resolución se ajusta a un sistema matricial de forma $A\vec{x} = B$, donde el tamaño de la matriz es determinada por el número total de niveles del modelo atómico a considerar. La condición necesaria para resolver la ecuación matricial es la condición [5]

$$\sum N_i = N \quad (4.3)$$

donde N representa el total de partículas del ion involucrado. Esta condición nos permite obtener una expresión generalizada del cálculo de las poblaciones de los niveles:

$$N_i = \frac{\sum_{k \neq i} N_k (C_{ki} + A_{ki})}{\sum_{j \neq i} C_{ij} + \sum_{j < i} A_{ij}} . \quad (4.4)$$

La ecuación nos resuelve el valor N_i que representa la población relativa al nivel base; es decir, $N_i = N_i/N$ y $N_1 \simeq N$. C_{ki} y C_{ij} son definidos por $n_e q_{ki}$ y $n_e q_{ij}$, respectivamente.

4.3. Tasas Colisionales

A continuación explicamos cómo se calculan las tasas colisionales para los iones del hierro. En secciones anteriores se reiteró la necesidad de considerar todos los procesos que generan las transiciones en el átomo, y así poder calcular las poblaciones de los niveles atómicos. En esta sección trabajamos con los procesos de excitación y des-excitación causados por las colisiones de los electrones libres con los respectivos iones de hierro. Dependiendo de la energía del impacto con el ion, las colisiones con electrones pueden excitar o des-excitar los niveles menos energéticos (magnitudes del orden de 1 eV) o de causar ionizaciones. Para describir este fenómeno introducimos el concepto de fuerza de colisión $\Omega(i, j)$ la cual es una medida adimensional y simétrica, $\Omega(i, j) = \Omega(j, i)$, basada en la sección efectiva de colisión $\sigma(i, j)$. La fuerza de colisión es mucho más útil porque permite una mejor percepción de la interacción del electrón con el ion en una colisión al estar normalizado con la energía de colisión, y así se pueden considerar estados o interacciones cuasi-ligados o resonantes que no se apreciarían con las secciones eficaces.

La fuerza de colisión se define como

$$\Omega_{ij}(E) = \omega_i \left(\frac{E_i}{I_H} \right) \left(\frac{\sigma_{i \rightarrow j}(E_i)}{\pi a_0^2} \right) = \omega_j \left(\frac{E_j}{I_H} \right) \left(\frac{\sigma_{j \rightarrow i}(E_j)}{\pi a_0^2} \right) \quad (4.5)$$

donde $\sigma_{i \rightarrow j}$ y $\sigma_{j \rightarrow i}$ son las secciones eficaces del nivel i al nivel j y viceversa, a_0 es el radio Bohr, I_H es la constante de Rydberg que a su vez es la energía de ionización del hidrógeno neutro, E_i y E_j son las energías de los electrones libres relativas a los niveles i y j , respectivamente, y por último, ω_i y ω_j son sus pesos estadísticos.

Para llegar a la tasa de excitación y des-excitación como mencionamos anteriormente, introducimos el parámetro de fuerza de colisión efectiva $\Upsilon(i, j)$ el cual es la integración de la fuerza de colisión sobre la distribución de energías cinéticas de los electrones libres

$$\Upsilon_{ij} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_{ij}}{k_B T}\right) \int_0^\infty \Omega_{ij} \left(\frac{E_i}{k_B T}\right)^{-1/2} f(E_i) dE_i \quad (4.6)$$

y

$$\Upsilon_{ji} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \int_0^\infty \Omega_{ji} \left(\frac{E_j}{k_B T}\right)^{-1/2} f(E_j) dE_j \quad (4.7)$$

donde Υ_{ij} y Υ_{ji} son las fuerza de colisión efectivas de excitación ($i \rightarrow j$) y des-excitación ($j \rightarrow i$), respectivamente, $\Delta\varepsilon_{ij}$ es la diferencia de energía entre los niveles, k_B es la constante de Boltzmann, $f(E)$ es la distribución de energías cinéticas y T es la temperatura cinética del plasma

$$T = \frac{2\bar{E}}{3k_B} \quad (4.8)$$

que se define en términos de la energía promedio

$$\bar{E} = \int E f(E) dE. \quad (4.9)$$

Ahora introducimos los coeficientes de las tasas de colisión para excitación (q_{ij}) y des-excitación (q_{ji}) por impacto electrónico:

$$q_{ij} = \frac{2\sqrt{\pi}\alpha c a_0^2 (R/k_B)^{1/2}}{\omega_i T^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta\varepsilon_{ij}}{k_B T}\right) \Upsilon_{ij} \quad (4.10)$$

y

$$q_{ji} = \frac{2\sqrt{\pi}\alpha c a_0^2 (R/k_B)^{1/2}}{\omega_j T^{1/2}} \Upsilon_{ji}, \quad (4.11)$$

donde α es la constante de estructura fina, ω_i y ω_j son los pesos estadísticos de los niveles i y j , c es la velocidad de la luz, R es la constante de Rydberg, k_B es la constante de Boltzmann, a_0 es el radio de Bohr y $\Delta\varepsilon_{ij}$ es la energía entre los niveles i y j .

4.4. Distribuciones de energías electrónicas

En esta sección entramos en el corazón de la tesis donde tratamos la distribución de energías electrónicas a emplear para la integración de la fuerza de colisión efectiva. Hoy en día se mantiene la polémica acerca de cuál función de distribución de energías es la

adecuada para describir el sistema de electrones libres en un plasma nebular. La teoría nos propone que los electrones libres en el plasma alcanzan equilibrio térmico porque las colisiones producidas en el plasma son en tiempos de escala de segundos (s) en cambio los decaimientos radiativos son de años (yr). Eso permite que el balance de energía cinética se establezca ya que la energía perdida por emisión de fotones es despreciable. Pero esto solo es una hipótesis [45] ya que la realidad es que en los plasmas nebulares ocurren procesos que afectan el equilibrio térmico electrónico como son las recombinaciones magnéticas y ondas de choques, entre otros, al generar electrones supra-térmicos, es decir electrones con energías cinéticas mayores al promedio. Si los procesos que causan ionizaciones son mayores que la termalización de los electrones libres, entonces es necesario considerar una cola supra-termal de electrones en el plasma que garantice un buen ajuste al modelo del plasma. También puede ocurrir el caso contrario donde sea necesario una cola sub-termal. En nebulosas, la distribución sub-termal no es necesaria considerarla ya que los tiempos de emisión siempre son mas grandes que las ionizaciones, siendo improbable la aparición de electrones relentizados.

En la actualidad se ha demostrado que los electrones libres en el plasma no necesariamente poseen una equipartición, siendo necesario utilizar distribuciones no Maxwellianas [45, 47, 48, 49]. La distribución κ , por ejemplo, es un tipo de distribución no Maxwelliana con una cola más energética de electrones parametrizada por el valor κ [11, 47, 48, 49, 50, 51].

A continuación demostramos cómo afectan las distribuciones electrónicas a la fuerza de colisión efectiva, y posteriormente analizamos sus efectos en la abundancias de los iones de hierro.

Distribución Maxwell–Boltzmann

La distribución de velocidades se expresa en función de la energía cinética por medio de la relación directa

$$E = \frac{1}{2}\mu v^2 \quad (4.12)$$

donde μ es la masa reducida $m_e M_{\text{atm}}/(m_e + M_{\text{atm}})$ de los componentes de la colisión. Así podemos transformar la expresión de $f(v)dv$ a $f(E)dE$ obteniendo la ecuación

$$f(E)_{T_e} = \frac{2}{\sqrt{\pi}k_B T_e} \left(\frac{E}{k_B T_e} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{k_B T_e}\right). \quad (4.13)$$

La fuerza de colisión efectiva entonces adquiere la forma

$$\Upsilon_{ij} = \int_0^\infty \Omega_{ij}(E_i) \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T_e}\right) d\left(\frac{E_i}{k_B T_e}\right). \quad (4.14)$$

Al establecer una distribución de velocidades de Maxwell–Boltzmann, las fuerzas de colisión efectivas de excitación y des-excitación son iguales, $\Upsilon^{MB} = \Upsilon_{ij} = \Upsilon_{ji}$.

Distribución κ

La distribución Maxwelliana es considerada la distribución canónica de los plasmas en equilibrio térmico. Como no se conocen todos los procesos y fenómenos que ocurren en el plasma de las nebulosas, se sospecha que pueden existir correlaciones entre los electrones [48]. Además se justifica la existencia de electrones más energéticos sin termalizar por causa la relación del tiempo de termalización con la velocidad al cubo, mientras los electrones sean más rápidos es más lento el procesos de termalización [45]. Para estos casos se necesita otro tipo de distribución que no sea Maxwelliana. La distribución κ mencionada anteriormente es una distribución de energías que se diferencia de la Maxwelliana por tener una cola más energética. Esta distribución se deduce de la función generalizada de Lorentz modificada por el parámetro κ , parámetro independiente de las variables termodinámicas.

La κ es un variable libre que representa la modificación de la cola energética o desviación de la distribución Maxwelliana. Este parámetro se encuentra acotado en el intervalo $[3/2 \leq \kappa \leq \infty)$, donde $\kappa = 3/2$ corresponde a la más alta desviación y $\kappa \rightarrow \infty$ tiende a la distribución Maxwelliana. La función de distribución κ de energías se puede escribir

$$f_{\kappa, E_\kappa}(E) = \frac{2\kappa^{-3/2}}{\sqrt{\pi} E_\kappa} \left(\frac{E}{E_\kappa} \right)^{1/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \left(1 + \frac{E}{\kappa E_\kappa} \right)^{-(\kappa+1)} \quad (4.15)$$

donde E_κ es la energía cinética y Γ es la función Gamma. La energía cinética del plasma se ve modificada de la siguiente forma:

$$E_\kappa = \frac{k_B T_\kappa (\kappa - 3/2)}{\kappa} \quad (4.16)$$

y entonces el promedio de la energía cinética del plasma depende del valor κ

$$\overline{E} = \frac{3}{2} \frac{\kappa E_\kappa}{\kappa - 3/2} . \quad (4.17)$$

En consecuencia la temperatura cinética es ahora una temperatura efectiva T_κ dependiente del valor κ . La igualdad entre las fuerzas de colisión efectivas de excitación y des-excitación de la distribución Maxwelliana se rompe, específicamente

$$\begin{aligned} \Upsilon_{ij}^\kappa(T_\kappa) &= (\kappa - 3/2)^{-3/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \exp\left(\frac{\Delta\varepsilon_{ij}}{k_B T_\kappa}\right) \\ &\times \int_0^\infty \Omega_{ij} \left(1 + \frac{E_i + \Delta\varepsilon_{ij}}{k_B T_\kappa (\kappa - 3/2)} \right)^{-(\kappa+1)} d\left(\frac{E_i}{k_B T_\kappa}\right) \end{aligned} \quad (4.18)$$

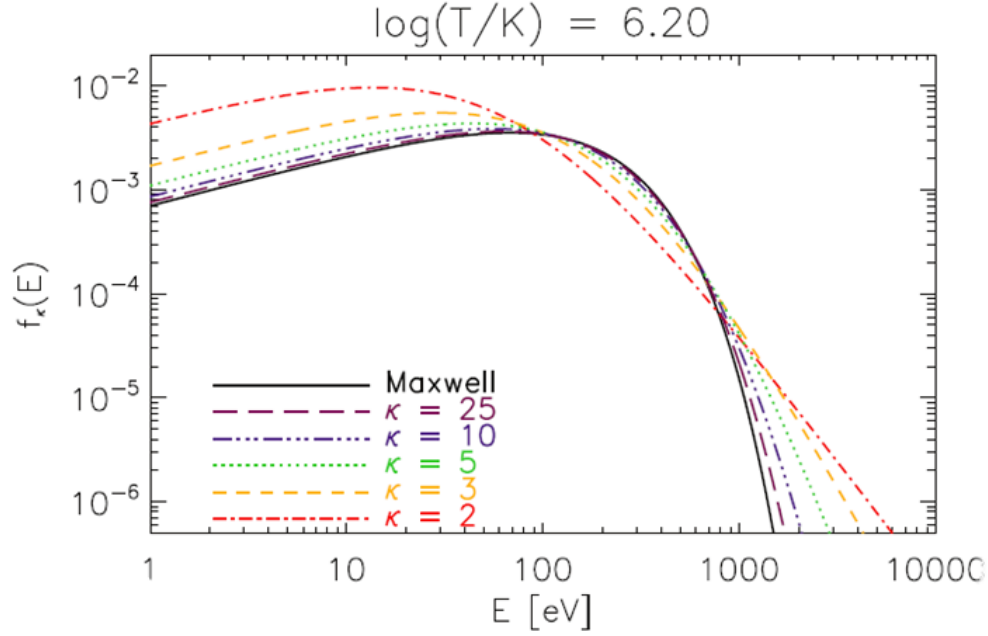


Figura 4.2: Comportamiento de las distribuciones electrónicas de Maxwell–Boltzmann y κ . Figura tomada de Ref [48]. ¹

y

$$\Upsilon_{ji}^{\kappa}(T_{\kappa}) = (\kappa - 3/2)^{-3/2} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - 1/2)} \times \int_0^{\infty} \Omega_{ji} \left(1 + \frac{E_j}{k_B T_{\kappa} (\kappa - 3/2)} \right)^{-(\kappa+1)} d\left(\frac{E_j}{k_B T_{\kappa}} \right). \quad (4.19)$$

Una de las propuestas mencionadas sobre la problemática de las discrepancias en las abundancias es la presencia de fluctuaciones de temperatura en regiones H II parametrizadas por el valor t^2 . Aunque la teoría t^2 no es suficiente para explicar la discrepancias en las abundancias, la evidencia de fluctuaciones de temperatura es indiscutible. Además se puede considerar que la distribución κ con una cola más energética es una generalización de la teoría de t^2 [11].

La Figura 4.2 muestra el comportamiento de las distribuciones electrónica en función de la energía cinética del plasma. Esta gráfica fue adquirida por [48] modelando plasmas de ionización por colisiones en coronas estelares.

¹<http://www.aanda.org/articles/aa/full.html/2014/10/aa24124-14/aa24124-14.html>

4.5. Tasas de Radiación

Dados los postulados de Einstein, existen tres tipos de interacciones radiativas que ocurren entre dos niveles atómicos:

- Decaimiento espontáneo (A_{ji})
- Absorción de un fotón de un campo radiativo de densidad ρ que causa una excitación (B_{ij})
- Emisión estimulada donde un fotón del campo radiativo de densidad ρ provoca un decaimiento (B_{ji})

La primera tasa se conoce como el coeficiente de Einstein (A_{ji}) y las otras dos son los coeficientes de Einstein de absorción y emisión (B). En las condiciones de los plasmas de fotoionización de baja densidad, el coeficiente B no es tomado en consideración. El medio óptico es transparente lo que ocasiona que la probabilidad de que los fotones de la fuente interactúen con los iones y causen excitaciones o des-excitaciones es muy baja.

El único proceso radiativo que ocurre entonces en el modelo del plasma para los iones de hierro es la emisión de fotones por decaimiento radiativo espontáneo determinado por el coeficiente A_{ji} . El decaimiento espontáneo radiativo se define como el proceso de transición de un electrón de un nivel de energía superior j a un nivel bajo i . Este coeficiente es una tasa de radiación que determina el tiempo de vida entre dos niveles, el cual se calcula por medio de la expresión

$$\tau_j = \left(\sum_i A_{ji} \right)^{-1} \quad (4.20)$$

donde A_{ji} es coeficiente de Einstein de decaimiento radiativo del nivel superior j al nivel inferior i .

4.6. Diagnósticos Nebulares

Las poblaciones de los niveles dependen de la densidad y temperatura electrónicas local del plasma. Para determinar la abundancia química es necesario precisar el valor correspondiente de las variables (T_e, n_e) , las cuales se determinan por medio de los diagnósticos del plasma. Las líneas de emisión del espectro electromagnético, al no producirse en equilibrio termodinámico, guardan información de la temperatura y densidad electrónicas del elemento químico de su origen, siendo las herramientas fundamentales en los diagnósticos nebulares. Un diagnóstico en sí establece la correlación de coeficientes calculados del modelo teórico con los coeficientes determinados por las medidas experimentales del plasma.

Existen diferentes tipos de diagnósticos dependiendo de las características del plasma a estudiar y del parámetro que se desea determinar. A continuación simplificamos un poco todos los diferentes diagnósticos nebulares existentes, clasificados por el parámetro

a calcular, o sea la temperatura (T_e) y densidad (n_e) electrónicas, o estudiar la relación ionización y excitación de la especie química en el plasma.

- Diagnósticos de temperatura: son realizados por medio de
 1. Líneas de excitación por colisión
 2. Recombinación di-electrónica
 3. Continuo de recombinación
- Diagnósticos de densidad: son realizados por medio de
 1. Líneas de excitación por colisión
 2. Líneas de emisión de estructura fina
- Ionización/excitación: Diagrama BPT.

4.6.1. Diagnósticos de densidad electrónica

En el presente trabajo solo se realizan diagnósticos de densidad electrónica para los iones Fe^+ y Fe^{+2} , ya que poseen un gran número líneas colisionales en el óptico que permiten un buen estudio de los cocientes para realizar el diagnóstico. Las líneas colisionales son poco sensitivas a las variaciones de densidad electrónica, garantizando resultados más precisos por medio de diagnósticos. Las líneas a su vez son muy sensitivas a la temperatura electrónica, lo que nos lleva a realizar el cálculo de la temperatura electrónica por medio de ajustes de cocientes de líneas, obteniéndose de esta forma una temperatura más precisa y con el menor error posible en el modelo.

Para el ion Fe^{+3} solo se cuenta con una línea en el ultravioleta cercano y otra en el óptico, imposibilitando el uso de diagnósticos para determinar temperatura y densidad electrónicas. En este caso se usan las publicaciones y estudios de las condiciones físicas de la nebulosas de Orión de diferentes autores para obtener la densidad y temperatura de este ion de hierro.

El diagnóstico de densidad se realiza igualando los cocientes de las emisividades teóricas de las líneas colisionales con los cocientes de las intensidades de las mismas líneas medidas del espectro de emisión. La emisividad es la energía emitida por las transiciones de un nivel j a un nivel i por unidad de volumen y de tiempo ($\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) definida por

$$j_{ji} = \frac{1}{4\pi} N_j(T_e, n_e) A_{ji} \Delta\varepsilon_{ji} = \frac{1}{4\pi} N_j(T_e, n_e) A_{ji} h\nu_{ji} \quad (4.21)$$

donde es $h\nu_{ji}$ es la energía del fotón que a su vez es equivalente a la diferencia de energía $\Delta\varepsilon_{ji}$ entre los niveles i y j .

Para que el cociente de las emisividades pueda ser un diagnóstico de densidad, la energía entre niveles atómicos de las líneas de emisión deben ser muy cercanos ($\Delta\varepsilon_{ji} -$

$\Delta\varepsilon_{hg} \approx 0$), precisamente para que la dependencia del cociente de emisividades con la temperatura electrónica sea mínima; es decir, la temperatura local de las dos líneas al ser muy cercanas es idéntica.

Si el medio es ópticamente delgado, los fotones proceden del mismo volumen donde se producen las emisiones, permitiendo realizar la siguiente igualdad:

$$\frac{I(\lambda_{ji})}{I(\lambda_{gh})} = \frac{j_{ji}}{j_{gh}} = \frac{N_j A_{ji} \Delta\varepsilon_{ji}}{N_g A_{gh} \Delta\varepsilon_{gh}}. \quad (4.22)$$

De esta relación se determina la densidad electrónica del ion.

4.7. Cálculos de Errores

Se ha mencionado que uno de los problemas en el cálculo de abundancia es las incertidumbres de los datos atómicos usados en los modelos. Los datos atómicos Ω_{ij} y A_{ji} son la base de todas las estimaciones de las abundancias y parámetros en los modelos del plasma, y para condiciones astronómicas se calculan por medio de modelos computacionales de la mecánica cuántica. Por lo general, existe un paradigma con los datos atómicos de no poseer errores de cálculo, y al realizar los diagnósticos o ajustes de algún parámetro deducido, el error es asignado porcentualmente entre rangos de 10–30%. Una evidencia clara de la necesidad de establecer errores de los datos atómicos es la diferencia significativa de los valores numéricos entre los datos de diferentes autores. Si la diferencia de valores son bajos será viable establecer un error porcentual al cálculo de los parámetros como se realiza en la mayoría de los casos, lo cual ha sido realizado en este trabajo para el ion Fe^+ . Pero no ocurre así en todos los casos cuando los valores atómicos son completamente diferentes entre autores, y para un gran número de transiciones de niveles, no se puede establecer una relación o correlación de errores quedando inservibles los datos atómicos para los cálculos. Entonces, es importante establecer el error en los datos atómicos y estudiar su propagación en el modelo y así realizar diagnósticos cuyos resultados sean más confiables.

En el cálculo de las incertidumbres implementamos la propagación de errores de [52] para elaborar mejores análisis y diagnósticos, desechando así cocientes de líneas imprácticos. Es importante mencionar que el desarrollo matemático de las ecuaciones proveniente de [52] fueron revisadas y corregidas en el presente trabajo.

4.7.1. Incertidumbre de las Poblaciones de los Niveles

Partimos de la ecuación (4.4) que representa las poblaciones de los niveles atómicos, y calculamos los errores de cada nivel (δN_i) por medio de la expresión de propagación de

errores de una división

$$(\delta N_i)^2 = \sum_{j \neq i} \left[\left(\frac{\partial N_i}{\partial \Upsilon_{ji}} \right)^2 (\delta \Upsilon_{ji})^2 + \left(\frac{\partial N_i}{\partial A_{ji}} \right)^2 (\delta A_{ji})^2 \right] + \sum_{j \neq i} \left(\frac{\partial N_i}{\partial A_{ij}} \right)^2 (\delta A_{ij})^2 + \sum_{j \neq i} \left(\frac{\partial N_i}{\partial N_j} \right)^2 (\delta N_j)^2, \quad (4.23)$$

la cual es el resultado de aplicar la fórmula de propagación de errores donde el último término representa la correlación de las incertidumbres entre las poblaciones.

Si la distribución electrónica del plasma es Maxwelliana, en la ecuación (4.23) se desarrollan los términos dependientes de Υ y adquiere la forma

$$\left(\frac{\delta N_i}{N_i} \right)^2 - \sum_{j \neq i} N_j^2 \frac{(C_{ji} + A_{ji})^2}{\eta_i^2} \left(\frac{\delta N_j}{N_j} \right)^2 = \frac{1}{\eta_i^2} \left[\sum_{j \neq i} (N_j C_{ji} - N_i C_{ij})^2 \left(\frac{\delta \Upsilon_{ji}}{\Upsilon_{ji}} \right)^2 + \sum_{j > i} (N_j A_{ji}) \left(\frac{\delta A_{ji}}{A_{ji}} \right)^2 + \left(\frac{N_i}{\tau_i} \right)^2 \left(\frac{\delta \tau_i}{\tau_i} \right)^2 \right] \quad (4.24)$$

donde el valor η se define como la cantidad de procesos que pueblan un nivel

$$\eta_i = \sum_{j \neq i} N_j (C_{ji} + A_{ji}) \quad (4.25)$$

y C_{ji} es la tasa colisional definida por $C_{ji} = n_e q_{ji}$.

Si aplicamos la distribución κ a los Υ de la ecuación (4.23), las incertidumbres de las poblaciones se pueden expresar como

$$\left(\frac{\delta N_i}{N_i} \right)^2 - \sum_{j \neq i} N_j^2 \frac{(C_{ji} + A_{ji})^2}{\eta_i^2} \left(\frac{\delta N_j}{N_j} \right)^2 = \frac{1}{\eta_i^2} \left[\sum_{j \neq i} (N_j C_{ji})^2 \left(\frac{\delta \Upsilon_{ji}^\kappa}{\Upsilon_{ji}^\kappa} \right)^2 + (N_i C_{ij})^2 \left(\frac{\delta \Upsilon_{ij}}{\Upsilon_{ij}} \right)^2 + \sum_{j > i} (N_j A_{ji}) \left(\frac{\delta A_{ji}}{A_{ji}} \right)^2 + \left(\frac{N_i}{\tau_i} \right)^2 \left(\frac{\delta \tau_i}{\tau_i} \right)^2 \right]. \quad (4.26)$$

Las ecuaciones (4.24) y (4.26) se resuelven de la misma forma en que se calculan las poblaciones. Seleccionamos $\mathbf{x} = (\delta N_i / N_i)^2$ que nos permite reescribir las ecuaciones (4.24) y (4.26) como un sistema de ecuaciones lineal, permitiendo resolver el sistema por el método matricial $\mathbf{Ax} = \mathbf{b}$.

4.7.2. Incertidumbre de la Emisividad

Las poblaciones de los niveles iónicos N_j y los coeficientes radiativos A_{ji} se encuentran correlacionados; en consecuencia para realizar la propagación de errores, la ecuación de la emisividad (4.21) se sustituye por la población N_j de la ecuación (4.4), y la reescribimos

con la ecuación (4.25) llegando a la expresión

$$J_{ji} = \eta_j \frac{A_{ji} \Delta \varepsilon_{ji}}{\sum_{k \neq j} C_{jk} + \sum_{k < j} A_{jk}} . \quad (4.27)$$

A esta ecuación (4.27) le aplicamos la propagación de errores de cocientes, y así logramos una expresión del error de la emisividad

$$\left(\frac{\delta J_{ji}}{J_{ji}} \right)^2 = \left(\frac{\delta N_j}{N_j} \right)^2 + \left(\frac{\delta N_j}{\eta_j \tau_j} \right)^2 \left(\frac{\delta \tau_j}{\tau_j} \right)^2 + \left(1 - \frac{N_j}{\eta_j} A_{ji} \right)^2 \left(\frac{\delta A_{ji}}{A_{ji}} \right)^2 . \quad (4.28)$$

4.7.3. Incertidumbre del Diagnóstico de Densidad

Como sabemos, el diagnóstico de densidad electrónica (n_e) radica en el cociente de emisividades

$$D = \frac{J_{ji}}{J_{gh}} = \left(\frac{N_j}{N_g} \right) \left(\frac{A_{ji}}{A_{gh}} \right) \left(\frac{\Delta \varepsilon_{ji}}{\Delta \varepsilon_{gh}} \right) . \quad (4.29)$$

Al igual que el cálculo del error de la emisividad, se aplica la propagación de errores de los cocientes y se simplifica en su mínima expresión

$$\left(\frac{\delta D}{D} \right)^2 = \left[1 - D \left(\frac{\partial J_{gh}}{\partial J_{ji}} \right) \right]^2 \left(\frac{\delta J_{ji}}{J_{ji}} \right)^2 + \left[1 - \frac{1}{D} \left(\frac{\partial J_{ji}}{\partial J_{gh}} \right) \right]^2 \left(\frac{\delta J_{gh}}{J_{gh}} \right)^2 \quad (4.30)$$

donde el operador de la derivada en función de la emisividad J_{ji} está dado por

$$\frac{\partial}{\partial J_{ji}} = \frac{1}{A_{ji}} \frac{\partial}{\partial N_j} + \frac{1}{N_j} \frac{\partial}{\partial A_{ji}} . \quad (4.31)$$

Capítulo 5

Resultados de Abundancias Iónicas

En este capítulo describimos los métodos para determinar la abundancia del hierro y la influencia de la distribución κ sobre ella. En capítulos anteriores se mencionó sobre la necesidad de estudiar cada ion por separado, pero existen controversias acerca de los resultados de la densidad (n_e) y temperatura (T_e) electrónicas para el ion Fe^+ . Considerando dos métodos de cálculos de las fuerzas de colisión efectivas Υ_{ij} de autores diferentes, la desigualdad de los resultados de la temperatura y densidad es desmesurada. Además, hay testimonios acerca de la presencia de fluorescencia en el ion Fe^+ , mecanismo de emisión de líneas por excitaciones de electrones en niveles bajos provocando un re-ordenamiento en el átomo. Este mecanismo produce una distorsión en el espectro y, consecuentemente, en las líneas de emisión.

El ion de Fe^{+3} presenta discrepancias en la abundancia por causa de los métodos de cálculos usados. Los modelos de fotoionización atestiguan que Fe^{+3} es la especie más abundante en condiciones nebulares e indudablemente en regiones H II. La incógnita es su abundancia que, calculada por dos ecuaciones diferentes en el modelo del plasma, es mucho menor que la abundancia de Fe^{+2} , y el colofón es que para Fe^{+3} se conocen pocas líneas de emisión medibles en el óptico; en consecuencia, los cálculos son pocos fiables. Por último, el ion Fe^{+2} es el más problemático ya que, a diferencia de los otros iones, los cuales poseen errores en los datos atómicos o insuficiencia de cantidad de líneas, Fe^{+2} presenta factores de error con altas disimilitudes (factor 2) e incluso algunas transiciones pueden alcanzar factores de 4 en todos los datos atómicos. Para Fe^{+2} fue imprescindible considerar dos autores para los valores de Υ_{ij} y tres autores para los coeficientes de decaimiento espontáneo (A_{ji}); es necesario también destacar que se calcularon nuevos coeficientes A_{ji} para el presente trabajo (ver Apéndice A).

5.1. Fe^+

A continuación mostramos la metodología aplicada para el cálculo de la abundancia iónica de Fe^+ con sus respectivos resultados.

5.1.1. Datos Atómicos

El ion Fe^+ en nebulosas presenta un gran número de líneas prohibidas en el rango del óptico. La región de Orión donde se determina la abundancia iónica es el objeto HH 202-S, el cual se encuentra dentro de la zona de fotoionización de la nebulosa, permitiendo su estudio con los modelos del plasma presentados en el capítulo anterior. Los objetos Herbig–Haro (HH) poseen dos componentes en el plasma, uno nebuloso y otro de choque, donde las líneas provenientes de la región de choque son mucho más intensas que las líneas de la región nebulosa.

Las intensidades de líneas de $[\text{Fe II}]$ que se utilizaron en el presente trabajo, tanto del componente nebuloso como de choque, se obtuvieron de [28]. La intención era considerar estas líneas del componente nebuloso en conjunto con las intensidades de las líneas que se publicaron en [8] para el mismo componente en los cálculos de la abundancia iónica de Fe^+ ; la diferencia es que estas últimas líneas provienen de la zona de fotoionización de Orión fuera del objeto HH 202. De esta manera podemos tener un punto de comparación de las abundancias de los componentes nebulosos de [28] y [8] para el modelo del presente trabajo. Sin embargo, al realizar la selección de las mejores líneas para los diagnósticos de densidad y respectivos ajustes de la temperatura, el número de líneas candidatas no fue suficiente para obtener resultados fiables, reduciendo el estudio a la región de choque de [28]. En el Cuadro 5.1 se presentan las líneas seleccionadas de [28] para los respectivos cálculos y análisis.

Para el desarrollo del modelo, los valores de la fuerza de colisión efectiva Υ_{ij} se adquirieron de la combinación y análisis de diferentes métodos computacionales relativistas, Breit–Pauli R -matrix y Dirac R -matrix, realizados por [38] para un total de 63 niveles atómicos. Los coeficientes de Einstein A_{ji} para el ion Fe^+ se adquirieron de [53] para 33 niveles de atómicos.

5.1.2. Diagnóstico de Densidad

En este trabajo se decidió realizar un diagnóstico propio de densidad para determinar la densidad electrónica del ion Fe^+ . El criterio que se usa para el diagnóstico de densidad por medio de cocientes de líneas prohibidas es seleccionar las líneas de emisión que sean muy cercanas entre sí y que el cociente de sus emisividades varíe con la densidad electrónica. Estas dos condiciones nos aseguran que las líneas elegidas poseen temperaturas electrónicas similares, y así, el diagnóstico no depende de la temperatura electrónica. Consideramos que estas dos condiciones no son suficientes para determinar la densidad electrónica del ion Fe^+ , ya que los resultados de densidad por cada diagnóstico son estadísticamente imprecisos; no se puede determinar una densidad con un margen de error acorde. Por lo tanto, calculamos los errores de las emisividades a partir de las incertidumbres en los datos atómicos, teniendo así un criterio adicional para desechar diagnósticos cuyo errores sean muy elevados. Repetimos el mismo procedimiento para el diagnóstico

Cuadro 5.1: Intensidades de líneas de [Fe II] del componente de choque de [28].

λ [Å]	$I(\lambda)$ [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ %	λ [Å]	$I(\lambda)$ [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ %
5158,81	0,722	9	4774,74	0,044	18
5261,61	0,318	9	4474,91	0,044	18
4287,39	0,280	9	5163,95	0,044	18
4243,97	0,275	9	4177,20	0,041	20
4416,27	0,237	9	4874,48	0,039	18
4814,55	0,211	10	6440,40	0,037	18
4359,34	0,209	10	5020,23	0,035	25
5527,34	0,172	10	4211,10	0,034	18
5333,65	0,165	10	5495,82	0,034	30
5273,38	0,160	10	4488,75	0,033	20
4889,7	0,159	10	4372,43	0,032	20
4413,78	0,151	10	4492,64	0,032	20
4276,83	0,147	10	5296,83	0,032	25
5376,45	0,111	10	4947,38	0,031	20
5111,63	0,103	10	4950,74	0,030	19
4457,95	0,102	10	4973,39	0,029	20
4114,48	0,083	15	4514,90	0,024	40
5220,06	0,073	18	4178,96	0,023	30
4905,34	0,071	20	5181,95	0,023	25
4352,78	0,071	18	5268,88	0,022	20
5158	0,061	15	5746,97	0,022	25
5412,65	0,055	40	4432,45	0,020	28
4728,07	0,054	15	4251,44	0,018	40
5433,13	0,050	25	5654,86	0,018	28
4358,36	0,046	15	6809,23	0,008	35

de densidad con emisividades calculadas a partir de la distribución electrónica κ .

Observamos en el Cuadro 5.2 que la densidad electrónica disminuye con el valor de κ hasta alcanzar su valor mínimo y límite de 28 995 cm⁻³. Este comportamiento es completamente nuevo. No hay estudios acerca de cómo las distribuciones de energía cinética de los electrones afectan las densidades. El motivo radica en la independencia de los diagnósticos de densidad a la temperatura electrónica, pero este resultado sugiere que las líneas son muy susceptibles a fluctuaciones de temperatura. Además la estructura atómica del ion Fe⁺ es compleja y difícil de modelar, se requiere mucha precisión en los cálculos de Υ_{ij} y A_{ji} . Por la complejidad del ion, el debate se centra en la presencia de fluorescencia en las líneas de [Fe II] en regiones H II. Según [54], los cocientes de intensidad son más intensos que la predicción del modelo, fenómeno que se puede explicar con fluorescencia concluyéndose que las líneas de [Fe II] no sirven para diagnósticos de densidades. A pesar de que en [54] y tanto en [8] como en [28] reportan fluorescencia, el presente trabajo

Cuadro 5.2: Densidad electrónica (cm^{-3}) para Fe^+ evaluada con las distribuciones de energías electrónicas Maxwell–Boltzmann (M-B) y κ ($2 \leq \kappa \leq 50$).

Cociente	M-B	Distribución κ					
		2	5	10	15	25	50
$\frac{\lambda 5261,61}{\lambda 5333,65}$	45 307,	33 974,	45 974,	44 086	44 524,	44 871,	45 085,
$\frac{\lambda 5158,81}{\lambda 5220,06}$	34 256,	25 805,	31 937,	33 162	33 536,	33 828,	34 043,
$\frac{\lambda 5273,38}{\lambda 5268,88}$	50 493,	34 243,	45 116,	47 766	48 645,	49 356,	49 898,
$\frac{\lambda 5376,45}{\lambda 5433,13}$	48 276,	32 684,	42 930,	45 570	46 454,	47 172,	47 719,
$\frac{\lambda 4358,36}{\lambda 4352,78}$	22 033,	18 270,	21 207,	21 712	21 839,	21 927,	21 746,
Densidad Total	40 073,	28 995,	36 745,	38 459	38 999	39 431	39 746
% Δ	± 30	± 24	± 25	± 28	± 26	± 26	± 26

está en concordancia con [15, 35], siendo la fotoexcitación por fluorescencia un mecanismo ineficiente en $[\text{Fe II}]$ en el óptico, y concordamos con [12] en la sensibilidad de las poblaciones (N_i) de los niveles del ion Fe^+ con la densidad electrónica (n_e), siendo el resultado del diagnóstico una densidad alta.

Las Figuras 5.1–5.5 representan los diagnósticos de densidad electrónica del ion Fe^+ que se dedujeron con los resultados del Cuadro 5.2.

5.1.3. Ajuste de Temperatura

En esta sección se determina la temperatura electrónica del ion Fe^+ . Este cálculo se realiza mediante ajustes estadísticos de los cocientes de líneas y no por medio de diagnósticos de temperatura. Por cada valor de densidad electrónica fijado, se calculan los cocientes de emisividades con respecto a la línea más intensa ($\lambda 5158,81$), y se evalúa la desviación estándar de los cocientes para cada temperatura. La temperatura electrónica del ion es aquella que tenga la menor desviación estándar; por consiguiente, es la temperatura que presenta el mejor ajuste al igualar los cocientes de las emisividades teóricas con los cocientes de las intensidades de línea observadas.

En la Figura 5.6 podemos analizar el efecto de la distribución electrónica sobre el ajuste de la temperatura. Se aprecia el desplazamiento de la curva provocado por el índice κ , obteniéndose una disminución de la temperatura electrónica con respecto a la temperatura establecida con la distribución Maxwelliana. Este comportamiento es el esperado para la distribución κ al tener una cola más energética permitiendo un reajuste de temperatura electrónica.

Figura 5.1: Diagnóstico de densidad $\lambda 5261,61/\lambda 5333,65$ de Fe⁺. La curva azul representa el cociente de emisividad, y la curva roja el cociente de intensidad.

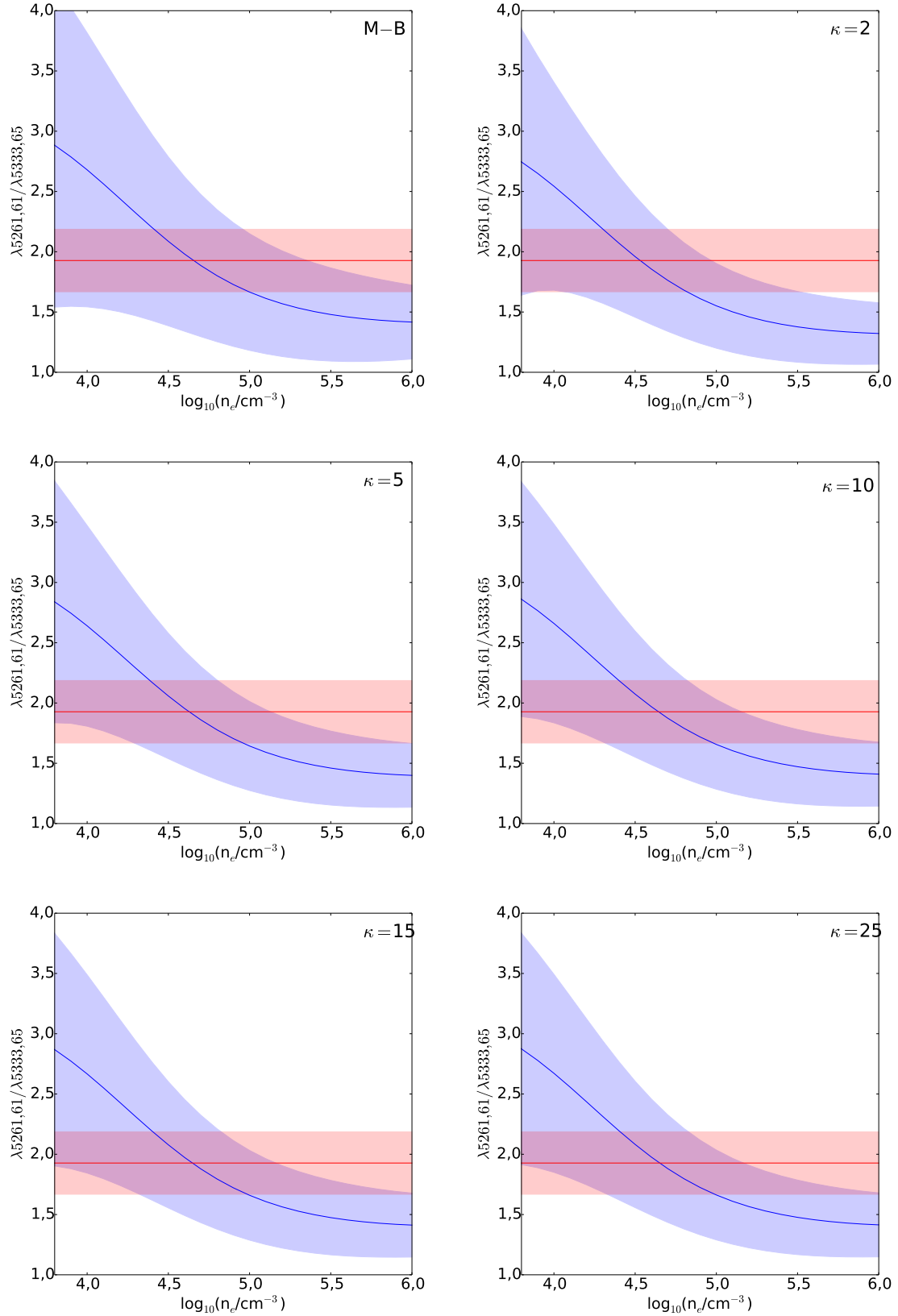


Figura 5.2: Diagnóstico de densidad $\lambda 5158,81/\lambda 5220,06$ de Fe^+ . La curva azul representa el cociente de emisividad, y la curva roja el cociente de intensidad.

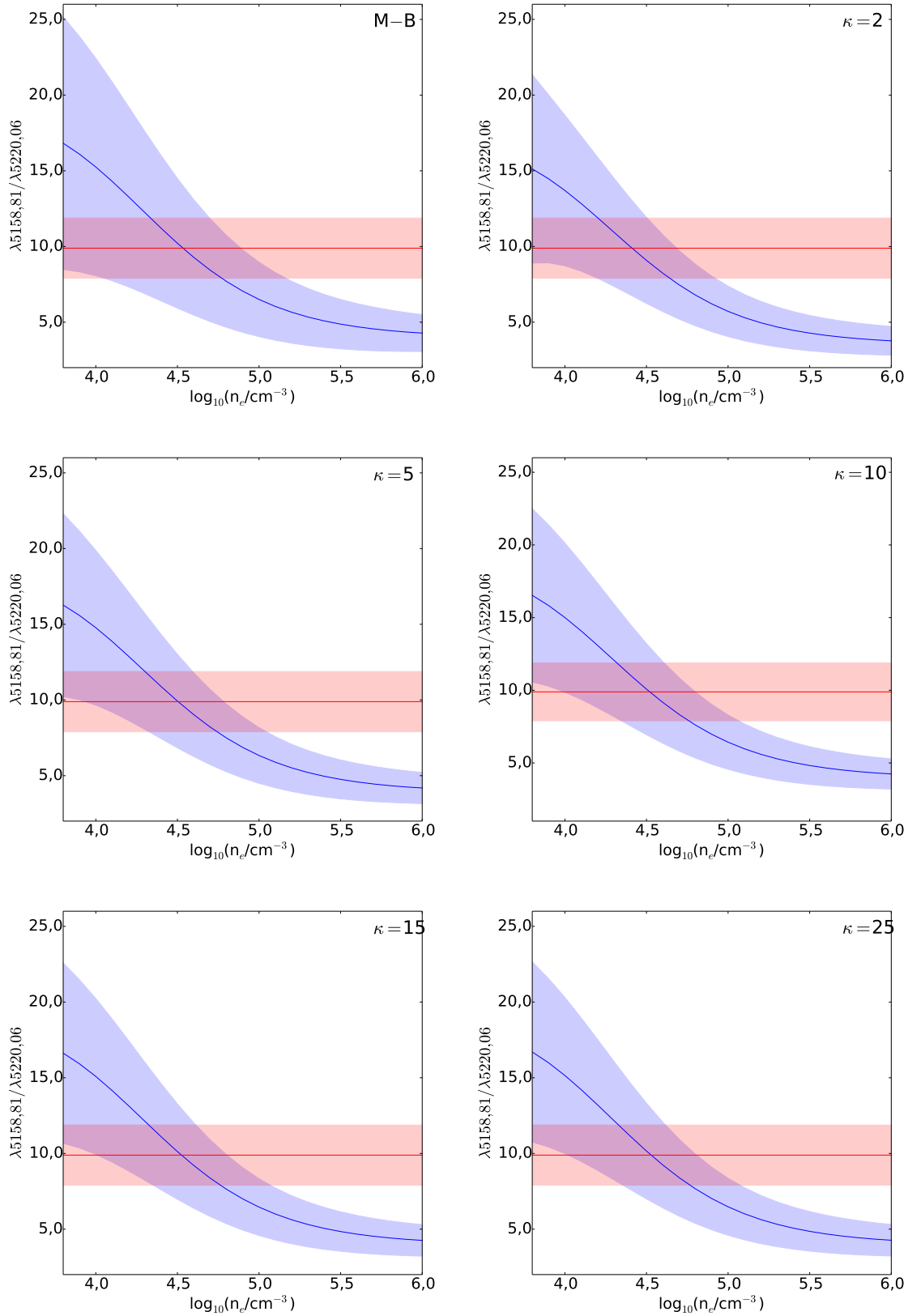


Figura 5.3: Diagnóstico de densidad $\lambda 5273,38/\lambda 5268,88$ de Fe⁺. La curva azul representa el cociente de emisividad, y la curva roja el cociente de intensidad.

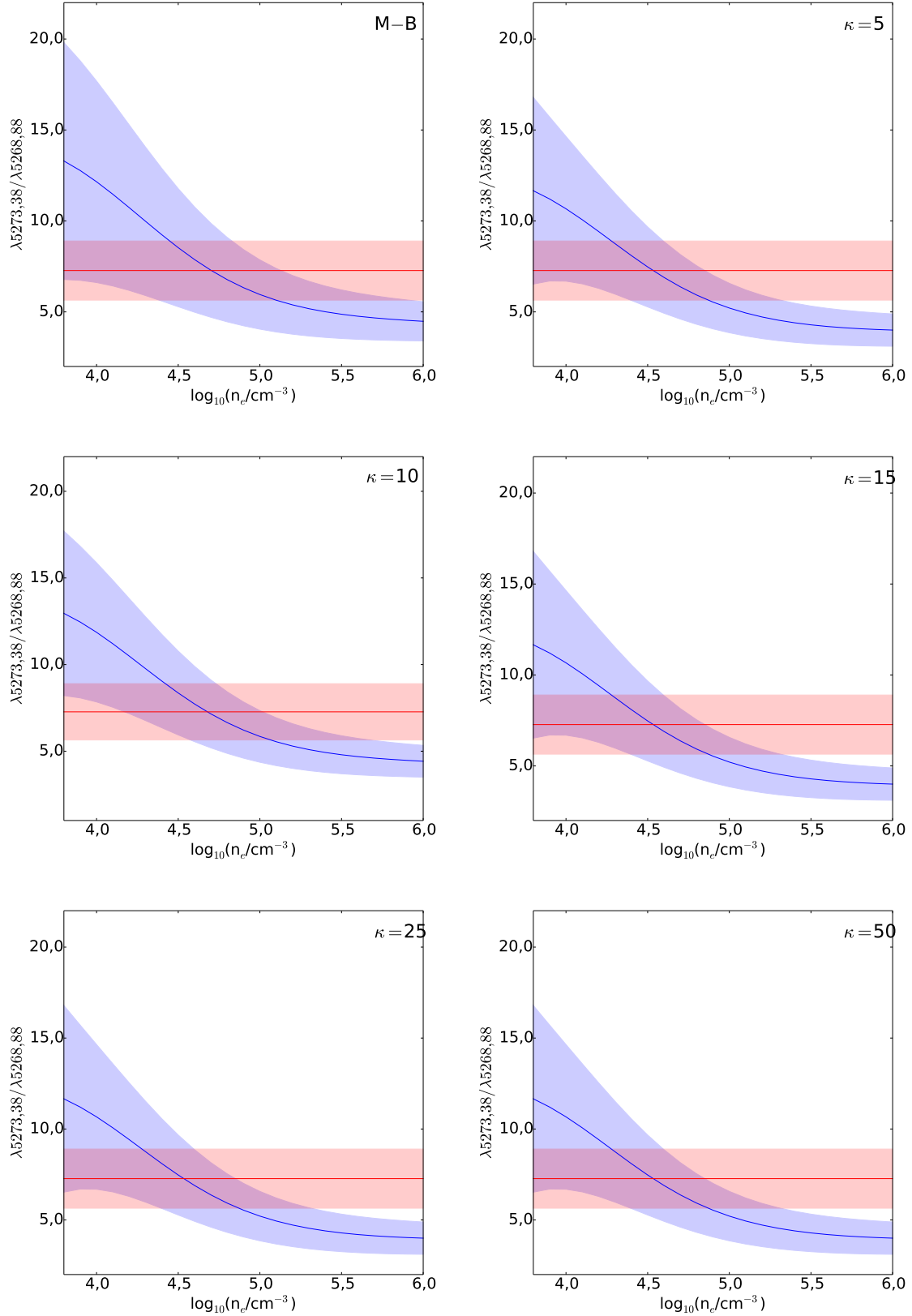


Figura 5.4: Diagnóstico de densidad $\lambda 5376,45/\lambda 5433,13$ de Fe^+ . La curva azul representa el cociente de emisividad, y la curva roja el cociente de intensidad.

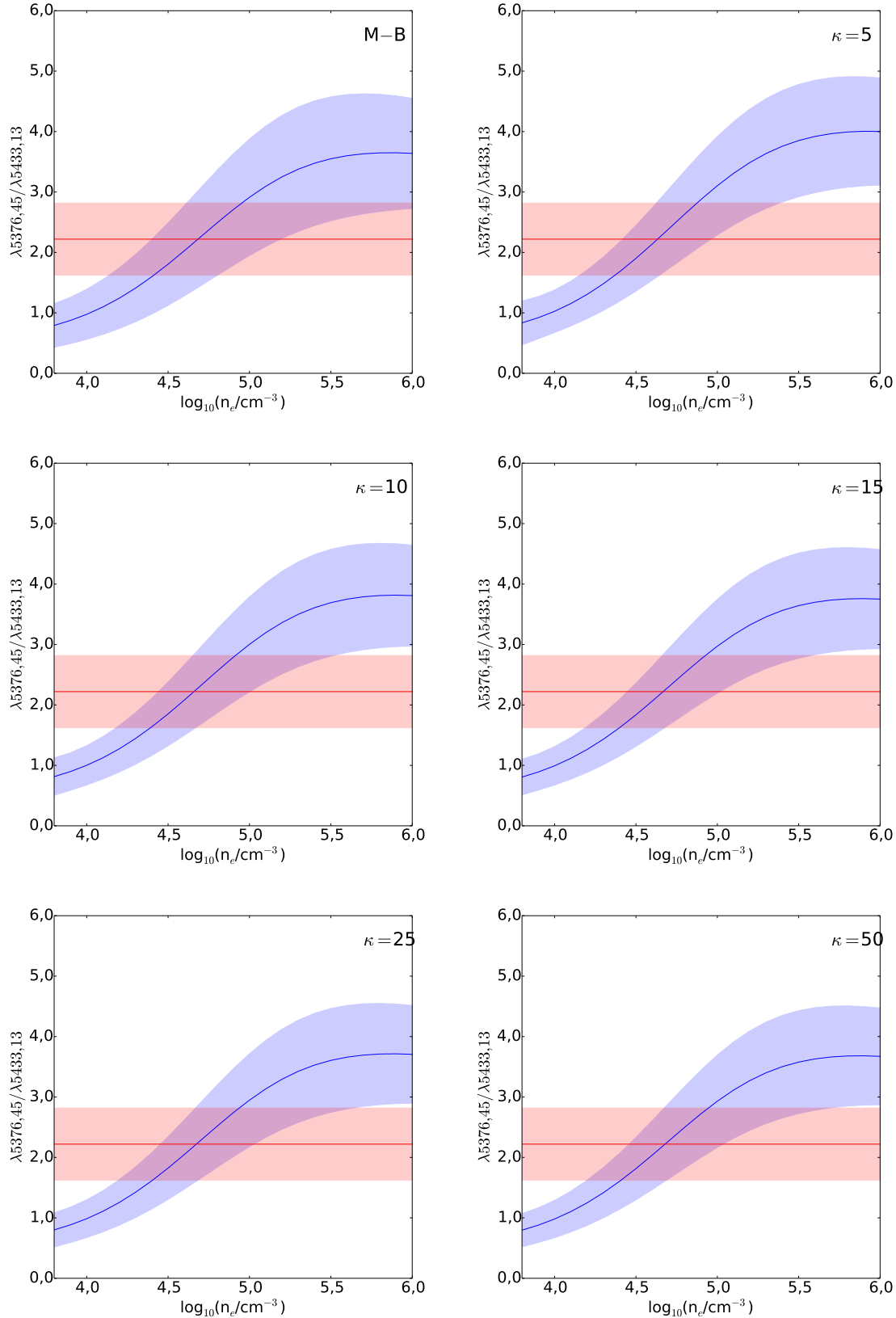


Figura 5.5: Diagnóstico de densidad $\lambda 4358,36/\lambda 4352,78$ de Fe⁺. La curva azul representa el cociente de emisividad, y la curva roja el cociente de intensidad.

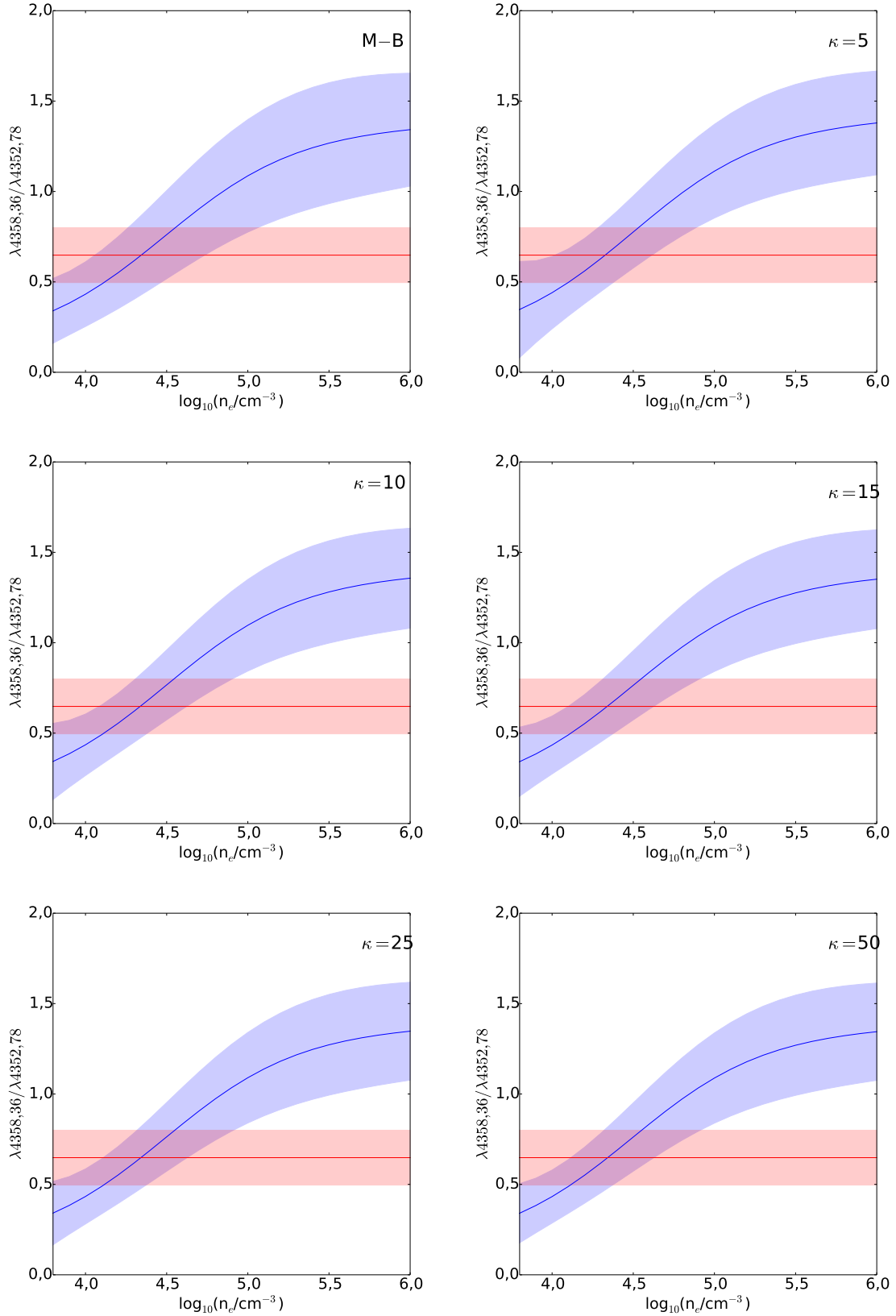
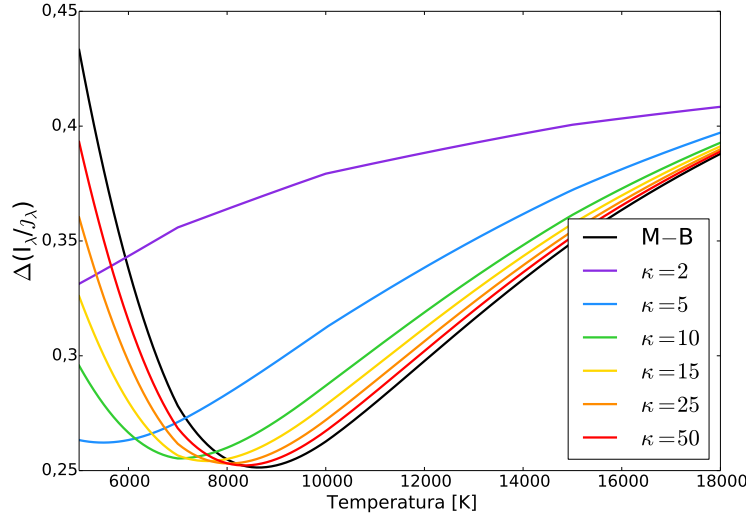


Figura 5.6: Ajuste de temperatura electrónica para Fe^+ evaluado con diferentes distribuciones de energías electrónicas.



El resultado del ajuste de temperatura electrónica evaluada para diferentes distribuciones de energías electrónicas se muestra en el Cuadro 5.3, donde se deduce que el mejor ajuste se alcanza utilizando la distribución no-Maxwelliana con $\kappa = 10$. El margen de error del ajuste en el modelos de aproximadamente de $\sim 25\%$.

Cuadro 5.3: Resultado de temperatura electrónica para Fe^+

	T_e [K]	$I/I \pm \sigma$
MB	8 640	$0,971 \pm 0,251$
$\kappa = 5$	5 490	$1,049 \pm 0,262$
$\kappa = 10$	7 004	$1,000 \pm 0,255$
$\kappa = 15$	7 605	$0,990 \pm 0,254$
$\kappa = 25$	8 042	$0,983 \pm 0,253$
$\kappa = 50$	8 349	$0,977 \pm 0,252$

5.1.4. Determinación de Abundancia

Una vez determinado los valores de temperatura y densidad electrónicas, determinamos la abundancia con la ecuación (3.6). Para mejorar el cálculo utilizamos todas la líneas del Cuadro 5.1 y promediamos el resultado.

En el Cuadro 5.4 se analiza el impacto de la distribución κ sobre la abundancia iónica: el parámetro κ aumenta el valor de abundancia iónica al disminuir la temperatura, o sea el resultado esperado. En cambio, el efecto de la distribución κ en la disminución de la densidad electrónica es inesperado y no se encuentra contemplado en la teoría [la

Cuadro 5.4: Abundancias para el ion Fe⁺

	n_e [cm ⁻³]	T_e [K]	Fe ⁺ /H ⁺	% Δ	$12 + \log_{10}(\text{Fe}^+/\text{H}^+)$
M-B	40 073	8 640	$6,863 \times 10^{-7}$	21	5,837
$\kappa = 5$	36 745	5 490	$8,934 \times 10^{-6}$	35	6,951
$\kappa = 10$	38 459	7 004	$2,000 \times 10^{-6}$	25	6,301
$\kappa = 15$	38 999	7 605	$1,293 \times 10^{-6}$	23	6,112
$\kappa = 25$	39 431	8 042	$9,754 \times 10^{-7}$	22	5,990
$\kappa = 50$	39 746	8 349	$8,119 \times 10^{-7}$	21	5,910

ecuación (4.15) no depende de la densidad] implicando una correlación de la densidad con la temperatura electrónica.

5.2. Fe⁺³

Éste es el ion más abundante en las nebulosas según los modelos de fotoionización, pero a su vez la intensidad de sus líneas de emisión en el óptico son insuficientes para ser detectadas. A causa de la falta de líneas de emisión de Fe⁺³ no se pueden realizar diagnósticos y ajustes. La dinámica en el análisis de Fe⁺³ consiste en estudiar el comportamiento de la abundancia definida por la ecuación (3.6) con los parámetros densidad (n_e) y temperatura electrónica (T_e) de la línea $\lambda 6740$. Luego mediante cuadros comparativos, podemos establecer el resultado de la abundancia utilizando la densidad y temperatura electrónicas de estudios previos de la región HH 202-S con respecto a otros valores nominales de abundancia iónica de Fe⁺³ de la zona.

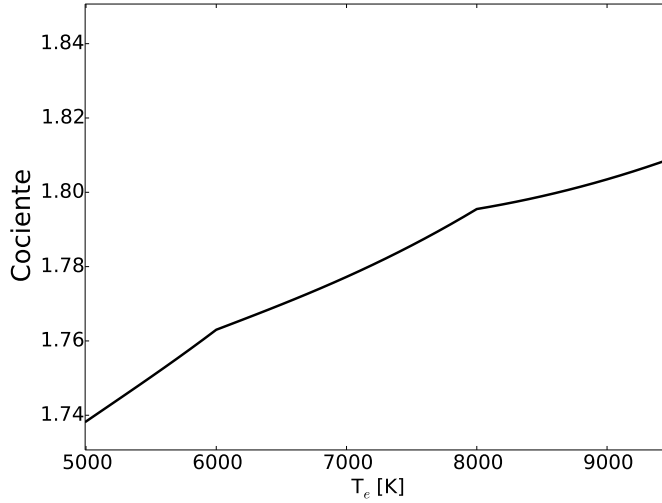
5.2.1. Datos Atómicos

La línea de [Fe IV] $\lambda 6740$ es la única línea del óptico que se identificó para el cálculo de la abundancia iónica de la región HH 202-S, cuya intensidad es obtenida de [28]. Para este trabajo se nos proporcionaron los valores de la fuerza de colisión (Ω_{ij}) calculadas con un Hamiltoniano relativista del código DARC. Los Ω_{ij} son datos calculados a partir de modelos atómicos de alta capacidad de computo y no son de dominio público ya que cada autor posee su propio código de cálculo. En los modelos del plasma se trabajan con la fuerza de colisión efectiva (Υ_{ij}) en función de la temperatura electrónica, siendo los valores atómicos que se utilizan en la comunidad astrofísica. Trabajar con Υ_{ij} trae la desventaja de tener la necesidad de interpolar los valores al realizar los cálculos de los coeficientes de colisión (q_{ij}) a una temperatura particular. En cambio los Ω_{ij} permite la evaluación directa en los cálculos de los q_{ij} ; además, el estudio de la distribución de energía propia de la distribución κ .

Los Ω_{ij} se adquirieron por medio de comunicación privada de V. Fivet y M. A. Bautista en 2014 para unos 100 niveles de energía. También se adquirieron valores de Υ_{ij} de [55]

como punto de comparación en los cálculos de poblaciones de los niveles iónicos (N_i) usando una distribución Maxwelliana. En la Figura 5.7 se muestra el resultado de la comparación de las poblaciones de los niveles atómicos determinados por nosotros con la integración de los valores Ω_{ij} que tuvimos acceso y los Υ_{ij} de [55]; podemos analizar para el rango de típico de temperaturas (5 000–10 000 K) del objeto HH 202 que las poblaciones difieren un $\sim 26\%$. Por otro lado, los coeficientes A_{ji} fueron obtenidos de [56] para 37 niveles atómicos.

Figura 5.7: Cociente entre la población del nivel $3d^5\ ^2I_{11/2}$ de Fe^{+3} determinada con las fuerzas de colisión efectivas calculadas en el presente trabajo y la obtenida con las de [55].



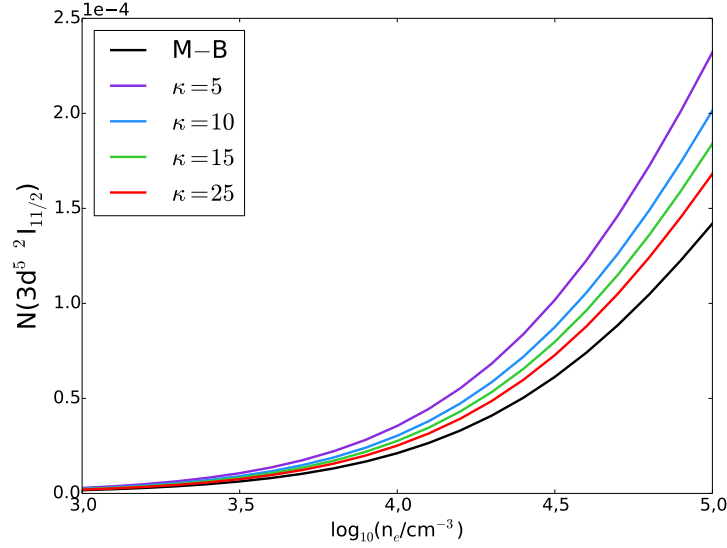
5.2.2. Análisis de Densidad

En la Figura 5.8 se presenta el comportamiento de la población del nivel $3d^5\ ^2I_{11/2}$ de Fe^{+3} , el cual es el nivel superior donde se origina la línea $\lambda 6740$, en función de la densidad electrónica. Se puede apreciar que la población electrónica del nivel aumenta en un factor de 2 en un rango de densidad de dos órdenes de magnitud, lo que consideramos que no es acentuado. También se puede ver en la Figura 5.8 que la distribución κ intensifica dicho aumento, particularmente para $\log(n_e) > 4$. Este resultado ratifica el acontecimiento de que la densidad electrónica y la temperatura electrónica se encuentran correlacionadas.

5.2.3. Análisis de Temperatura

La Figura 5.9 muestra el comportamiento de la abundancia iónica del ion Fe^{+3} con respecto a la temperatura electrónica en el rango típico de temperaturas del objeto HH 202-S de 5 000–10 000 K. Se aprecia el efecto de la distribución κ en aumentar la abundancia

Figura 5.8: Población del nivel $3d^5\ ^2I_{11/2}$ de Fe³ en función de la densidad electrónica.



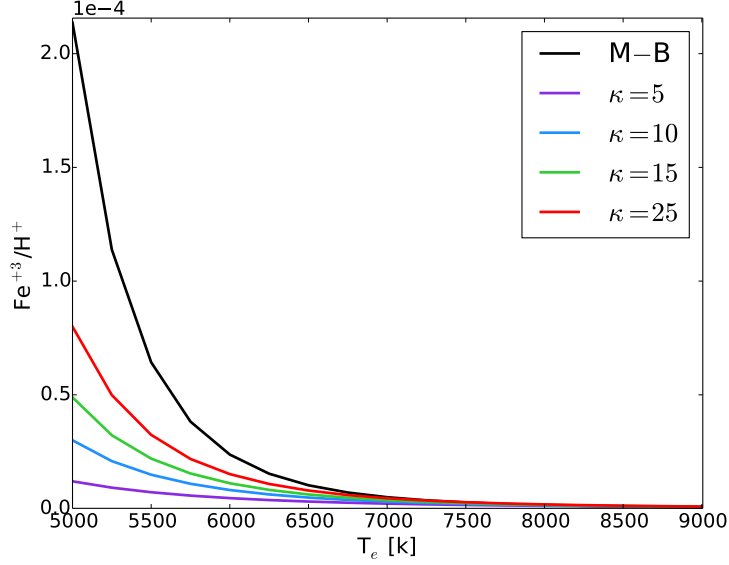
iónica a temperaturas bajas; el efecto se intensifica a partir de temperaturas menores de 7000 K. Ya que la línea $\lambda 6740$ proviene de una transición prohibida, su población no muestra una correlación fuerte con la densidad electrónica, resultado que se comprueba en la Figura 5.8 porque, al realizar un aumento de la densidad en un factor de 10^2 cm^{-3} , solo se consigue incrementar, apenas, el doble de la población de este nivel atómico.

La distribución κ provoca el aumento de la población del nivel como se muestra en la Figura 5.8; además en la Figura 5.8 también se aprecia que el efecto de la distribución κ sobre la población se intensifica si la densidad electrónica (n_e) es elevada. Este resultado ratifica el acontecimiento de que la densidad y la temperatura se encuentran correlacionadas.

5.2.4. Determinación de la Abundancia de Fe³

Dada la falta de líneas para realizar diagnósticos de densidad y ajustes de temperatura, se decidió usar los valores nominales de las condiciones físicas de HH 202-S deducidos por [28], artículo donde se extrajo la intensidad de la línea $\lambda 6740$ del componente de choque. Entonces se asume que la densidad electrónica es de 17000 cm^{-3} y la temperatura electrónica es de 9000 K.

La distribución κ disminuye la abundancia iónica por 0.14 dex en el peor de los casos, manteniendo las condiciones de temperatura y densidad fijas. A falta de líneas de emisión no se pueden realizar los respectivos diagnósticos, desconocemos la variación de la κ sobre la densidad y temperatura para el ion Fe³ y su abundancia iónica correspondiente.

Figura 5.9: Abundancia iónica de Fe^{+3} en función de temperatura electrónica.Cuadro 5.5: Abundancia iónica de Fe^{+3}

	$\text{Fe}^{+3}/\text{H}^{+}$	$12 + \log_{10}(\text{Fe}^{+3}/\text{H}^{+})$
M-B	$6,24 \times 10^{-7}$	5,79
$\kappa = 5$	$4,48 \times 10^{-7}$	5,65
$\kappa = 10$	$4,73 \times 10^{-7}$	5,67
$\kappa = 15$	$5,05 \times 10^{-7}$	5,70
$\kappa = 25$	$5,41 \times 10^{-7}$	5,73

5.3. Fe^{+2}

El ion Fe^{+2} presenta altas discrepancias en los datos atómicos; para poder entonces determinar la abundancia iónica de esta especie se tuvo que realizar una metodología comparativa de cálculo por cada dato atómico, específicamente la fuerza colisional efectiva Υ_{ij} y la probabilidad de transición radiativa A_{ji} de los diferentes autores, con el fin de analizar los resultados de las abundancias iónicas, y discurrir cuáles son las más congruentes con las abundancias nominales de otras investigaciones.

5.3.1. Datos Atómicos

La fuerza de colisión efectiva Υ_{ij} se obtiene de las Refs. [3, 1] para 34 niveles atómicos, siendo éstas los reportes más actuales de los datos atómicos para Fe^{+2} . También se obtienen de [3, 1] los valores de las tasas radiativas A_{ji} de 34 niveles atómicos. Dado que estos dos referencias presentan conflictos en el resultado y veracidad de los datos atómicos, se incorporaron los coeficientes de Einstein (A_{ji}) de [2] y los calculados para el presente trabajo (Apéndice A).

Cuadro 5.6: Intensidad de líneas de [Fe III], componente de choque de [28].

λ [Å]	$I(\lambda)$ [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ %	λ [Å]	$I(\lambda)$ [erg cm ⁻² s ⁻¹]	Δ %
4658,10	10,980	5	4667,01	0,531	9
5270,40	6,378	6	4930,50	0,527	9
4881,00	5,776	6	5084,77	0,332	9
4701,62	3,915	6	3334,90	0,320	9
4754,83	2,070	6	3356,57	0,262	9
5011,30	1,968	6	3406,18	0,250	11
4733,93	1,842	6	3286,19	0,206	15
4769,60	1,391	6	3355,49	0,189	10
4987,20	1,069	6	4079,70	0,154	10
4777,88	0,901	9	3366,20	0,119	40
3239,74	0,806	15	3319,21	0,114	40
4607,13	0,752	9	4046,43	0,084	15
3322,54	0,744	9	4924,50	0,074	15
5412,00	0,597	9	4985,90	0,045	40
4008,36	0,587	9	4096,61	0,036	20
3371,41	0,543	11			

Las intensidades de las líneas de [Fe III] utilizadas en los cálculos de abundancia iónica son de [28]. Se seleccionaron líneas que tengan intensidades altas y el menor error posible, así como que también las emisividades de las líneas sean sensitivas a las variaciones de densidad y temperatura electrónicas para poder realizar los diagnósticos de densidad y ajustes de temperaturas. En el Cuadro 5.6 se encuentran las líneas escogidas de [Fe III] provenientes de la región de choque de HH 202-S.

Al igual que en el ion Fe⁺, se deseaba calcular la abundancia iónica de la componente nebular del ion Fe⁺, pero encontramos la misma dificultad en la determinación de temperatura, y por lo tanto reducimos el calculo a solamente la región de choque de HH 202-S.

5.3.2. Diagnóstico de Densidad

Determinamos las densidades electrónicas de Fe⁺ por medio de los cocientes de líneas prohibidas. La idea consiste en utilizar el mismo diagnóstico de densidad para cada una de las emisividades calculadas a partir de los diferentes datos atómicos de Υ_{ij} y A_{ji} , y así garantizar que cualquier cambio en densidad es producto de los parámetros atómicos. Recalamos la discusión de la Sección 4.6.1 acerca de las condiciones necesarias para que un cociente de emisividad sirva como diagnostico; es necesario que los cocientes varíen con la densidad electrónica y las energía de transición de las líneas sea muy cercanas entre sí. Los únicos cocientes de líneas de [Fe III] validos en todas las combinaciones de Υ_{ij} y A_{ji} en el cálculo de emisividad son $\lambda 4733,93/\lambda 4674,83$ y $\lambda 4667,01/\lambda 4674,83$. Los otros cocien-

tes, a pesar de poder realizar buenos diagnósticos para algunas combinaciones de datos atómicos, no servían de criterio unificado para los demás diagnósticos. Se repite la misma metodología de cálculo de propagación de errores a partir de los datos atómicos descrita en la Sección 4.7.2 como criterio adicional en los diagnósticos de densidad electrónica.

Las Figuras 5.11–5.26 muestran los diagnósticos de densidad calculados para todas las combinaciones de Υ_{ij} y A_{ji} del ion Fe^{+2} de las diferentes fuentes, y a partir de ellas determinamos la densidad electrónica de cada combinación de datos atómicos; finalmente, los resultados se organizan en el Cuadro 5.7.

Al analizar el Cuadro 5.7 se aprecia que los diagnósticos realizados con las fuerzas de colisión efectivas Υ_{ij} de [3] tienen márgenes de error más altos que los calculados a partir de los de [1]. Incluso se observa de la Figura 5.20 que no se puede obtener la densidad electrónica ya que el coeficiente de intensidad corta dos veces la curva de emisividades, deduciéndose dos valores de densidad electrónica. La discrepancia por causa de los coeficientes A_{ji} sobre el resultado de densidad electrónica no es fuerte en comparación con las diferencias que se producen al cambiar los valores de Υ_{ij} .

Al igual que en el ion Fe^+ , es interesante que los diagnósticos dependan de la densidad, deduciéndose las variaciones de densidad por efecto de la distribución κ al calcular la emisividad de la ecuación (4.21). La densidad electrónica (n_e) alcanza el mayor valor con la distribución Maxwelliana; en cambio, disminuye junto con el parámetro κ , siendo para $\kappa = 5$ la mayor desviación establecida.

5.3.3. Ajuste de Temperatura

Siguiendo con la metodología del cálculo de la abundancia iónica con cada una de las densidades electrónicas precisadas en el Cuadro 5.7, se les descifra la temperatura electrónica por medio de los ajustes de coeficientes de emisividades, como se evalúa en las Figuras 5.10g–5.10h y se concluye en el Cuadro 5.8.

Claramente observamos en las gráficas de la Figura 5.10 que los ajustes de temperatura realizados a partir de los valores de Υ_{ij} de [38] presentan altos valores de discrepancia, incluso en las Figuras 5.10g–5.10h no se alcanza un mínimo; es decir, con los valores de Υ_{ij} de [38] y A_{ji} de [2] no se alcanza una temperatura de ajuste del promedio de los cocientes de emisividades con los cocientes de intensidades. Este resultado se representa en el Cuadro 5.8 al obtenerse el valor de temperatura electrónica 5012 K, la cual es el menor valor de temperatura que puede determinarse con los Υ_{ij} de [38]; en cambio los valores de Υ_{ij} de [1] alcanzan temperaturas mucho menores (3000 K), permitiendo detectar temperaturas cercanas a 4000 K, límite inferior de temperatura de los objetos HH.

Observamos que el efecto de la distribución κ es disminuir la temperatura electrónica; sin embargo, aumenta los errores de los cálculos ya que para el índice $\kappa = 5$ no se puede determinar una temperatura con los Υ_{ij} de [38].

Figura 5.11: Diagnóstico de densidad $\lambda 4667,01/\lambda 4754,83$. Los valores de Υ_{ij} y los coeficientes A_{ji} son obtenidos de [1]. La curva roja representa el cociente de emisividades, y la curva azul el cociente de intensidades.

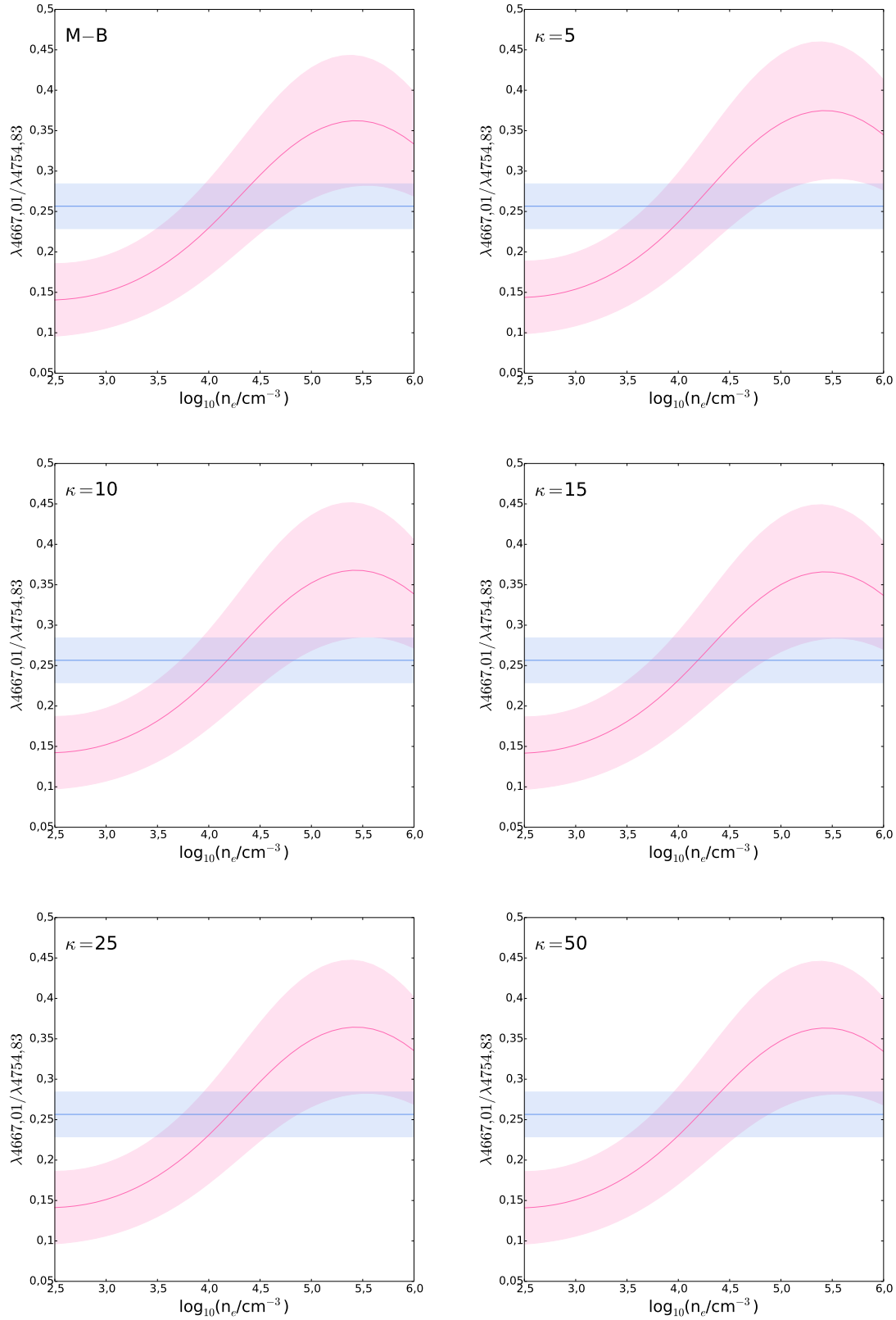


Figura 5.12: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda 4733,93/\lambda 4754,83$. Los valores de Υ_{ij} y los coeficientes A_{ji} son obtenidos de [1]. La curva roja representa el cociente de emisiones, y la curva azul el cociente de intensidades.

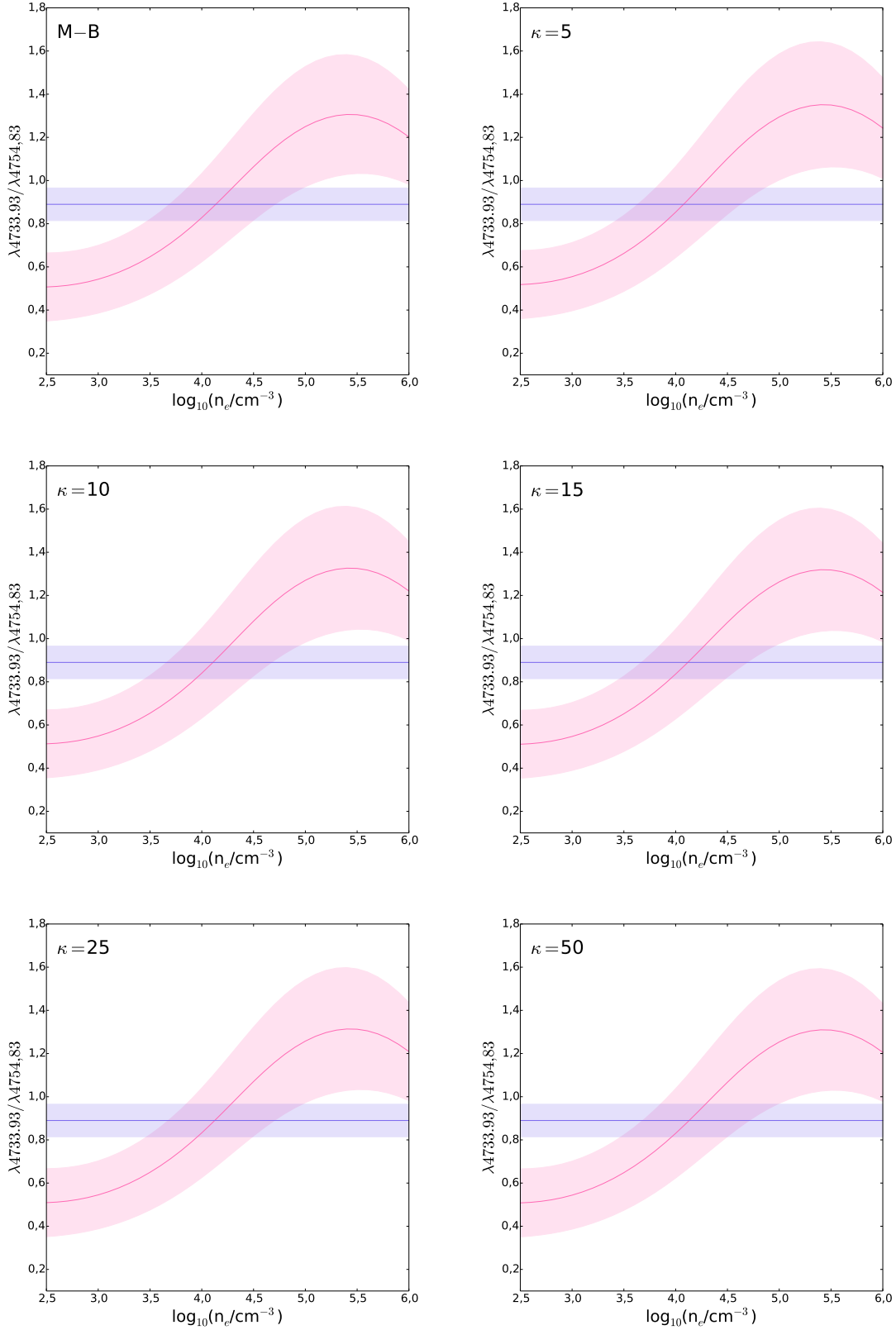


Figura 5.13: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4667,01}/\lambda_{4754,83}$. Los valores Υ_{ij} son los publicados en [1] y los coeficientes A_{ji} en [2]. La curva verde representa el cociente de emisividades, y la curva azul el cociente de intensidades.

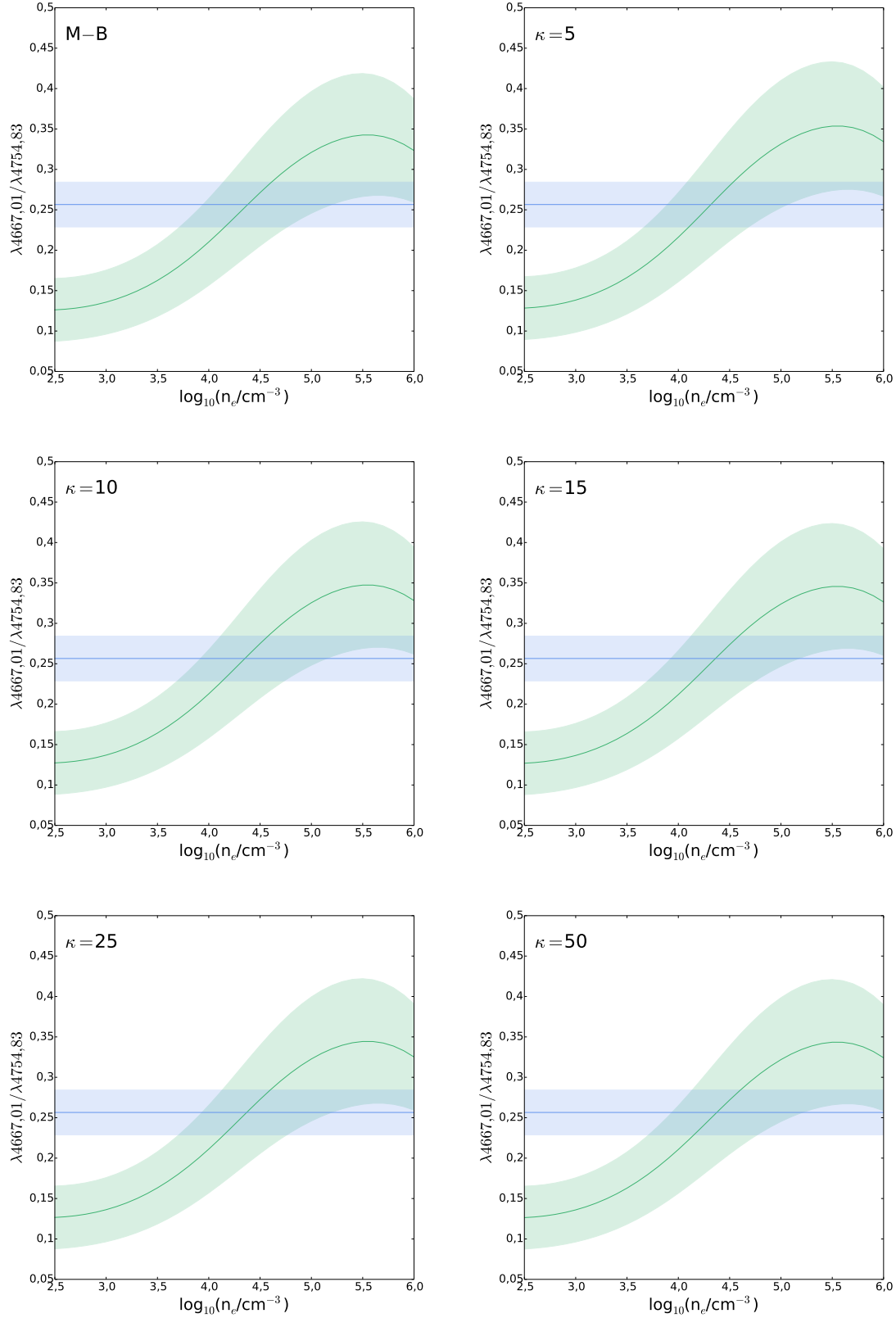


Figura 5.14: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4733,93}/\lambda_{4754,83}$. Los valores Υ_{ij} son de [1] y los coeficientes A_{ji} son de [2]. La curva verde representa el cociente de emisividades, y la curva azul el cociente de intensidades.

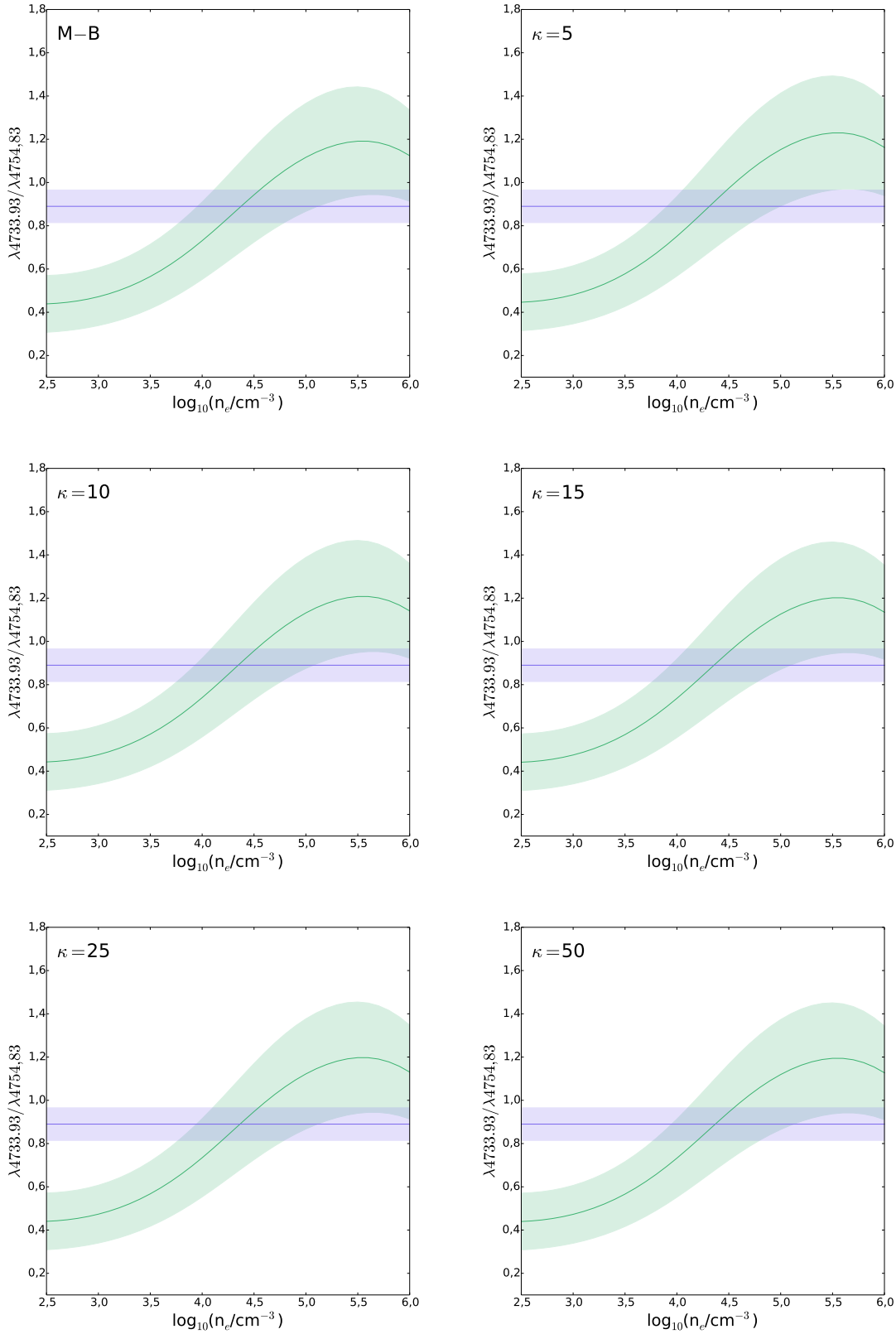


Figura 5.15: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda 4667,01/\lambda 4754,83$. Los valores Υ_{ij} son de [3] y los coeficientes A_{ji} son de [1]. La curva roja representa el cociente de emisividades, y la curva azul el cociente de intensidades.

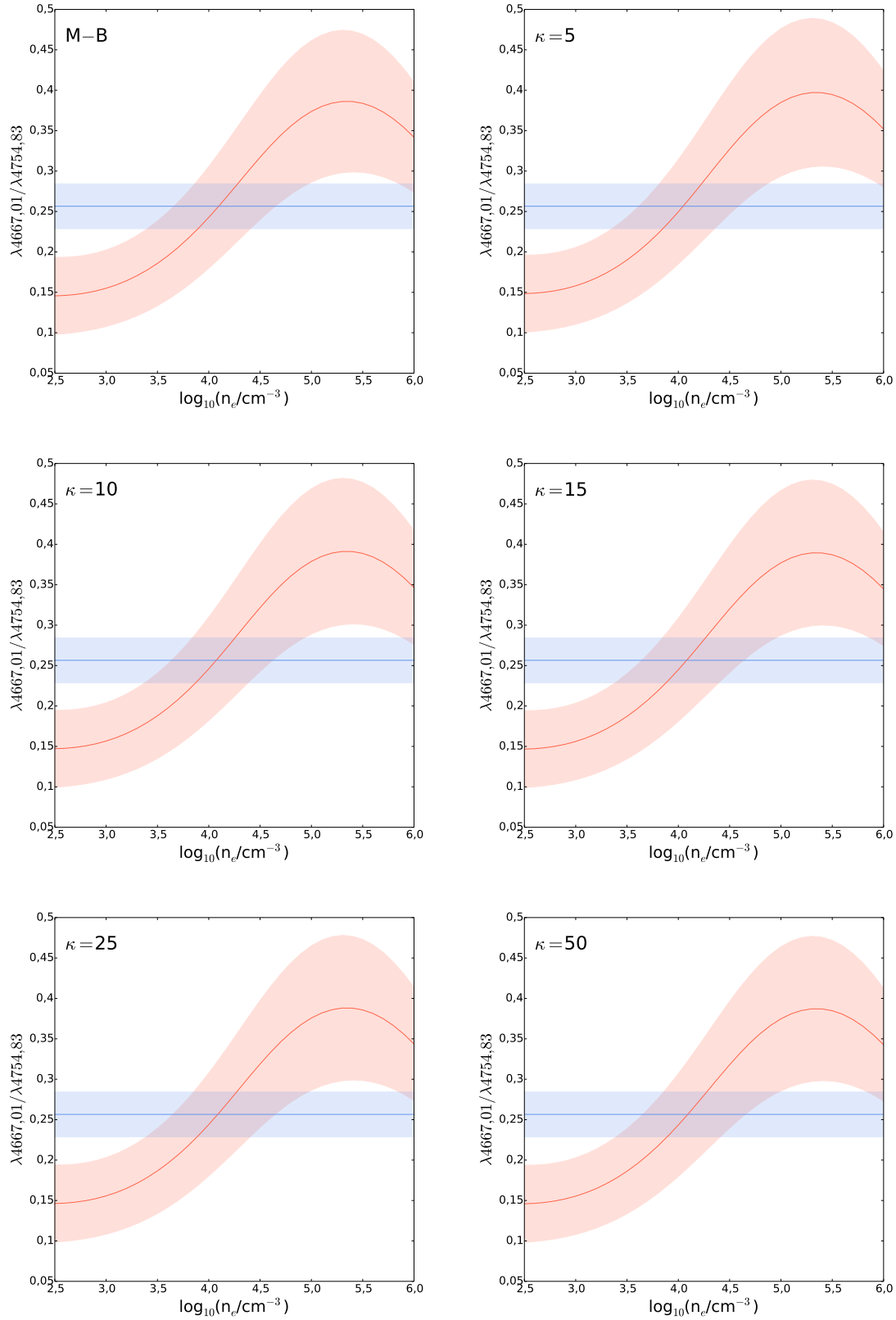


Figura 5.16: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4733,93}/\lambda_{4674,83}$. Los valores Υ_{ij} son de [1] y los coeficientes A_{ji} son de [3]. La curva roja representa el cociente de emisividades, y la curva azul el cociente de intensidades.

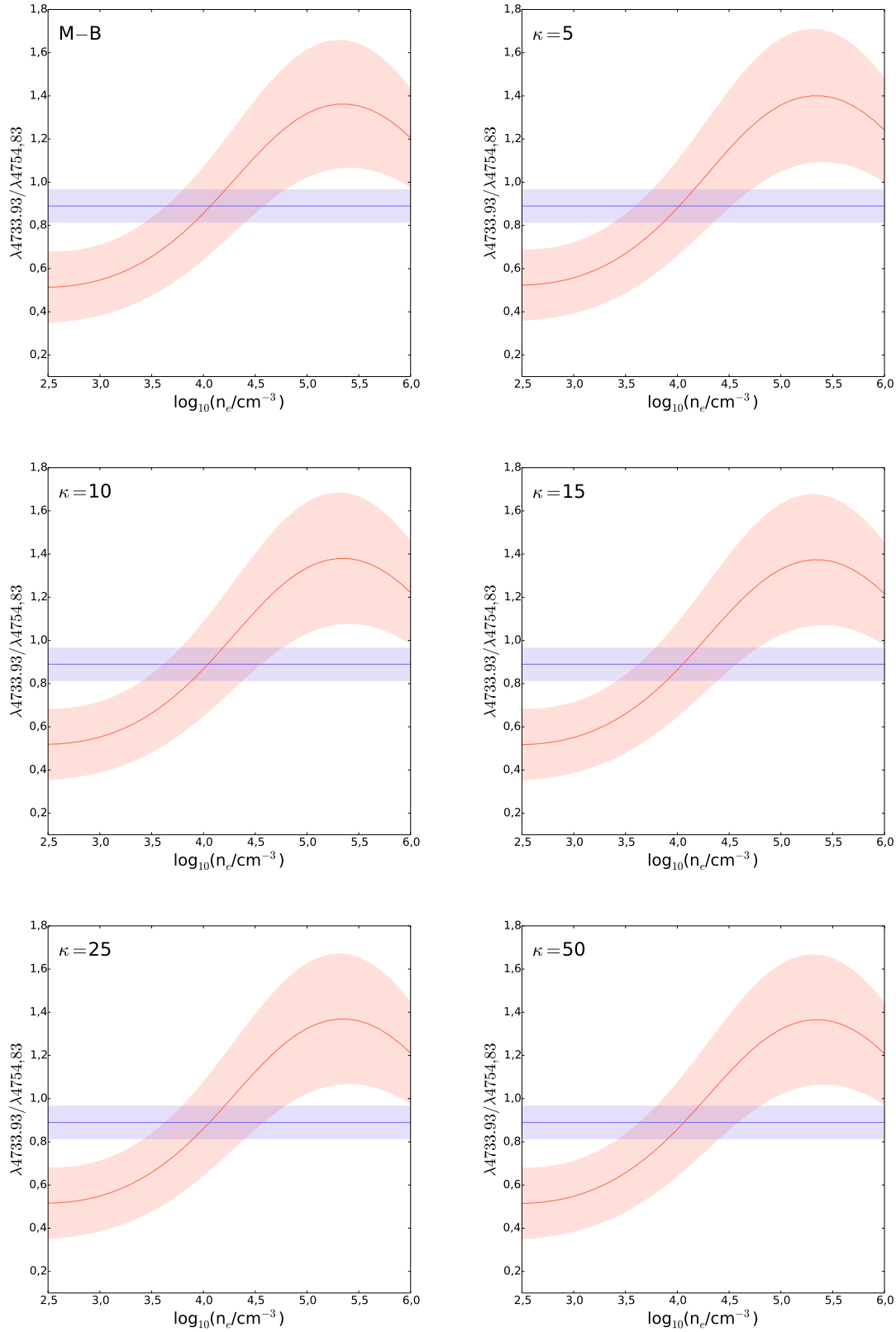


Figura 5.17: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda 4667,01/\lambda 4754,83$. Los valores Υ_{ij} son de [1] y los coeficientes A_{ji} los calculados en el presente trabajo (Apéndice A). La curva violeta representa el cociente de emisividades, y la curva azul el cociente de intensidades.

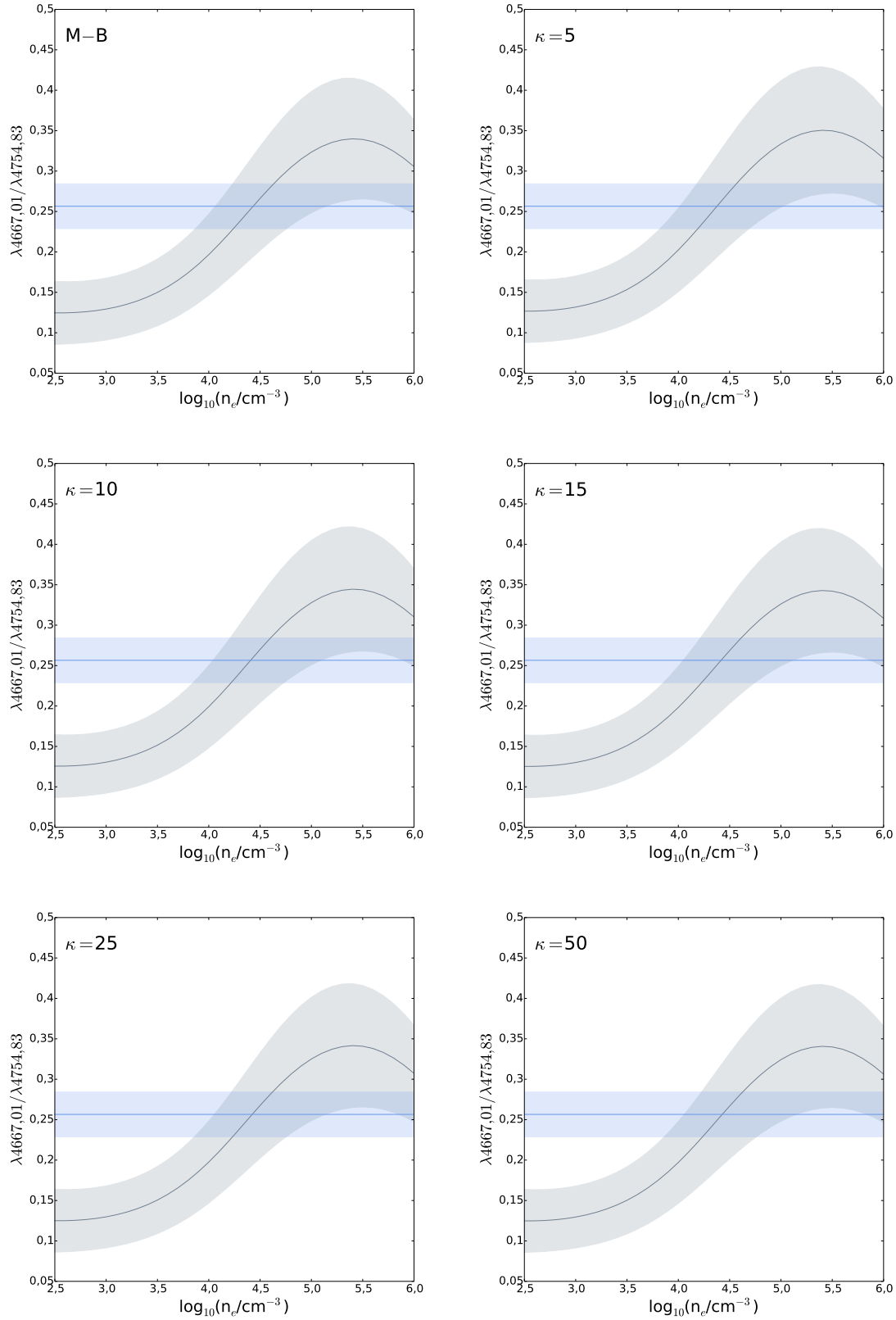


Figura 5.18: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4733,93}/\lambda_{4674,83}$. Los valores Υ_{ij} son de [1] y los coeficientes A_{ji} los calculados en el presente trabajo (Apéndice A). La curva violeta representa el cociente de emisividades, y la curva azul el cociente de intensidades.

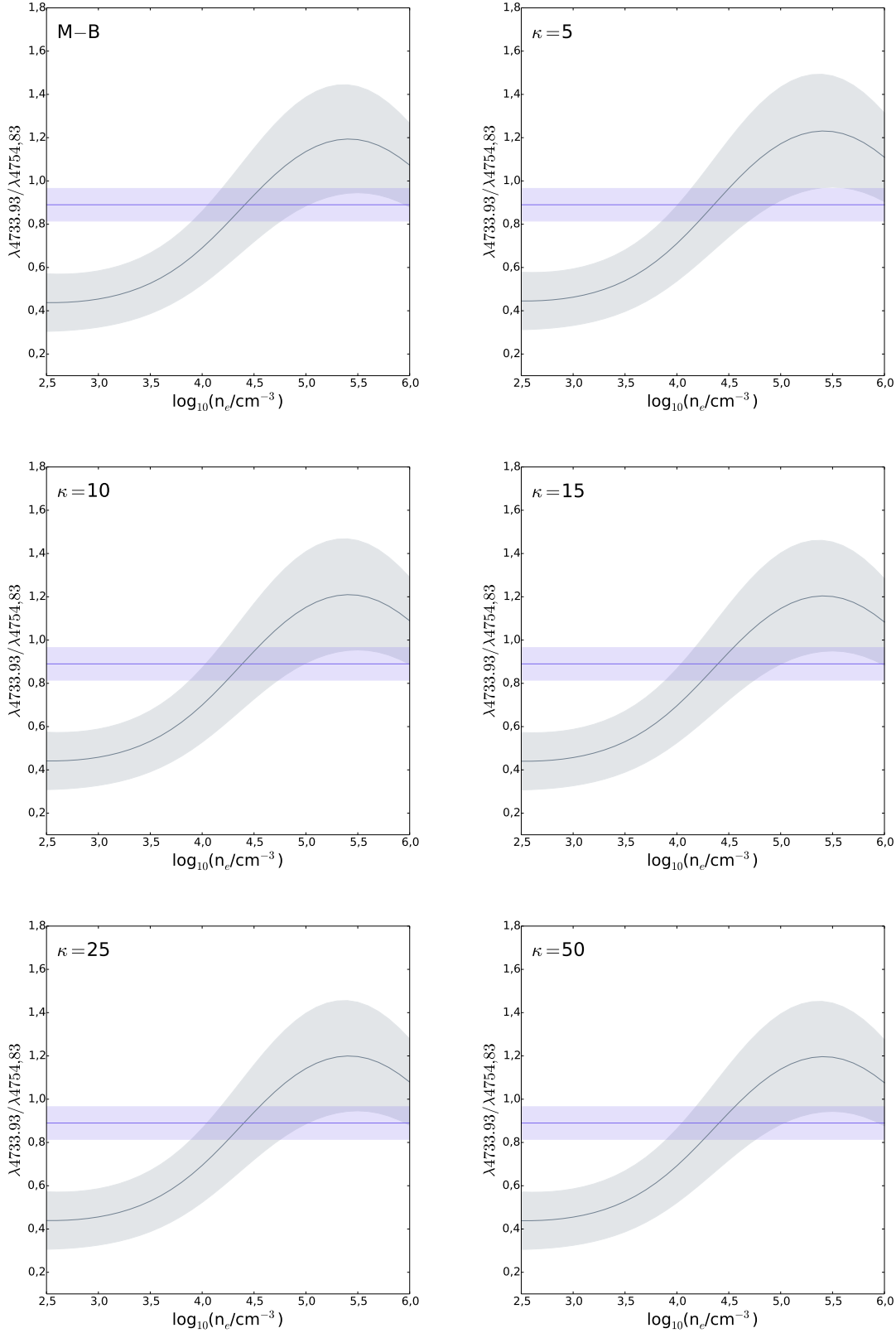


Figura 5.19: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda 4667,01/\lambda 4754,83$. Los valores Υ_{ij} son de [3] y los coeficientes A_{ji} son de [1]. La curva azul representa el cociente de emisividades, y la curva roja el cociente de intensidades.

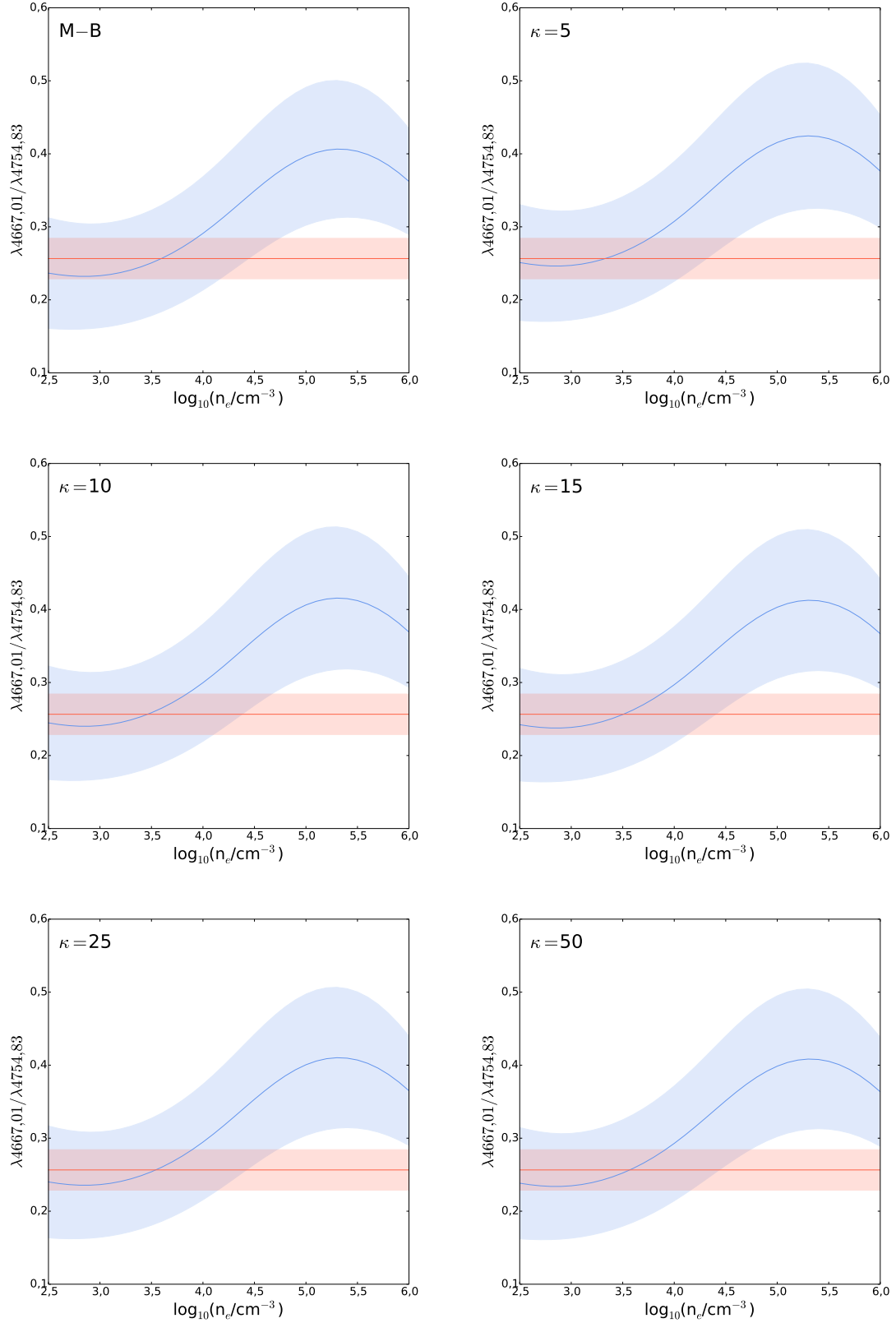


Figura 5.20: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4733,93}/\lambda_{4674,83}$. Los valores Υ_{ij} son de [3] y los coeficientes A_{ji} son de [1]. La curva azul representa el cociente de emisividades, y la curva roja el cociente de intensidades.

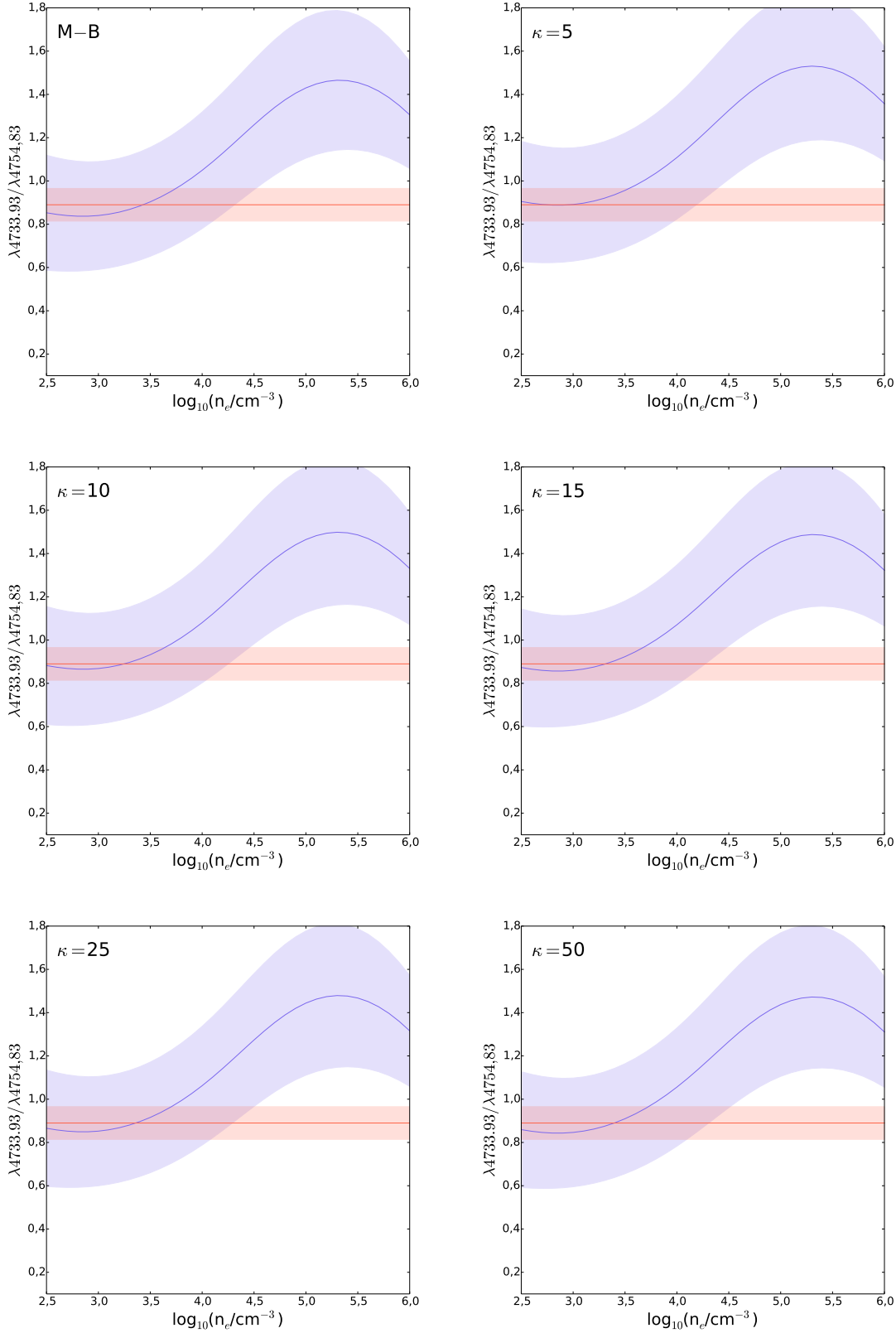


Figura 5.21: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda 4667,01/\lambda 4754,83$. Los valores Υ_{ij} son de [3] y los coeficientes A_{ji} son de [2]. La curva azul representa el cociente de emisividades, y la curva verde el cociente de intensidades.

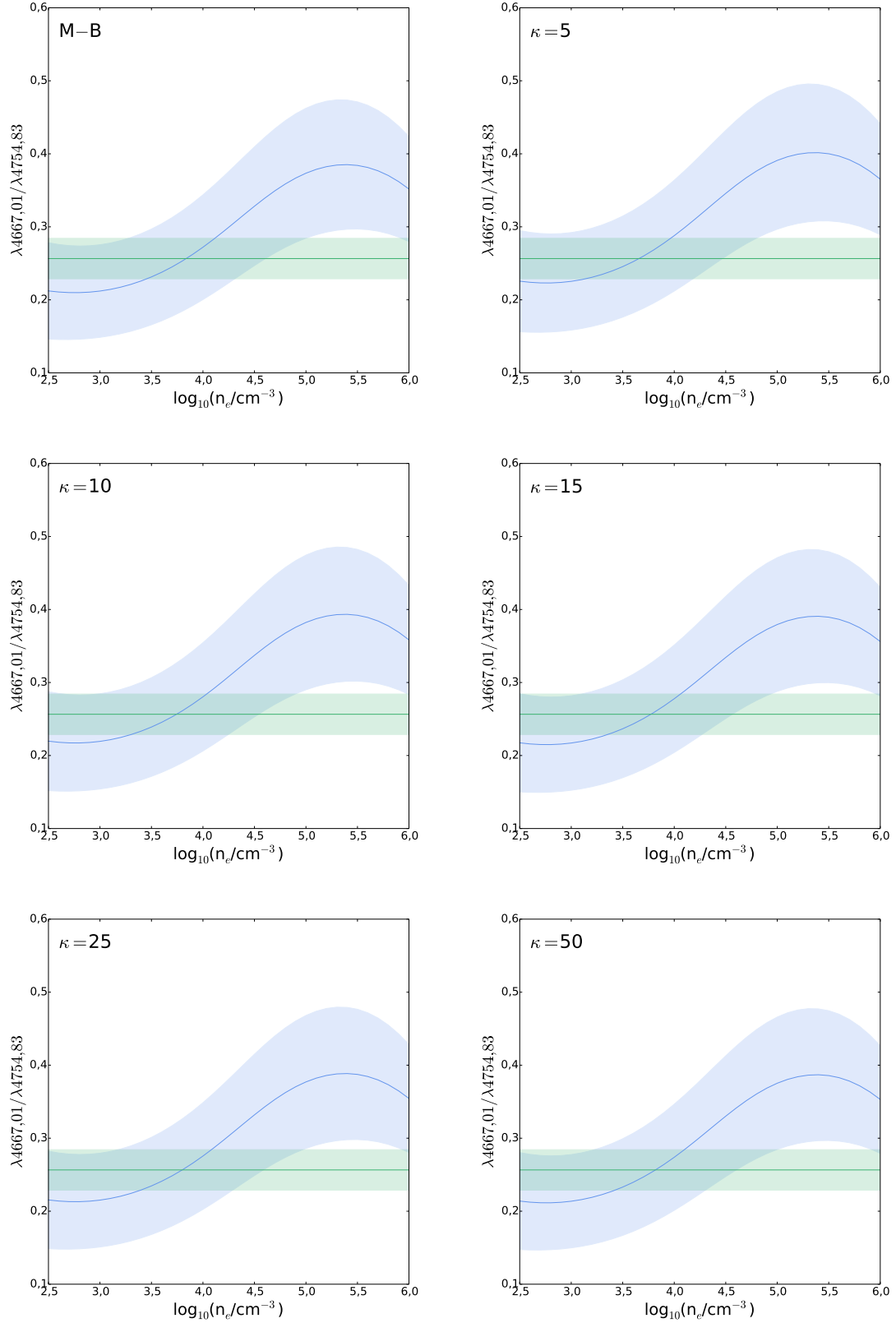


Figura 5.22: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4733,93}/\lambda_{4754,83}$. Los valores Υ_{ij} son de [3] y los coeficientes A_{ji} son de [2]. La curva violeta representa el cociente de emisividades, y la curva verde el cociente de intensidades.

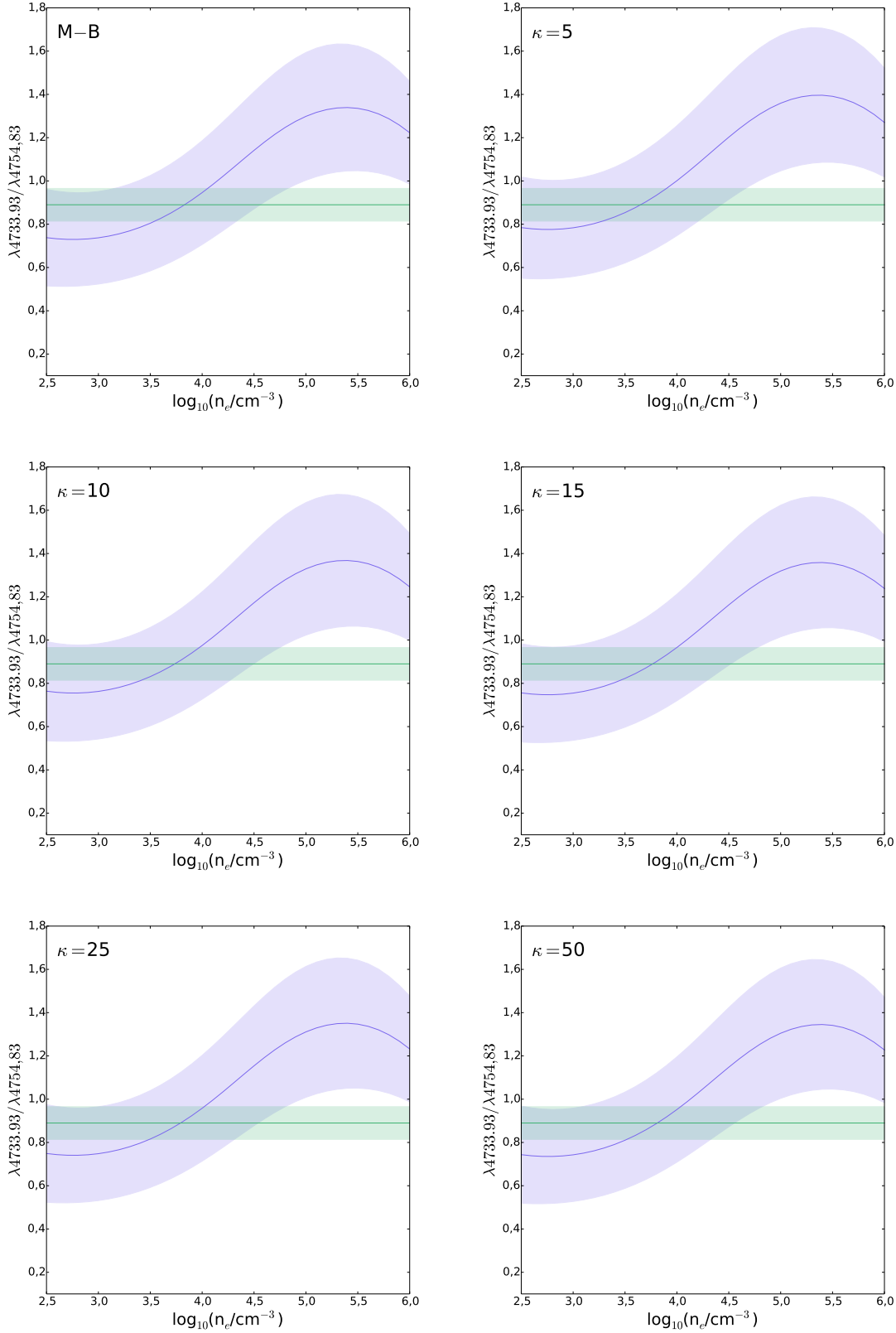


Figura 5.23: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda 4667,01/\lambda 4754,83$. Los valores Υ_{ij} y los coeficientes A_{ji} son obtenidos de [3]. La curva azul representa el cociente de emisividades, y la curva roja el cociente de intensidades.

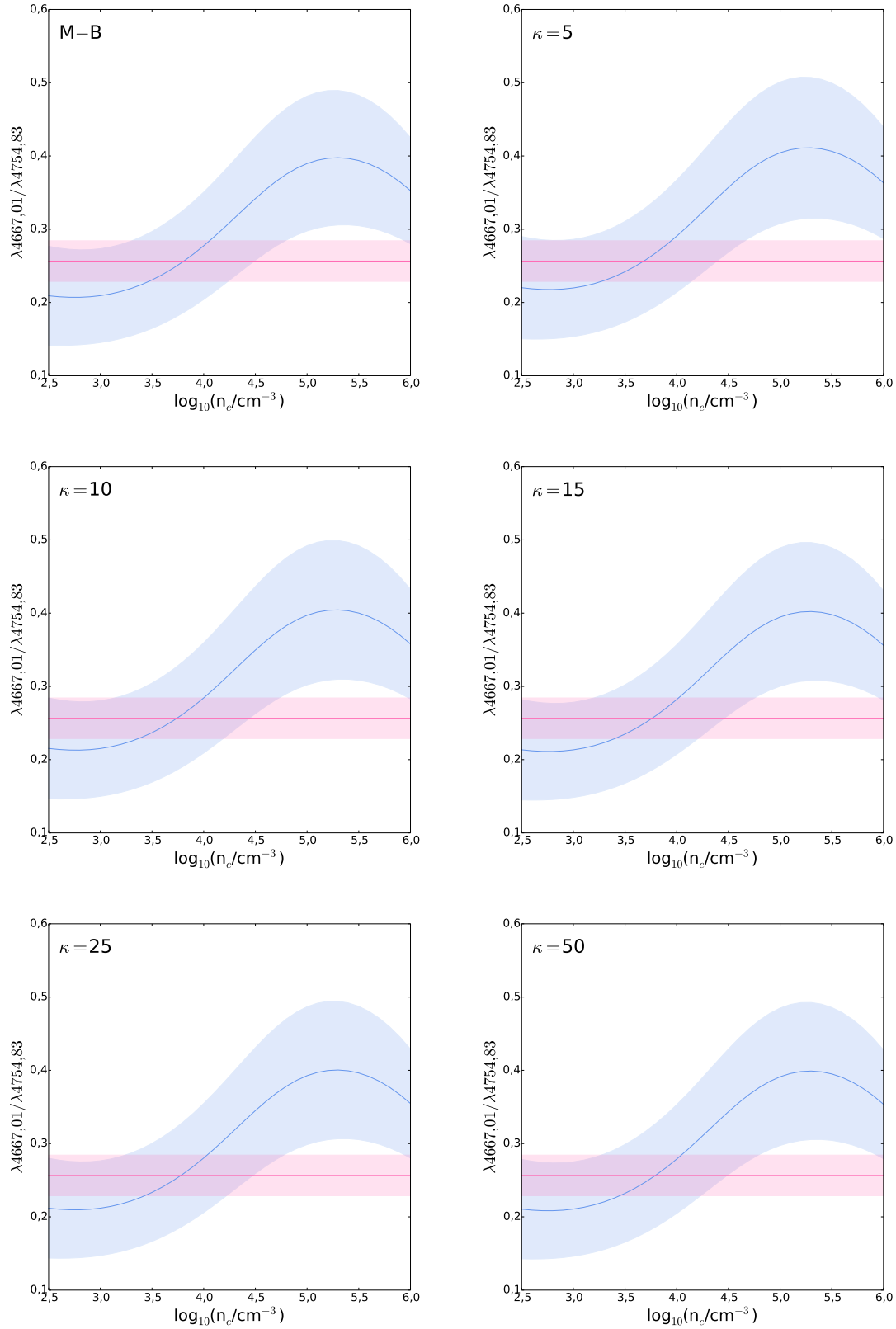


Figura 5.24: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4733,93}/\lambda_{4754,83}$. Los valores Υ_{ij} y los coeficientes A_{ji} son obtenidos de [3]. La curva violeta representa el cociente de emisividades, y la curva roja el cociente de intensidades.

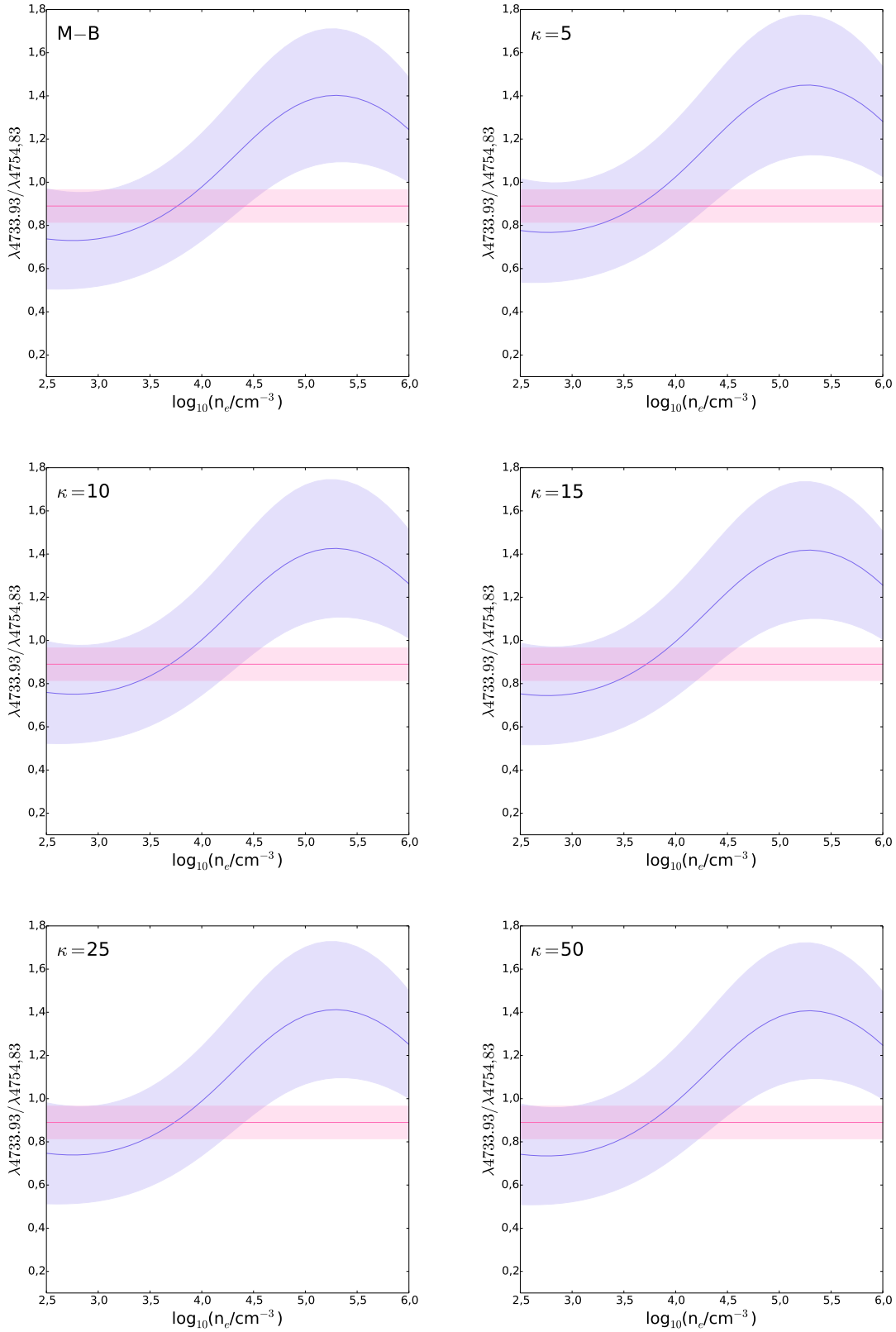


Figura 5.25: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda 4667,01/\lambda 4754,83$. Los valores Υ_{ij} son de [3] y los coeficientes A_{ji} son los del presente trabajo (Apéndice A). La curva azul representa el cociente de emisividades, y la curva violeta el cociente de intensidades.

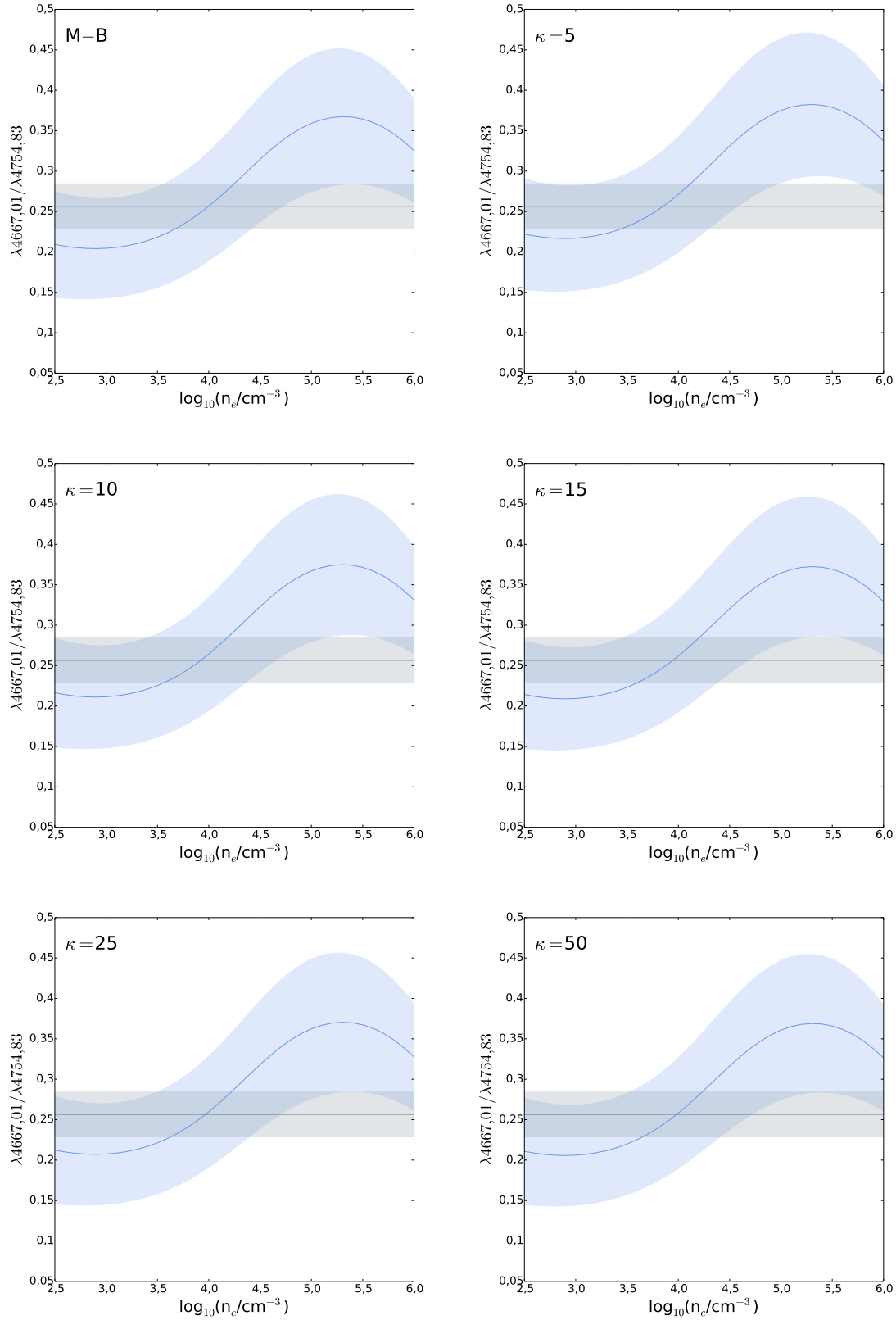
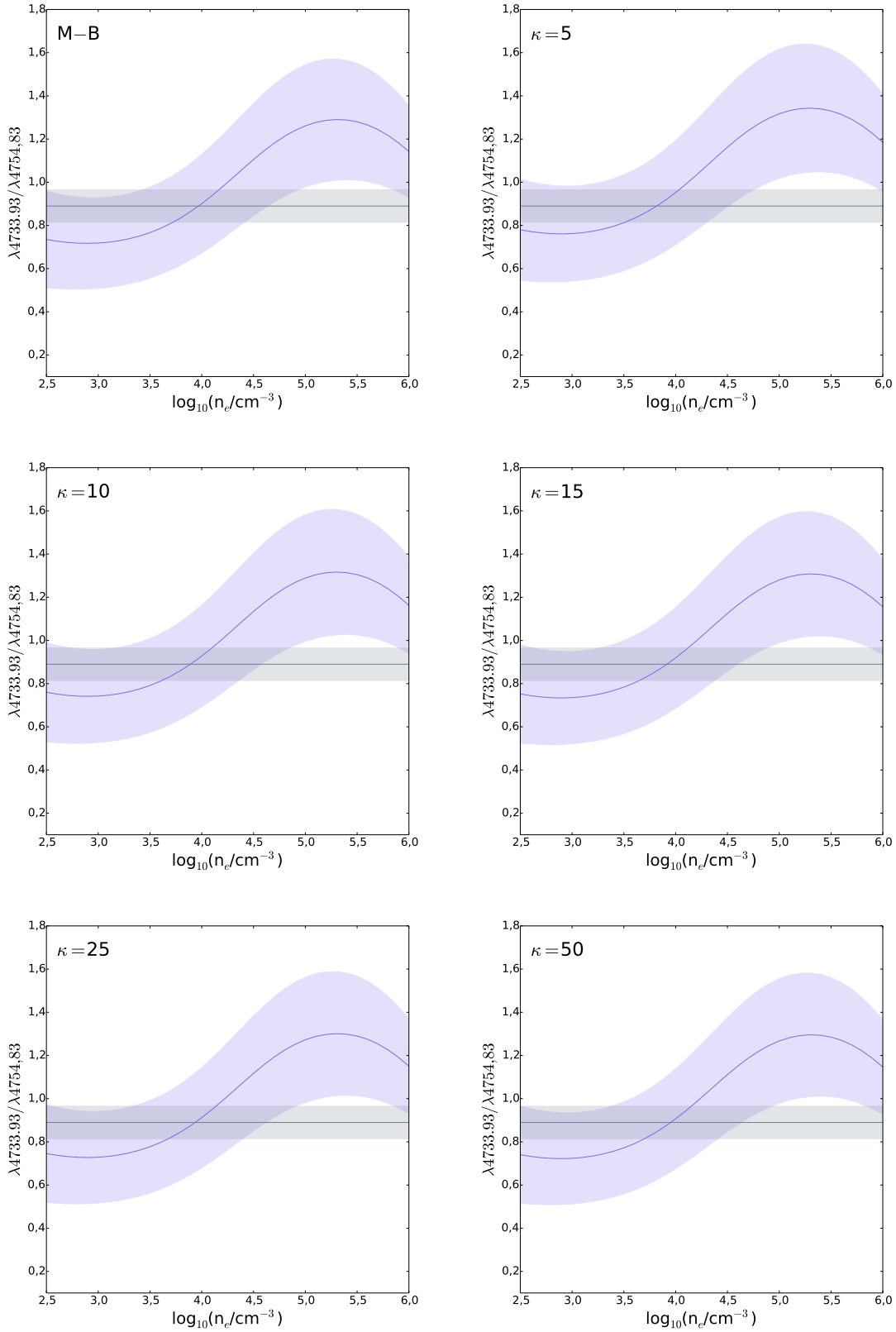


Figura 5.26: Diagnóstico de densidad del cociente $\lambda_{4733,93}/\lambda_{4754,83}$. Los valores Υ_{ij} son de [3] y los coeficientes A_{ji} son los del presente trabajo (Apéndice A). La curva azul representa el cociente de emisividades, y la curva negro el cociente de intensidades.



5.3.4. Determinación de Abundancia

El Cuadro 5.9 presenta los resultados de las abundancias iónicas de Fe⁺² determinadas a partir de los parámetros de densidad del Cuadro 5.7 y la temperatura del Cuadro 5.8 para la diferente combinaciones de datos atómicos.

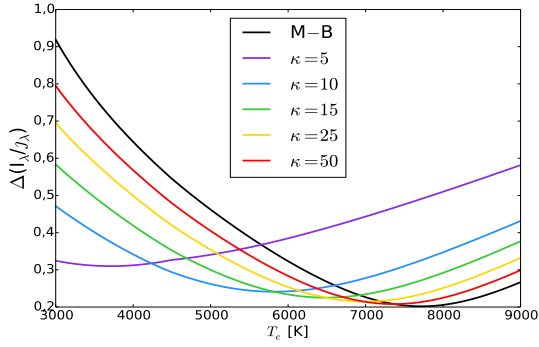
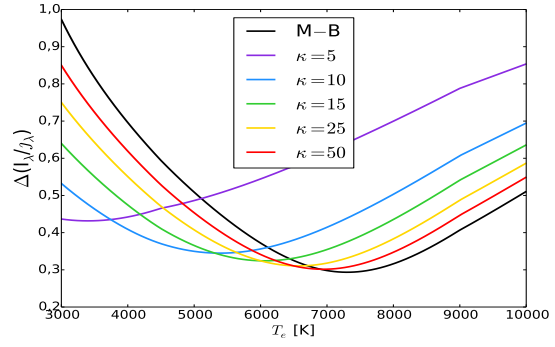
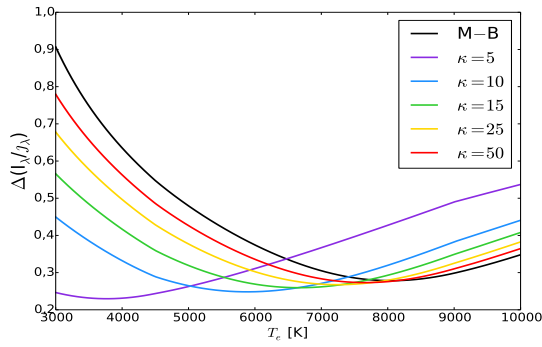
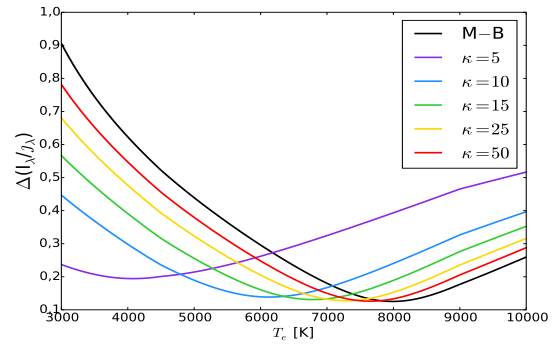
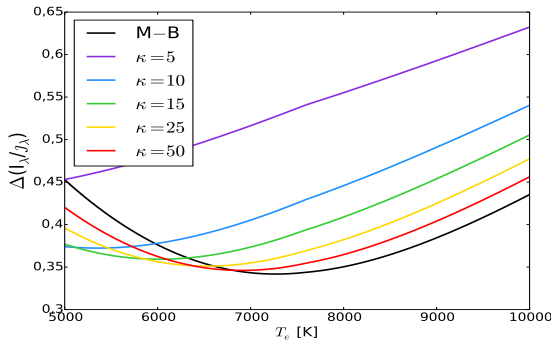
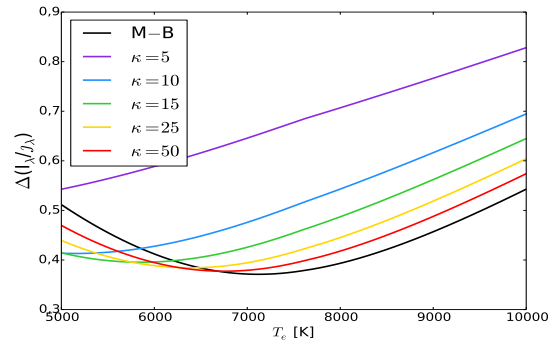
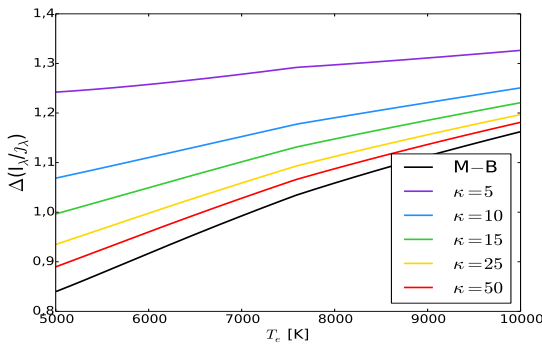
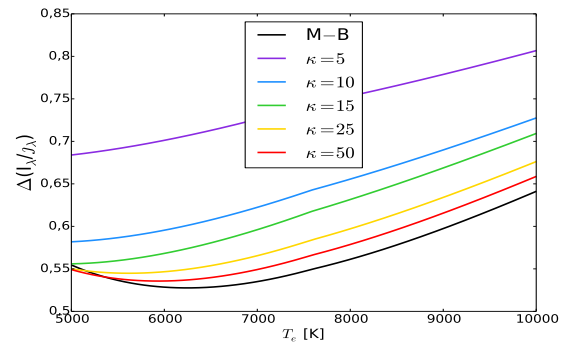
Apreciamos en el Cuadro 5.9 el efecto de la distribución κ de aumentar la abundancia iónica de Fe⁺², o sea de bajar la temperatura y densidad electrónica. Analizamos el efecto de los datos atómicos sobre los resultados obtenidos, concluyendo que afectan directamente el diagnostico de densidad más que todo debido a los valores de Υ_{ij} .

Cuadro 5.7: Resultados de la densidad electrónica para Fe^{+2} usando diferentes datos atómicos y distribuciones de energía electrónica.

Υ_{ij}	$A_{ji} [\text{s}^{-1}]$	Distribución Electrónica	$\lambda 4667,01$ $\lambda 4754,83$	$\lambda 4733,93$ $\lambda 4754,83$	Total $n_e [\text{cm}^{-3}]$	$\pm \% \Delta$
[1]	[1]	M-B	16 205	13 662	14 934	± 12
		5	14 049	11 918	12 984	± 12
		10	15 155	12 821	13 988	± 12
		15	15 513	13 105	14 309	± 12
		25	15 796	13 329	14 563	± 12
		50	16 002	13 496	14 749	± 12
		M-B	23 978	23 718	23 848	± 1
		5	20 780	18 296	19 538	± 9
		10	22 502	22 261	22 382	± 1
		15	23 021	22 774	22 898	± 1
[1]	[2]	25	23 417	23 164	23 291	± 1
		50	23 703	23 446	23 574	± 1
		M-B	27 081	25 745	26 413	± 4
		5	23 808	22 689	23 249	± 3
		10	25 570	24 336	24 953	± 3
		15	26 104	24 831	25 467	± 4
		25	26 509	25 208	25 858	± 4
		50	26 800	25 482	26 141	± 4
		M-B	12 496	11 676	12 086	± 5
		5	11 130	10 433	10 781	± 5
[1]	[3]	10	11 821	11 060	11 441	± 5
		15	12 047	11 266	11 657	± 5
		25	12 227	11 430	11 828	± 5
		50	12 361	11 553	11 957	± 5
		M-B	3 941	2 688	3 314	± 27
		5	2 134	—	2 134	$\pm -$
		10	2 893	1 759	2 326	± 34
		15	3 209	2 047	2 628	± 31
		25	3 470	2 282	2 876	± 29
		50	3 692	2 488	3 090	± 28
[3]	[1]	M-B	6 429	5 809	6 119	± 7
		5	4 795	4 289	4 542	± 8
		10	5 497	4 960	5 228	± 7
		15	5 932	5 835	5 884	± 1
		25	6 292	6 189	6 241	± 1
		50	6 223	5 614	5 919	± 7
		M-B	10 004	9 289	9 646	± 5
		5	7 101	6 558	6 830	± 6
		10	8 370	7 762	8 066	± 5
		15	3 209	2 047	2 628	± 31
[3]	[3]	25	9 277	8 617	8 947	± 5
		50	9 626	8 940	9 283	± 5
		M-B	6 860	6 757	6 809	± 1
		5	4 540	4 460	4 500	± 1
		10	5 534	5 444	5 489	± 1
		15	5 774	5 213	5 494	± 7
		25	6 021	5 434	5 727	± 7
		50	6 564	6 466	6 515	± 1

Cuadro 5.8: Resultado del ajuste de la temperatura electrónica para el ion Fe⁺² usando diferentes autores y distribuciones electrónicas.

A_{ji} s ⁻¹	Υ_{ij}	Distribución Electrónica	T_e [K]	$\overline{I_\lambda/J_\lambda}$	σ
[1]	[1]	M-B	7720	0,990	0,202
		$\kappa = 5$	3710	1,090	0,310
		$\kappa = 10$	5820	1,029	0,241
		$\kappa = 15$	6480	1,013	0,225
		$\kappa = 25$	6990	1,003	0,215
		$\kappa = 50$	7360	0,996	0,208
		M-B	8050	1,225	0,278
		$\kappa = 5$	3770	1,287	0,230
		$\kappa = 10$	5880	1,239	0,248
		$\kappa = 15$	6660	1,233	0,259
[2]	[1]	$\kappa = 25$	7250	1,230	0,268
		$\kappa = 50$	7660	1,227	0,273
		M-B	7990	1,087	0,125
		$\kappa = 5$	4080	1,180	0,194
		$\kappa = 10$	6130	1,120	0,139
		$\kappa = 15$	6790	1,107	0,131
		$\kappa = 25$	7290	1,099	0,128
		$\kappa = 50$	7650	1,093	0,126
		M-B	7300	1,011	0,294
		$\kappa = 5$	3400	1,141	0,432
[3]	[1]	$\kappa = 10$	5390	1,058	0,345
		$\kappa = 15$	6060	1,039	0,324
		$\kappa = 25$	6570	1,026	0,311
		$\kappa = 50$	6940	1,018	0,302
		M-B	7272	1,004	0,342
		$\kappa = 5$	5012	1,248	0,453
		$\kappa = 10$	5352	1,058	0,372
		$\kappa = 15$	6012	1,034	0,359
		$\kappa = 25$	6532	1,020	0,351
		$\kappa = 50$	6912	1,011	0,346
[1]	[3]	M-B	7122	1,106	0,371
		$\kappa = 5$	5012	1,416	0,543
		$\kappa = 10$	5162	1,173	0,413
		$\kappa = 15$	5852	1,151	0,395
		$\kappa = 25$	6382	1,135	0,384
		$\kappa = 50$	6752	1,115	0,377
		M-B	6242	1,070	0,528
		$\kappa = 5$	5012	1,454	0,684
		$\kappa = 10$	5012	1,225	0,582
		$\kappa = 15$	5012	1,055	0,556
[3]	[3]	$\kappa = 25$	5612	1,114	0,545
		$\kappa = 50$	5932	1,091	0,536
		M-B	5012	1,105	0,841
		$\kappa = 5$	5012	1,705	1,242
		$\kappa = 10$	5012	1,442	1,069
		$\kappa = 15$	5012	1,330	0,997
		$\kappa = 25$	5012	1,239	0,936
		$\kappa = 50$	5012	1,177	0,891

Figura 5.10: Ajuste de temperatura electrónica del ion Fe^{+2} .(a) Υ_{ij} de [1] y A_{ji} de [1](b) Υ_{ij} de [1] y A_{ji} de [3](c) Υ_{ij} de [1] y A_{ji} de [2](d) Υ_{ij} de [1] y A_{ji} del Apéndice A(e) Υ_{ij} de [3] y A_{ji} de [1](f) Υ_{ij} de [3] y A_{ji} de [3](g) Υ_{ij} de [3] y A_{ji} de [2](h) Υ_{ij} de [3] y A_{ji} del Apéndice A

Cuadro 5.9: Abundancia iónica del ion Fe⁺². Resultado del calculo de abundancias del ion Fe⁺² usando diferentes autores y distribuciones electrónicas.

	n_e [cm ⁻³]	T_e [K]	Fe ⁺² /H ⁺	12 + log ₁₀ (Fe ⁺² /H ⁺)	%Δ	Υ_{ij}	A_{ji} s ⁻¹
M-B	14934	7725	$8,02 \times 10^{-6}$	6,904	±26	[1]	[1]
	23848	8050	$6,05 \times 10^{-6}$	6,782	±17	[1]	[2]
	12086	7300	$1,09 \times 10^{-5}$	7,039	±38	[1]	[3]
	26413	8000	$6,24 \times 10^{-6}$	6,795	±24	[1]	Apéndice A
	3314	7275	$1,50 \times 10^{-5}$	7,176	±38	[3]	[1]
	6809	5100	$9,41 \times 10^{-5}$	7,974	±63	[3]	[2]
	6119	7120	$1,71 \times 10^{-5}$	7,232	±42	[3]	[3]
	9646	6225	$2,83 \times 10^{-5}$	7,451	±38	[3]	Apéndice A
$\kappa = 5$	12984	3712	$6,91 \times 10^{-5}$	7,839	±44	[1]	[1]
	19538	3770	$5,26 \times 10^{-5}$	7,721	±30	[1]	[2]
	23249	3999	$4,48 \times 10^{-5}$	7,652	±52	[1]	[3]
	11666	3418	$9,67 \times 10^{-5}$	7,985	±32	[1]	Apéndice A
	2134	5012	$3,57 \times 10^{-5}$	7,553	±43	[3]	[1]
	4500	5012	$2,94 \times 10^{-5}$	7,468	±38	[3]	[2]
	4542	5012	$3,54 \times 10^{-5}$	7,550	±61	[3]	[3]
	6830	5012	$2,96 \times 10^{-5}$	7,471	±33	[3]	Apéndice A
$\kappa = 10$	13988	5825	$2,13 \times 10^{-5}$	7,329	±40	[1]	[1]
	22382	5875	$1,85 \times 10^{-5}$	7,267	±29	[1]	[2]
	11441	5400	$3,13 \times 10^{-5}$	7,495	±51	[1]	[3]
	24953	6125	$1,56 \times 10^{-5}$	7,194	±26	[1]	Apéndice A
	2326	5350	$4,45 \times 10^{-5}$	7,648	±42	[3]	[1]
	5489	5100	$5,02 \times 10^{-5}$	7,701	±40	[3]	[2]
	5228	5150	$4,93 \times 10^{-5}$	7,693	±58	[3]	[3]
	8066	5100	$4,79 \times 10^{-5}$	7,680	±33	[3]	Apéndice A
$\kappa = 15$	14309	6475	$1,49 \times 10^{-5}$	7,173	±39	[1]	[1]
	22898	6675	$1,18 \times 10^{-5}$	7,072	±30	[1]	[2]
	11657	6050	$2,13 \times 10^{-5}$	7,328	±49	[1]	[3]
	25467	6775	$1,12 \times 10^{-5}$	7,048	±25	[1]	Apéndice A
	2628	6175	$2,40 \times 10^{-5}$	7,380	±41	[3]	[1]
	5884	5100	$6,00 \times 10^{-5}$	7,778	±45	[3]	[2]
	5494	5850	$3,14 \times 10^{-5}$	7,497	±55	[3]	[3]
	8850	5200	$5,28 \times 10^{-5}$	7,723	±37	[3]	Apéndice A
$\kappa = 25$	14563	7000	$1,14 \times 10^{-5}$	7,057	±39	[1]	[1]
	23291	7250	$8,82 \times 10^{-6}$	6,946	±30	[1]	[2]
	11828	6575	$1,59 \times 10^{-5}$	7,202	±48	[1]	[3]
	25858	7275	$8,74 \times 10^{-6}$	6,942	±26	[1]	Apéndice A
	2876	6525	$2,23 \times 10^{-5}$	7,349	±41	[3]	[1]
	6379	5100	$7,08 \times 10^{-5}$	7,850	±52	[3]	[2]
	5727	6375	$2,31 \times 10^{-5}$	7,364	±53	[3]	[3]
	8947	5600	$4,07 \times 10^{-5}$	7,610	±40	[3]	Apéndice A
$\kappa = 50$	14749	7350	$9,62 \times 10^{-6}$	6,983	±39	[1]	[1]
	23574	7650	$7,30 \times 10^{-6}$	6,863	±30	[1]	[2]
	11957	6950	$1,31 \times 10^{-5}$	7,116	±48	[1]	[3]
	26141	7650	$7,33 \times 10^{-6}$	6,865	±26	[1]	Apéndice A
	3090	6900	$1,82 \times 10^{-5}$	7,261	±41	[3]	[1]
	6515	5100	$8,04 \times 10^{-5}$	7,905	±61	[3]	[2]
	5919	6750	$2,08 \times 10^{-5}$	7,318	±52	[3]	[3]
	9283	5925	$3,36 \times 10^{-5}$	7,526	±42	[3]	Apéndice A

Capítulo 6

Discusión de Resultados y Conclusiones

En esta sección comparamos nuestros resultados con los valores nominales realizados por trabajos previos. En el Capítulo 5 determinamos la abundancia iónica por la ecuación (3.5) para todo los iones del hierro, afrontando sus particularidades. Han sido numerosos los estudios de abundancia de hierro en la nebulosa de Orión, como son los artículos [19, 15], pero nos enfocamos en los trabajos de [28, 37] ya que son los más recientes y sus estudios se encuentran centrados en la región de choque del objeto HH 202 de Orión. Es importante ser preciso con la región en donde se realizan los cálculos; sabemos que los objetos HH se componen de fuertes ondas de choque a causa de la formación de estrellas, las cuales difuminan el polvo circundante del plasma. Como el $\sim 98\%$ de hierro se encuentra condensado en forma de polvo, la difuminación del polvo en las nebulosas produce el aumento de la abundancia química de hierro. Este hecho es más notorio en la regiones HH que en las componentes nebulares de las zonas de ionización, por motivo de que el proceso de destrucción del polvo es más eficiente que se realice por impacto de partículas (ondas de choque) que por radiación. Por lo tanto, la region de estudio es el objeto HH 202 de Orión, debido a que solo podremos llegar a un resultado al comparar estudios de abundancia químicas de esta región.

Los resultados de las abundancias iónicas nominales se presentan en el Cuadro 6.1.

Cuadro 6.1: Abundancia iónica del Hierro de trabajos previos del objeto HH 202-S.

Fuente	Fe ⁺	Fe ⁺²	Fe ⁺³
Delgado et al. (2009) [28]	5,82	6,77	5,87
Delgado et al. (2016) [37]	5,96	6,70	-

A pesar de que los modelos de fotoionización predicen que Fe⁺³ es el ion más abundante de hierro, en el Cuadro 6.1 se muestra lo contrario. Asumimos que el elemento Fe⁺³ es el más abundantes pero en zonas de alta ionización de las regiones H II. En los objeto HH

las ondas de choque que destruye el polvo hace más favorable la formación de Fe^{+2} ya que es el ion predilecto en las moléculas del polvo nebular.

Los resultados de abundancia iónica determinados con los nuevos datos atómicos y calculados en el presente trabajo con diferentes distribuciones de energías electrónicas se muestran en los Cuadros 6.2–6.3. Cada uno de ellos representa respectivamente el resultado de todos los diagnósticos, ajustes y determinación de abundancia por el modelo del plasma explicado es el Capítulo 4 y evaluado con distribuciones electrónicas Maxwellianas y no-Maxwellianas.

Cuadro 6.2: Resultado de abundancia iónica con distribución M-B.

n_e [cm^{-3}]	T_e [K]	Abundancia	% Δ	Ion (Υ_{ji} , A_{ji})
40073	8640	5,837	21	Fe^+
17000	9000	5,780	-	Fe^{+3}
14934	7725	6,904	26	Fe^{+2} ([1], [1])
23848	8050	6,782	17	Fe^{+2} ([1], [2])
12086	7300	7,039	38	Fe^{+2} ([1], [38])
26413	8000	6,795	24	Fe^{+2} ([1], Apéndice A)
3314	7275	7,176	38	Fe^{+2} ([38], [1])
6119	7120	7,232	63	Fe^{+2} ([38], [2])
9646	6225	7,451	42	Fe^{+2} ([38], [38])
6809	5100	7,974	38	Fe^{+2} ([38], Apéndice A)

Presentamos los cálculos de la abundancia iónica con los datos atómicos del ion Fe^{+2} de los diferente autores. Observamos que la temperatura se mantiene más o menos constante excepto para Fe^{+2} con los Υ_{ij} de [38] y con A_{ji} del Apéndice A, resultados de diagnósticos dudosos y mayor error en los ajustes. Si comparamos los resultados de los Cuadros 6.1–6.2, inferimos que la abundancia iónica para el ion Fe^{+2} es más razonable con los valores del Cuadro 6.1; son las abundancias de Fe^{+2} calculadas con los Υ_{ij} de [1] y A_{ji} de [2] además de los A_{ji} determinados en este trabajo de investigación.

A continuación se estudia el comportamiento de la distribución κ sobre la abundancia iónica del hierro en el Cuadro 6.3.

Determinamos la abundancia de hierro total e iónica con nuevos datos atómicos para la región HH 202-S. La abundancia de hierro total es dada por el cuadro 6.5. Por medio de la comparación de los resultados calculados por el presente trabajo y el Cuadro 6.4 de resultados, concordamos con [1] que la valores de [38] presentan altas incertidumbres. Este hecho se concluye directamente al observar las abundancias calculadas a partir de las fuerzas de colisión efectivas Υ_{ij} de [38] que son muchos más altas que las determinadas con datos atómicos previos a esta trabajo. En cambio las abundancias determinadas a partir de [1] resultan ser concordantes con el Cuadro 6.4.

El efecto de la distribución κ sobre las abundancias tiende a aumentar las abundancia químicas y disminuir la temperatura electrónicas. Confirmamos el hecho de que la densi-

dad electrónica y la temperatura electrónica se encuentran correlacionadas, provocando el efecto de disminuir al menos levemente la densidad electrónica con el índice κ . La correlación de densidad y temperatura electrónicas justifica la necesidad de realizar diagnósticos de densidad y sus respectivos ajustes de temperatura en los cálculos de densidad, sino ocurre el efecto observado en el ion Fe^{+3} donde la distribución κ disminuye la abundancia.

En el objeto HH 202 observamos que el ion más abundante de hierro es el Fe^{+2} en vez de Fe^{+3} debido a la destrucción del polvo por ondas de choque. La destrucción del polvo es causante también de que la abundancia total del hierro sea mucho mayor que la abundancia de componente nebular. La abundancia de hierro estándar y relativa a la abundancia solar es de 3×10^{-6} para la región nebular fuera del objeto HH 202, en cambio la abundancia de hierro obtenidas por nosotros en el Cuadro 6.5 y los resultado previos del Cuadro 6.4 son mucho mayores.

Concluimos que la distribución energética de hierro en HH 202 es no-Maxweliana, y respecto al problema de las discrepancias de hierro por [20], la distribución κ al aumentar la abundancia electrónica resuelve la discrepancia al aumentar la abundancia de hierro calculada por el método de la ecuación (3.5) de la calculados por medio de los modelos de fotoionización.

Cuadro 6.3: Resultado de abundancia iónica con distribución κ .

$\kappa = 10$	n_e [cm ⁻³]	T_e [K]	Abundancia	% Δ	Ion (Υ_{ji} , A_{ji})
	38459	7004	6,301	25	Fe ⁺
	17000	9000	5,670	-	Fe ⁺³
	13988	5825	7,329	40	Fe ⁺² ([1], [1])
	22382	5875	7,267	29	Fe ⁺² ([1], [2])
	11441	5400	7,495	51	Fe ⁺² ([1], [38])
	24953	6125	7,194	26	Fe ⁺² ([1], Apéndice A)
	2326	5350	7,648	42	Fe ⁺² ([38], [1])
	5489	5100	7,701	40	Fe ⁺² ([38], [2])
	5228	5150	7,693	58	Fe ⁺² ([38], [38])
	8066	5100	7,680	33	Fe ⁺² ([38], Apéndice A)
$\kappa = 15$	n_e [cm ⁻³]	T_e [K]	Abundancia	% Δ	Ion (Υ_{ji} , A_{ji})
	38999	7605	6,112	23	Fe ⁺
	17000	9000	5,700	-	Fe ⁺³
	14309	6475	7,173	39	Fe ⁺² ([1], [1])
	22898	6675	7,072	30	Fe ⁺² ([1], [2])
	11657	6050	7,328	49	Fe ⁺² ([1], [38])
	25467	6775	7,048	25	Fe ⁺² ([1], Apéndice A)
	2628	6175	7,380	41	Fe ⁺² ([38], [1])
	5884	5100	7,778	45	Fe ⁺² ([38], [2])
	5494	5850	7,497	55	Fe ⁺² ([38], [38])
	8850	5200	7,723	37	Fe ⁺² ([38], Apéndice A)
$\kappa = 25$	n_e [cm ⁻³]	T_e [K]	Abundancia	% Δ	Ion (Υ_{ji} , A_{ji})
	39431	8042	5,990	22	Fe ⁺
	17000	9000	5,730	-	Fe ⁺³
	14563	7000	7,057	39	Fe ⁺² ([1], [1])
	23291	7250	6,946	30	Fe ⁺² ([1], [2])
	11828	6575	7,202	48	Fe ⁺² ([1], [38])
	25858	7275	6,942	26	Fe ⁺² ([1], Apéndice A)
	2876	6525	7,349	41	Fe ⁺² ([38], [1])
	6379	5100	7,850	52	Fe ⁺² ([38], [2])
	5727	6375	7,364	53	Fe ⁺² ([38], [38])
	8947	5600	7,610	40	Fe ⁺² ([38], Apéndice A)

Cuadro 6.4: Abundancia total de Fe en HH 202-S de artículos previos.

Fuente	Abundancia total
Delgado et al. (2009) [28]	6,85
	6,95
Delgado et al. (2016) [37]	6,93

Cuadro 6.5: Resultado de abundancia total de hierro

	Fe/H ⁺	12 + log ₁₀ (Fe/H ⁺)	%Δ	
M-B	$9,306 \times 10^{-6}$	6,969	24	(Fe ⁺ , [1], [1])
	$7,343 \times 10^{-6}$	6,866	16	(Fe ⁺ , [1], [2])
	$1,223 \times 10^{-5}$	7,087	35	(Fe ⁺ , [1], [38])
	$7,527 \times 10^{-6}$	6,877	22	(Fe ⁺ , [1], Apéndice A)
	$1,629 \times 10^{-5}$	7,212	36	(Fe ⁺ , [38], [1])
	$1,835 \times 10^{-5}$	7,264	59	(Fe ⁺ , [38], [2])
	$2,954 \times 10^{-5}$	7,470	41	(Fe ⁺ , [38], [38])
	$9,548 \times 10^{-5}$	7,980	38	(Fe ⁺ , [38], Apéndice A)
$\kappa = 10$	$2,380 \times 10^{-5}$	7,377	38	(Fe ⁺ , [1], [1])
	$2,096 \times 10^{-5}$	7,321	28	(Fe ⁺ , [1], [2])
	$3,373 \times 10^{-5}$	7,528	49	(Fe ⁺ , [1], [38])
	$1,810 \times 10^{-5}$	7,258	25	(Fe ⁺ , [1], Apéndice A)
	$4,693 \times 10^{-5}$	7,671	41	(Fe ⁺ , [38], [1])
	$5,270 \times 10^{-5}$	7,722	39	(Fe ⁺ , [38], [2])
	$5,178 \times 10^{-5}$	7,714	56	(Fe ⁺ , [38], [38])
	$5,033 \times 10^{-5}$	7,702	32	(Fe ⁺ , [38], Apéndice A)
$\kappa = 15$	$1,669 \times 10^{-5}$	7,222	37	(Fe ⁺ , [1], [1])
	$1,360 \times 10^{-5}$	7,133	28	(Fe ⁺ , [1], [2])
	$2,308 \times 10^{-5}$	7,363	46	(Fe ⁺ , [1], [38])
	$1,296 \times 10^{-5}$	7,113	24	(Fe ⁺ , [1], Apéndice A)
	$2,578 \times 10^{-5}$	7,411	39	(Fe ⁺ , [38], [1])
	$6,177 \times 10^{-5}$	7,791	44	(Fe ⁺ , [38], [2])
	$3,320 \times 10^{-5}$	7,521	53	(Fe ⁺ , [38], [38])
	$5,464 \times 10^{-5}$	7,738	36	(Fe ⁺ , [38], Apéndice A)
$\kappa = 25$	$1,292 \times 10^{-5}$	7,111	36	(Fe ⁺ , [1], [1])
	$1,035 \times 10^{-5}$	7,015	28	(Fe ⁺ , [1], [2])
	$1,744 \times 10^{-5}$	7,241	45	(Fe ⁺ , [1], [38])
	$1,026 \times 10^{-5}$	7,011	24	(Fe ⁺ , [1], Apéndice A)
	$2,385 \times 10^{-5}$	7,377	39	(Fe ⁺ , [38], [1])
	$7,231 \times 10^{-5}$	7,859	51	(Fe ⁺ , [38], [2])
	$2,463 \times 10^{-5}$	7,392	51	(Fe ⁺ , [38], [38])
	$4,225 \times 10^{-5}$	7,626	39	(Fe ⁺ , [38], Apéndice A)

Apéndice A

Tasas Radiativas para Fe⁺²

Debido a las inconsistencias que se encontraron en los conjuntos de tasas radiativas calculadas para las líneas prohibidas de Fe⁺² [3, 1, 2], nos vimos en la situación de calcular nuevos datos para este especie iónica. Éstas fueron calculadas por mi tutor de tesis, Claudio Mendoza, y describimos a continuación el método utilizado.

Las tasas radiativas para las líneas prohibidas de la configuración base 3d⁶ de Fe⁺² fueron calculadas con el mismo código relativista de estructura atómica, AUTOSTRUCTURE [57], que el de [1]. Este enfoque se basa en un Hamiltoniano relativista de Breit-Pauli y una expansión de iteración de configuraciones

$$\Psi(SL\pi) = \sum_i \phi_i(SL\pi) \quad (\text{A.1})$$

que incluye las configuraciones 3d⁶, 3d⁵4s, 3d⁵4d, 3d⁵5s y 3d⁵5d. En contraste con [3, 1] y siguiendo un procedimiento similar a [2] de ajuste fino, se utilizaron correcciones empíricas a las energías de los términos espectroscópicos antes de la diagonalización del Hamiltoniano y a las energías de los niveles de estructura fina para determinar las tasas radiativas con la diferencias energéticas medidas. Los nuevos datos calculados se tabulan en el Cuadro A.1.

Cuadro A.1: Valores de A_{ji} (s⁻¹) para niveles de la configuración 3d⁶ de Fe⁺² calculados para el presente trabajo. $a(b) = a \times 10^b$.

j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}
2	1	2,875(-3)	17	8	1,573(-5)	23	17	2,583(-4)	28	10	2,663(-2)	32	3	2,509(-2)
3	2	1,790(-3)	17	9	3,679(-2)	24	3	3,367(-5)	28	14	1,591(-1)	32	4	1,171(-3)
4	3	6,812(-4)	17	12	9,915(-4)	24	4	5,513(-4)	28	20	2,740(-1)	32	6	8,094(-2)
5	4	1,377(-4)	17	13	2,757(-2)	24	6	2,410(-4)	28	21	6,938(-2)	32	8	1,509(+0)
6	1	2,599(-6)	17	14	1,755(-2)	24	10	1,173(+0)	28	25	1,115(-3)	32	9	1,138(-1)
6	2	4,284(-1)	17	16	2,540(-4)	24	14	1,412(-5)	29	2	3,184(-3)	32	10	1,588(-1)
6	3	5,770(-5)	18	1	4,128(-4)	24	20	1,040(-6)	29	3	3,531(-1)	32	12	1,528(-1)
6	4	4,191(-2)	18	2	3,102(-4)	24	21	2,151(-5)	29	4	7,484(-3)	32	13	5,064(-1)
6	5	2,288(-5)	18	3	1,349(-4)	25	1	2,889(-7)	29	5	4,775(-2)	32	14	2,226(-1)
7	1	6,598(-6)	18	4	2,946(-5)	25	2	2,279(-4)	29	6	9,346(-1)	32	15	2,580(-2)
8	1	1,300(-5)	19	1	3,413(-7)	25	3	1,254(-3)	29	10	2,766(-1)	32	16	5,556(-1)

Continúa en la próxima página

Cuadro A.1 – Continuación de la tabla anterior

j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}	j	i	A_{ji}
8	2	3,759(-6)	19	7	8,392(-2)	25	4	6,889(-4)	29	11	8,009(-4)	32	17	1,784(-1)
8	7	1,997(-3)	19	8	5,215(-2)	25	5	2,337(-7)	29	13	1,119(-1)	32	20	5,968(-3)
9	1	5,916(-3)	19	9	1,171(-6)	25	6	8,662(-2)	29	14	6,249(-2)	32	21	1,757(-3)
9	2	1,048(-3)	19	12	2,329(-6)	25	9	8,149(-5)	29	17	1,397(-3)	32	22	1,257(-1)
9	3	1,743(-6)	19	15	1,648(-4)	25	10	3,061(-2)	29	18	1,523(-7)	32	23	7,027(-3)
10	2	4,448(-5)	20	1	2,054(-4)	25	11	2,390(-5)	29	20	2,115(-2)	32	25	3,180(-2)
10	3	5,389(-1)	20	2	2,736(-2)	25	12	1,684(-6)	29	21	2,092(-1)	32	27	5,990(-3)
10	4	1,331(-4)	20	3	1,041(-1)	25	13	2,231(-1)	29	22	1,483(-1)	32	30	2,262(-5)
10	5	9,466(-2)	20	4	8,959(-2)	25	14	1,198(-1)	29	24	7,441(-2)	33	1	3,630(-5)
10	6	4,759(-2)	20	5	7,433(-5)	25	16	5,662(-5)	29	25	5,792(-2)	33	2	2,392(-1)
11	3	3,144(-4)	20	6	5,202(-2)	25	17	2,022(-3)	29	26	1,592(-4)	33	3	1,425(-4)
11	4	6,932(-1)	20	9	2,293(-4)	25	20	6,210(-3)	29	27	1,380(-5)	33	4	1,820(-2)
11	10	7,575(-3)	20	10	8,462(-5)	25	21	3,418(-2)	29	28	1,408(-3)	33	5	2,471(-3)
12	1	4,434(-1)	20	11	1,017(-4)	25	22	3,317(-2)	30	1	9,963(-5)	33	6	4,019(-1)
12	2	8,359(-2)	20	12	1,091(-3)	25	23	7,523(-5)	30	2	6,240(-3)	33	9	3,649(-3)
12	3	7,439(-6)	20	13	3,210(-3)	26	1	2,322(+1)	30	3	2,743(-2)	33	10	4,847(-1)
12	6	2,546(-7)	20	14	2,547(-3)	26	2	1,697(+1)	30	4	1,531(-2)	33	11	1,978(-1)
12	8	4,866(-4)	20	16	2,670(-4)	26	3	1,160(+1)	30	5	9,109(-4)	33	12	1,521(-1)
12	9	1,782(-3)	20	17	7,893(-5)	26	4	6,766(+0)	30	6	1,752(-2)	33	13	4,686(-2)
13	1	4,246(-2)	21	2	4,746(-5)	26	5	2,225(+0)	30	9	1,614(+0)	33	14	4,978(-3)
13	2	2,378(-1)	21	3	1,512(-3)	26	6	3,821(-4)	30	10	9,553(-2)	33	16	2,153(-3)
13	3	8,271(-2)	21	4	1,350(-1)	26	9	3,603(-6)	30	11	1,035(-1)	33	17	9,412(-4)
13	4	1,127(-5)	21	5	1,190(-1)	26	10	1,792(-4)	30	12	4,189(-2)	33	18	2,639(-7)
13	6	3,350(-6)	21	6	1,538(-2)	26	11	4,186(-5)	30	13	2,234(-1)	33	20	1,646(-1)
13	9	8,673(-4)	21	10	6,040(-2)	26	12	1,914(-4)	30	14	5,252(-1)	33	21	5,141(-2)
13	12	2,970(-4)	21	11	1,660(-2)	26	13	4,649(-5)	30	16	5,410(-2)	33	22	2,707(-1)
14	1	2,205(-6)	21	13	1,474(-3)	26	14	6,303(-6)	30	17	6,562(-1)	33	23	6,664(-4)
14	2	2,625(-2)	21	14	5,529(-3)	26	16	1,195(-6)	30	20	1,585(-1)	33	24	1,712(-4)
14	3	9,351(-2)	21	17	2,751(-4)	26	17	2,267(-7)	30	21	8,996(-2)	33	25	1,349(-1)
14	4	4,536(-2)	22	1	2,189(-1)	26	18	9,189(-7)	30	22	1,171(-2)	33	26	3,861(-4)
14	5	1,041(-5)	22	2	6,176(-2)	26	20	1,302(-6)	30	23	8,802(-4)	33	27	3,364(-5)
14	6	2,086(-5)	22	3	4,469(-2)	26	21	5,094(-7)	30	24	6,594(-5)	33	29	7,836(-3)
14	10	3,355(-7)	22	4	4,164(-5)	26	22	1,716(-6)	30	25	1,675(-2)	33	30	3,542(-7)
14	13	1,176(-4)	22	6	4,722(-2)	26	25	2,063(-6)	30	27	9,708(-2)	34	1	1,602(-4)
15	1	4,890(-4)	22	8	1,570(-4)	27	1	3,388(-4)	30	29	3,316(-7)	34	2	4,017(-5)
15	2	2,974(-5)	22	9	1,744(-4)	27	2	6,181(-4)	31	1	1,097(-1)	34	3	1,380(-5)
15	7	3,762(-2)	22	10	1,467(-4)	27	3	2,207(-4)	31	2	2,435(-2)	34	6	2,200(-3)
15	8	2,332(-2)	22	12	9,385(-3)	27	4	2,151(-6)	31	3	1,230(-3)	34	7	7,944(-4)
15	9	4,937(-4)	22	13	5,859(-3)	27	6	4,471(-4)	31	6	2,740(-1)	34	8	7,631(-2)
15	12	1,633(-2)	22	14	1,399(-3)	27	8	3,403(-3)	31	7	1,573(+0)	34	9	6,285(-2)
15	13	2,244(-7)	22	15	5,140(-4)	27	9	3,797(-3)	31	8	5,384(-2)	34	12	1,253(-1)
16	1	8,427(-3)	22	16	8,849(-5)	27	10	1,839(-4)	31	9	5,353(-3)	34	13	4,774(-2)
16	2	2,384(-3)	22	17	7,157(-5)	27	12	4,410(-3)	31	12	7,364(-1)	34	14	5,515(-4)
16	3	2,735(-5)	22	20	5,053(-5)	27	13	2,874(-3)	31	13	2,092(-1)	34	15	1,712(-1)
16	7	1,748(-5)	23	1	6,501(-4)	27	14	1,963(-3)	31	14	5,909(-3)	34	16	1,809(-2)
16	8	4,162(-4)	23	2	1,221(-4)	27	15	2,611(-4)	31	15	7,222(-1)	34	17	1,716(-1)
16	9	2,145(-2)	23	3	1,886(-7)	27	16	1,020(-1)	31	16	1,116(-1)	34	19	1,659(+0)
16	12	2,619(-2)	23	6	8,334(-7)	27	17	5,206(-2)	31	17	3,832(-3)	34	20	6,664(-4)
16	13	3,166(-6)	23	7	1,812(-5)	27	20	3,632(-2)	31	19	3,549(-5)	34	22	2,115(-3)
16	14	3,408(-7)	23	8	1,673(-1)	27	21	1,007(-5)	31	20	1,301(-3)	34	23	1,379(-1)
16	15	1,474(-3)	23	9	7,176(-2)	27	22	6,313(-2)	31	22	1,039(-1)	34	25	1,909(-2)
17	1	5,201(-4)	23	12	1,920(-1)	27	23	4,041(-3)	31	23	9,968(-3)	34	27	5,683(-2)
17	2	3,480(-3)	23	13	9,782(-2)	27	25	8,393(-4)	31	25	1,680(-4)	34	30	1,255(-7)
17	3	1,444(-3)	23	14	1,477(-7)	28	3	2,327(-2)	31	27	5,626(-2)	34	31	2,687(-2)
17	4	1,499(-5)	23	15	4,181(-4)	28	4	4,544(-1)	32	1	1,032(-2)	34	32	1,565(-2)
17	6	1,309(-6)	23	16	1,155(-4)	28	6	1,239(+0)	32	2	6,339(-2)	34	33	2,306(-6)

Bibliografía

- [1] N. R. Badnell and C. P. Ballance. Electron-impact Excitation of Fe^{2+} : A Comparison of Intermediate Coupling Frame Transformation, Breit-Pauli and Dirac R-matrix Calculations. *Astrophys. J.*, 785:99, April 2014.
 - [2] N. C. Deb and A. Hibbert. Electric quadrupole and magnetic dipole transitions among $3d^6$ levels of Fe III. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 42(6):065003, March 2009.
 - [3] M. A. Bautista, C. P. Ballance, and P. Quinet. Atomic Data and Spectral Model for Fe III. *Astrophys. J. Lett.*, 718:L189–L193, August 2010.
 - [4] Anil K Pradhan and Sultana N Nahar. *Atomic astrophysics and spectroscopy*. Cambridge University Press, 2011.
 - [5] David Emerson. *Interpreting astronomical spectra*. John Wiley & Sons, 1996.
 - [6] D. E. Osterbrock. Temperature in H II Regions and Planetary Nebulae. *Astrophys. J.*, 142:1423, November 1965.
 - [7] J. García Rojas and C. Esteban. On the Abundance Discrepancy Problem in H II Regions. *Astrophys. J.*, 670:457–470, November 2007.
 - [8] C. Esteban, M. Peimbert, J. García-Rojas, M. T. Ruiz, A. Peimbert, and M. Rodríguez. A reappraisal of the chemical composition of the Orion nebula based on Very Large Telescope echelle spectrophotometry. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 355:229–247, November 2004.
 - [9] A. Mesa-Delgado, C. Esteban, and J. García-Rojas. Small-Scale Behavior of the Physical Conditions and the Abundance Discrepancy in the Orion Nebula. *Astrophys. J.*, 675:389–404, March 2008.
 - [10] Š. Mackovjak, E. Džifčáková, and J. Dudík. On the Possibility to Diagnose the Non-Maxwellian κ -Distributions from the Hinode/EIS EUV Spectra. *Sol. Phys.*, 282:263–281, January 2013.
-

- [11] David C. Nicholls, Michael A. Dopita, and Ralph S. Sutherland. Resolving the electron temperature discrepancies in H II regions and planetary nebulae: κ -distributed electrons. *The Astrophysical Journal*, 752(2):148, 2012.
 - [12] M. A. Bautista, A. K. Pradhan, and D. E. Osterbrock. [Fe II] emission from high-density regions in the Orion Nebula. *Astrophys. J. Lett. L.*, 432:L135–L138, September 1994.
 - [13] D. L. Depoy and R. W. Pogge. Two micron spectrophotometry of the Orion Nebula and the detection of significant (Fe III) emission. *Astrophys. J.*, 433:725–728, October 1994.
 - [14] R. H. Rubin, P. G. Martin, R. J. Dufour, G. J. Ferland, K. P. M. Blagrove, X.-W. Liu, J. F. Nguyen, and J. A. Baldwin. Temperature variations from Hubble Space Telescope spectroscopy of the Orion Nebula. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 340:362–374, April 2003.
 - [15] M. A. Bautista and A. K. Pradhan. Ionization Structure and Spectra of Iron in Gaseous Nebulae. *Astrophys. J.*, 492:650–676, January 1998.
 - [16] R. Y. Shuping and T. P. Snow. Abundances and Depletions toward the Orion Nebula. *Astrophys. J.*, 480:272–282, May 1997.
 - [17] Díaz, S. and Stasińska G. The chemical composition of the Orion star forming region. II. Stars, gas, and dust: the abundance discrepancy conundrum. *Astron. Astrophys.*, 526:A48, February 2011.
 - [18] M. Rodríguez. [Fe IV] emission in ionized nebulae. *The Astrophysical Journal*, 590(1):296, 2003.
 - [19] R. H. Rubin, R. J. Dufour, G. J. Ferland, P. G. Martin, C. R. O’Dell, J. A. Baldwin, J. J. Hester, D. K. Walter, and Z. Wen. [Fe IV] in the Orion Nebula. *Astrophys. J. Lett.*, 474:L131–L134, January 1997.
 - [20] M. Rodríguez and R. H. Rubin. The [Fe IV] Discrepancy: Constraining the Iron Abundances in Nebulae. *Astrophys. J.*, 626:900–908, June 2005.
 - [21] O.W. Nasim. *Observing by Hand: Sketching the Nebulae in the Nineteenth Century*. University of Chicago Press, 2014.
 - [22] Ihsan Hafez, F Richard Stephenson, and Wayne Orchiston. Abdul-raḥmān al-ṣūfī and his book of the fixed stars: A journey of re-discovery. In *Highlighting the History of Astronomy in the Asia-Pacific Region*, pages 121–138. Springer, 2011.
 - [23] D. W. Kim and S. S. Hong. Distributions of Density, Temperature and Abundances in the Orion Nebula. *Journal of Korean Astronomical Society*, 15:9–18, August 1982.
-

-
- [24] J. Tennyson. *Astronomical Spectroscopy: AN Introduction to the Atomic and Molecular Physics of Astronomical Spectra (2ND Edition)*. World Scientific, January 2011.
- [25] G. Stasińska. Abundance determinations in HII regions and planetary nebulae. *ArXiv Astrophysics e-prints*, July 2002.
- [26] F. Palla and S. W. Stahler. Star Formation in the Orion Nebula Cluster. *Astrophys. J.*, 525:772–783, November 1999.
- [27] R. A. Marino, F. F. Rosales-Ortega, S. F. Sánchez, A. Gil de Paz, J. Vilchez, D. Miralles-Caballero, C. Kehrig, E. Pérez-Montero, V. Stanishev, J. Iglesias-Paramo, A. I. Díaz, A. Castillo-Morales, R. Kennicutt, A. R. López-Sánchez, L. Galbany, R. García-Benito, D. Mast, J. Mendez-Abreu, A. Monreal-Ibero, B. Husemann, C. J. Walcher, B. García-Lorenzo, J. Masegosa, A. Del Olmo Orozco, A. M. Mourão, B. Ziegler, M. Mollá, P. Papaderos, P. Sánchez-Blázquez, R. M. González Delgado, J. Falcón-Barroso, M. M. Roth, G. van de Ven, and Califa Team. The O3N2 and N2 abundance indicators revisited: improved calibrations based on CALIFA and T_e -based literature data. *Astron. Astrophys.*, 559:A114, November 2013.
- [28] L. Mesa Delgado, A. López-Martin, C. Esteban, J. García-Rojas, and V. Luridiana. Properties of the ionized gas in HH202 - I. Results from integral field spectroscopy with PMAS. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 394:693–703, April 2009.
- [29] M. Peimbert. Temperature Determinations of H II Regions. *Astrophys. J.*, 150:825, December 1967.
- [30] R. H. Rubin. The Structure and Properties of H II Regions. *Astrophys. J.*, 153:761, September 1968.
- [31] J. A. Baldwin, G. J. Ferland, P. G. Martin, M. R. Corbin, S. A. Cota, B. M. Peterson, and A. Slettebak. Physical conditions in the Orion Nebula and an assessment of its helium abundance. *Astrophys. J.*, 374:580–609, June 1991.
- [32] E. Pointecouteau, M. Giard, F. X. Desert, A. Benoit, and N. Aghanim. First Millimeter Detection of the X-Ray Cluster RXJ1347-1145. In *Science with XMM*, 1998.
- [33] M. Rodríguez. Iron abundance in H II regions. *Astron. Astrophys.*, 389:556–567, July 2002.
- [34] A. G. W. Cameron. A Revised Table of Abundances of the Elements. *Astrophys. J.*, 129:676, May 1959.
- [35] M. A. Bautista and A. K. Pradhan. Ionization Structure and Spectra of Iron in Gaseous Nebulae and Partially Ionized Zones. In R. J. Dufour and S. Torres-Peimbert,
-

- editors, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, volume 7 of *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, vol. 27, page 163, March 1998.
- [36] G. Delgado Inglada, M. Rodríguez, A. Mampaso, and K. Viironen. The Iron Abundance in Galactic Planetary Nebulae. *Astrophys. J.*, 694:1335–1348, April 2009.
- [37] G. Delgado-Inglada, A. Mesa-Delgado, J. García-Rojas, M. Rodríguez, and C. Esteban. The Fe/Ni ratio in ionized nebulae: clues on dust depletion patterns. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 456:3855–3865, March 2016.
- [38] M. A. Bautista, V. Fivet, C. Ballance, P. Quinet, G. Ferland, C. Mendoza, and T. R. Kallman. Atomic Data and Spectral Models for FeII. *ArXiv e-prints*, may 2015.
- [39] Gloria Delgado-Inglada and Mónica Rodríguez. C/o abundance ratios, iron depletions, and infrared dust features in galactic planetary nebulae. *The Astrophysical Journal*, 784(2):173, 2014.
- [40] J. A. Baldwin, A. Crots, R. J. Dufour, G. J. Ferland, S. Heathcote, J. J. Hester, K. T. Korista, P. G. Martin, C. R. O’dell, R. H. Rubin, A. G. G. M. Tielens, D. A. Verner, E. M. Verner, D. K. Walter, and Z. Wen. Physical Conditions in Low Ionization Regions of the Orion Nebula. *Astrophys. J.*, 468:L115, September 1996.
- [41] P. J. Storey and D. G. Hummer. Recombination line intensities for hydrogenic ions-IV. Total recombination coefficients and machine-readable tables for $Z=1$ to 8. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 272:41–48, January 1995.
- [42] P. J. Storey and T. Sochi. Emission and recombination coefficients for hydrogen with κ -distributed electron energies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 446:1864–1866, January 2015.
- [43] R. H. Rubin, J. P. Simpson, M. R. Haas, and E. F. Erickson. Modeling the Orion nebula as an axisymmetric blister. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 103:834–837, August 1991.
- [44] A. R. Foster, R. K. Smith, N. S. Brickhouse, T. R. Kallman, and M. C. Witthoeft. The Challenges of Plasma Modeling: Current Status and Future Plans. *Space Sci. Rev.*, 157:135–154, December 2010.
- [45] Bing Zhang Yong Zhang and Xiao-Wei Liu. On the nonthermal κ -distributed electrons in planetary nebulae and h ii regions: The κ index and its correlations with other nebular properties. *Astrophys. J.*, 817(1):68, 2016.
- [46] M. A. Dopita and R. S. Sutherland. *Astrophysics of the diffuse universe*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2003.
-

-
- [47] G. Livadiotis and D. J. McComas. Non-equilibrium Thermodynamic Processes: Space Plasmas and the Inner Heliosheath. *Astrophys. J.*, 749:11, April 2012.
- [48] J. Dudík, G. Del Zanna, H. E. Mason, and E. Dzifčáková. Signatures of the non-Maxwellian κ -distributions in optically thin line spectra. I. Theory and synthetic Fe IX-XIII spectra. *Astron. Astrophys.*, 570:A124, October 2014.
- [49] G. Livadiotis. Kappa and q Indices: Dependence on the Degrees of Freedom. *Entropy*, 17:2062–2081, April 2015.
- [50] S. P. Owocki and J. D. Scudder. The ionization state in a gas with a non-Maxwellian electron distribution. *SAO Special Report*, 392, February 1982.
- [51] C. Mendoza and M. A. Bautista. Testing the existence of non-maxwellian electron distributions in h ii regions after assessing atomic data accuracy. *The Astrophysical Journal*, 785(2):91, 2014.
- [52] M. A. Bautista, V. Fivet, P. Quinet, J. Dunn, T. R. Gull, T. R. Kallman, and C. Mendoza. Uncertainties in atomic data and their propagation through spectral models. i. *The Astrophysical Journal*, 770(1):15, 2013.
- [53] N. C. Deb and A. Hibbert. Radiative transition rates for the forbidden lines in Fe II. *Astron. Astrophys.*, 536:A74, December 2011.
- [54] E. M. Verner, D. A. Verner, J. A. Baldwin, G. J. Ferland, and P. G. Martin. Continuum Pumping of [Fe II] in the Orion Nebula. *Astrophys. J.*, 543:831–839, November 2000.
- [55] H. L. Zhang and A. K. Pradhan. Atomic data from the Iron Project. XXVII. Electron impact excitation collision strengths and rate coefficients for Fe IV. *Astron. Astrophys. Sup.*, 126, December 1997.
- [56] C Froese Fischer and R H Rubin. Transition rates for some forbidden lines in fe iv. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, 31(8):1657, 1998.
- [57] N. R. Badnell. A Breit-Pauli distorted wave implementation for AUTOSTRUCTURE. *Computer Physics Communications*, 182:1528–1535, July 2011.
-