

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DEL MEDIO INTERESTELAR MEDIANTE
ESPECTROSCOPIA EN ALTA RESOLUCIÓN DE RAYOS X:
FOTOABSORCIÓN DEL CO**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Br. Katerine Joachimi
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. Efrain Gatuzz
Dra. Nuri Hurtado

Mayo-2016
Caracas-Venezuela

Escuela de Física

UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



**ESTUDIO DEL MEDIO INTERESTELAR MEDIANTE
ESPECTROSCOPIA EN ALTA RESOLUCIÓN DE RAYOS X:
FOTOABSORCIÓN DEL CO**

Trabajo Especial de Grado presentado por
Br. Katerine Joachimi
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. Efrain Gatuzz
Dra. Nuri Hurtado

Mayo-2016
Caracas-Venezuela



UNIVERSIDAD CENTRAL DE VENEZUELA
FACULTAD DE CIENCIAS
ESCUELA DE FÍSICA



VEREDICTO

Quienes suscriben, miembros del Jurado designado por el Consejo de la Escuela de Física de la Facultad de Ciencias de la Universidad Central de Venezuela, para examinar el Trabajo Especial de Grado presentado por **Katerine Joachimi González**, Cédula de Identidad **V-19553652**, bajo el título **“Estudio del Medio Interestelar mediante Espectroscopía En Alta Resolución De Rayos X: Fotoabsorción del CO”**, 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 6 de junio de 2016, a las 9:00 am, para que el autor lo defendiera en forma pública, lo que éste hizo en la Sala de Seminarios Guillermo Ruggeri de la Escuela de Física, mediante un resumen oral de su contenido, luego de lo cual respondió satisfactoriamente a las preguntas que le fueron formuladas por el jurado; todo ello conforme a los artículos 20, 21, 22, 25, 26 y 28 de la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente.
2. Finalizada la defensa pública del trabajo, el jurado decidió declararlo aprobado por considerar que se ajusta a lo dispuesto y exigido en la Normativa de Trabajo Especial de Grado de la Licenciatura en Física de la Facultad de Ciencias de la UCV vigente en sus artículos 1, 5 y 6.

Se levanta la presente acta a los 6 días del mes de junio 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 Profa. Nuri Janil Hurtado Villasana.

Firma del jurado evaluador

Dr Claudio Mendoza
V-3186001
IVIC

Profa. Angelica Yuliana Jara
Olivares
V-17337653
UCV

Profa. Nuri Janil Hurtado
Villasana
V-6180156
UCV



*”Más vale adquirir sabiduría que oro;
más vale entendimiento que plata.”*

PROVERBIOS 16:16

Agradecimientos

Mis más sincero y sentido agradecimiento a DIOS por darme vida, salud, fuerzas y haberme permitido conocer a personas maravillosas, incondicionales, desinteresadas, fieles, de buen corazón, así como envidiosas e interesadas, cada una de ellas han dejado una huella en mi vida; por cada puerta que abrió y cada puerta que se cerró; por cada triunfo y por cada derrota, por los días buenos y los malos; por los días en que tenía mucho que comer y los días en lo que tenía muy poco que comer; pero especialmente quiero agradecerle este día, por haberme dado la oportunidad de estudiar y por supuesto culminar una carrera hermosa como lo es la FÍSICA.

A la casa que vence las sombras, UCV, a la Facultad de Ciencias, a la Escuela de Física, a la Escuela Matemática, a la Escuela de Biología, por darme la oportunidad de adquirir conocimientos, muchísimas gracias. Al IVIC por permitirme ser pasante en parte del desarrollo de mi tesis.

A mis tutores Efrain Gatuzz y Nuri Hurtado por tantísima paciencia, apoyo incondicional, exhortos y enseñanzas.

A mis padres Herr Joachimi y Frau Joachimi por todo el amor, paciencia, consejos, cuidados que me han brindado, así como los regaños y exhortos, gracias por ser parte de mi vida, enseñarme tantísimas cosas de la vida y ser muchísimas veces mi sostén. Y en estos últimos días ser mi taxista exclusivo y asistente personal.

A mi hermano Junge Joachimi por todas la peleas vividas, por cada enseñanza, por cada partida de domino, de chapitas, de metras, a hacer divertidas ciudades en doquier para jugar a carritos, por prestarme y enseñarme a usar su bicicleta, enseñarme a jugar kikiimbol, béisbol, pelotica de goma, trepar arboles, cuidarme, estudiar juntos inglés y burlarse cuando parecía que hablaba chino y no inglés, por enseñarme a derivar e integrar, por prestarme su computador para hacer la tesis. Gracias Paul.

A mi abuela Frau Fröhlich Joachimi por haber cultivado en mi la curiosidad en astronomía y ciencias.

A mi tío Herr Joachimi.

A mi amiga, hermanita y compañera en física Karen Escalona, a quien adoro.

A mis estimadas amigas Dubraskita y Raiza.

A mi querido Miguel Escalona.

A mis hermanos Chuo y Omi.

A mi costillas Raul, Ronald, Will, Corroncho.

A Rocío, Katherine, Orlimar, Dayana, José Alí, Puro Huesos, Juan, Daniel, Camilo, Julio, Diego y a todos mis buenos compañeros en física gracias.

Resumen

El CO es la molécula más abundante en el universo después del H₂, teniéndose especial interés en su estudio, ya que contiene O y al determinar las fracciones parciales de O ligado, se puede dar tratamiento al problema del O empobrecido; además, dado que posee momento dipolar, puede ser empleado como trazador de H₂ en las nubes moleculares. A continuación se presenta un estudio referente a la detectabilidad de moléculas de CO en el Medio Interestelar (MIE) Galáctico, empleando espectros en alta resolución de rayos X adquiridos con el Espectrómetro de Rejilla por Reflexión del observatorio XMM-Newton. La espectroscopia en alta resolución de rayos X se basa en considerar la naturaleza ondulatoria de la luz, brindando precisión y detalles exquisitos en los espectros, es decir, “alta resolución”, además permite estudiar gas y polvo de manera simultánea. Se analizaron 10 Binarias de Rayos X de Baja Masa (LMXBs, por sus siglas en inglés) brillantes, con adecuados valores de densidades de columna de hidrógeno, con el fin de estudiar las contribuciones de CO en sus respectivas líneas de visión. Todas las observaciones fueron ajustadas con el modelo de absorción de rayos X para el MIE, **ISMabs**, el cual incluye precisas secciones eficaces de fotoabsorción para especies neutras, una y dos veces ionizadas, entre ellas O I, O II, O III y CO (esta última incluida recientemente para la realización del presente trabajo). Se realizó un análisis de simulación Monte Carlo de la bondad del ajuste con la finalidad de estimar la detección significativa de CO así como la confianza. El análisis estadístico sugiere que no es posible obtener una detección significativa de los rasgos de absorción de rayos X de la molécula de CO, excepto para las líneas de visión hacia las LMXBs **4U 1636-53** y **XTE J1718-330**, siendo éste el primer reporte de detección de CO, a lo largo de dicha línea de visión. Los resultados obtenidos refuerzan la conclusión de que las moléculas tienen menor contribución a los rasgos de absorción en la región espectral del escalón-K de O. Se estimó como límite inferior de densidad de columna del CO: $N(\text{CO}) > 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, en el caso de realizarse una detección significativa con XMM-Newton, para tiempos de observación típicos.

Índice general

Lista de figuras	VII
Lista de tablas	VIII
1. Introducción	1
2. Astrofísica de Rayos X	5
2.1. Emisión de Rayos X	5
2.1.1. Radiación Bremsstrahlung	5
2.1.2. Radiación Sincrotrón	9
2.1.3. Dispersión Compton	11
2.2. Fotoabsorción de Rayos X	14
2.2.1. Estructura Atómica	15
2.2.2. Líneas de Absorción	15
2.2.3. Escalones de Absorción	19
2.2.4. Autoionización	19
2.2.5. Principio de Balance Detallado	21
2.2.6. Efecto Auger	21
2.2.7. Fluorescencia de Rayos X	22
2.2.8. Secciones Eficaces de Fotoabsorción	22
2.3. Observación de Rayos X	24
2.3.1. Observatorios de Rayos X: Chandra Vs XMM-Newton	25
2.3.2. Espectroscopia de rayos X en Alta Resolución	35
2.4. Binarias de Rayos X	37
3. Reducción de Datos y Ajuste Espectral	41
3.1. Reducción de Datos	41
3.2. Ajuste Espectral del Escalón-K del O	45

4. Resultados y Discusión	47
5. Conclusiones	53
A. Xspec	63
A.1. Estadística en Xspec	66
A.1.1. Estimación de parámetros:	66
A.2. Regiones de Confianza de los Parámetros	68
B. ISMabs	69

Índice de figuras

2.1. Radiación Bremsstrahlung	6
2.2. Espectro Bremsstrahlung	8
2.3. Representación Log & Log de dos espectros Bremsstrahlung	8
2.4. Radiación Sincrotrón	9
2.5. Espectro característico de radiación sincrotrón	10
2.6. Radiación Compton	11
2.7. Espectro de dispersión Compton inversa saturada	12
2.8. Espectro dispersión Compton inversa insaturada	13
2.9. F_ν & ν : Líneas de emisión y absorción	16
2.10. Representación de perfiles de líneas Gaussiana y Lorentziana	18
2.11. Escalón de absorción	19
2.12. Sección eficaz teórica de fotoionización de Fe neutro	20
2.13. Opacidad atmosférica	24
2.14. Observatorio espacial de rayos X Chandra	25
2.15. Observatorio espacial de rayos X XMM-Newton	26
2.16. Ensamble de Espejos de Alta Resolución -HRMA-	27
2.17. Plano focal tramo ACIS	28
2.18. Detector de placa microcanal HRC	29
2.19. Espectrómetro HEGTS	30
2.20. Áreas efectivas HEG y MEG	31
2.21. Telescopio de rayos X del XMM-Newton	32
2.22. Áreas efectivas de los instrumentos del XMM-Newton	33
2.23. Áreas efectivas de el Chandra y el XMM-Newton	35
2.24. Binaria de rayos X de baja masa (LMXB)	39
2.25. Modelo de emisión de rayos X para una LMXB	40
3.1. Proyección Aitoff de la ubicación de las 10 LMXBs usadas en el trabajo	42
3.2. Esquema global de todas las fases de estudio	44
3.3. Secciones eficaces de fotoionización de O I, O II, O III	46

4.1. Ajuste con <code>ISMabs</code> en la región del escalón-K del O sin detección exitosa de CO	48
4.2. Ajuste con <code>ISMabs</code> en la región del escalón-K del O con detección exitosa de CO	49
4.3. Análisis de Monte Carlo	50
A.1. Arquetipo de ajuste espectral	64
A.2. Desarrollo de las tareas en <code>Xspec</code>	65

Índice de cuadros

2.1. Características de los espectrómetros del Chandra	30
2.2. Características del XMM-Newton	33
2.3. Característica del observatorio de rayos X Chandra Vs. XMM-Newton . . .	34
3.1. Observaciones con RGS1 XMM-Newton usados en el presente trabajo . . .	43
4.1. Ajuste espectral del escalón-K de O con ISMabs	48
4.2. Análisis Monte Carlo	51
B.1. Secciones eficaces incorporadas en ISMabs	70

Capítulo 1

Introducción

En 1904 Hartmann encontró, en nuestra Galaxia, la primera evidencia observacional de que el espacio circundante entre las estrellas no estaba vacío, mediante la detección de líneas de absorción Ca II estacionarias, en la estrella binaria δOri [1]. Las superficies estelares exhiben líneas con corrimientos Doppler orbitales, por lo tanto las líneas detectadas no podían pertenecer a δOri , sino a una nube de gas aislada que estaba en la línea de visión hacia dicha estrella. Siendo éste el primer hallazgo de lo que más tarde se le denominaría *Medio Interestelar (MIE)*, por lo que el MIE está definido como la materia que impregna al espacio entre las estrellas de nuestra Galaxia y de igual manera en el resto de las galaxias del Universo [2].

Posteriormente se descubrió que la mayor parte del MIE estaba constituida por hidrógeno, al igual que las estrellas; dando cabida a un posible vínculo entre el MIE y la formación estelar [3]. Sin embargo, no fue sino hasta 1957, cuando se formuló la idea de que el MIE estaba relacionado con la evolución estelar, que estrellas y MIE coexistían y evolucionaban juntos [4].

A gran escala el MIE corresponde al remanente dejado por el *Big Bang*, una vez que el universo alcanzó temperaturas considerablemente bajas para la formación de átomos, con la relación de abundancias de 1000 átomos de hidrógeno por cada 85 de helio y unas pocas trazas de elementos ligeros [3]. El MIE se ha enriquecido con elementos pesados a través de la evolución estelar, proporcionando recursos para las próximas generaciones de estrellas [5].

Una visión más detallada nos muestra que el MIE está constituido por: gas interestelar, polvo interestelar, rayos cósmicos, radiación electromagnética, campos magnéticos, campos gravitacionales y partículas de materia oscura. El gas interestelar, es representado por iones, átomos y moléculas en estado gaseoso, con distribución de densidades muy

cercanas a la térmica; por otra parte el polvo interestelar, se refiere a diminutas partículas sólidas con tamaños aproximados al micrómetro [6]; gas y polvo interestelar constituyen una mezcla compleja cuya composición química viene dada por: H_2 , H I, H II, e^- , He I, He II, C, O, Ne, Mg, Ca, Fe, incluyendo sus respectivas formas ionizadas, CO, CH, H_2O , óxidos metálicos, silicatos, entre otros [3], donde los átomos más abundantes después del H y He son el O y C, mientras que las moléculas más abundantes son el H_2 y CO [7].

El MIE es una parte fundamental en la evolución y dinámica de la Galaxia [5], su estudio es sumamente relevante, para ello se han empleado diferentes técnicas, generalmente el polvo es estudiado en el IR [8], las moléculas en radio [9] e IR [8], mientras que las regiones frías y tibias en UV [10], es decir, se necesita un amplio espectro para estudiar el MIE [11]. Sin embargo un estudio exhaustivo es plausible luego del lanzamiento de los telescopios espaciales *Chandra* y *XMM-Newton*, capaces de realizar espectroscopia en alta resolución de rayos X [12]; al emplear espectroscopia en alta de resolución de rayos X es posible estudiar el gas y polvo de manera simultanea debido a las altísimas energías alcanzadas por los fotones de rayos X.

La espectroscopia en alta resolución de rayos X se han convertido en una herramienta poderosa de diagnóstico para restringir las propiedades químicas y físicas del MIE. Usando una fuente astrofísica de rayos X brillante como luz de fondo y espectrómetros de rejillas, por ejemplo el Espectrómetro de Rejilla por Transmisión de Altas Energías (HETGS, por sus siglas en inglés) del observatorio Chandra o el Espectrómetro de Rejilla por Reflexión (RGS, por sus siglas en inglés) del observatorio XMM-Newton, permiten medir de manera directa rasgos espectrales tales como líneas de absorción y bordes de absorción que dan lugar a la identificación de las transiciones atómicas y moleculares, así como determinar la energía de enlace [13, 14].

En dicho contexto, se tiene mucho interés en el O, básicamente por su abundancia cósmica y destacado escalón-K de absorción, que al ser modelado permite estimaciones confiables de su abundancia, densidades de columna y fracciones de ionización [15]. Fue en 1986 que Schattenburg y Canizares con el trabajo: “Espectroscopia en Alta Resolución de Rayos X de la Nebulosa del Cangrejo y la Abundancia de O en el MIE”, fueron los primeros en reportar un prominente escalón-K de absorción de O en un espectro de rayos X (adquirido con el Observatorio Einstein), así como en la vecindad del escalón, marginales evidencias de una línea de absorción resonante $1s \rightarrow 2p$ e indicios de un escalón-K para O II [16]. Sin embargo, la molécula del CO puede originar rasgos de absorción de rayos X característicos en la región del escalón-K del O, es decir, para $\lambda \in (21 - 24) \text{ \AA}$.

Por otra parte, además de su abundancia, existen dos razones fundamentales que motivan el estudio del CO: primero por contener oxígeno, poder determinar las fracciones parciales de oxígeno ligado, es decir cuanto O está formando CO, contribuiría con el tratamiento del problema de oxígeno empobrecido. Segundo por poseer momento dipolar, es empleado como trazador de H₂ en las nubes moleculares, ya que la molécula de CO es excitada a su primer nivel rotacional por colisiones con la molécula de H₂ [17].

Trabajos recientes usando espectros en alta resolución del XMM-Newton han abordado el asunto del oxígeno empobrecido, entre ellos, se encuentran, de Vries y Constantini en el 2009, quienes estudiaron la binaria de rayos X de baja masa Sco X-1, reportando que alrededor del 30-50 % del oxígeno estaba ligado en material sólido [18]. El año siguiente, Pinto y colaboradores, para la binaria de rayos X de baja masa GS 1826-238 concluyen que por debajo del 10 % del oxígeno se encontraba en moléculas y polvo [12]. Tres años después Pinto y colaboradores, para 9 binarias de rayos X de baja masa concluyen que del 15-25 % del oxígeno se encontraba en polvo [5].

Los autores antes mencionados [5, 12, 18] coinciden con la existencia de fracciones de oxígeno ligado, no obstante García y colaboradores en el 2011, analizando la binaria Sco X-1, no observan evidencias de contribuciones de moléculas ni polvo, donde, para el ajuste espectral solo emplearon una sección eficaz de fotoionización precisa para O I [19]. Es notoria la discrepancia entre el trabajo de García y colaboradores [19] con los trabajos de Pinto y colaboradores [5, 12] y de Vries y Constantini [18]; siendo la diferencia la incorporación de secciones eficaces precisas. Ya que es sensato pensar que se debe obtener un adecuado ajuste atómico antes de tratar de ajustar la contribución debido a moléculas gaseosas y polvo, Gattuzi y colaboradores [14, 15, 20, 21] han realizado análisis secuenciales del MIE Galáctico, mediante espectros en alta resolución de rayos X obtenidos con los observatorios Chandra y XMM-Newton, con la finalidad de modelar de manera satisfactoria la región del escalón-K de O, solo usando una base de datos atómica.

En el trabajo de Gattuzi y colaboradores en el 2015, se presenta un modelo de fotoabsorción de rayos X para el MIE, denominado *ISMabs*, el cual cuenta con secciones eficaces precisas de especies atómicas neutras e ionizadas una y dos veces. *ISMabs* permite alcanzar ajustes espectrales adecuados, además calcular de manera directa columnas de densidades [14].

Estos antecedentes han motivado al desarrollo del presente trabajo, teniendo como objetivo la detectabilidad de moléculas de CO en el Medio Interestelar (MIE) Galáctico así como estimar la abundancia de CO analizando espectros en alta resolución de rayos X, adquiridos con el XMM-Newton, de 10 binarias de rayos X de baja masa, empleando

la base de datos atómica más actualizada y la incorporación de la sección eficaz de fotoabsorción del CO al modelo ISMabs (que ha sido obtenida de manera experimental por Barrus y colaboradores [22]).

El presente trabajo se ha dividido en capítulos de la siguiente manera: Astrofísica de rayos X (Capítulo 2) donde se encuentran conceptos físicos y astrofísicos necesarios para familiarizarse con el tema de estudio. Luego se contempla el capítulo denominado Reducción de Datos y Ajuste Espectral, en donde se examina la metodología empleada para alcanzar los objetivos trazados (Capítulo 3). Los resultados son discutidos posteriormente (Capítulo 4) y las conclusiones son presentadas en el último capítulo (Capítulo 5).

Capítulo 2

Astrofísica de Rayos X

Cuando se emplea espectroscopia en alta resolución de rayos X para el estudio del medio interestelar, es imprescindible poseer dominio referente a los procesos de emisión de fotones de rayos X, sus respectivas interacciones con la materia, así como de los objetos que producen este tipo de radiación ionizante, cuya área de conocimiento concerniente a su tratamiento es la *Astrofísica de rayos X*. En este capítulo presentamos una nutrida recopilación bibliográfica, que contiene estructuras conceptuales apropiadas para la comprensión del área, las cuales son descritas a continuación.

2.1. Emisión de Rayos X

Los rayos X corresponden a fotones de altas energías $\sim 0,1 - 1000$ keV y longitudes de onda cortas, del orden de $0,01 - 10$ nm. Se definen como una radiación ionizante, debido que al interactuar con la materia, origina partículas con cargas -iones-. En el proceso de emisión de rayos X ocurre una transformación de la energía cinética de una partícula cargada a la energía de un fotón. Actualmente en astrofísica es frecuente inclinarse al empleo de espectroscopia en alta resolución de rayos X, ya que permite estudiar regiones del espacio de considerable a alta profundidad óptica. En emisión de rayos X se pueden presentar algunos de los siguientes escenarios: radiación Bremsstrahlung, radiación sincrotrón, radiación Compton.

2.1.1. Radiación Bremsstrahlung

La palabra Bremsstrahlung, proviene de la unión de dos palabras alemanas *Bremsen* -del verbo frenar- y *Strahlung* -del sustantivo femenino radiación-. Se entiende por Bremsstrahlung, como una radiación de frenado, producto de la desaceleración de una

partícula cargada, en el momento que es desviada por el campo eléctrico de un núcleo atómico (ver figura 2.1), a efecto de la conservación de la masa, la energía y trimomento del sistema, la partícula cargada emite un fotón en la dirección original del movimiento. Otro nombre por la cual se le conoce, a este efecto es como radiación libre-libre, por ser producida por una partícula que está libre antes y después del frenado.

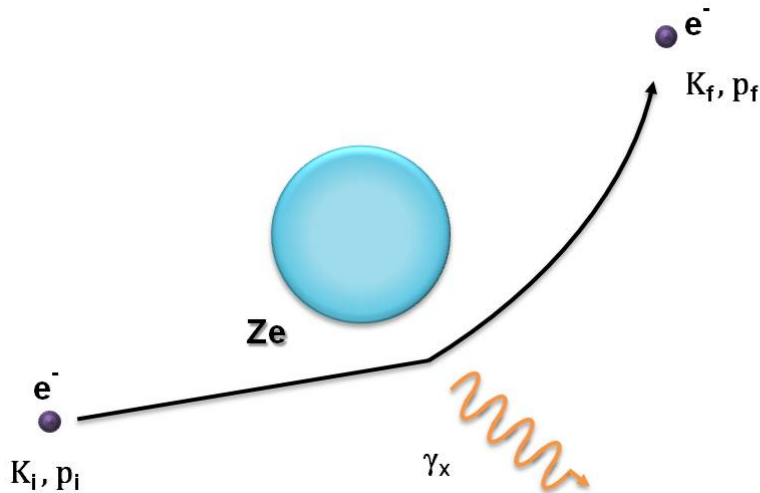


Figura 2.1: Radiación Bremsstrahlung. Un e^- con cierta energía cinética K_i , trimomento P_i es frenado y desviado en presencia de un núcleo atómico, acto seguido es emitido un fotón de rayos X.

En la literatura podemos encontrar algunas variantes de radiación Bremsstrahlung: Bremsstrahlung térmico, Bremsstrahlung térmico de absorción libre-libre, Bremsstrahlung relativista, que describimos a continuación:

- Bremsstrahlung térmico: Corresponde a un caso más realista, en el cual se toma en cuenta un plasma en equilibrio térmico, lo que se traduce en un conglomerado de e^- con una distribución de velocidades del tipo Maxwell-Boltzmann (partículas idénticas distinguibles, no existe limitación en el número de ocupación un dado estado, cada estado específico del sistema tiene la misma probabilidad), esto nos dice la probabilidad de encontrar a un e^- con energía E disminuye exponencialmente con la energía, así como la probabilidad dP que una partícula tenga una velocidad en un rango de velocidades d^3v , esta dada por la ecuación 2.1,

$$dP \propto e^{-\frac{E}{kT}} d^3v = e^{-\frac{mv^2}{2kT}} 4\pi v^2 dv \quad (2.1)$$

donde E corresponde a la energía cinética de los e^- , k es la constante de Boltzmann, T la temperatura del plasma, v corresponde a la velocidad que adquieren los e^- , m la masa del e^- . En la ecuación 2.1 se cumple la relación establecida en la ecuación 2.2, a fin que de la colisión se puede generar un fotón:

$$h\nu \leq \frac{1}{2}mv^2 \quad (2.2)$$

donde h corresponde a la constante de Planck y ν a la frecuencia del fotón.

- Bremsstrahlung térmico de absorción libre-libre: de manera breve en este fenómeno se trata la absorción que tendría un e^- al desplazarse por la cercanías de un ion en un proceso de Bremsstrahlung térmico.
- Bremsstrahlung relativista: En las anteriores variantes se abordó el fenómeno desde un punto de vista clásico. Para el tratamiento del problema relativista es necesario introducir el método del cuanto virtual *-method of virtual quanta¹*. Una breve descripción, en esta variante se visualiza al e^- en reposo y al ion de carga Ze moverse con velocidades relativistas hacia el e^- , al estar en movimiento aparece un campo electromagnético; cuando el ion se acerca al e^- , este se dispersa, emitiendo radiación. En la literatura se considera al Bremsstrahlung relativista como una dispersión Compton de cuantos virtuales del campo electrostático del ion, visto desde el e^- .

El proceso de Bremsstrahlung producirá una radiación con una distribución de espectro continuo, cuya forma al principio será un poco plana -aquí $h\nu = kT$ - y luego decae como lo hace un cuerpo negro -siguiendo un comportamiento asintótico como $e^{-h\nu/kT}$ - (ver figuras 2.2 y 2.3). Un ejemplo significativo de radiación Bremsstrahlung lo podemos observar en el Cúmulo de Virgo, el cual es un cúmulo de galaxias, situado a 59×10^6 años luz, constituido principalmente por plasma caliente $\sim 10^7$ K, irradiando ~ 2 keV.

¹Desarrollado por Weizsäcker[23] y Williams [24], es un método semiclásico para calcular las secciones eficaces de la interacción electromagnética de partículas relativistas; basados en que los campos eléctricos y magnéticos de una partícula cargada moviéndose rápidamente son casi transversales a la dirección del movimiento y son similares a el campo de un pulso de radiación [25].

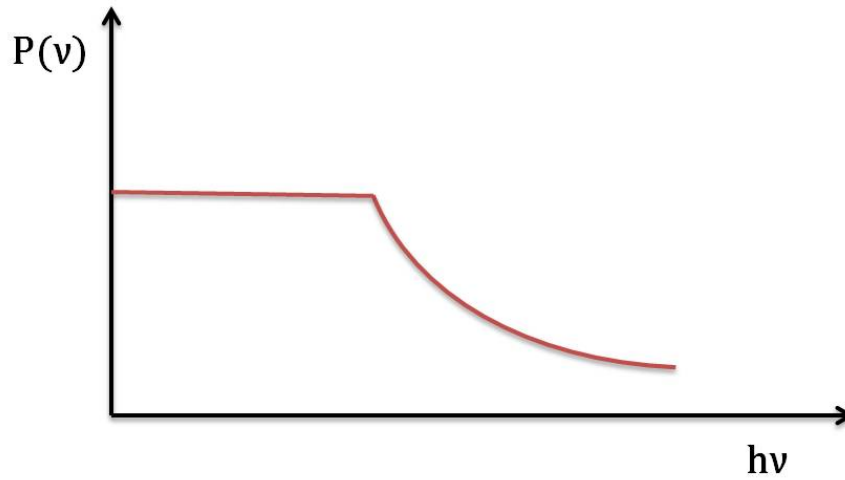


Figura 2.2: Espectro Bremsstrahlung. Se muestra potencia de energía irradiada versus energía, en la parte plana $h\nu = kT$, luego puede verse como decae, de la misma forma que lo hace un cuerpo negro.

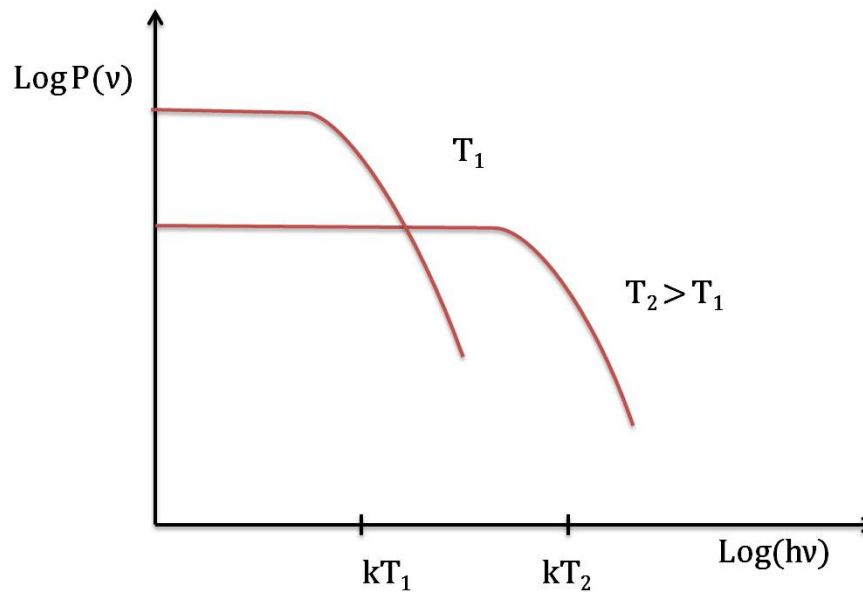


Figura 2.3: Representación Log & Log de dos espectros de radiación Bremsstrahlung térmica parados temperaturas diferentes (asumiendo iguales densidades).

2.1.2. Radiación Síncrotrón

Es aquella que se produce cuando partículas cargadas son aceleradas a velocidades relativistas por un campo magnético en una trayectoria circular. Estas partículas al viajar en trayectorias curvadas emiten radiación y con ello pierden parte de su energía. La cinemática de la partícula es claramente descrita por la combinación de un movimiento circular y el movimiento uniforme a lo largo del campo, que resulta en un desplazamiento helicoidal (ver figura 2.4).

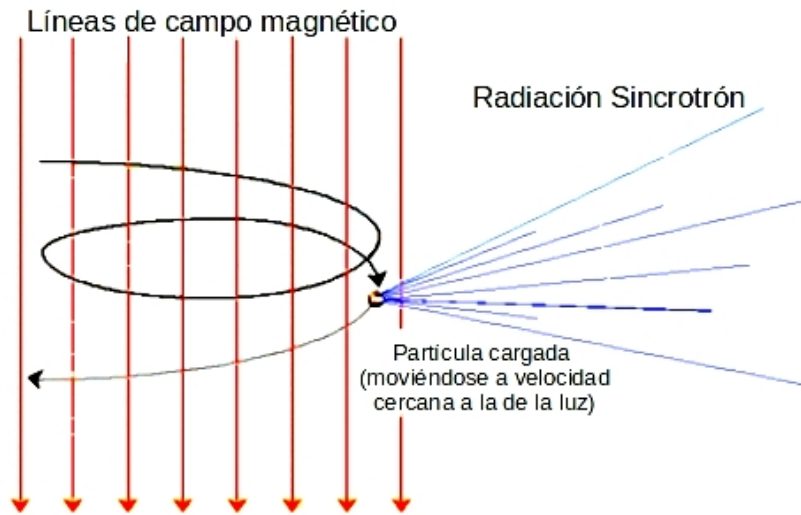


Figura 2.4: Descripción de la radiación de sincrotrón. Un e^- moviéndose en una trayectoria helicoidal a través de un campo magnético, emitiendo fotones de alta energía, a causa de la aceleración adquirida por la partícula. Fuente: <http://img.seti.cl/>

La forma del espectro correspondiente a esta radiación obedece a una ley de potencia (ver ecuación 2.3), lo cual es una consecuencia directa del arreglo de la distribución de energías de estos e^- relativistas (ver figura 2.5).

$$P(\nu) \propto \nu^{-s}, \text{ con } s = \frac{p-1}{2}; \quad (2.3)$$

donde p es una constante que puede tomar diferentes valores, según el caso. Para pequeñas frecuencias s tiene un valor negativo (la pendiente de $P(\nu)$ es positiva), $P(\nu)$ crece considerablemente hasta su valor máximo, muy cercano a la frecuencia crítica ν_c , dada por la

ecuación 2.4, para grandes frecuencias s toma un valor positivo, $P(\nu)$ decrece.

$$\nu_c = \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \frac{eB}{2\pi m} \quad (2.4)$$

donde E corresponde a la energía del conglomerado de e^- , m la masa del e^- y e la carga del e^- , c la velocidad de la luz y B la intensidad del campo magnético.

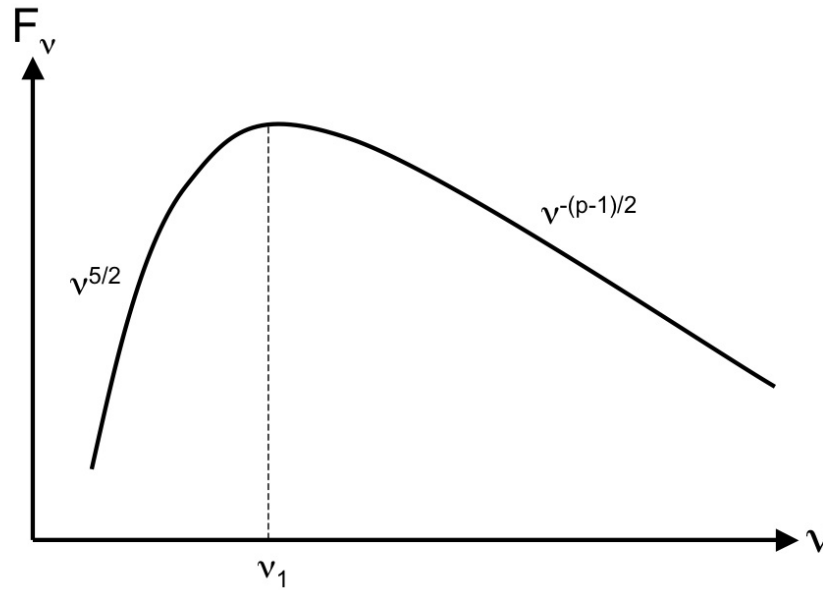


Figura 2.5: Espectro característico de radiación sincrotrón. Representación Log & Log, donde para bajas frecuencias $P_\nu \rightarrow \nu^{-5/2}$, para grandes frecuencias $P_\nu \rightarrow \nu^{-(p-1)/2}$, ν_1 corresponde a la frecuencia crítica. Fuente: <http://www.ifa.hawaii.edu>

Un ejemplo de la radiación sincrotrón corresponde a los jets emitidos por núcleos activos de galaxias, remanentes de supernovas, el caso más conocido corresponde a la galaxia Centaurus A, situada a unos 13 millones de años luz.

2.1.3. Dispersión Compton

Conocida también como *efecto Compton*, este fenómeno se presenta cuando un fotón de alta energía consigue a su paso un átomo, dicho fotón colisiona con alguno de los electrones de las capas internas, el fotón cede parte de su energía y cantidad de movimiento al electrón, este retrocede como resultado del impacto y sale expulsado del átomo, el fotón pasa a tener menos energía, menor frecuencia y mayor longitud de onda respecto a la inicial, el electrón expulsado se conoce como *electrón Compton* (ver figura 2.6).

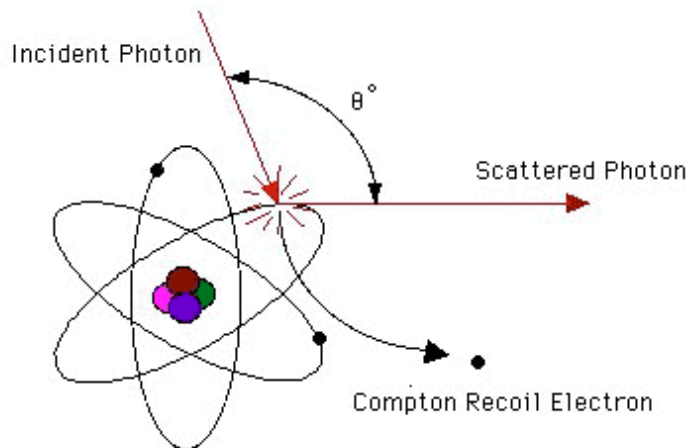


Figura 2.6: Radiación Compton. Un fotón de alta energía colisiona con un e^- arrancándolo del átomo, el fotón cede parte de su energía, se dispersa, es decir, su frecuencia disminuye y longitud de onda es alargada. Fuente: <http://www.internaldosimetry.com>

Existe una variante del efecto, denominada *dispersión Compton inversa*, donde el fotón gana energía -en vez de ceder-, decrece la longitud de onda, dicho fotón es poco energético y al encontrarse con e^- libres altamente energéticos, se produce la dispersión de la radiación, convirtiendo a un fotón de baja energía en uno de alta energía. En astronomía se le da el nombre de dispersión Compton al proceso de dispersión Compton inversa. Para el caso de fotones de bajísima energía $h\nu \ll mc^2$, la dispersión de radiación para e^- libres no relativistas, se reduce al caso clásico de *dispersión Thompson*, con éste último es posible explicar y describir el plasma.

Por otra parte, los espectros productos de radiación Compton pueden ser saturados e insaturados. El primero se refiere a un medio térmico y no relativista, característico de dispersión Compton inversa, para bajas frecuencias el espectro tiene la forma de un cuerpo negro y para altas frecuencias se comporta siguiendo la ley de Wien (ver ecuación 2.5), resultado de la dispersión, en donde la energía tiene la forma de una distribución

Bose-Einstein (ver figura 2.7); en el segundo, los electrones no son tan energéticos como en el caso saturado, para su descripción se asume una solución estacionaria de la *ecuación Kompannets* (ver ecuación 2.6), la forma del espectro obedece a una ley de potencia (ver figura 2.8).

$$n(\hbar\omega/kT) \propto e^{-\frac{\hbar\omega}{kT}} \quad (2.5)$$

donde $\hbar\omega/kT$ expresa la energía del fotón en referencia a la energía térmica del electrón, $n(\hbar\omega/kT)$ se refiere a la densidad.

$$I(\nu) \approx \begin{cases} \nu^3 e^{-h\nu/kT}, & \text{para } \nu \gg kT/h \\ \left(\frac{\nu}{\nu_s}\right)^{3+m}, & \text{para } \nu \ll kT/h \end{cases} \quad (2.6)$$

ν_s se refiere a la frecuencia de saturación y donde m viene dado por la expresión:

$$m = -\frac{3}{2} \pm \sqrt{\frac{9}{4} + \frac{4}{y}},$$

el factor $y \equiv [\text{promedio de la fracción de energía ganada por dispersión}] \times [\text{media de número de eventos de dispersión}]$, se usara $+$ para $y \gg 1$ y $-$ para $y \ll 1$.

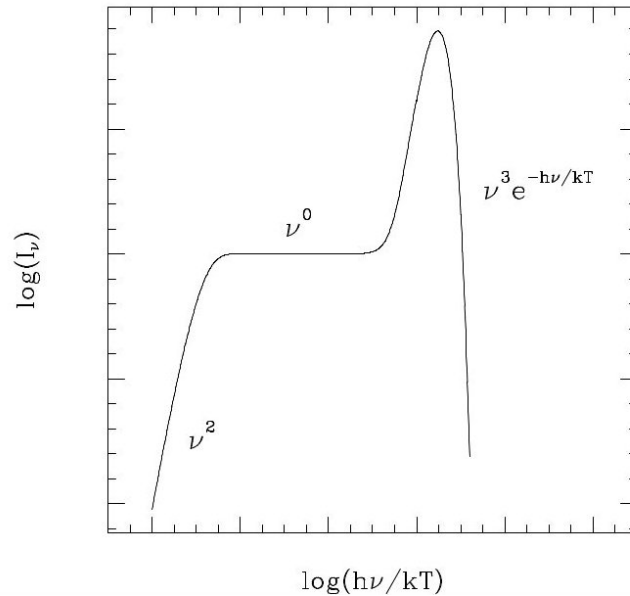


Figura 2.7: Espectro de dispersión Compton inversa saturada. Representación Log & Log, a este tipo de espectros se les suele llamar comptonización saturada de un espectro Bremsstrahlung. Fuente: <http://www.astro.utu.fi>

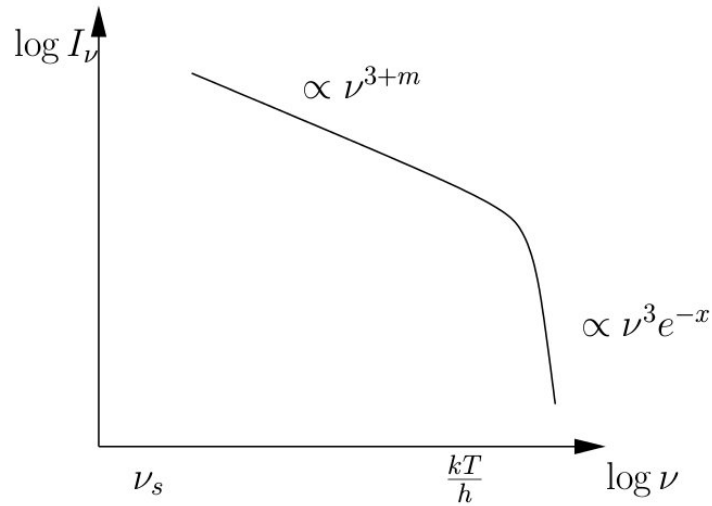


Figura 2.8: Espectro dispersión Compton inversa insaturada. Representación Log & Log de espectro producido por una comptonización de fotones de bajas energía por electrones térmicos, $x = h\nu/kT$. Fuente: <http://www.strw.leidenuniv.nl/>

En astrofísica de rayos X, hablar de radiación Compton es referencia a eventos que se producen en los agujeros negros. Actualmente se sostiene que el disco de acreción alrededor del agujero negro es el responsable de producir un espectro térmico; así pues es conocido que este tipo de espectro es el resultado de la dispersión de los fotones de bajas energía al ser dispersados a altas energías debido a electrones relativistas en la corona circundante, esto último se considera como la posible causa de la componente de la ley de potencia en los espectros de acreción en agujeros negros en rayos X.

2.2. Fotoabsorción de Rayos X

Conocemos como fotoabsorción o fotoionización al proceso donde un fotón de energía $h\nu$ y momentum p es absorbido por un blanco (ion, átomo o molécula) que a consecuencia es ionizado o excitado; para tal efecto la ionización es el resultado cuando uno o varios electrones abandonan el átomo, quedando un ion residual en su estado energético fundamental, en cambio la excitación es el resultado de transiciones de uno o varios niveles de energías discretos, en algún átomo.

La fotoionización así como el grado de ionización que se alcanza, dependen de dos factores: el primero, la distribución de fotones del campo de radiación y el segundo de las secciones eficaces como una función de la energía del fotón. Podemos expresar de forma compacta un proceso de fotoionización a través de la siguiente relación acción-reacción (ver ecuación 2.7),



donde X corresponde al átomo blanco antes de incidir el fotón de energía $h\nu$, X^+ al ion, $e^-(\epsilon)$ al electrón libre expulsado, es decir el *fotoelectrón* de energía ϵ , siendo esta la diferencia entre la energía del fotón $h\nu$ y el potencial de ionización o la energía de ligadura del electrón E_{PI} , ésta última se refiere a la energía mínima necesaria para arrancar un electrón del átomo (ver ecuación 2.8).

$$h\nu - E_{PI} = \frac{1}{2}mv^2 = \epsilon \quad (2.8)$$

En el proceso de fotoionización se generan transferencias de energía entre el campo de radiación y gas (mientras existan densidades energéticas comparables), la energía cinética ganada por los electrones es rápidamente compartida con los otros electrones y átomos del gas, que se traduce en un calentamiento del gas, la principal fuente de calor es consecuencia de la fotoionización de elementos trazas (oxígeno, carbono, nitrógeno, neón, azufre, entre otros).

En virtud de una mejor comprensión del proceso de fotoabsorción, se incluye una breve reseña de los siguientes tópicos: estructura atómica, líneas de absorción, escalones de fotoionización, autoionización, principio de balance detallado, efecto Auger, fluorescencia de rayos X y secciones eficaces de absorción.

2.2.1. Estructura Atómica

Conocemos que un átomo está constituido por un núcleo, conformado a su vez por neutrones y protones, así como de distintos niveles de energía ocupado por electrones. Al momento de describir las diferentes configuraciones o estados atómicos, es útil referirse a los números cuánticos: n (número cuántico principal, $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$), ℓ (número cuántico orbital $0 \leq \ell \leq n - 1$), m_ℓ (número cuántico magnético $-\ell \leq m_\ell \leq \ell$), m_s (número cuántico de espín $-\frac{1}{2}, \frac{1}{2}$). Las transiciones de los electrones en diferentes niveles energéticos, podrían o no venir acompañadas de fotones, los cuales son detectados en espectroscopia como líneas de emisión o absorción en un espectro.

La forma como se organizan los electrones en las distintas capas y subcapas de energía dentro de un átomo, es a lo que se conoce como estructura atómica. Desde el punto de vista de la mecánica cuántica corresponde a la determinación de la energía de los electrones y las funciones de ondas de los estados ligados y cuasi-ligados de todos los electrones en el sistema, se refiere a estados ligados a los arreglos energéticos que obedecen los electrones debido al potencial atractivo que ejerce el núcleo sobre ellos, y por cuasi-ligados aquellos arreglos donde existen dos o más electrones excitados en el sistema.

2.2.2. Líneas de Absorción

Se puede definir a una línea de absorción como la sustracción de energía en el continuo generada por una determinada transición atómica hacia arriba -excitación-, mientras que a una línea de emisión como la adición de energía en el continuo, debido a una determinada transición atómica hacia abajo -desexcitación- [26] (ver imagen 2.9).

Las líneas de absorción son frecuentemente utilizadas como indicadores de densidad y abundancias en diferentes objetos, por ejemplo en el Medio Interestelar (MIE), los núcleos activos de galaxias (AGN, por sus siglas inglés) y fotosferas estelares. Particularmente los espectros de absorción son empleados en estudios de MIE ya que las bajas temperaturas del gas implican que todos los iones son propensos a estar en los niveles fundamentales y sólo unos pocos podrían ser excitados a niveles superiores.

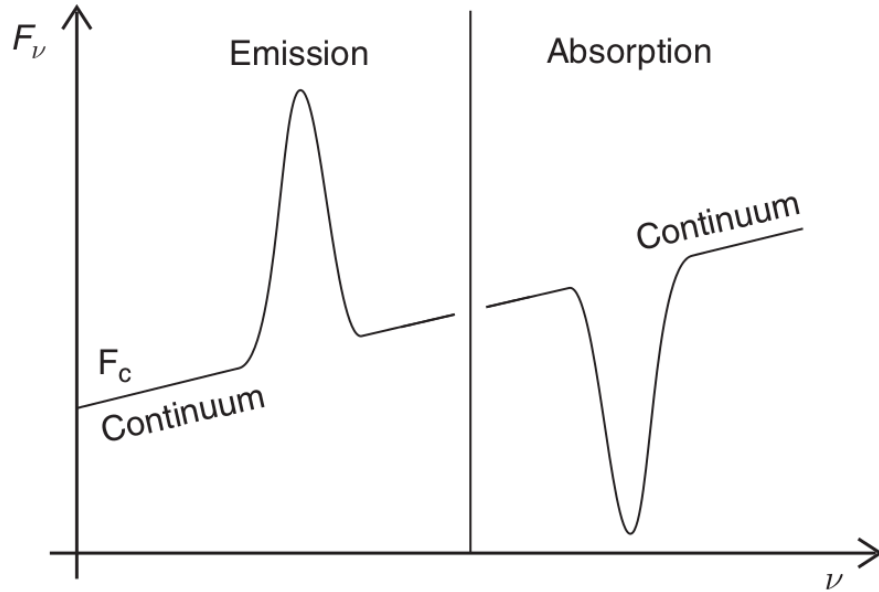


Figura 2.9: Representación del flujo de energía en función de la frecuencia, se puede observar el continuo y la línea de emisión (a la izquierda) se encuentra por encima del continuo, así como la línea de absorción (a la derecha) ubicada por debajo del continuo [26].

A continuación se describe los mecanismo más comunes que causan ensanchamiento en una línea de absorción así como la metodología empleada para analizar las líneas de absorción.

Ensanchamiento de la línea de absorción

Esperaríamos obtener una línea de absorción monocromática (un trazo apuntando hacia abajo del continuo), sin embargo lo que se obtiene en la práctica es una línea multicromática (una especie de valle), es decir, la línea presenta un ensanchamiento, asociado a diferentes procesos, siendo los destacados: Ancho natural de la línea, ensanchamiento Doppler, y ensanchamiento colisionar, los cuales examinaremos brevemente.

- Ancho natural de la línea: Según el tratamiento de la mecánica cuántica, existe una ancho fundamental o natural de la línea, asociado al *Principio de Incertidumbre de Heisenberg* (ver ecuación 2.9)

$$\Delta E \Delta t \geq \hbar \quad (2.9)$$

donde ΔE corresponde a la energía de un nivel atómico excitado, con un tiempo de vida característico Δt y \hbar la constante de Planck multiplicada por un factor de $1/2\pi$. El ancho natural de la línea depende del tiempo de vida de una vacante en el nivel considerado. Este mecanismo conduce a un perfil de línea con características de una distribución de Lorentz (ver figura 2.10).

- **Ensanchamiento Doppler:** Los electrones, átomos, iones y moléculas, se mueven en direcciones aleatorias de manera continua en un gas, donde se cumple que el promedio de la energía cinética del gas es igual a la energía térmica del gas (ver ecuación 2.10)

$$\frac{1}{2}m \langle v^2 \rangle = \frac{3}{2}kT, \quad (2.10)$$

donde m es la masa de las partículas individuales del gas, con velocidad promedio v , siguiendo una distribución de velocidades Maxwellianas, k la constante de Boltzmann y T la temperatura del gas.

Ahora bien, respecto a un observador estacionario, las partículas del gas podrían estar moviéndose a lo largo de la línea de visión (alejándose o acercándose), perpendiculares a la línea de visión (hacia arriba o hacia abajo) o con combinación de ambas componentes, por lo tanto cada línea de absorción detectada por el observador presenta corrimiento Doppler, el cual se evidencia en un ensanchamiento de la línea denominado *ensanchamiento Doppler* a cecatas o *ensanchamiento Doppler térmico*, el cual puede ser determinado a través de ecuación 2.11:

$$\Delta\nu = 2\frac{\nu_o}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} \ln 2} \quad (2.11)$$

donde $\Delta\nu$ corresponde al ensanchamiento Doppler de una línea de frecuencia ν_o , c a la velocidad de la luz en el vacío (k , T y m ya han sido descritos anteriormente). De la ecuación 2.11 se puede evidenciar que el ensanchamiento aumenta a mayor temperatura T y/o con partículas más ligeras. Este mecanismo genera un perfil de línea con distribución Gaussiana (ver figura 2.10).

- **Ensanchamiento colisional:** En un gas colisiones continuas de un átomo con otras partículas, dan lugar a distorsiones en los niveles energéticos, ampliando el rango

de energía de transición, conllevando a la disminución de los tiempos de vida característicos en átomos excitados, a consecuencia se produce un ensanchamiento en la línea de absorción. Este tipo de ensanchamiento también es conocido como ensanchamiento por presión. La frecuencia a la cual ocurren tales colisiones ν_{col} , puede ser estimada por la siguiente relación (ver ecuación 2.12):

$$\nu_{col} = \sigma_{col} \sqrt{\frac{2kT}{m}} n \quad (2.12)$$

con σ_{col} la sección eficaz de las colisiones, n la densidad del gas y $\sqrt{\frac{2kT}{m}}$ la velocidad térmica promedio. Este mecanismo genera un perfil de línea con distribución Lorentziana (ver figura 2.10).

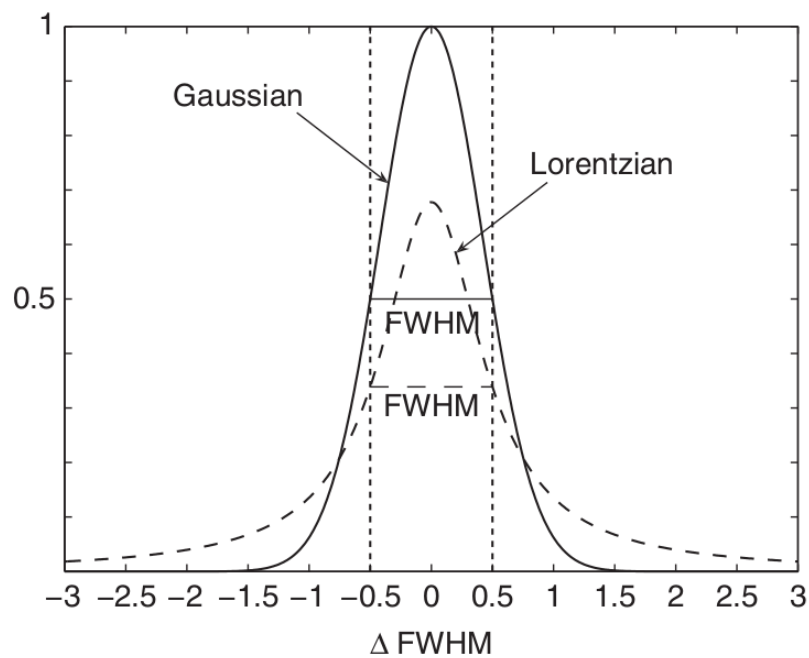


Figura 2.10: Representación de los perfiles de líneas Gaussianas (—) y Lorentziana (- -) en función de la anchura a media altura (FWHM, Full Width at Half Maximum, en inglés). La distribución Lorentziana decae de manera más lenta que la Gaussianas, la cual tiene mayor contribución al centro mientras que la Lorentziana en las alas [26].

2.2.3. Escalones de Absorción

Cuando un fotón es absorbido los electrones de las capas internas pueden ser excitados a niveles de mayor energía, formándose *estados excitados* o ser arrancados, formándose *estados ionizados*. Es común en espectroscopia de absorción de rayos X emplear el término *escalones de absorción* para describir o referirse a una determinada configuración electrónica, estos corresponden a la transición de un estado base a un estado ionizado en capas internas.

El nombre del escalón se refiere a capa interna correspondiente al electrón excitado, es decir, escalón-K, escalón-L y escalón-M, los cuales se refieren al número cuántico principal $n = 1, 2$ y 3 respectivamente. En una sección eficaz de absorción un escalón de absorción puede apreciarse como una discontinuidad brusca o salto (ver imagen 2.11).

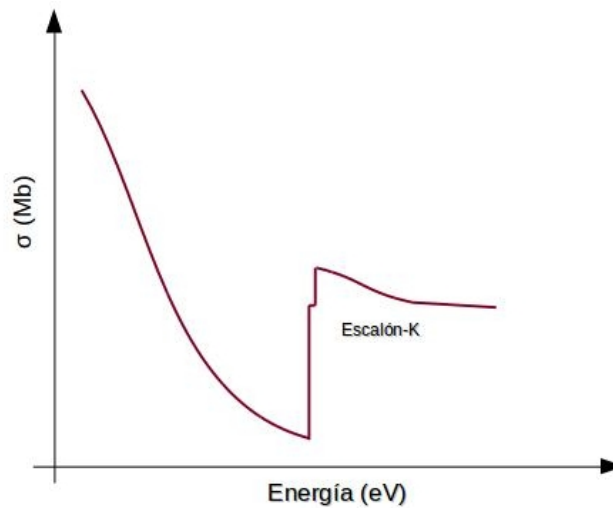


Figura 2.11: Sección eficaz de absorción en función de la energía del fotón. Se evidencia un escalón-K de absorción, correspondiente a un blanco X . Puede apreciarse un rápido incremento de la absorción, el cual tiene lugar en el umbral de la energía requerida para excitar los electrones de las capas internas, hasta alcanzar un pico, donde ocurre la ionización, es decir, $X^+ + e^-$.

2.2.4. Autoionización

Se entiende por estados cuasi-ligados aquellos con dos o más electrones excitados en una configuración atómica. Dependiendo de la energía del sistema es posible que ocurran estados de autoionización, los cuales se aprecian en las secciones eficaces como picos (ver

figura 2.12). En los estados de autoionización un electrón está débilmente excitado y unido a un ion que se encuentra de la misma forma excitado, por ello se suele referir a dichos estados como estados doblemente excitados.

En un proceso de autoionización, un electrón interno decae a su estado fundamental, liberando energía pero sin emitir radiación, la energía liberada hace que se ionice un electrón externo, propiciando la ruptura del sistema, que resulta en un ion y un electrón libre con cierta energía. Lo anterior puede ser expresado a través de la relación acción-reacción (ver ecuación 2.13):



donde los ** corresponden a un estado doblemente excitado, X_c corresponde al ion residual de energía E_c , correspondiente a un estado excitado.

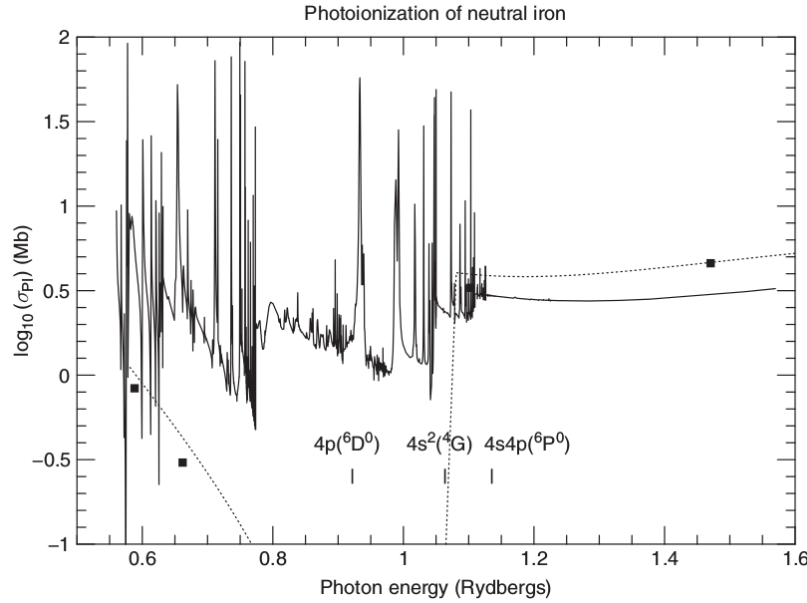


Figura 2.12: Sección eficaz teórica de fotoionización de Fe neutro [26]. Logaritmo de la sección eficaz de fotoionización en función de la energía del fotón. La curva sólida (—) corresponde a la sección eficaz de fotoionización calculada usando el método de la matriz R, considerando los efectos de la estructura multiplete, es decir, momentos angular y de espín, resultando en resonancias y dominantes interacciones electrón-electrón [27, 28]. La curva punteada(- -) y los cuadros ■ representan la aproximación de campo central [29, 30].

2.2.5. Principio de Balance Detallado

La ecuación de Saha, también conocida como *ecuación de equilibrio de ionización de Saha* (ver ecuación 2.14), derivada en 1920 por *Meghnad Saha (1893-1956)*, aporta información sobre el estado de ionización de un elemento químico dado. La misma es rigurosamente creciente con la temperatura, su uso es solo permitido bajo condiciones de equilibrio termodinámico (ET), como aproximación se asume que en las atmósferas estelares existe ET (permitiendo de manera cualitativa explicar algunas líneas espectrales observadas en estrellas) [31].

$$\frac{n_+ n_e}{n_o} = \frac{g}{h^3} (2\pi m_e kT)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Phi}{kT}} \quad (2.14)$$

donde n_+ , n_e , n_o corresponden a las densidades numérica de iones, de electrones libres y de átomos neutros respectivamente, g es una constante, Φ es el potencial de ionización. No obstante en el MIE no existe tal condición de ET, por lo tanto no es aplicable la ecuación, en su lugar se aplica el *Principio de Balance Detallado*, formulado por *Bruce Mahan* en 1975, donde cada proceso debe ser equilibrado por su proceso inverso y cuya expresión matemática es dada por la ecuación 2.15 [32].

$$\kappa_{12} = \kappa_{21} \left(\frac{\mu_2}{\mu_1} \right)^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\Delta E_{21}}{kT}} \quad (2.15)$$

La misma muestra la relación de los coeficientes de velocidad de la reacción, κ_{12} y su reacción inversa, κ_{21} , con las masas reducidas de los productos μ_1 y reactantes μ_2 , como la diferencia de energía de la reacción inversa ΔE_{21} .

2.2.6. Efecto Auger

Cuando aparece una vacante en un átomo a causa de ionización en las capas internas, la misma podría ser cubierta a través del decaimiento de un electrón de una capa externa, además de la expulsión de un electrón de la misma capa externa o superior a esta -estas transiciones implican capas cerradas- a este proceso se le denomina *Efecto Auger*.

Existen dos modalidades de decaimiento, como lo son: Auger espectador y Auger participativo. A continuación un ejemplo de estas modalidades de un estado fotoexcitado K-vacante [20].

- Canales de decaimiento Auger espectador KLL

$$[1s]2s2p^\mu\eta p \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow 1s2s2p^{\mu-2}\eta p + e^- \\ \rightarrow 1s[2s]2p^{\mu-1}\eta p + e^- \\ \rightarrow 1s[2s]^22p^\mu\eta p + e^- \end{array} \right. \quad (2.16)$$

- Canales de decaimiento Auger participador KLn

$$[1s]2s2p^\mu\eta p \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow 1s2s2p^{\mu-1} + e^- \\ \rightarrow 1s[2s]2p^\mu + e^- \end{array} \right. \quad (2.17)$$

En ambas relaciones de acción-reacción $1s$ y $2s2p$ corresponde a las capas con número cuántico principal $n = 1$ y $n = 2$ respectivamente, se representa con corchetes $[]$ a las capas que no están cerradas, μ corresponde a un número entre 1 y 6.

2.2.7. Fluorescencia de Rayos X

La relación acción-reacción dada por la ecuación 2.18, fundamentalmente se refiere a transiciones radiactivas, las cuales pueden tener lugar en ambas direcciones, de izquierda a derecha muestra que un ion de carga $+\eta$ puede ser excitado con la absorción de un fotón de energía $h\nu_{ij}$, haciendo excitar un electrón de un estado i a un estado j , durante el período. En dirección opuesta se muestra que puede decaer de manera espontánea después del tiempo de vida media, por emisión de un fotón. Se conoce a este decaimiento como *fluorescencia* de rayos X.

$$X_i^{+\eta} + h\nu_{ij} \rightleftharpoons X_j^{+\eta} \quad (2.18)$$

2.2.8. Secciones Eficaces de Fotoabsorción

Se entiende por sección eficaz, σ , a la probabilidad de ocurrencia de un determinado fenómeno físico bien conocido; pudiera definirse como la transición del sistema de un estado i a un estado j . Cuando se refiere a fotoionización, la sección eficaz se define como un función continua de la energía del fotón incidente $h\nu$, equivalente a la energía de los fotoelectrones salientes ϵ . Siendo la sección transversal total integrada la relación entre la energía absorbida P (potencia) por la intensidad de la radiación I , dada por la expresión 2.19;

$$\sigma = \frac{P}{I} = \frac{\pi^2 c^2}{n_\omega \omega_{ij}^2} T_{ij} \quad (2.19)$$

c corresponde a la velocidad de la luz, n_ω es un número entero ω la frecuencia, T_{ij} es la probabilidad por unidad de tiempo que un fotón sea absorbido en la transición entre el estado i y el j .

Las secciones eficaces de fotoabsorción atómicas son calculadas mediante métodos numéricos computacionales, como la matriz R. Sin embargo dada la complejidad de la estructura molecular las secciones eficaces de moléculas son determinadas de manera experimental. En la subsección 2.2.4 se muestra la sección eficaz de fotoionización del átomo de Fe neutro, determinada con métodos numéricos.

2.3. Observación de Rayos X

Nuestra atmósfera filtra de manera selectiva la radiación incidente, permitiendo solo el paso de un rango de frecuencias o bandas espectrales, a este mecanismo se le conoce como la opacidad, protegiendo la superficie terrestre de radiaciones que coloquen en riesgo la permanencia de la vida en la tierra. La opacidad atmosférica genera ventanas de observación, tal es el caso de la ventana en el óptico ($380 \text{ nm} < \lambda < 780 \text{ nm}$) y la ventana de radio ($\lambda > 1 \text{ mm}$) (ver figura 2.13). No obstante la atmósfera está constituida por una variedad de moléculas y átomos, los cuales absorben a los fotones asociados a las λ que no alcanzan la superficie terrestre. En el caso de los fotones de rayos X de altas energía y la mayoría de UV, son absorbidos principalmente por las moléculas de oxígeno y nitrógeno presente en la estratosfera y capas superiores, así como por la capa de ozono O_3 .

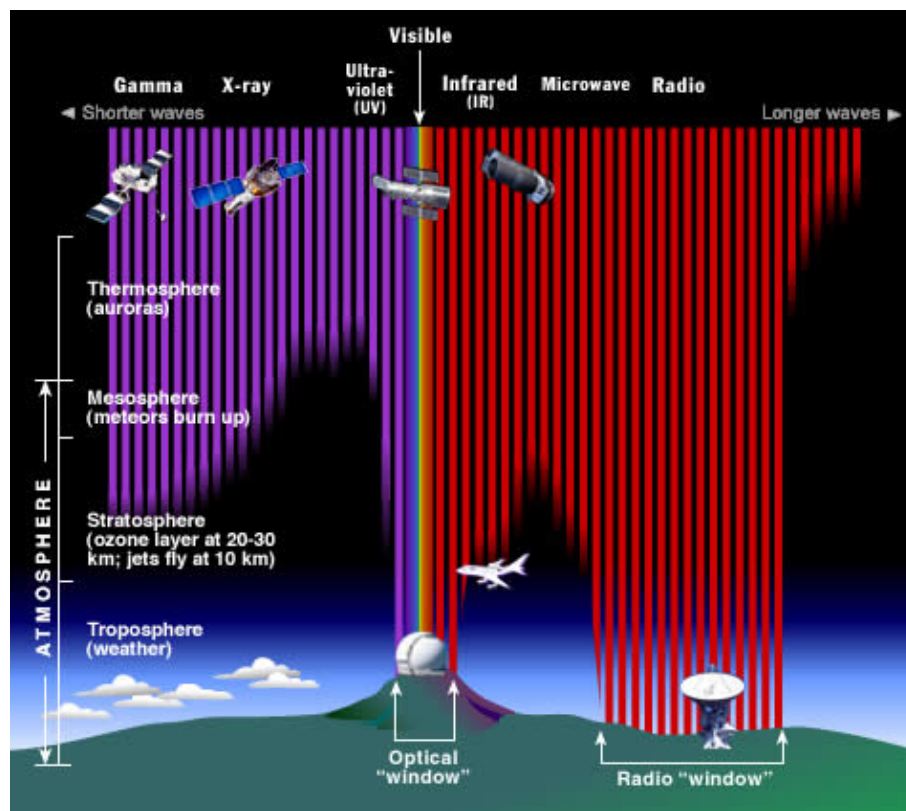


Figura 2.13: Diferentes tipos de la radiación electromagnética (rayos gamma, rayos X, UV, visible, IR, microondas, radio) alcanzan la atmósfera terrestre a diferentes profundidades antes de ser absorbidas. Sin embargo sólo porciones de radio y luz visible llegan a la superficies. Fuente: STCI/JHU/NASA, dominio público.

Existen fuertes limitaciones para poder observar en gran parte del espectro desde la superficie terrestre, debido a ello se han ubicado observatorios fuera de la atmósfera. Tal es el caso de *Fermi* y *Compton* que permiten observar en rayos gamma, *Chandra* y *XMM-Newton* en rayos X, *Hubble* en el UV, óptico e IR cercano, *Spitzer* y *2MASS* en el infrarrojo, *WMAP* y *SWAS* en microondas, etc. En los siguientes apartados se aborda el tema de los observatorios de rayos X, específicamente *Chandra* y *XMM-Newton* y espectroscopia de rayos X en alta resolución.

2.3.1. Observatorios de Rayos X: Chandra Vs XMM-Newton

Desde hace 15 años aproximadamente, se cuenta con observatorios espaciales de rayos X como lo son *Chandra*² (ver figura 2.14) de la Administración Nacional de Aeronáutica del Espacio (NASA, por sus siglas en inglés) y *XMM-Newton*³ (ver figura 2.15) de la Agencia Espacial Europea (ESA, por sus siglas en inglés).

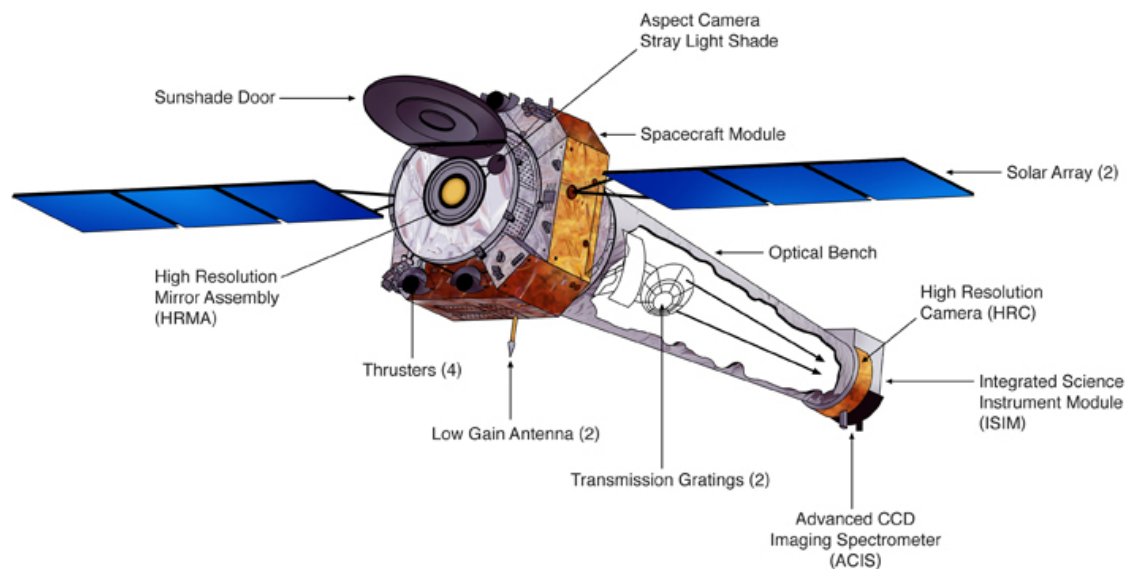


Figura 2.14: Esquema del observatorio espacial de rayos X Chandra, en el cual se muestran los diversos instrumentos a bordo. Fuente: http://chandra.harvard.edu/graphics/resources/illustrations/craft_labeledD.jpg

²<http://chandra.harvard.edu/>

³<http://xmm.esac.esa.int/>

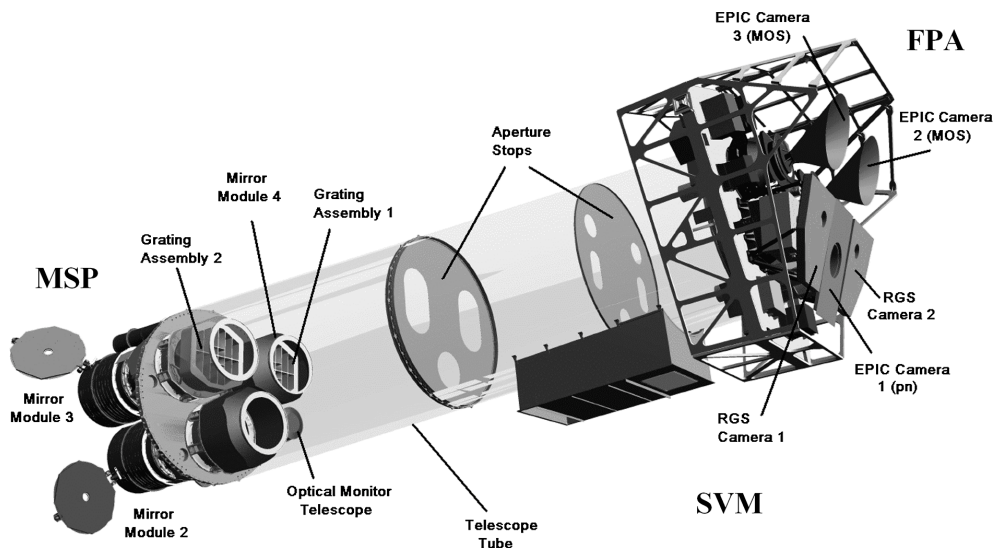


Figura 2.15: Esquema del observatorio espacial de rayos X XMM-Newton, en el cual se muestran los diferentes instrumentos a bordo.[33].

Ambos observatorios tienen aspectos similares, un cuerpo cilíndrico donde se resguardan los instrumentos para la observación y a los lados un par de paneles solares, responsables del suministro de energía. A continuación se suministra una breve información de las características, propiedades y funcionamiento de cada observatorio.

Chandra

El corazón del Chandra es el Ensamble de Espejos de Alta Resolución (HRMA, por sus siglas en inglés), constituido por cuatro espejos conchas anidados con la finalidad de concentrar los fotones de rayos X hacia los detectores ubicados en la parte posterior, en la superficie focal (ver imagen 2.16). El sistema del telescopio combina el HRMA, con dos instrumentos para la captura de imágenes nítidas (ACIS y HRC) y dos espectrómetros (LETGS y HETGS).

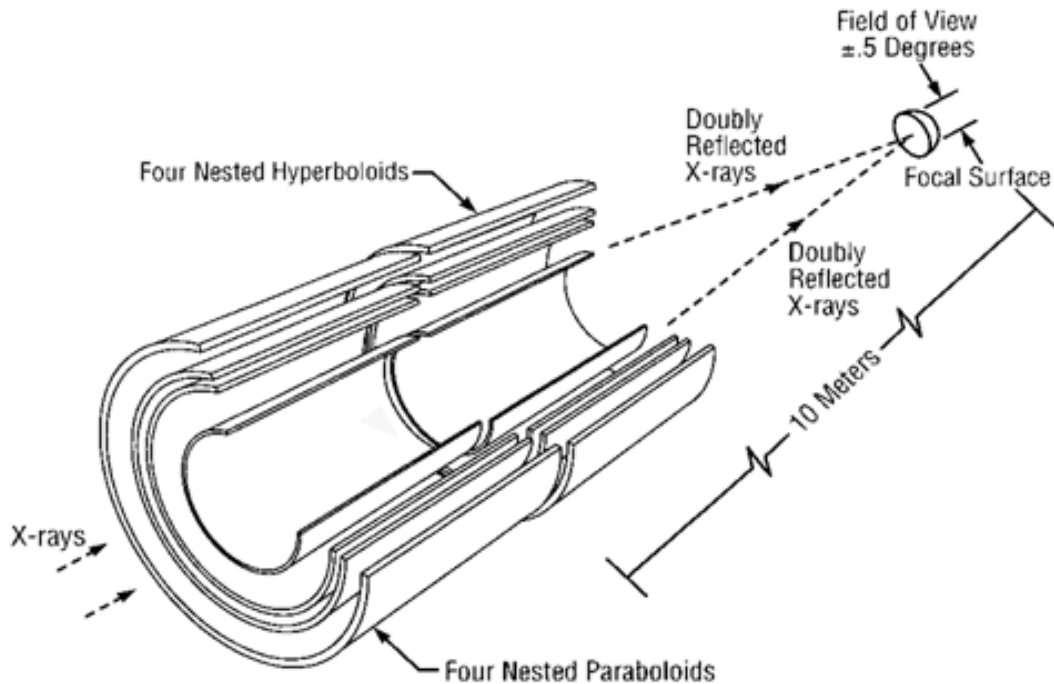


Figura 2.16: Ensamblaje de Espejos de Alta Resolución -HRMA- los espejos están ordenados uno sobre otro de forma similar a las conchas en una cebolla, de izquierda a derecha están ubicados espejos paraboloides y espejos hiperboloides, a una distancia de 10 metros desde el centro de los espejos se encuentra el superficie focal y entre ellos el banco óptico. Fuente: NASA, dominio público.

Los dos instrumentos responsables de la captura de imágenes son el Espectrómetro de Imágenes de CCD⁴ Avanzado (ACIS, por sus siglas en inglés) y la Cámara Alta Resolución (HRC por sus siglas en inglés), los cuales están dispuestos en el plano focal. ACIS esta constituida por dos matrices de CCD: ACIS-I (matriz 2×2) y ACIS-S (matriz 1×6) (ver figura 2.17). ACIS es muy útil porque además de realizar imágenes de rayos X es capaz de calcular la energía de cada fotón de rayos X incidente, funciona muy bien para estudiar variaciones de temperatura en regiones extensas de gas caliente como el medio intergaláctico y variaciones químicas en los remanentes de supernovas.

⁴Dispositivo de Carga Acoplada, CCD -Charged Coupled Devices-

ACIS FLIGHT FOCAL PLANE

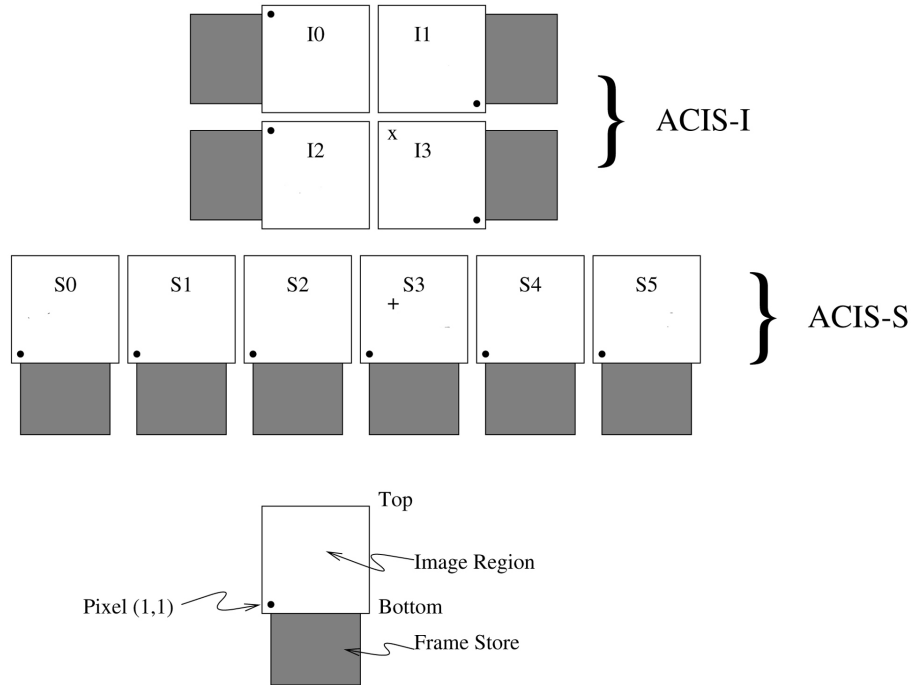


Figura 2.17: Plano focal para el tramo ACIS. ACIS-I matriz CCD 2×2 dispuestos de manera tangencial al plano focal. ACIS-S matriz 1×6 en arreglo tangente a la rejillas circulares. Fuente: http://chandra.harvard.edu/graphics/resources/illustrations/acis_schematic-721.jpg

El HRC corresponde a una placa microcanal (MCP, por sus siglas en inglés) integrada por dos detectores HRC-I y HRC-S (ver figura 2.18). El primero emplea una rejilla cruzada para la adquisición de imágenes y el segundo una matriz de espectroscópica (una rejilla mixta de alambres e hilos de oro descansando en un sustrato de cerámica) que funciona como medio de lectura para la Rejilla de Transmisión de Bajas Energías (LETG, por sus siglas en inglés). El HRC es útil para obtener imágenes de materia caliente, remanentes de estrellas, galaxias distantes, cúmulo de galaxias y para la identificación de fuentes débiles. ACIS y HRC están diseñados para proveer información acerca del número, posición, energía y tiempo de llegada de los rayos X entrantes.

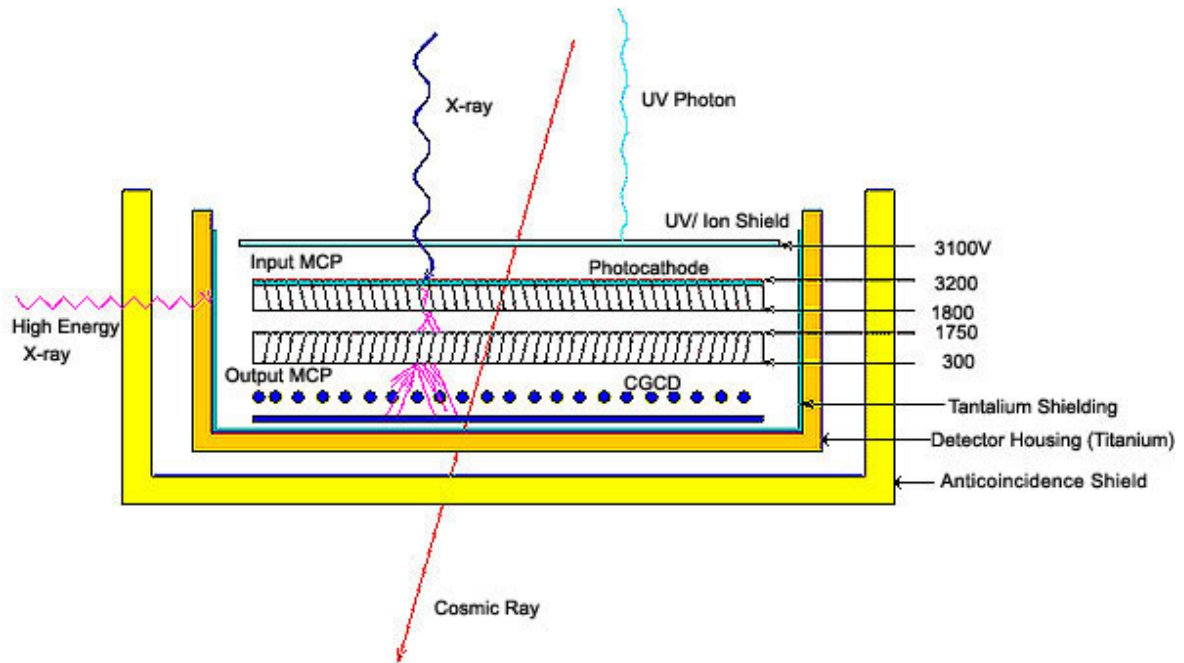


Figura 2.18: Esquema de el detector de placa microcanal HRC. Fuente:http://chandra.harvard.edu/graphics/resources/illustrations/hrc_pop-721.jpg

Los dos espectrómetros de alta resolución: HETGS⁵ y LETGS⁶, permiten calcular energías con una precisión de 10^{-3} , dispuestos seguidamente al HRMA y principalmente constituidos por una serie de rejillas de transmisión (HEG, MEG y LEG respectivamente) fabricadas de oro, por ser este material transparente a los rayos X.

El HETGS (ver figura 2.19) es utilizado para estudiar fuentes de rayos X como estrellas, binarias de rayos X, remanentes de supernovas, galaxias, cúmulos de galaxias, quásares, material interestelar e intergaláctico. El LETGS es utilizado para el estudio de coronas estelares, atmósferas de enanas blancas, binarias de rayos X, variables cataclísmicas, núcleos activos relativamente brillantes y flujos de enfriamiento en cúmulo de galaxias. Las características más sobresalientes de estos espectrómetros son recopiladas en la tabla 2.1.

⁵Espectrómetro de Rejilla de Transmisión de Altas Energías (HETGS, por sus siglas en inglés)

⁶Espectrómetro de Rejilla de Transmisión de Bajas Energías (LETGS, por sus siglas en inglés)

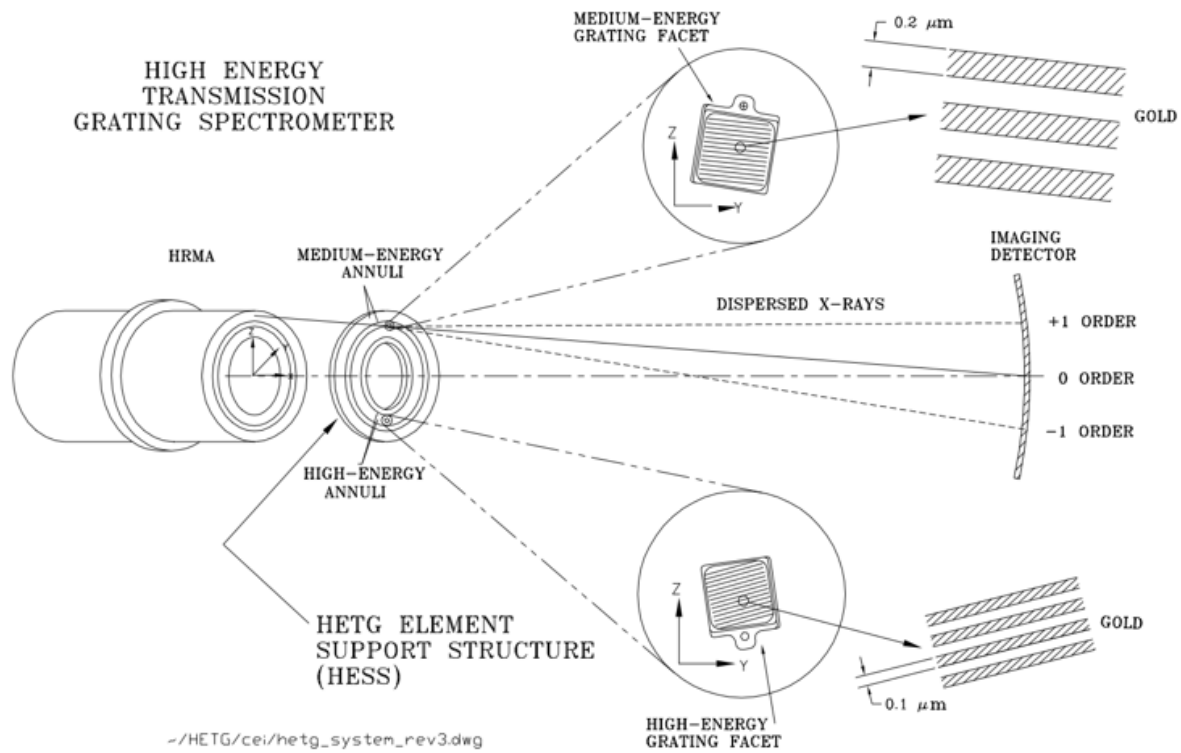


Figura 2.19: Espectrómetro HEGTS. Fuente: NASA/CXC dominio público.

Cuadro 2.1: Características de los espectrómetros del Chandra [34]

	Rango λ Å	Rango E keV	Área Efectiva ^a cm ²	Resolución ΔE (eV)	^b Espesor de Rejillas Å
HEGTS	31 – 1,2	0,4 – 10,0	2 – 2000 ^c	0,4 – 77	
HEG	15 – 1,2	0,8 – 10,0		0,012	2000,81
MEG	31 – 2,5	0,4 – 5,0		0,023	4001,95
LEGTS		0,07 – 0,2		0,05	
LEG(HRC-S)	1,2 – 175	0,07 – 10	1 – 25		
LEG(ACIS-S)	1,2 – 60	0,2 – 10	4 – 200		9912,16

^aVer figura 2.20.

^bValor FWHM (Full Width at Half Maximum) -Ancho a Altura Media-.

^c[35].

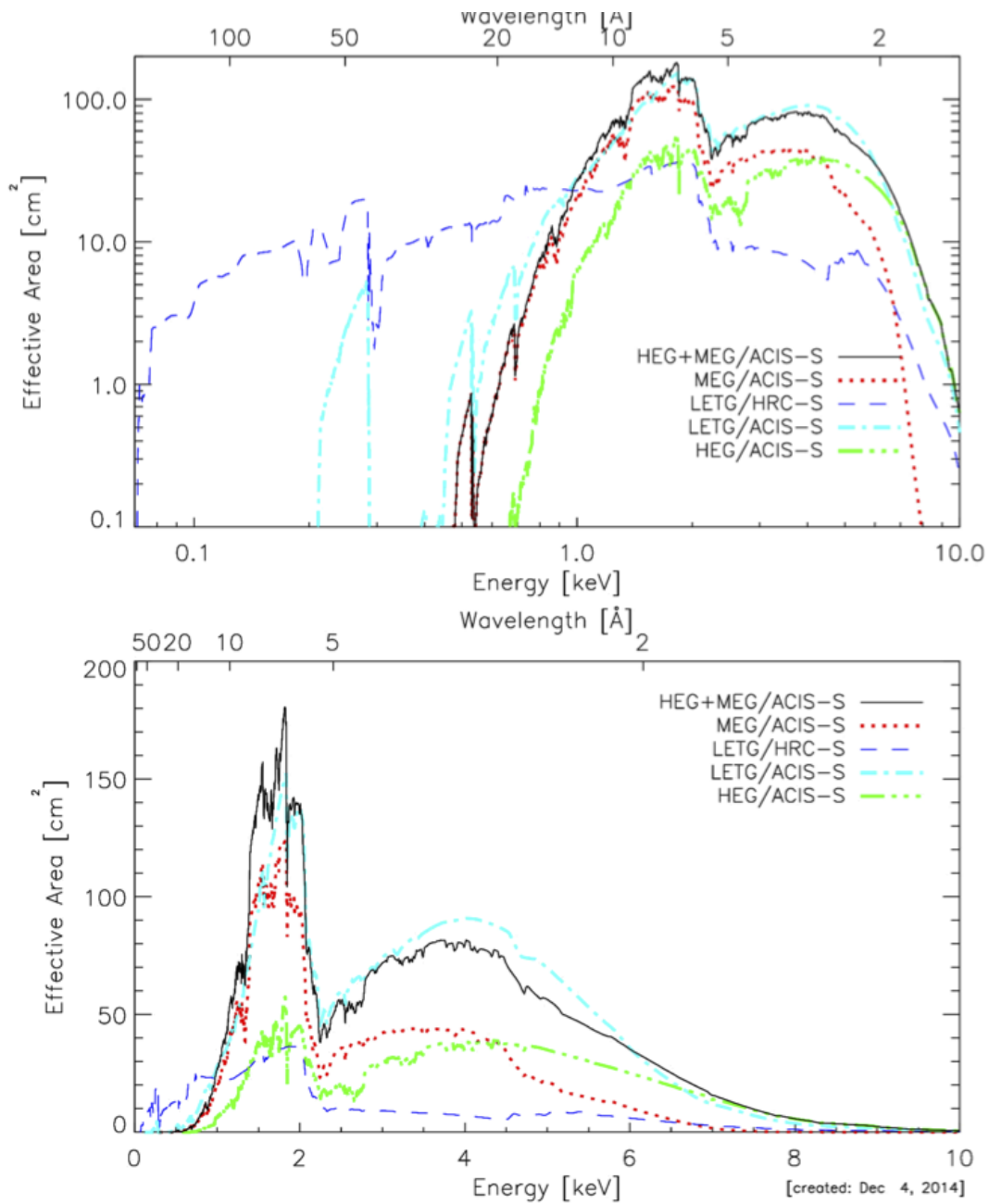


Figura 2.20: Comparación áreas efectivas total de primer orden (combinando ordenes positivos y negativos) en función de la energía. Los espectros de HEG y MEG son obtenidos simultáneamente y luego sumados. Arriba: Log(área efectiva) & Log(energía) . Abajo: Área efectiva & Energía [34].

XMM-Newton

Este observatorio a diferencia del *Chandra*, dispone de tres telescopios de rayos X, cada uno equipado de arreglos de 58 delgados espejos conchas anidados, lo que significa una muy buena resolución angular. Dos de los tres telescopios están equipados con RGS (ver figura 2.21). XMM-Newton está provisto de cinco instrumentos (EPIC-MOS1, EPIC-MOS2, EPIC-pn, RGS1, RGS2) para la observación y análisis de fuentes rayos X y un Monitor Óptico (OM, por sus siglas en inglés) para fuentes óptica y UV, tales instrumentos pueden operar de manera simultánea sin problemas, salvo por exceso de brillo.

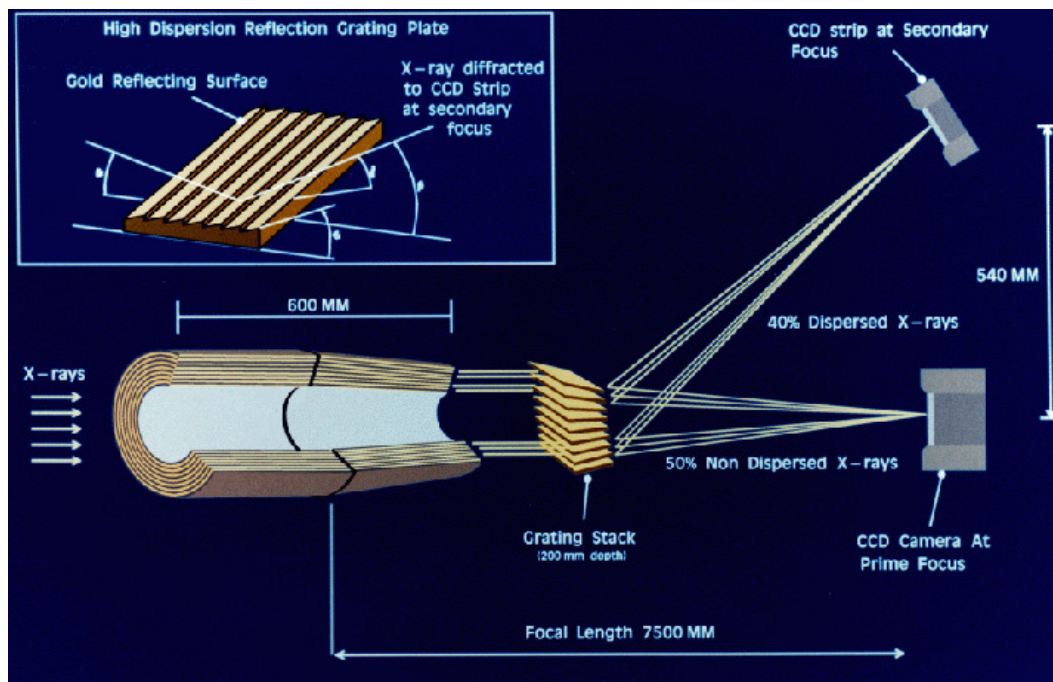


Figura 2.21: Ilustración de la trayectoria de la luz en dos de los telescopios con ensamble de rejillas. La luz pasa a través de los espejos conchas, alcanzando el ensamble de rejillas y posteriormente las fracciones de luz no interceptada e interceptada convergen a los detectores. Fuente: ESA, dominio público.

Tres cámaras CCD para la obtención de imágenes y fotometría de rayos X de moderada resolución espectroscópica, denominadas Cámara de Imagen de Fotones Europea (EPIC, por sus siglas en inglés) dos del tipo de Semiconductor de Óxido Metálico (MOS, por sus siglas en inglés) y una pn (tipo de semiconductor). Dos Espectrómetros de Reflexión por Rejilla (RGS, por sus siglas en inglés). son los cinco instrumentos de la banda de rayos X.

XMM-Newton es conocido por su alta sensibilidad, dada a su gran área efectiva de 4650 cm^2 (aproximadamente 1550 cm^2 por cada telescopio) (ver figura 2.22). El obser-

vatorio ofrece una visibilidad prolongada de objetivos, de alrededor de 40 horas, debido a gran excentricidad de su órbita elíptica, resulta beneficioso para el estudio de fuentes variables. Las características más sobresalientes del observatorio a lo que respecta a rayos X es recopilada en la tabla 2.2.

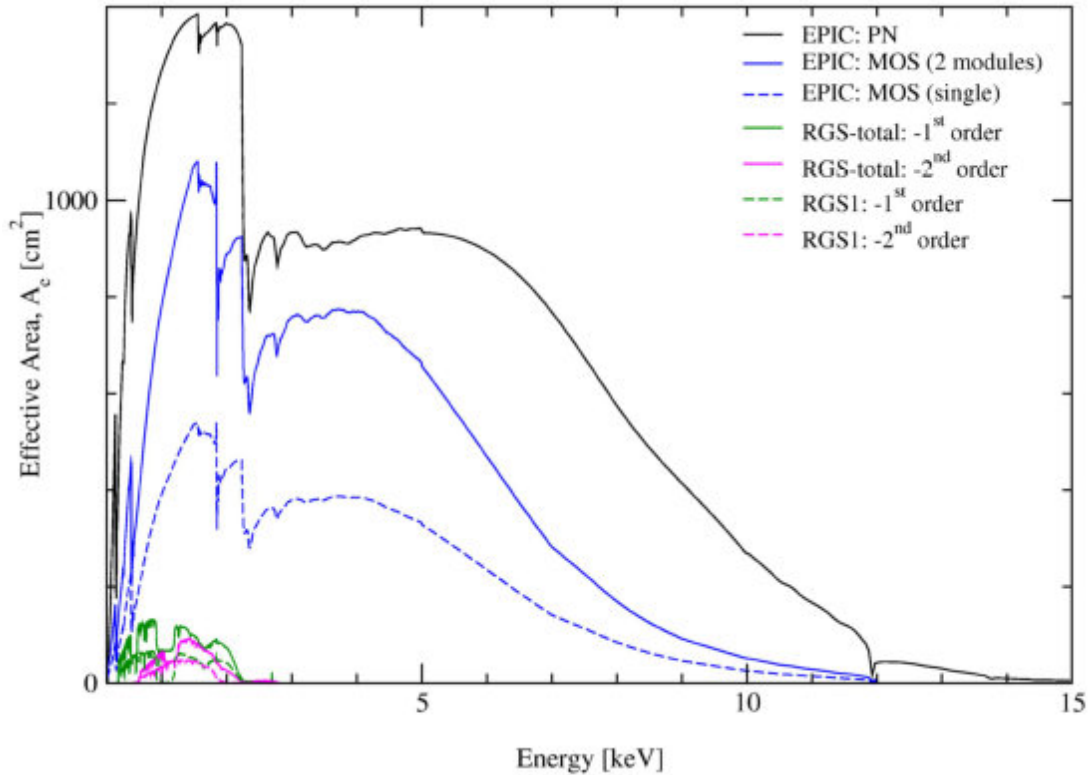


Figura 2.22: Comparación de áreas efectivas instrumentos de XMM-Newton [36].

Cuadro 2.2: Características del XMM-Newton [36]

Instrumentos	EPIC-MOS	EPIC-pn	RGS1
Rango E (keV)	0,15 – 12	0,15 – 12	0,35 – 2,5
Sensibilidad ($\text{erg}^{-1} \text{cm}^{-2}$)	$\sim 10^{-14}$	$\sim 10^{-14}$	$\sim 8 \times 10^{-5}$
PSF ^e (FWHM/HEW) ^f	5''/14''	6''/15''	N/A
Tamaño del pixel	40 μm (1,1'')	150 μm (4,1'')	81 μm
Resolución espectral	$\sim 70\text{eV}$	$\sim 80\text{eV}$	0,04/0,025 \AA

^ePoint-Spread Function -Función de Punto de Extensión-.

^fHEW, Half Energy Width -Ancho Medio de Energía-.

Chandra Vs. XMM-Newton

Chandra y XMM-Newton son telescopios de incidencia rasante, ello se refiere al principio empleado para lograr la adquisición de imágenes. Sin embargo como se describió en los apartados anteriores cada uno ha sido fabricado con diferentes diseños y especificaciones, con el fin de alcanzar diversos desempeños, a continuación se describen las más sobresalientes.

Los espejos del Chandra han sido fabricados individualmente (8 piezas de vidrio recubiertos con Iridio) proporcionándole excelente calidad en la adquisición de imágenes. En cambio los espejos de los tres telescopios de rayos X del XMM-Newton han sido elaborados mediante replicación (58 réplicas de níquel), permitiendo anidar más espejos conchas, por ser las réplicas son muchos más delgadas y livianas que los elementos de vidrio, proporcionándole mayor área efectiva (ver imagen 2.23) y buena calidad de adquisición de imágenes así como mayor rendimiento del telescopio con menor peso por unidad de área a menor costo que los elementos de vidrio.

Todos los instrumentos del XMM-Newton operan de manera simultánea, salvo que esté prohibido por alguna restricción especificadas en el manual [36], a diferencia del Chandra que se alternan. El Chandra emplea rejillas de transmisión (ver figura 2.19) que se pueden mover dentro y fuera del haz enfocado, en cambio el XMM-Newton emplea rejillas de reflexión fija en el haz (ver figura 2.21)

El Chandra posee alta resolución angular, lo que le ha permitido el descubrimiento de emisión de rayos X en cúmulos de galaxias, como radiación de rayos X en jets de Núcleos de Galaxias Activos (AGN, por sus siglas en inglés). Además del descubrimiento de las fuentes de rayos X Compactas Ultraluminosas (ULX, por su siglas en inglés), en las cuales se puede estar observando la formación de agujeros negros. Por otro lado XMM-Newton es más útil para realizar espectroscopia en imágenes de objetos brillantes, observaciones de objetos muy débiles o sondeo de cielo profundo. A continuación se recopila una comparación de las características más resaltantes del Chandra y XMM-Newton (ver tabla 2.3).

Cuadro 2.3: Cotejo de característica del observatorio de rayos X Chandra Vs. XMM-Newton [36]

	Espejos PSF FWHM/HEW (")	Rango E (keV)	Área Efectiva a 1 keV (cm ²)	Objetivo Orbital Visibilidad (horas)	Resolución de Energía a 1 keV (eV)
Chandra	0,2/0,5	0,1 – 10	555 (ACIS-S)	44,4	1 (HETG)
XMM-Newton	6/15	0,15 – 12	4650	36,7	4 (RGS)

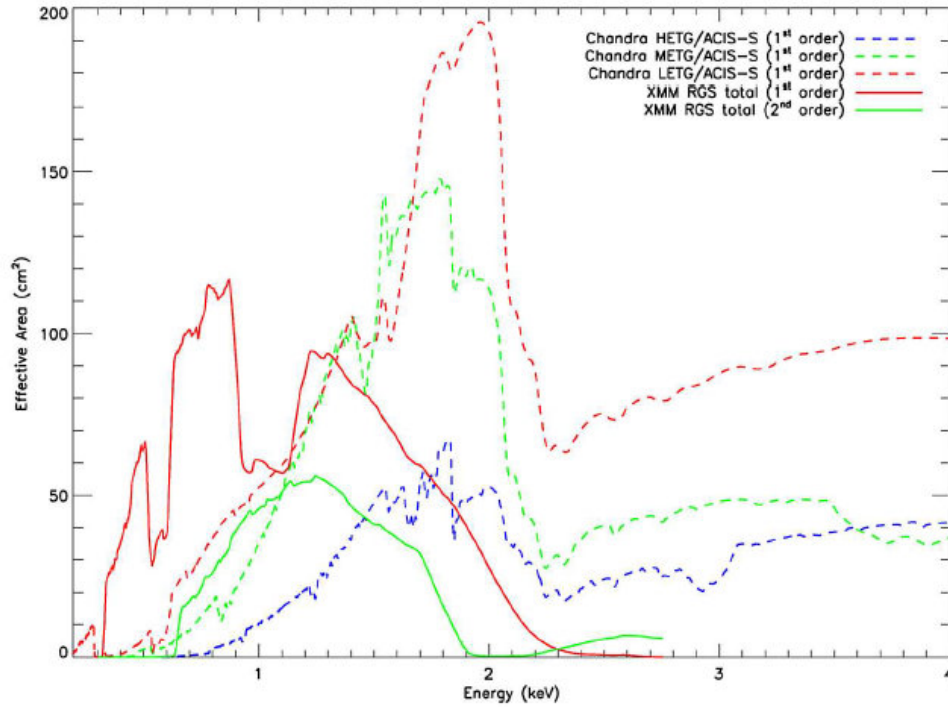


Figura 2.23: Comparación de áreas efectivas Chandra Vs. XMM-Newton [36].

En la anterior se puede evidenciar para un rango de bajas energías (< 2 keV) el área efectiva de los instrumentos del Newton es superior a los del Chandra, en contraparte para un rango de energías superior (> 2 keV) el área efectiva de los instrumentos del Chandra es superior a los del Newton.

Los procesos de fotoabsorción en el MIE ocurren en diferentes rangos de energía (dependiendo del elemento), por lo tanto conocer cual instrumento posee mayor área efectiva en determinado intervalo es sumamente útil ya que nos permite elegir el más apropiado. En el caso de la región del oxígeno ocurren a energías $2 < \text{keV}$, este es el primer indicio de cuál debe ser la selección del observatorio para realizar la espectroscopia de rayos en alta resolución en el presente trabajo.

2.3.2. Espectroscopia de rayos X en Alta Resolución

La espectroscopia es una poderosa herramienta que permite estudiar la interacción entre la materia y la luz en sus diferentes longitudes de onda, ya que la radiación es emitida o absorbida por cada elemento de manera única. La espectroscopia aplicada a la astrofísica tiene sus orígenes en el siglo XVII con Isaac Newton, donde él hace pasar la

luz del Sol a través de un prisma, siendo dispersada en los colores naturales del arco iris, identificando el espectro de la radiación visible.

Es posible estudiar las interacciones de la materia con los fotones de rayos X a través de la espectroscopia de rayos X en alta resolución, denominada así ya que determina la “división” de energía a específicas longitudes de ondas asociadas con las transiciones de atómicas y moleculares. Hacer espectroscopia de rayos X en alta resolución es posible empleando una serie de rejillas de difracción, generalmente elaboradas de oro, por ser este material casi transparente a los rayos X para un rango significativo de energías, los fotones de rayos X son difractados un ángulo β , obedeciendo la siguiente relación (ver ecuación 2.20):

$$\sin \beta = \frac{m\lambda}{p} \quad (2.20)$$

donde m es el número de orden (entero), λ la longitud de onda del fotón, p el ancho de las rejillas de difracción. Los telescopios de rayos X *Chandra* y *XMM-Newton* descritos anteriormente funcionan con espectroscopia de rayos X en alta resolución, el primero empleando rejillas de transmisión y en el segundo con rejillas de reflexión.

2.4. Binarias de Rayos X

Las estrellas de un sistema binario se caracterizan por estar vinculadas entre ellas de manera gravitacional (en consecuencia orbitan entorno a un centro de masa común) y tener edades o estadios evolutivos diferentes. Los sistemas binarios que emiten en longitudes de ondas de rayos X, son denominados como *Binarias de Rayos X*, las cuales esencialmente están constituidas por una *estrella de secuencia principal* y un objeto compacto, entiéndase una *estrella de neutrones* o un *agujero negro*. El objeto compacto se encuentra acreta materia de la estrella compañera (ver figura 2.24). Según la masa de la estrella compañera es posible clasificar a este sistema binario de la siguiente forma: Binarias de rayos X de alta masa y binarias de rayos X de baja masa.

- Binarias de rayos X de alta masa (HMXBs, por sus siglas en inglés): Se refiere a estrellas masivas ($\geq 10M_{\odot}$), es decir tipo O⁷ / tipo B⁸. La estrella pierde masa a través de fuertes vientos estelares, eyectando mucha materia. La formación de un disco de acreción para esta configuración es difícil de estimar, sobre todo cuando se piensa en el momentum angular transferido a las partículas eyectadas por los vientos estelares; sin embargo, observaciones dan evidencia de la existencia de un disco de acreción.

Las HMXBs se le suelen encontrar en el plano galáctico, muestran emisiones regulares de rayos X, sin ser fuertes estallidos, tienen escalas de variación del orden de minutos, sus espectros característicos corresponde a energías ≥ 15 keV, son muy luminosas y poseen rasgos espectrales intrínsecos, con líneas características de altos niveles de ionización (mayores a los encontrados en el MIE), debido a la temperatura que alcanza el gas que envuelve al sistema. Un ejemplo de HMXB corresponde a *Cyg X-1*, descubierta en 1964 [37] con *Aerobee*⁹ y en los años 70 es considerada como la primera candidata para agujero negro con *Uhuru*¹⁰ (ver [38]).

⁷Estrellas O: $M \geq 16M_{\odot}$ (masas solares), $R \geq 6,6R_{\odot}$ (radios solares), $L \geq 30000L_{\odot}$ (luminosidades solares), $T \sim 30000$ K (temperatura superficial), con débiles líneas de He II, He I, H.

⁸Estrellas B: $M \in (2,1 - 16,0)M_{\odot}$, $R \in (1,8 - 6,6)R_{\odot}$, $L \in (25 - 30000)L_{\odot}$, $T \in (13 - 20) \times 10^3$ K, con líneas de He I, H.

⁹Cohete sonda sin guía.

¹⁰Satélite pequeño, de dedicación exclusiva para estudiar fuentes de rayos X, patrocinado por la NASA.

- Binarias de rayos X de baja masa (LMXBs, por sus siglas en inglés): Se refiere a estrellas usualmente por debajo de $1M_{\odot}$, es decir tipo K¹¹ / tipo M¹². La transferencia de masa en dicho sistema, tiene cabida a través del desbordamiento del Lóbulo de Roche, el gas de las capas externas abandona el pozo de potencial de alrededor de la estrella y cae al pozo de potencial del objeto compacto, la materia se acumula, formando anillos entorno al objeto compacto, hasta cuando no se encuentra una órbita estable y se hunde dentro del objeto compacto.

Las LMRBs se encuentran concentradas hacia el centro galáctico y fuera del plano galáctico, muestran fuertes estallidos de rayos X, mientras que las pulsaciones de rayos X son muy poco frecuente, sus espectros característicos corresponde a energías ≤ 10 keV, carecen de rasgos espectrales intrínsecos. Un ejemplo de LMXB corresponde a *Sco X-1*, descubierta en 1962 [39] con *Aerobee*.

Para el estudio el MIE mediante la técnica de espectroscopia en alta resolución de rayos X, la elección idónea de la fuente de fondo (emitiendo fotones de rayos X), debe serlo las LMRBs (ver figura 2.24), ya que carecen de rasgos espectrales intrínsecos, a diferencia de las HMXBs, de esta manera se obtienen espectros de rayos X, exclusivamente del resultado de las interacciones de los fotones de rayos X emitidos por la fuente de fondo y el MIE.

¹¹Estrellas K: $M \in (0,45 - 0,80)M_{\odot}$, $R \in (0,70 - 0,96)R_{\odot}$, $L \in (0,08 - 0,6)L_{\odot}$, $T \sim 4000$ K, con bandas de absorción de TiO, ZrO.

¹²Estrellas M: $M \in (0,08 - 0,45)M_{\odot}$, $R \leq 0,7R_{\odot}$, $L \leq 0,08L_{\odot}$, $T \sim 3000$ K, con bandas de absorción de TiO, ZrO.

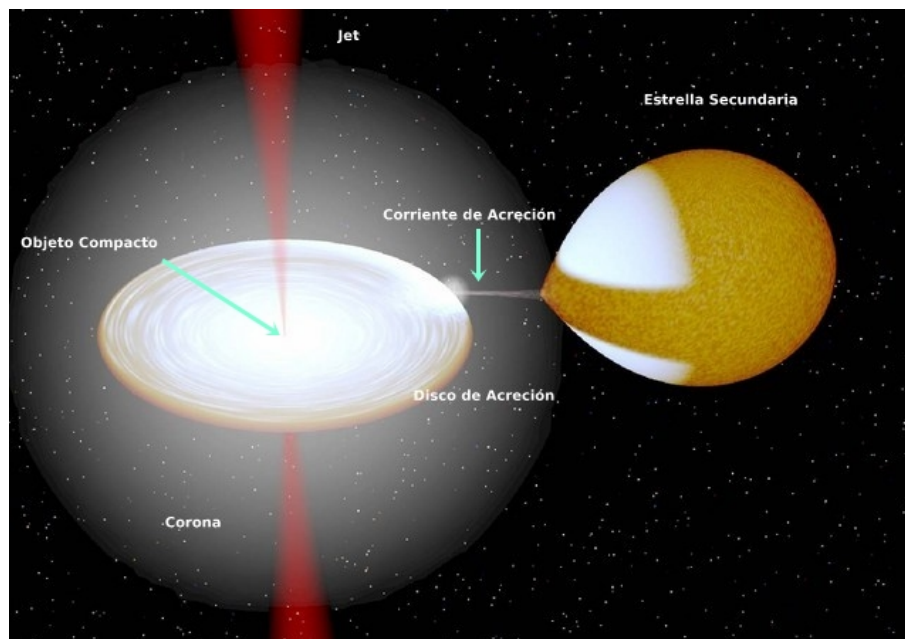


Figura 2.24: Representación gráfica de una binaria de rayos X de baja masa, pueden apreciarse los posibles principales elementos constituyentes. Fuente: Reproducida mediante el programa BINSIM, desarrollado por ©Rob Hynes.

En la figura 2.24 se muestra un objeto compacto que se encuentra embebido en el interior del disco de acreción, la energía gravitacional de la materia que fluye alrededor de dicho objeto es transformada en fotones de rayos X. El gas (en el disco de acreción) más próximo al objeto compacto, adquiere temperaturas del orden de 10^6K , siendo posible la emisión de rayos X (radiación sincrotrón) mientras que el más lejano adquiere temperaturas del orden de 10^3K , emitiendo en el óptico e infrarrojo.

Existen evidencias observacionales y teóricas de la existencia de una *corona comptonizante* rodeando el disco y el objeto compacto, descrita como plasma de electrones calientes, del orden de 10^9K , emitiendo en rayos X, a través de dispersión Compton inversa ([40, 41, 42]) y Bremsstrahlung, se creó que la corona pudo haberse formado por la evaporación del disco frío.

Anteriormente se han mencionado los mecanismos de radiación para una binaria de rayos X, en este momento es interesante destacar el modelo desarrollado por Marat Gilfanov y Andrea Merloni (ver figura 2.25), donde emulan tres principales componentes de emisión de rayos X, como lo son el disco (en azul), la Comptonizada (en roja) y la reflejada (en verde), así como la suma de estas (en negro) para un agujero negro acretando, además de la plausible geometría del flujo de acreción para un estado espectral duro, es decir energías del rango de $50 - 100\text{keV}$ [43].

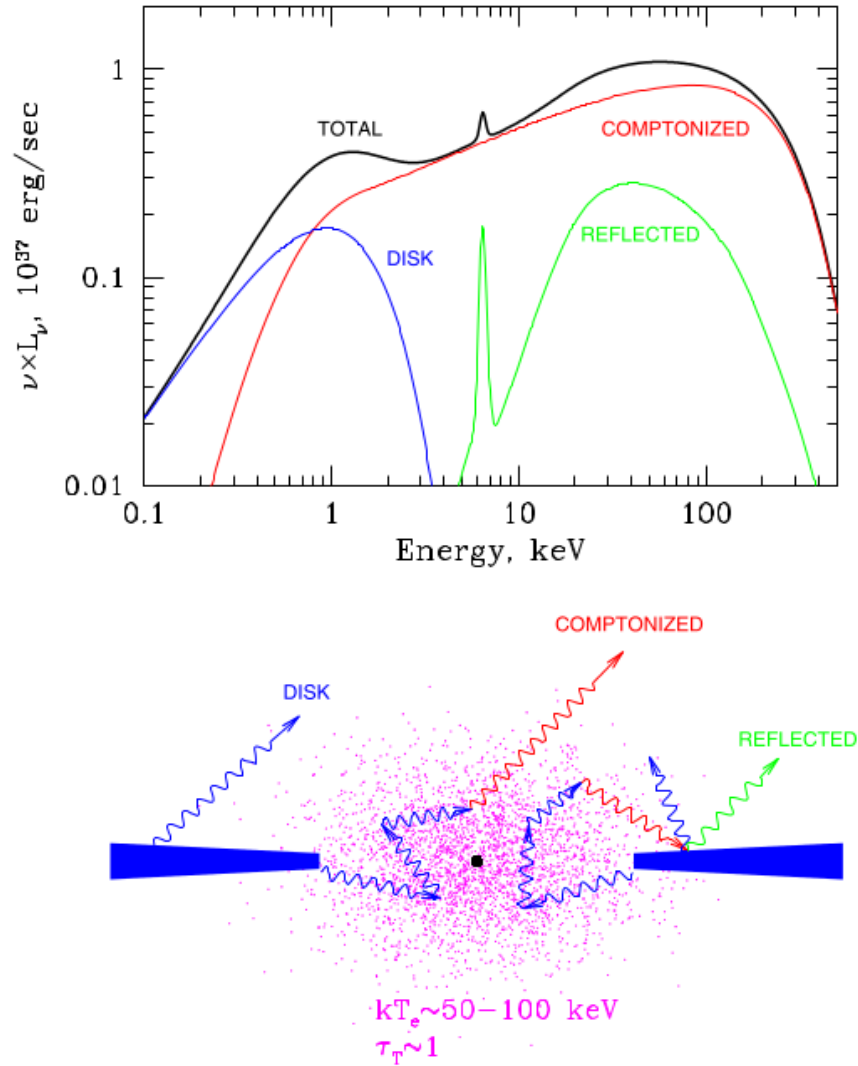


Figura 2.25: Arriba: Las tres principales componentes de emisión de rayos X, es decir el disco (en azul), la Comptonizada (en roja) y la reflejada (en verde), la suma de estas (en negro) para un agujero negro. Abajo: Geometría plausible del flujo de acreción en un estado espectral duro [43].

Es visible en el espectro de la figura un borde de absorción (línea roja) y un pico de reflexión (línea verde) en el espectro, a consecuencia de la interacción de los fotones blandos provenientes del disco con los electrones calientes de altísimas energía en la corona, dichos fotones ganan energía mediante Compton inverso, a continuación estos fotones pueden ser reflejados por el disco de acreción y así interactuar con la materia fría del disco.

Capítulo 3

Reducción de Datos y Ajuste Espectral

Distinguir los estados de ionización para los átomos de O, así como los átomos de O enlazados (formando moléculas con otros elementos) es plausible mediante el tratamiento de espectros adquiridos con espectroscopia en alta resolución de rayos X en λ , cercanas al escalón-K de fotoabsorción del O. En el presente trabajo es de interés detectar CO por ser la molécula más abundante después del H₂ y para determinar sus densidades de columnas, en diferentes campos de visión, lo cual nos permitiría tener “medidas” de las fracciones de O enlazado y O libre.

3.1. Reducción de Datos

Con el propósito de estudiar el escalón de fotoabsorción del O en diferentes líneas de visión, se emplearon espectros de alta resolución adquiridos con el observatorio XMM-Newton para 10 Binarias de Rayos X de Baja Masa (LMXBs, por sus siglas en inglés). El XMM-Newton posee dos instrumentos de alta resolución espectral, denominados, Espectrómetros de Rejilla por Reflexión (RGS, por sus siglas en inglés) [44], cada RGS consiste en un arreglo de rejillas de reflexión las cuales permiten la difracción de los rayos X, que luego son detectados en los Dispositivos de Carga Acoplada (CCDs, por sus siglas en inglés). La resolución máxima del instrumento es $\Delta\lambda \sim 0,06 \text{ \AA}$ y con un área efectiva máxima de 140 cm^2 alrededor de 15 \AA . El efecto apilamiento (detección de dos eventos simultáneamente como un solo evento en los CCDs), no afecta a la región del escalón-K de absorción de O ($21 - 24 \text{ \AA}$) y por lo tanto puede ser ignorado.

En la tabla 3.1 se muestran las especificaciones de las fuentes analizadas, tanto las diferentes observaciones, como número de identificación (ID, del sustantivo inglés identificación), fecha en las que fueron tomadas dichas observaciones, tiempo de exposición, coordenadas galácticas, distancias medidas desde el Sol, incluyendo las densidades de columnas de hidrógeno 21 cm calculadas por el sondeo de Kalberla y colaboradores en el 2005 [45], mientras que en la figura 3.1 se muestran la ubicación en coordenadas galácticas de todas las fuentes.

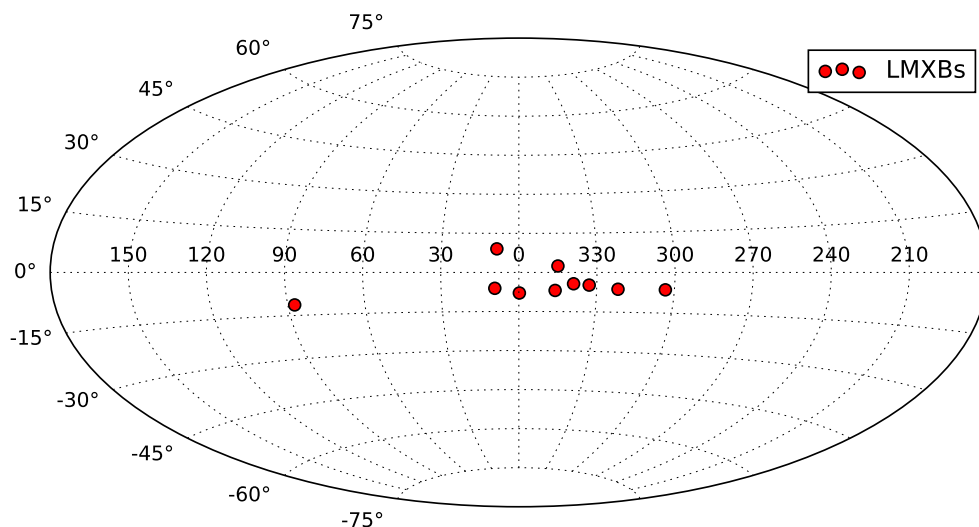


Figura 3.1: Proyección Aitoff de la ubicación de las 10 LMXBs usadas en el trabajo.

El criterio de selección para las 10 LMXBs, consistió en valores considerables de $N(\text{H})$, fuentes brillantes y ubicación cercana del plano galáctico (ver tabla 3.1). Los datos fueron adquiridos y reducidos empleando SAS (Science Analysis Software)¹ (versión 14.0.0), (ver figura 3.2) usando el procedimiento estándar para obtener los espectros del RGS. Un total de 25 observaciones fueron analizadas. Se implemento la estadística χ^2 con el régimen de bajos recuentos definido por Churazov en 1996 [46]. Los ajustes espectrales fueron realizados empleando el paquete de ajuste espectral Xspec² versión 12.9.0³.

¹<http://nxsa.esac.esa.int/nxsa-web/#search>

²ver apéndice A

³Descargable en: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/xanadu/xspec/>

Cuadro 3.1: Observaciones con RGS1 XMM-Newton usados en el presente trabajo

Fuente	ID	Fecha	Exposición (ks)	Coordenadas galácticas	D_{\odot} (kpc)	$N(H)$ 10^{21}cm^{-2}
4U 1254-69	0060740101	22-01-2001	17,58	303,48; -6,42	$13,0 \pm 3,0^a$	2,15
	0060740901	08-02-2002	29,62			
	0405510301	13-09-2006	61,32			
	0405510401	14-01-2007	62,91			
	0405510501	09-03-2007	61,32			
4U 1543-62	0061140201	05-02-2001	50,10	321,76; -6,34	$7,0^b$	2,46
4U 1636-53	0500350301	29-09-2007	31,94	332,92; -4,82	$6,0 \pm 0,5^c$	2,64
	0500350401	27-02-2008	39,94			
	0606070101	15-03-2009	41,18			
	0606070301	05-09-2009	43,20			
4U 1735-44	0090340201	03-09-2001	21,77	346,0; -6,9	$9,4 \pm 1,4^d$	2,56
	0090340601	01-04-2013	85,00			
Cygnus X-2	0111360101	03-06-2002	21,54	87,33; -11,32	$13,4 \pm 2,0^d$	1,88
	0303280101	14-06-2005	31,81			
GRO J1655-40	0112921401	14-03-2005	15,62	344,98; 2,46	$3,2 \pm 0,2^d$	5,78
	0112921501	15-03-2005	15,62			
	0112921601	16-03-2005	15,61			
GS 1826-238	0150390101	08-04-2003	107,85	9,27; -6,09	$6,7^c$	1,68
	0150390301	09-04-2003	91,92			
GX 9+9	0090340101	04-09-2001	20,06	8,51; 9,04	$4,4^e$	1,98
	0090340601	25-09-2002	23,85			
	0694860301	28-03-2013	36,58			
GX 339-4	0148220201	08-03-2003	20,50	338,94; -4,33	$10,0 \pm 4,5^f$	3,74
	0148220301	20-03-2003	16,27			
XTE J1817-330	0311590501	13-03-2006	20,73	359,8; -7,9	$2,5 \pm 1,5^g$	1,39

Notas: Las coordenadas galácticas son expresadas en grados. Los valores de $N(H)$ son obtenidos de [45].

^a[47] ^b[48] ^c[49] ^d[50] ^e[51] ^f[52] ^g[53]

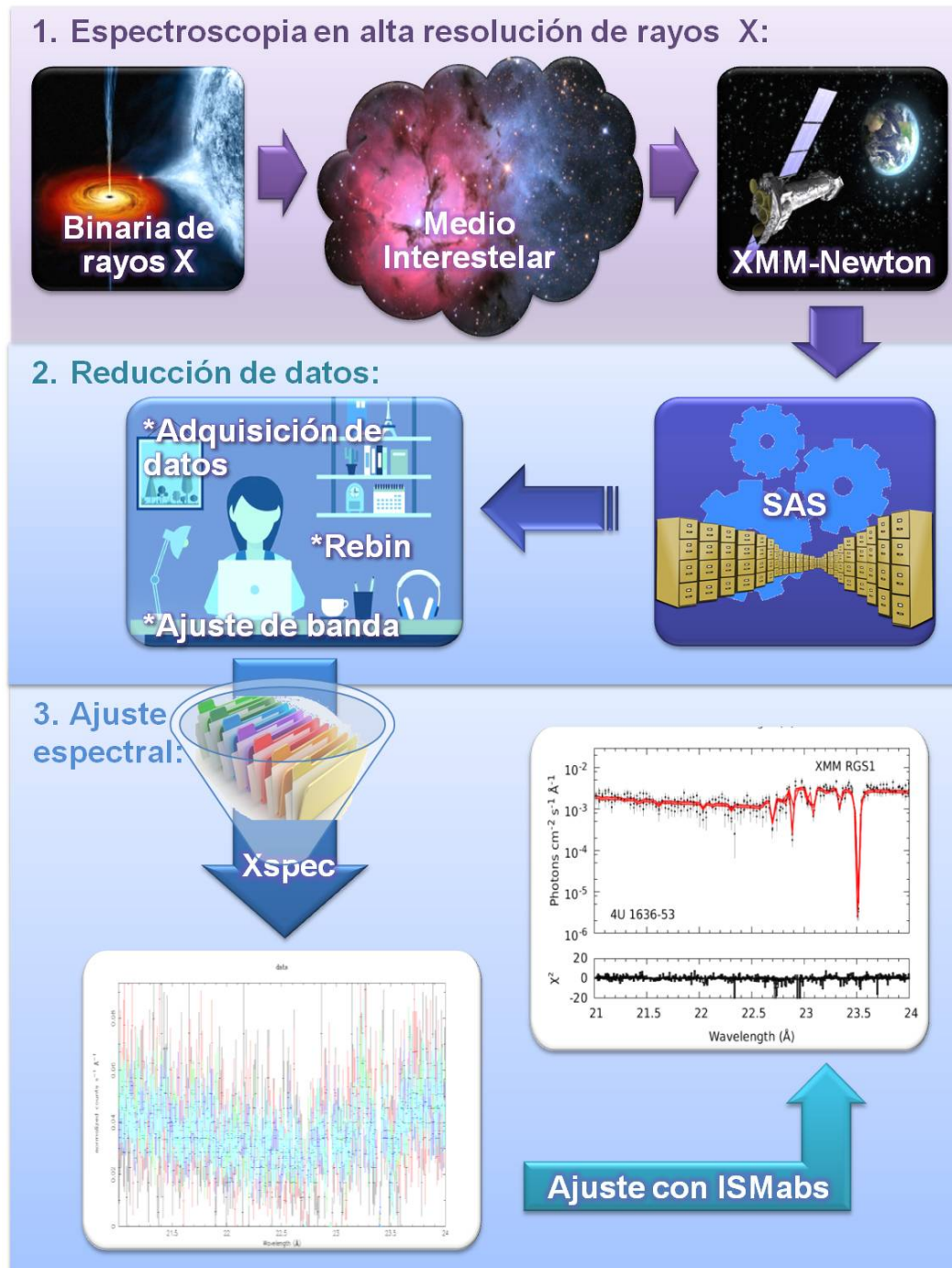


Figura 3.2: Esquema global de todas las fases de estudio: 1- *Espectroscopia en alta resolución de rayos X*, comprende la fotoabsorción de rayos X (emitidos por una LMXB) en el MIE, detectados por el telescopio XMM-Newton. 2- *Reducción de datos*, comprende selección de candidatas, adquisición datos empleando SAS, rebin (agrupamientos de cuentas por canal) y ajuste de banda. 3- *Ajuste Espectral*, comprende cargar los datos al paquete espectral Xspec y encontrar el mejor ajuste empleando el modelo ISMabs.

3.2. Ajuste Espectral del Escalón-K del O

Con la finalidad de hacer el ajuste espectral en la región de absorción del escalón-K del O, es decir (21 – 24) Å, se empleo un modelo simple, **power-law** (ley de potencia), para el continuo y el modelo de absorción de rayos X para el MIE, **ISMabs** (ver figura 3.2 y apendice B), el cual incluye especies neutras, una vez y dos veces ionizada de H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca y Fe [14]. Se fijaron las densidades de columnas de H a los valores de $N(\text{H})$ reportados por Gattuzz y colaboradores en el 2016 [21], las cuales fueron obtenidas a través del ajuste de banda ancha de (11 – 24)Å para todas las fuentes incluidas en el presente trabajo, excepto para la fuente 4U 1543-62, la cual no fue incluida en análisis del trabajo anteriormente mencionado, en su lugar se empleo el valor de $N(\text{H})$ de las medidas de 21 cm, indicado en la tabla 3.1. Para fuentes con más de una observación, se ajusto de manera simultanea usando el mismo **Photo-index** (índice de fotón), tanto como las densidades de columna de O I, O II, O III, mientras que se permite variar la normalización; lo cuál explica la variabilidad en el flujo de una LMXB mientras se mantiene a un valor fijo la absorción del MIE.

El uso de una base de datos atómica precisa es esencial para modelar las características de absorción del escalón-K del O (21 – 24) Å, sin embargo el escalón-K no tiene una forma simple, en cambio muestra múltiples resonancias (debido a amortiguamiento Auger) que dan lugar a una mancha en el escalón cuando es detectada con algún instrumento de baja resolución [54]. **ISMabs** incluye las secciones eficaces de O I calculada de Gorczyca y colaboradores en el 2013 [55], O II y O III calculadas por García y colaboradores en el 2005 [54], estas secciones eficaces se han mejorado mediante el uso de observaciones astrofísicas como referencia para la posición de energías de resonancias, convirtiéndolos actualmente en los mejores datos atómicos disponibles para el análisis de espectroscopia en alta resolución de rayos X [14, 15].

Luego de haber encontrado el mejor ajuste utilizando sólo una componente atómica, se vario la densidad de columna del CO, con la finalidad de modelar la absorción molecular del CO, empleando el la sección eficaz medida experimentalmente por Barrus y colaboradores en el 1979 [22], sin embargo esta sección eficaz no incluye las medidas de resonancia, en su lugar se estimó los picos de intensidades basándose en medidas con diferentes columnas de densidades (ver tabla 4 en [22]) y utilizando estos valores (uniéndose sin problemas) se pudo obtener una sección eficaz completa. Una sección eficaz de fotoabsorción completa de CO se ha incorporado en el paquete de análisis de datos **SPEX**⁴ (distinto de **Xspec**) de la cual se hizo uso.

⁴<http://var.sron.nl/SPEX-doc/cookbookv3.0/cookbook.html>

En la figura 3.3 se muestran las secciones eficaces incluidas en *ISMabs* con la finalidad de modelar el escalón-K del O. La principal resonancia del CO se encuentra a $\sim 23,20 \text{ \AA}$, correspondiente a la excitación del orbital $2p\pi^*$ y estado $^1\Pi$ con un ancho superior comparado con las resonancias O I, O II, O III, lo cual es atribuido a la excitación del nivel vibracional. Barrus y colaboradores [22] citan incertidumbres en la escala de energía para medidas de $\pm 0,3\text{keV}$ mientras que el análisis teórico de los modos vibracionales moleculares indican una separación vibratoria $< 200 \text{ MeV}$ [56]. Por último, este fuerte característica está parcialmente incrustado en el triplete K_α de O III, haciendo difícil su detección.

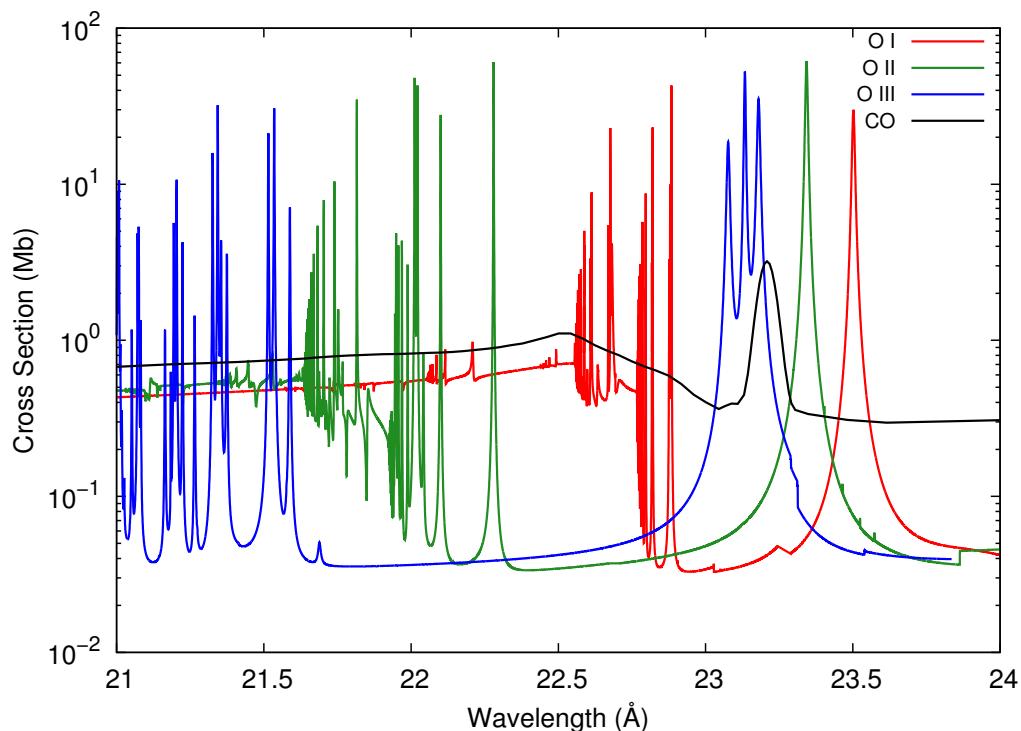


Figura 3.3: Secciones eficaces de fotoionización incluidas en *ISMabs* para el ajuste espectral del escalón-K del O. O I fue calculado por Gorczyca y colaboradores en el 2013 [55], mientras que O II y O III fue calculado por García y colaboradores en el 2005 [54]. La sección eficaz de CO fue medida experimentalmente por Barrus y colaboradores en el 1979 [22].

Capítulo 4

Resultados y Discusión

En el presente capítulo se exhiben los resultados del ajuste espectral de 10 Binarias de Rayos X de Baja Masa (LMXBs, por sus siglas en inglés) Galácticas, con el modelo de fotoabsorción ISMabs, en la región del escalón-K del O, es decir, para λ de (21-24)Å.

En la tabla 4.1 se muestran los resultados obtenidos para los mejores ajustes de todas las fuentes analizadas. Tal como se describió en el capítulo 3, primero se realizó un ajuste en el cual se variaron las columnas de densidad de O I, O II, O III, así como los parámetros *power-law*. Después de haberse obtenido el mejor ajuste, se varió la densidad de columna del CO, hasta que se obtuvo el mejor ajuste. Los valores $\Delta\chi^2$ en la tabla 4.1 corresponden a la diferencia estadística (en unidades de χ^2) entre el modelo sin CO y el modelo que incluye CO. Los incrementos más grandes en la estadística corresponden a los objetos 4U 1636-53 y XTE J1817-330, ambos con $\Delta\chi^2 < 12$.

En las figuras 4.1 y 4.2 se muestra el mejor ajuste del modelo para la región del escalón-K del O para todas las fuentes seleccionadas. Las observaciones para las mismas fuentes fueron combinadas sólo con fines ilustrativos. En la figura 4.1 se muestran aquellas fuentes para las cuales, las características de absorción de CO no han sido detectadas, mientras que en la figura 4.2 muestran las dos fuentes para las cuales la si se ha detectado CO.

En general, los residuos obtenidos sin la contribución de CO son pequeños y distribuidas uniformemente a lo largo de la región, indicando que el modelado es satisfactorio, tan sólo con un modelo atómico. Esto se refleja en el ajuste estadístico, el cual corresponde, en todos los casos, a $\chi^2/dof \sim 1$ (ver tabla 4.1). Para las fuentes donde la inclusión de CO presenta una cierta mejora en las estadísticas de ajuste, la presencia de resonancias de CO a 23,20Å puede ser apreciada en los modelos mostrados en la figura 4.1 y 4.2. Sin embargo en la mayoría de los casos la mejora estadística es baja (en referencia a la variación sobre el valor de χ^2).

Cuadro 4.1: Ajuste espectral del escalón-K de O con ISMabs

Fuente	N(H) 10^{21}cm^{-2}	N(O I) 10^{17}cm^{-2}	N(O II) 10^{16}cm^{-2}	N(O III) 10^{16}cm^{-2}	χ^2/dof	$\Delta\chi^2$ con CO	N(CO) 10^{16}cm^{-2}
4U 1254-69	2,2	$16,82 \pm 14,29$	$3,67 \pm 2,62$	$2,47 \pm 2,06$	1918/1762	< 8	-
4U 1543-62	2,5	$19,45 \pm 2,04$	$6,38 \pm 4,27$	$6,38 \pm 4,27$	275/291	< 4	-
4U 1636-53	5,6	$24,92 \pm 1,35$	$8,73 \pm 3,34$	$7,38 \pm 4,05$	1412/1181	< 12	$7,08 \pm 3,45$
4U 1735-44	3,2	$19,98 \pm 2,35$	$6,64 \pm 2,27$	$5,52 \pm 3,96$	657/583	< 7	-
Cygnus X-2	4,3	$15,05 \pm 0,68$	$6,65 \pm 0,76$	$3,59 \pm 2,18$	709/588	< 9	-
GRO J1655-40	7,8	$32,47 \pm 2,30$	$5,51 \pm 2,87$	$3,45 \pm 2,52$	1042/882	< 1	-
GS 1826-238	3,1	$26,27 \pm 1,99$	$5,85 \pm 3,10$	$0,07 \pm 0,05$	671/590	< 1	-
GX 9+9	7,4	$18,73 \pm 2,04$	$4,63 \pm 4,29$	$3,92 \pm 3,57$	330/589	< 3	-
GX 339-4	4,1	$32,03 \pm 2,11$	$8,79 \pm 4,25$	$6,14 \pm 3,04$	671/592	< 1	-
XTE J1817-330	1,4	$13,18 \pm 1,45$	$8,34 \pm 3,69$	$4,50 \pm 1,97$	385/293	< 12	$7,22 \pm 0,57$

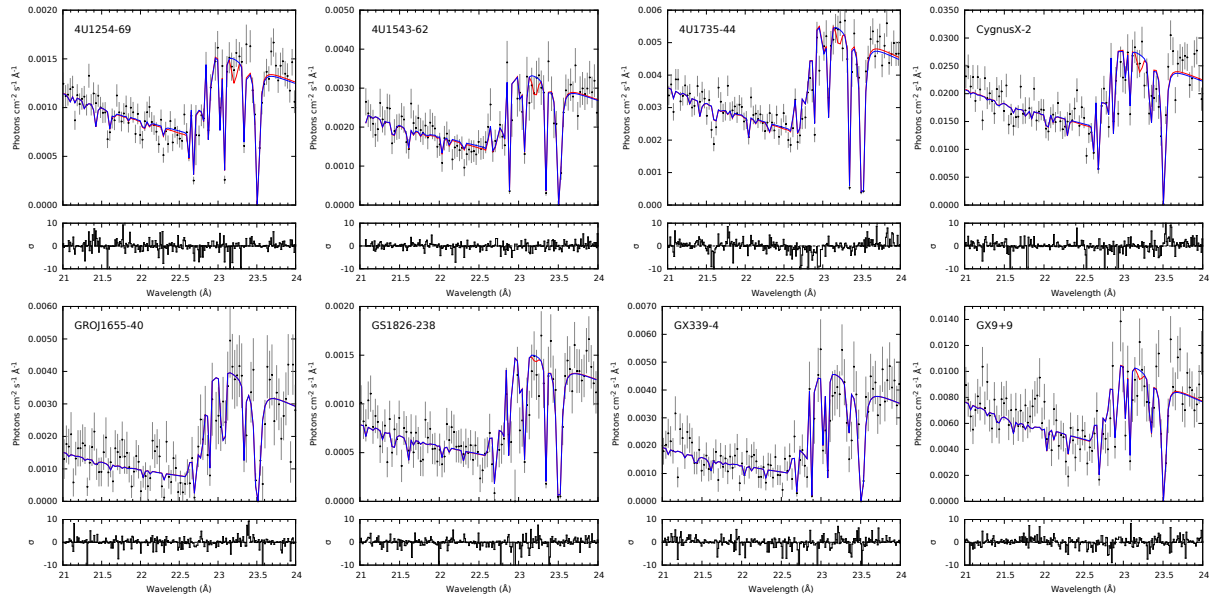


Figura 4.1: Mejor ajuste con ISMabs en la región del escalón-K del O considerando sólo la componente atómica (línea sólida azul) incluyendo CO (línea roja sólida). Para todas las fuentes de arriba se pudo extraer de forma segura de la detección exitosa de CO.

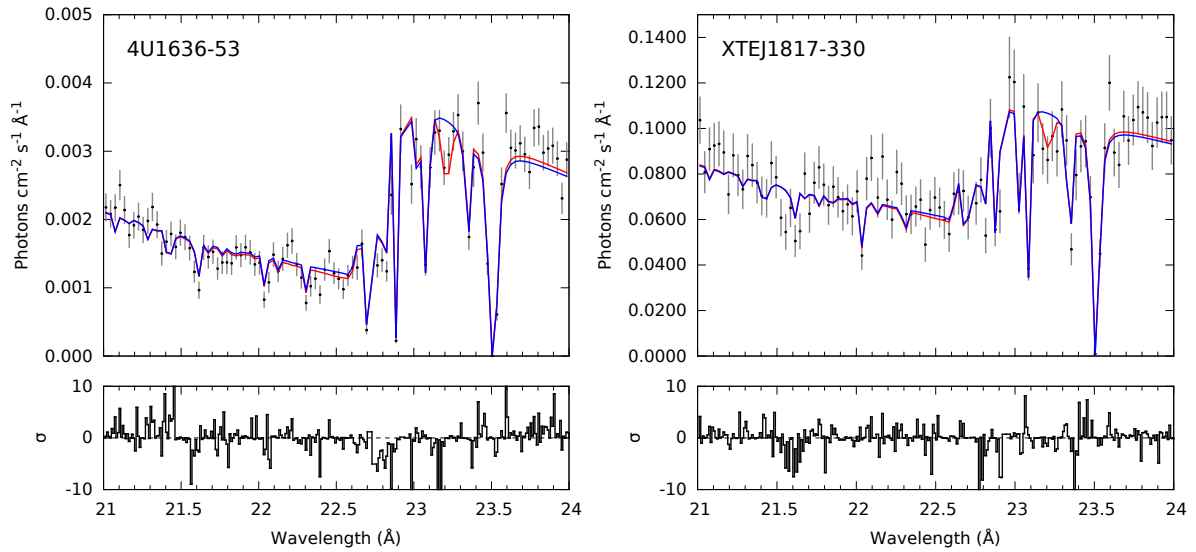


Figura 4.2: Ajuste con ISMabs en la región del escalón-K del O considerando sólo la componente atómica (línea sólida azul), incluyendo CO (línea sólida roja). Para ambas fuentes se obtuvo una detección significativa, con al menos 95 % de confianza.

Se realizó un análisis de Monte Carlo (MC) en la bondad del ajuste con la finalidad de estimar la significancia de la detección de CO para todas la fuentes con $\Delta\chi^2 > 2$. Primero, se ajustó el espectro con el modelo referencia (ISMabs*powerlaw sin incluir CO) obteniendo un determinado valor estadístico χ^2 . Segundo se incluyó CO como parámetro del modelo, haciéndose un nuevo ajuste y adquiriendo un nuevo valor de χ^2 . Luego se compararon ambos χ^2 , calculándose el $|\Delta\chi^2 = \chi_{\text{sinCO}}^2 - \chi_{\text{conCO}}^2|$. Si $\Delta\chi^2$ es grande, desde el punto de vista estadístico, significa que si hay detección de CO (a pesar de ser ínfima la cantidad de CO). Con la finalidad de descartar una posible falsa detección, se realizó el segundo procedimiento 10^4 veces, mediante la obtención de espectros sintéticos de las fuentes y fondo con los mismos tiempos de exposición; si la variación en la estadística es mayor a la que se obtuvo anteriormente, significa que la variación de la estadística no es real y es una detección falsa, por el contrario, si el cambio de la estadística es menor o igual al obtenido antes de la simulación, significa que la variación de la estadística es real y no una detección falsa.

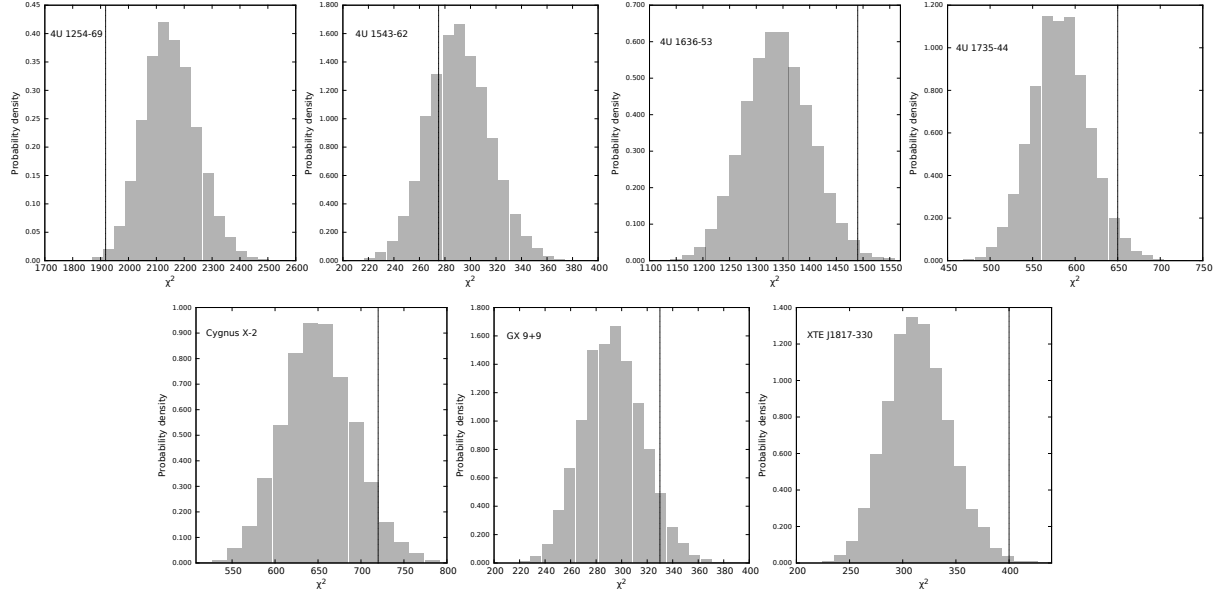


Figura 4.3: Análisis de Monte Carlo para estimar la detección de las características de absorción de CO. Las líneas discontinuas verticales corresponden al mejor χ^2 obtenida para cada fuente.

En la figura 4.3 se muestran los resultados para las fuentes con $\Delta\chi^2 > 2$, las líneas discontinuas verticales corresponden a el valor χ^2 para el mejor ajuste del modelo incluyendo CO. En la tabla 4.2 se muestran los valores de probabilidad de detección falsa derivados de las simulaciones MC. Se calculó la significancia de la posible detección de CO, en unidades de σ . Finalmente, el σ mínimo requerido para garantizar un 95 % de la detección significativa, es incluida para cada caso. Este último valor depende de los grados de libertad involucrados, es decir, el número de parámetros libres en el ajuste del escalón-K del O, los cuales también son indicados en la tabla 4.2.

Para 4U 1254-69, 4U 1543-62, 4U 1735-44, Cygnus X-2 y GX 9+9 se obtuvo una probabilidad de falsa detección de CO hacia estas líneas de visión. Por otra parte, se obtuvo una probabilidad de falsa detección de 3 % y 2 % en 4U 1636-53 y XTE J1817-330, respectivamente. Estos valores corresponden a una detección significativa con al menos 95 % de confianza. Los valores de densidades de columnas calculados son:

$$N(\text{CO}) = (7,22 \pm 0,57) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}, \text{ para XTE J1817-330 y}$$

$$N(\text{CO}) = (7,08 \pm 3,45) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}, \text{ para 4U 1636-53.}$$

Por otra parte, al mirar la figura 4.3, los histogramas que tienen mayor número de datos por debajo de la línea vertical, corresponden a los casos donde hubo una detección verdadera (4U 1636-53 y XTE J1817-330).

Cuadro 4.2: Análisis Monte Carlo

Fuente	d.o.f	ρ^a	σ^b	Régimen significativo ^b
4U 1254-69	3	99,69	< 0,35	3,84
4U 1543-62	8	78,52	< 4,59	15,51
4U 1735-44	4	15,51	< 7,78	9,49
Cygnus X-2	4	10,87	< 7,78	9,49
GX 9+9	5	10,08	< 9,24	11,07
4U 1636-53	6	3	< 6,64	3,84
XTE J1817-330	3	2	< 6,64	3,84

Notas: d.o.f. \equiv degrees of freedom (grados de libertad)

^aProbabilidad de falsa detección. ^bRelevancia de la posible detección de CO (en unidades σ). ^c σ mínimo requerido para garantizar un 95 % de la detección significativa

Pinto y colaboradores en el 2010 [12], modelaron espectros en alta resolución del XMM-Newton, para LMXB GS 1826-238, usando el software de análisis SPEC, con el modelo de absorción molecular (`amo1`) incluido en el software, encontrando un límite superior para las densidades de columna de CO $< 4,0 \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$. Pinto y colaboradores en el 2013 [5], también reportan la detección de CO, mediante el análisis de 9 LMXBs, de las cuales 6 fueron incluidas en el presente trabajo. El valor de las densidades de columna varía de $(0,02 - 0,7) \times 10^{17} \text{cm}^{-2}$ a lo largo de múltiples de líneas de visión, en el caso de 4U 1636-53, estiman una densidad de columna de $N(\text{CO}) = (3,0 \pm 2,0) \times 10^{16} \text{cm}^{-2}$.

Sin embargo, las secciones eficaces atómicas incorporadas de O I, O II, O III en el modelo SPEC, no incluyen los efectos de amortiguamiento Auger, el cual tiene un importante efecto en la estructura del escalón-K. La presencia de CO a lo largo de la línea de visión hacia XTE J1817-330 no había sido reportada antes.

Capítulo 5

Conclusiones

En este capítulo se presentan las conclusiones del presente trabajo.

- Se reportó el análisis de 10 LMXBs Galácticas, ubicadas en el plano galáctico y la búsqueda de características de absorción de rayos X para el CO en estos espectros, para un total de 25 observaciones del XMM-Newton analizadas.
 - Se modeló la región del escalón-K de absorción del O (21-24)Å, usando el modelo de absorción de rayos X para el MIE, *ISMabs*, el cual incluye las secciones eficaces de fotoabsorción neutras, una vez y dos veces ionizadas para el O.
 - Para todas las fuentes se evaluó la presencia de O I, O II, y las características de absorción de O III, así como la medición de la densidad de columna para cada ion. Incluimos la medida de sección eficaz experimental de fotoabsorción de CO de [22].
 - Se utilizaron simulaciones de Monte Carlo (MC) para obtener un estimado riguroso de significancia estadística de la posible detección de CO, concluyendo que el análisis estadístico, descarta la detección significativa de las características de absorción de rayos X molecular del CO en 8 de las fuentes analizada.
 - Finalmente se calcularon los valores de densidades de columna para XTE J1817-330, $N(\text{CO}) = (7,22 \pm 0,57) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ y 4U 1636-53, $N(\text{CO}) = (7,08 \pm 3,45) \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$.
 - Las observaciones con el RGS del XMM-Newton generalmente no son suficientes para detectar CO, a partir de una gran fracción de las líneas de visión que se han observado hasta el momento.
-

Bibliografía

- [1] J. Hartmann. Investigations on the spectrum and orbit of delta Orionis. *The Astrophysical Journal*, 19, May 1904.
 - [2] Thomas G Bisbas. *The Interstellar Medium, Expanding Nebulae and Triggered Star Formation: Theory and Simulations*. Springer, 2015.
 - [3] Norbert S. Schulz. *From Dust To Stars: Studies of the Formation and Early Evolution of Stars*. Springer Science & Business Media, 2005.
 - [4] E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle. Synthesis of the Elements in Stars. *Reviews of Modern Physics*, 29:547–650, 1957.
 - [5] C. Pinto, J. S. Kaastra, E. Costantini, and C. de Vries. Interstellar medium composition through X-ray spectroscopy of low-mass X-ray binaries. *Astronomy and Astrophysics*, 551:A25, March 2013.
 - [6] Bruce T. Draine. *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, volume 1. Princeton University Press, 2011.
 - [7] R. W. Wilson, K. B. Jefferts, and A. A. Penzias. Carbon Monoxide in the Orion Nebula. *The Astrophysical Journal Letters*, 161:L43, July 1970.
 - [8] E. Dwek and R. G. Arendt. Dust-gas interactions and the infrared emission from hot astrophysical plasmas. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 30:11–50, 1992.
 - [9] J. M. Dickey and F. J. Lockman. H I in the Galaxy. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 28:215–261, 1990.
 - [10] E. B. Jenkins. The future for UV spectroscopy of the ISM at high resolution. *Highlights of Astronomy*, 13:802–804, January 2005.
-

- [11] K. M. Ferrière. The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73:1031–1066, October 2001.
- [12] C. Pinto, J. S. Kaastra, E. Costantini, and F. Verbunt. High-resolution X-ray spectroscopy of the interstellar medium. XMM-Newton observation of the LMXB GS 1826-238. *Astronomy and Astrophysics*, 521:A79, October 2010.
- [13] Yangsen Yao, Norbert. S. Schulz, Ming F. Gu, Michael A. Nowak, and Claude. R. Canizares. High-resolution x-ray spectroscopy of the multiphase interstellar medium toward cyg x-2. *The Astrophysical Journal*, 696(2):1418, 2009.
- [14] E. Gattuzz, J. García, T. R. Kallman, C. Mendoza, and T. W. Gorczyca. ISMabs: A Comprehensive X-Ray Absorption Model for the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 800(1):29, 2015.
- [15] E. Gattuzz, J. García, C. Mendoza, T. R. Kallman, M. A. Bautista, and T. W. Gorczyca. Physical Properties of the Interstellar Medium Using High-resolution Chandra Spectra: O K-edge Absorption. *The Astrophysical Journal*, 790:131, August 2014.
- [16] M. L. Schattenburg and C. R. Canizares. High-resolution X-ray spectroscopy of the Crab Nebula and the oxygen abundance of the interstellar medium. *The Astrophysical Journal*, 301:759–771, February 1986.
- [17] F. Combes. Distribution of CO in the Milky Way. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 29:195–237, 1991.
- [18] C. P. de Vries and E. Costantini. Physical properties of amorphous solid interstellar material from X-ray absorption spectroscopy of Scorpius X-1. *Astronomy and Astrophysics*, 497:393–398, April 2009.
- [19] J. García, J. M. Ramírez, T. R. Kallman, M. Witthoeft, M. A. Bautista, C. Mendoza, P. Palmeri, and P. Quinet. Modeling the oxygen k absorption in the interstellar medium: An xmm-newton view of sco x-1. *The Astrophysical Journal Letters*, 731(1):L15, 2011.
- [20] Gattuzz, E. and García, J. and Mendoza, C. and Kallman, T. R. and Witthoeft, M. and Lohfink, A. and Bautista, M. A. and Palmeri, P. and Quinet, P. Photoionization Modeling of Oxygen K Absorption in the Interstellar Medium: The Chandra Grating Spectra of XTE J1817-330. *The Astrophysical Journal*, 768:60, May 2013.
-

-
- [21] E. Gatuzz, J. A. García, T. R. Kallman, and C. Mendoza. Oxygen, neon, and iron X-ray absorption in the local interstellar medium. *Astronomy and Astrophysics*, 588:A111, April 2016.
- [22] D. M. Barrus, R. L. Blake, A. J. Burek, K. C. Chambers, and A. L. Pregezer. K-shell photoabsorption coefficients of O₂, CO₂, CO, and N₂O. *Physical Review A*, 20:1045–1061, September 1979.
- [23] C. F. V. Weizsäcker. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen. *Zeitschrift für Physik*, 88:612–625, September 1934.
- [24] E. J. Williams. Applications of the method of impact parameter in collisions. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 139(837):163–186, 1933.
- [25] Eberhard Haug and Werner Nakel. *The elementary process of bremsstrahlung*, volume 73. World Scientific, 2004.
- [26] Anil K. Pradhan and Sultana N. Nahar. *Atomic Astrophysics and Spectroscopy*. Cambridge University Press, January 2011.
- [27] M. A. Bautista and A. K. Pradhan. Photoionization of neutral iron. *Journal of Physics B Atomic Molecular Physics*, 28:L173–L179, March 1995.
- [28] M. A. Bautista and A. K. Pradhan. Ionization Structure and Spectra of Iron in Gaseous Nebulae. *The Astrophysical Journal*, 492:650–676, January 1998.
- [29] D. A. Verner and D. G. Yakovlev. Analytic FITS for partial photoionization cross sections. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 109, January 1995.
- [30] R. F. Reilman and S. T. Manson. Photoabsorption cross sections for positive atomic ions with Z equal to or less than 30. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 40:815–880, August 1979.
- [31] Hale Bradt. *Astrophysics processes: the physics of astronomical phenomena*. Cambridge University Press, 2008.
- [32] Bruce H. Mahan. Microscopic reversibility and detailed balance. An analysis. *Journal of Chemical Education*, 52(5):299, 1975.
- [33] David H. Lumb, Norbert Scharrel, and Fred A Jansen. X-ray Multi-mirror Mission (XMM-Newton) observatory. *Optical Engineering*, 51(1), 2012.
-

- [34] Chandra X ray Center, CXO Project Science, MSFC, and Chandra IPI Teams. *The Chandra Proposers' Observatory Guide*, 17 edition, December 2014.
- [35] C. R. Canizares, D. S. Davis, D. Dewey, K. A. Flanagan, J. Houck, D. P. Huene-moerder, H. L. Marshall, M. L. Schattenburg, N. S. Schulz, and M. Wise. Initial Results From The Chandra High Energy Transmission Grating Spectrometer. In M.A. Bautista, T.R. Kallman, and A.K. Pradhan, editors, *Atomic Data Needs for X-ray Astronomy*, page 5, October 2000.
- [36] XMM-Newton Community Support Team with contributions from the entire XMM-Newton Science Operations Centre Team. *XMM-Newton Users Handbook*, 2.12 edition, 2014.
- [37] S. Bowyer, E. T. Byram, T. A. Chubb, and H. Friedman. Cosmic X-ray Sources. *Science*, 147:394–398, 1965.
- [38] H. L. Shipman. The implausible history of triple star models for Cygnus X-1 Evidence for a black hole. *Astrophysical Letters*, 16:9–12, February 1975.
- [39] Giacconi, R. and Gursky, H. and Paolini, F. R. and Rossi, B. B. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Physical Review Letters*, 9:439–443, December 1962.
- [40] Pozdnyakov, L. A. and Sobol, I. M. and Syunyaev, R. A. Comptonization and the shaping of X-ray source spectra - Monte Carlo calculations. *Astrophysics and Space Physics Reviews*, 2:189–331, 1983.
- [41] Thorne, K. S. and Price, R. H. Cygnus X-1 - an interpretation of the spectrum and its variability. *The Astrophysical Journal Letters*, 195:L101–L105, February 1975.
- [42] James B. Dove and Jörn Wilms and Michael Maisack and Mitchell C. Begelman. Self-consistent Thermal Accretion Disk Corona Models for Compact Objects. II. Application to Cygnus X-1. *The Astrophysical Journal*, 487(2):759, 1997.
- [43] M. Gilfanov and A. Merloni. Observational Appearance of Black Holes in X-Ray Binaries and AGN. *Space Science Reviews Journal*, 183:121–148, September 2014.
- [44] J. W. Den Herder, A. C. Brinkman, S. M. Kahn, G. Branduardi-Raymont, K. Thomsen, H. Aarts, M. Audard, J. V. Bixler, A. J. den Boggende, J. Cottam, et al. The Reflection Grating Spectrometer on board XMM-Newton. *Astronomy and Astrophysics*, 365:L7–L17, January 2001.
-

-
- [45] P. M. W. Kalberla, W. B. Burton, D. Hartmann, E. M. Arnal, E. Bajaja, R. Morras, and W. G. L. Pöppel. The Leiden/Argentine/Bonn (LAB) Survey of Galactic HI. Final data release of the combined LDS and IAR surveys with improved stray-radiation corrections. *Astronomy and Astrophysics*, 440:775–782, September 2005.
- [46] E. Churazov, M. Gilfanov, W. Forman, and C. Jones. Mapping the Gas Temperature Distribution in Extended X-Ray Sources and Spectral Analysis in the Case of Low Statistics: Application to ASCA Observations of Clusters of Galaxies. *Astrophysical Journal*, 471:673, November 1996.
- [47] J. J. M. in't Zand, E. Kuulkers, F. Verbunt, J. Heise, and R. Cornelisse. A superburst from 4U 1254-69. *Astronomy and Astrophysics*, 411:L487–L491, December 2003.
- [48] Z. Wang and D. Chakrabarty. The Orbital Period of the Ultracompact Low-Mass X-Ray Binary 4U 1543-624. *The Astrophysical Journal Letters*, 616:L139–L142, December 2004.
- [49] D. K. Galloway, D. Psaltis, M. P. Muno, and D. Chakrabarty. Eddington-limited X-Ray Bursts as Distance Indicators. II. Possible Compositional Effects in Bursts from 4U 1636-536. *The Astrophysical Journal Letters*, 639:1033–1038, March 2006.
- [50] P. G. Jonker and G. Nelemans. The distances to Galactic low-mass X-ray binaries: consequences for black hole luminosities and kicks. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 354:355–366, October 2004.
- [51] H.-J. Grimm, M. Gilfanov, and R. Sunyaev. The Milky Way in X-rays for an outside observer. Log(N)-Log(S) and luminosity function of X-ray binaries from RXTE/ASM data. *Astronomy and Astrophysics*, 391:923–944, September 2002.
- [52] R. I. Hynes, D. Steeghs, J. Casares, P. A. Charles, and K. O'Brien. The Distance and Interstellar Sight Line to GX 339-4. *The Astrophysical Journal*, 609:317–324, July 2004.
- [53] G. Sala and J. Greiner. XMM-Newton observation of XTE J1817-300. *The Astronomer's Telegram*, 791, April 2006.
- [54] J Garcia, C Mendoza, MA Bautista, TW Gorczyca, TR Kallman, and Patrick Palmeri. K-shell photoabsorption of oxygen ions. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 158(1):68, 2005.
-

- [55] T. W. Gorczyca, M. A. Bautista, M. F. Hasoglu, J. García, E. Gatzuz, J. S. Kaastra, T. R. Kallman, ST Manson, C Mendoza, A. J. J. Raassen, et al. A comprehensive x-ray absorption model for atomic oxygen. *The Astrophysical Journal*, 779(1):78, 2013.
- [56] M. Domke, C. Xue, A. Puschmann, T. Mandel, E. Hudson, D. A. Shirley, and G. Kaindl. Carbon and oxygen K-edge photoionization of the CO molecule. *Chemical Physics Letters*, 173:122–128, September 1990.
- [57] D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar. The UMIST database for astrochemistry 2012. *Astronomy and Astrophysics*, 550:A36, February 2013.
- [58] K. A. Arnaud. XSPEC: The First Ten Years. In G. H. Jacoby and J. Barnes, editors, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, volume 101 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 17, 1996.
- [59] Keith Arnaud, Ben Dorman, and Craig Gordon. *Xspec An X-Ray Spectral Fitting Package*, July 2015.
- [60] W. Cash. Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *The Astrophysical Journal*, 228:939–947, March 1979.
- [61] R. L. Brown and R. J. Gould. Interstellar Absorption of Cosmic X Rays. *Physical Review*, 1:2252–2256, April 1970.
- [62] S. K. Ride and A. B. C. Walker, Jr. The interstellar medium in the direction of the Crab Nebula - Reconciling soft X-ray and radio observations. *Astronomy and Astrophysics*, 61:347–352, November 1977.
- [63] R. Morrison and D. McCammon. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV. *The Astrophysical Journal*, 270:119–122, July 1983.
- [64] Monika Balucinska-Church and Dan McCammon. Photoelectric absorption cross sections with variable abundances. *Astrophys. J.*, 400:699, 1992.
- [65] J. Wilms, A. Allen, and R. McCray. On the Absorption of X-Rays in the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 542:914–924, October 2000.
- [66] A. M. Juett, N. S. Schulz, and D. Chakrabarty. High-Resolution X-Ray Spectroscopy of the Interstellar Medium: Structure at the Oxygen Absorption Edge. *The Astrophysical Journal*, 612:308–318, September 2004.
-

-
- [67] A. M. Juett, N. S. Schulz, D. Chakrabarty, and T. W. Gorczyca. High-Resolution X-Ray Spectroscopy of the Interstellar Medium. II. Neon and Iron Absorption Edges. *The Astrophysical Journal*, 648:1066–1078, September 2006.
- [68] M. F. Hasoğlu, S. A. Abdel-Naby, E. Gatuzz, J. García, T. R. Kallman, C. Mendoza, and T. W. Gorczyca. K-shell Photoabsorption of Magnesium Ions. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 214:8, September 2014.
- [69] H. A. Bethe and E. E. Salpeter. Quantum mechanics of one-and two-electron atoms. *Quantum Mechanics of One-and Two-Electron Atoms*, New York: Academic Press, 1957, 1, 1957.
- [70] M. C. Witthoef, M. A. Bautista, C. Mendoza, T. R. Kallman, P. Palmeri, and P. Quinet. K-Shell Photoionization and Photoabsorption of Ne, Mg, Si, S, Ar, and Ca. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 182:127–130, May 2009.
- [71] J. García, T. R. Kallman, M. Witthoef, E. Behar, C. Mendoza, P. Palmeri, P. Quinet, M.A. Bautista, and M. Klapisch. Nitrogen k-shell photoabsorption. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 185(2):477, 2009.
- [72] M. C. Witthoef, J. García, TR Kallman, M. A. Bautista, C. Mendoza, Patrick Palmeri, and Pascal Quinet. K-shell Photoionization of Na-like to Cl-like Ions of Mg, Si, S, Ar, and Ca. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192:7, January 2011.
- [73] T. W. Gorczyca. Auger decay of the photoexcited $1s^{-1}np$ rydberg series in neon. *Physical. Review. A*, 61:024702, Jan 2000.
- [74] J. B. Kortright and S.-K. Kim. Resonant magneto-optical properties of Fe near its 2p levels: Measurement and applications. *Physical. Review. B*, 62:12216–12228, November 2000.
-

Apéndice A

Xspec

Xspec es un paquete de ajuste espectral para rayos X, donde el usuario da las instrucciones tecleando comandos bajo una sintaxis previamente definida, esto último se le conoce como *command-driven* y está diseñado para ser completamente independiente de los detectores. Desarrollado en 1996 por Arnaud [58], ha sido implementado para el análisis de datos en 15 diferentes misiones, entre ellas el XMM-Newton. Actualmente existen más de 1000 artículos que citan a Xspec como referencia.

Por otra parte, los espectrómetros dispuestos en los telescopios de rayos X son empleados para medir espectros de alguna fuente, sin embargo, lo que realmente obtienen dichos espectrómetros corresponde al conteo de fotones en los canales específicos del instrumento $C(I)$, es decir, no es el espectro real de la fuente. Este espectro observado está relacionado con el espectro real de la fuente $f(E)$ a través de la siguiente relación:

$$C(I) = \int_0^{\infty} f(E)R(I, E)dE \quad (A.1)$$

donde $R(I, E)$ corresponde a la respuesta del instrumento y es proporcional a la probabilidad de que un fotón incidente de energía E sea detectado en el canal I .

Es de interés determinar el espectro real de la fuente $f(E)$, sin embargo, por inversión de la ecuación no se obtiene un valor unívoco para cada valor de $C(I)$, es por ello que la solución de A.1 se obtiene considerando un espectro modelo $f(E)$, el cual puede ser descrito en términos de algunos parámetros, de la forma $f(E, p_1, p_2, \dots)$ para que coincida con los datos obtenidos por el espectrómetro. Por cada $f(E)$ es calculada una predicción del espectro de conteos $C_p(I)$ y posteriormente comparada con los datos observados $C(I)$, de la comparación es calculada una *estadística de ajuste*, utilizada para evaluar si el espectro modelo concuerda con los datos obtenidos por el espectrómetro. Encontrar la

mejor estadística de ajuste, depende del valor de los parámetros del modelo, los cuales han sido variados hasta hallar el más apropiado [59].

A continuación un breve esquema que permite dislumbar como funciona un arquetipo de paquete de ajuste espectral (ver figura A.1). Y más adelante un diagrama que permite visualizar el desempeño de Xspec en cada una de sus tareas (ver figura A.2).

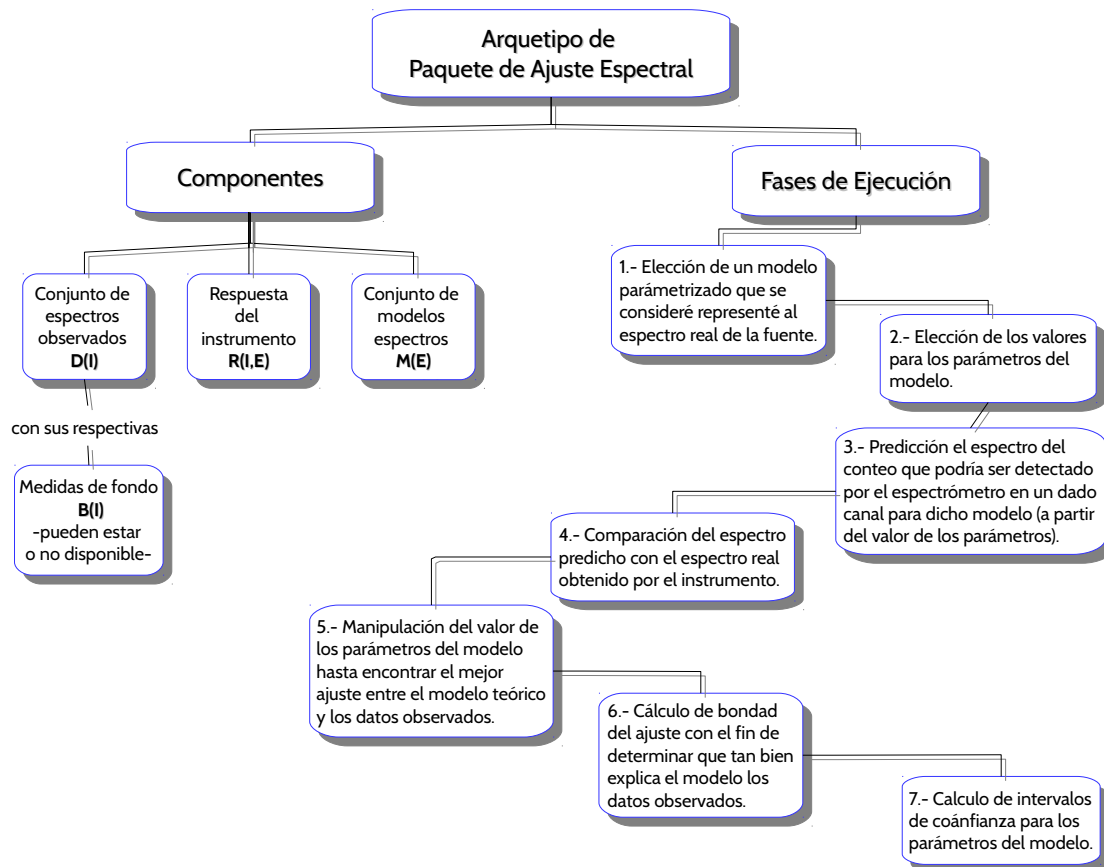


Figura A.1: Componentes y fases de ejecución referentes a un arquetipo de paquete de ajuste espectral [59].

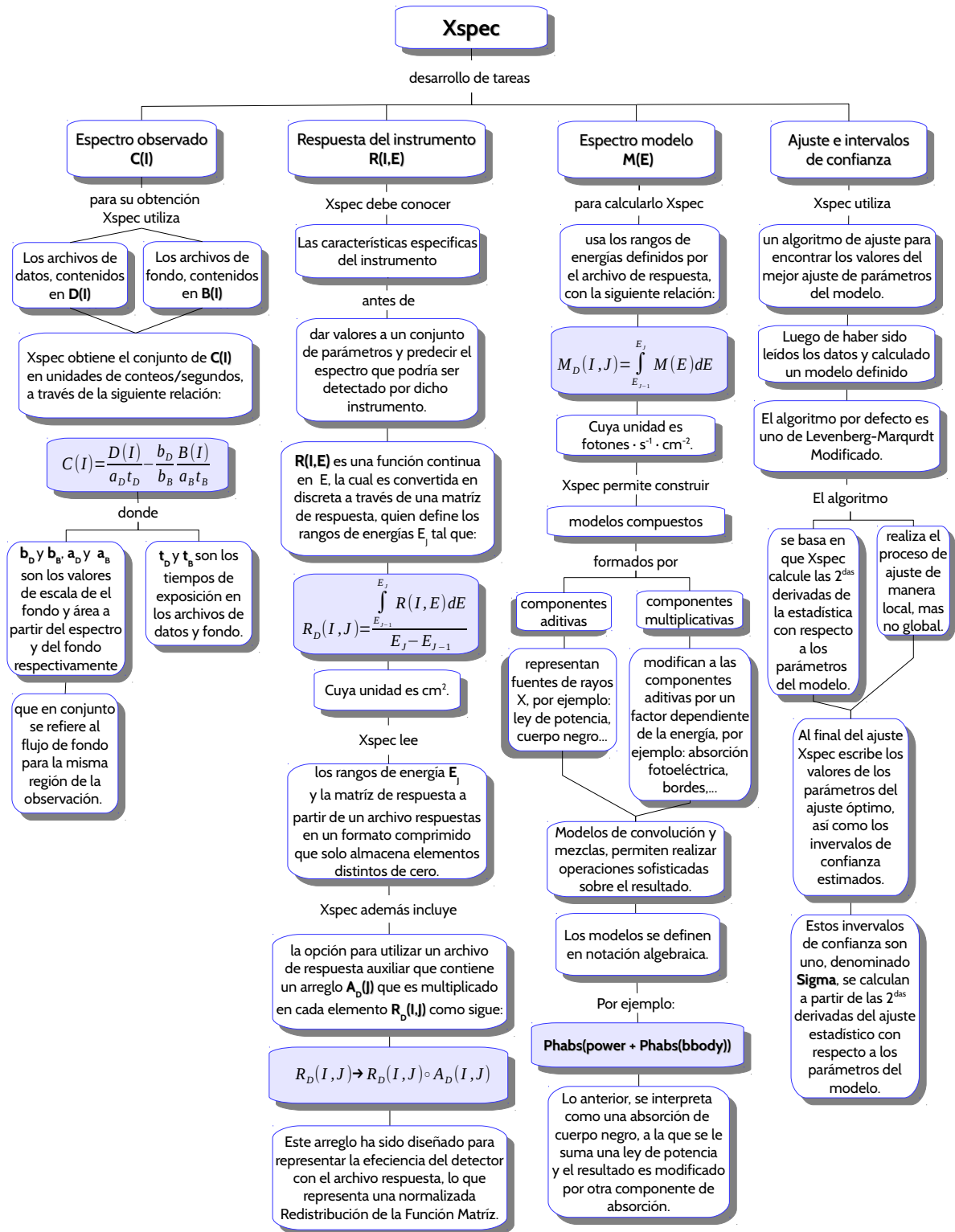


Figura A.2: Desarrollo de las tareas en Xspec [59].

A.1. Estadística en Xspec

En la tarea denominada *ajuste e intervalos de confianza* mostrada en el esquema de la figura A.2, se desempeñan básicamente dos subtareas: *estimación de parámetros* y “*Goodness*” *del ajuste*, en las cuales Xspec necesariamente debe emplear estadística.

La primer subtarea comprende encontrar los parámetros para un modelo específico, para proporcionar el mejor ajuste a los datos y posteriormente calcular las incertidumbres sobre estos parámetros, lo que respecta a la segunda subtarea comprende en probar si el modelo y sus parámetros de ajuste óptimo realmente coinciden con los datos. La elección de la estadística para las operaciones anteriormente mencionadas depende de las distribuciones de probabilidad subyacente a los datos. La mayoría de los datos astronómicos pueden ser bien descritos por *distribuciones Gaussianas y de Poisson*.

La condición necesaria para que sea aplicable una distribución de Poisson corresponde a cuando la única fuente de ruido experimental se debe al número de eventos que llegan al detector. Esta es una buena aproximación para los modernos instrumentos de los CCD; por el contrario si existe algún otro tipo predominante de ruido, generalmente se emplea una distribución Gaussiana. A continuación una breve descripción concerniente a la estadística implementada en cada subtarea:

A.1.1. Estimación de parámetros:

En esta subtarea el modelo estadístico empleado corresponde a la *máxima verosimilitud*, que se basa en el concepto intuitivo que los mejores parámetros son aquellos que maximizan la probabilidad de los datos observados dado el modelo; siendo la verosimilitud \mathcal{L} , la probabilidad total de examinar los datos dado el modelo y parámetros actuales. En la practica la estadística, viene dada por la siguiente relación:

$$S^2 \propto -2 \log(\mathcal{L}) \quad (\text{A.2})$$

donde S^2 es la varianza. A continuación se describen los diferentes tratamientos para encontrar \mathcal{L} y S^2 empleados en el trabajo.

- Datos Gaussianos (chi), cuya verosimilitud esta dada por:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ \frac{-(y_i - m_i)^2}{2\sigma_i^2} \right\} \quad (\text{A.3})$$

donde y_i corresponde al rango de datos observados, σ_i sus errores, m_i el rango de valores de los datos predichos basado en el modelo (con los parámetros actuales) y

la respuesta del instrumento. Reemplazando A.2 en A.3, y omitiendo los términos que dependen sólo de los datos (ya que no altera como los parámetros son variados), se obtiene la estadística familiar:

$$S^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i - m_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.4})$$

comúnmente conocida como χ^2 y utilizada para la opción *estadística chi*.

- Datos Gaussianos con fondo (chi), en la sección anterior solo se considero la contribución al modelo eran los datos observados. En la práctica, generalmente existe fondo; este puede también ser incluido en el modelo o extraído de otro archivo espectro. En último caso y_i se convierte en el rango de datos observados para la diferencia del espectro fuente y el espectro de fondo, σ_i son errores de la fuente y fondo agregado en cuadratura. Dado que la diferencia de dos variables Gaussianas es otra variable Gaussiana, la estadística S^2 (ecuación A.4) puede aún ser usada en este caso.
- Datos de Poisson (cstat), cuya verosimilitud es dada por:

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N (tm_i)^{S_i} \exp(-tm_i) / S_i! \quad (\text{A.5})$$

donde S_i corresponde a los conteos observados, t el tiempo de exposición y m_i el intervalo de los recuentos predichos, basados en el modelo actual y respuesta del instrumento. La estadística de máxima verosimilitud basada en los datos de Poisson, determinada en 1979 por Cash [60] es:

$$\mathcal{C} = 2 \sum_{i=1}^N (tm_i) - S_i \ln(tm_i) + \ln S_i! \quad (\text{A.6})$$

la ecuación A.6 puede ser modificada por una cantidad que sólo dependa de los datos, sin que se vea afectado el mejor ajuste de parámetros, según Castor en una comunicación privada, lo que resulta de la siguiente manera:

$$\mathcal{C} = 2 \sum_{i=1}^N (tm_i) - S_i + S_i (\ln S_i + \ln(tm_i)) \quad (\text{A.7})$$

provee una estadística cuya asíntota a S^2 esta en el límite con extensos números de conteos. Puede ser invocada u utilizada por la opción *estadística cstat*.

Bondad del Ajuste

Esta subtarea provee información sobre la calidad del ajuste de un modelo a los datos observados. Permite rechazar un modelo con cierto nivel de confianza, sin embargo no proporciona una probabilidad si el modelo es el adecuado. Los valores de parámetros e intervalos de confianza toman sentido al momento de hacer un ajuste con el modelo empleado. Para el presente trabajo es pertinente conocer la bondad del ajuste correspondiente a datos gaussianos, a continuación una breve descripción de la misma.

Datos Gaussianos (chi): **Xspec** al final de cada ajuste proporciona el χ^2 reducido (ver ecuación A.8). El $\chi_{reducido}^2$ debe ser aproximadamente 1, por el contrario si:

1. Si $\chi_{reducido}^2 \gg 1$, los datos observados probablemente no se aproximan al modelo.
2. Si $\chi_{reducido}^2 \ll 1$, la σ_i asociada esta probablemente sobrestimada.

$$\chi_{reducido}^2 = \frac{\chi^2}{\nu} \quad (\text{A.8})$$

donde ν es el número de grados de libertad, definido como la sustracción del número de bins de datos y el número de parámetros libres.[59]

A.2. Regiones de Confianza de los Parámetros

Xspec provee diferentes métodos para estimar la precisión con la cual los parámetros son determinados, los mejores pero más costosos computacionalmente usan dos técnicas de Monte Carlo. La primera técnica emplea el mejor ajuste del modelo y los parámetros, para luego simular conjuntos de datos con propiedades idénticas a las observadas (respuestas, tiempos de exposición, entre otros). Para cada simulación, se realiza un ajuste y registran los parámetros del mejor ajuste, el conjuntos de parámetros con óptimo ajuste corresponde a una distribución de probabilidad multidimensional para los parámetros suponiendo que los parámetros de mejor ajuste originales son los verdaderos, lo cual es poco probable y realista. No existe un comando explícito **Xspec** para utilizar está técnica, pero se pueden construir scripts para realizar las simulaciones y almacenar los resultados [59].

La segunda técnica es la Cadena de Markov Monte Carlo (MCMC, por sus siglas en inglés), tiene aplicaciones más amplia. En MCMC se genera una cadena de conjuntos de valores de los parámetros que describe la distribución de los parámetros de probabilidad. Esto determina tanto el mejor ajuste y las regiones de confianza. La cadena de comandos ejecuta cadenas de MCMC que se pueden convertir a las distribuciones de probabilidad usando `margen`. Si las cadenas de MCMC están en uso entonces el comando `error` se utilizan para estimar la incertidumbre en los parámetros [59].

Apéndice B

ISMabs

Es un modelo integral de absorción de rayos X para el MIE, desarrollado en el 2014 por Gatuuz y colaboradores [14]. El nombre del modelo **ISMabs** es el acronimo de *Interstellar Medium Absorption*, es decir, *Absorción del Medio Interestelar*. El modelo cuenta con la base de datos atómica más precisa hasta este momento, en ella se incluyen las siguientes especies cosmológicas: H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca y Fe, en su forma neutra, una vez y dos veces ionizada (a diferencia de otros modelos), la inclusión de iones implica mejoras en los ajustes espectrales. Tiene el formato adecuado para ser implementado en paquetes de ajuste espectral ampliamente utilizados como **XSPEC**, **ISIS** y **SHERPA**. [14]

Los primeros modelos de absorción asumieron que el MIE estaba compuesto de un gas neutro, monoatómico y homogéneo con abundancias solares, por ejemplo el trabajo desarrollado por Brown y Gould en 1970 [61]. Luego en 1977 Ride y Walker [62] fueron los primeros en calcular un modelo de absorción más complejo que se asemeja al MIE real. Pasados los años se encontraron mejoras en las secciones eficaces de rayos X, así como en datos de las abundancias solares y MIE, lo que condujo a la actualización de los modelos de absorción, tales son los casos de Morrison y McCammon en 1983 [63], Bałucińska-Church y McCammon en 1992 [64] y Wilms, Allen y McCray en el 2000 [65]. [66]

En este ultimo trabajo Wilms, Allen y McCray [65] presentan un modelo mejorado de absorción de rayos X en el medio interestelar, referido como **TBabs**, teniendo por finalidad considerar y representar de manera adecuada las modificaciones causadas por los eventos de absorción en los espectros de rayos X observados, además de trabajar con los datos tomados de las misiones *Chandra* y *XMM-Newton*, con áreas efectivas más grandes y mayor resolución en energía. El modelo incluía actualizaciones recientes en la secciones eficaces de fotoionización de especies atómicas neutras y abundancias revisadas en el MIE, así como un tratamiento granos de interestelares e hidrógeno molecular (H_2).

Hasta la actualidad **TBabs** ha sido frecuentemente empleado para realizar ajustes espectrales, es citado en alrededor de 1022 artículos. No obstante, a pesar de sus bondades, **TBabs** tiene dificultades para reproducir en su totalidad las estructuras espectrales del MIE, siendo el caso de los escalones-K, de O [66], Ne [67] y Mg [68]. La anterior reseña histórica pretende mostrar las limitaciones de los modelos ya existentes, así mismo, el objetivo del trabajo de Gattuzi y colaboradores [14] al desarrollar **ISMabs**. A continuación se listan las fuentes de referencia de las secciones eficaces incorporadas en **ISMabs** (ver tabla B.1).

Cuadro B.1: Secciones eficaces incorporadas en **ISMabs**

Ion	Fuente	Ion	Fuente
H	[69] ^a	Si I	[29]
He I	Proyecto Opacidad ^b	Si II, Si III	[70] ^d
He II	[69]	S I	[29]
C I, C II, C III	[29] ^c	S II, S III	[70]
N I, N II, N III	[71] ^d	Ar I	[29]
O I	[55] ^e	Ar II, Ar III	[72] ^d
O II, O III	[54] ^d	Ca I	[29]
Ne I	[73] ^f	Ca II, Ca III	[72]
Ne II, Ne III	[67] ^g	Fe	[74] ^h
Mg I, Mg II, Mg III	[68] ^c		

^aMétodo analítico

^bCalculado con el método de Matriz R

^cFórmula de ajuste semiempírico basado en cálculos de Hartree–Dirac–Slater

^dCalculado con el método matriz R Breit–Pauli

^eDerivado de una fórmula analítica

^fBasado en cálculos de la matriz R y un potencial óptico

^gBasado en el cálculo de [73] y ajustado a observaciones astrofísicas

^hMedidas experimentales de hierro metálico

[14]

ISMabs trata los efectos de la fotoabsorción del MIE en los espectros observados a través de la relación (ver ecuación B.1):

$$I_{obs}(E) = e^{-\tau} I_{fuente}(E), \quad (\text{B.1})$$

donde I_{obs} corresponde al espectro observado y $I_{fuente}(E)$ al espectro real de la fuente,

ambos en función de la energía E , τ a la profundidad óptica, esta cantidad nos da noción o información de cuan oscuro o transparente es el medio y es definida en la ecuación B.2.

$$\tau = \sum_i^k \sigma_i(E) N_i; \quad (\text{B.2})$$

σ_i corresponde a la sección eficaz y N_i a la densidad de columna ambos del i -ésimo ion. El rango de energía abarcado por el modelo es $0,1 - 10keV$. El corrimiento al rojo es un parámetro del modelo y en una próxima versión de **ISMabs** sera incluido el ensanchamiento de turbulencia, como parámetro del modelo la velocidad de turbulencia ν ($[km/s]$) . En el presente trabajo se incluyo al modelo **ISMabs** la sección eficaz del CO, obtenida de manera experimental por Barrus y colaboradores en 1979 [22].
