



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

Instituto de Astronomía

ESTUDIO DE VARIABILIDAD DE LA GALAXIA SEYFERT NGC3516 CON ESPECTROS
DE ALTA RESOLUCIÓN DE XMM-NEWTON Y CHANDRA.

PARA OPTAR POR EL GRADO DE
DOCTORA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

PRESENTA
M. EN C. ERÉNDIRA MARÍA HUERTA MARTÍNEZ

TUTORES
DR. YAIR EMMANUEL KRONGOLD HERRERA, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
DRA. ELENA JIMÉNEZ BAILÓN, INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

MÉXICO, D. F. NOVIEMBRE 2012



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Dedicatoria

*Le dedico el doctorado a los maestros rurales asesinados por los cristeros,
a los prometeos que arriesgan la vida a cambio de la luz del conocimiento...
en especial a mi bisabuelo Miguel León, maestro rural.*

Gracias infinito.

AGRADECIMIENTOS

A mis queridos Gude y Mario por su apoyo infinito e incondicional.

A mis hermanos, a mis primas y primos, a mis tías y tíos, a todos los amigos y amigos con los que compartí tanto a lo largo de estos años.

A Canek por alegrarme la vida,
a Gude por darme tanto cariño,
a Mario por enseñarme a siempre decidir mi camino,
a Bolívar por complicarme la vida y retarme a salir adelante,
a Tonatiuh por escucharme,
a Itza por ser mi verdadera amiga,
a Amarela por tantos ánimos compartidos,
a Alejandro Ayala por iluminarme la vida,
a Julio Tafoya por los años tan intensos que compartimos.

A todas y todos los que cada una de las personas que me apoyaron, escucharon, enseñaron y con los que aprendí tanto.

A mis mejores amigas de la facultad: a Julia, Susana y Jimena.

A todos mis amigos de Astronomía: Octavio, Bárbara, Vladimir, Francisco, Mary Loli, Omar, Paloma, Luisa, Mónica, Sandro, Jonhatan y una lista larga de amigos que diario estuvieron a mi lado.

A Deborah, Jesús y a Yair que me guiaron por este camino tan apasionante de la Astronomía.

A Lidia y Chonita, mis hermosas abuelas.

Jurado Asignado:

Presidente: Dra. Deborah Dultzin Kessler

Secretario: Dr. Yair Emmanuel Krongold Herrera

Primer Vocal: Dra. Anna Lía Longuinotti

Segundo Vocal: Dr. Fabrizio Nicastro

Tercer Vocal: Dr. Vahram Chavushyan

Índice general

1. Introducción	5
1.1. Núcleos Activos Galácticos	5
1.2. Modelos de unificación	8
1.3. Características espectrales de los <i>AGN</i>	17
1.3.1. Emisión del continuo.	17
1.3.2. Líneas de emisión.	19
1.3.3. Absorción en <i>AGN</i>	27
1.3.4. Curva de estabilidad térmica de las fases absorbedoras	31
1.3.5. Absorbedores fríos	33
2. Reducción de Espectros de Rayos X de NGC 3516	38
2.1. Componentes Espectrales de NGC 3516	38
2.1.1. NGC 3516 en rayos X	40
2.1.2. Escenarios Físicos propuestos para NGC 3516	56
2.2. Descripción de la muestra de Espectros de NGC 3516	57
2.2.1. Observaciones de XMM-Newton de NGC 3516	57
2.2.2. Observaciones de Chandra de NGC 3516	58
2.3. Reducción de datos de XMM-Newton	59
2.3.1. EPIC-pn: detector de baja resolución	59
2.3.2. RGS: espectrómetro de reflexión de alta resolución	65
2.4. Reducción de datos de Chandra	68
2.4.1. ACIS-HEGT: rendija de altas energías	68
3. Análisis de los Espectros de Rayos X de NGC 3516	72
3.1. Modelos astrofísicos de rayos X	73

3.2.	Espectros de XMM-Newton	77
3.2.1.	Análisis de altas energías 2.5-10 keV	77
3.2.2.	Análisis en la parte suave del espectro de rayos X de 0.3 a 2.5 keV	86
3.2.3.	Absorbedores tibios en la parte suave de rayos X	91
3.2.4.	Absorbedor Tibio en la parte de altas energías	99
3.3.	Espectros de Chandra	104
3.4.	Espectros de alto y bajo estados de flujo de XMM-Newton	106
3.5.	Características espectrales de los absorbedores tibios	110
4.	Análisis de Variabilidad	120
4.1.	Evolución temporal del flujo de NGC 3516 en rayos X	120
4.2.	Evolución temporal de la forma del continuo de emisión observado	122
4.2.1.	Ley de potencias: Índice Γ y su normalización	122
4.2.2.	Evolución del exceso suave	123
4.3.	Evolución temporal de los absorbedores tibios	125
4.3.1.	Parámetro de ionización U	127
4.3.2.	Densidad columnar N_H	131
4.3.3.	Evolución de la Fase VH de mayor estado de ionización	133
4.4.	Evolución del modelo entre los estados de alto HS y bajo flujo LS	133
5.	Resultados del análisis y discusión	138
5.1.	¿Fases HI, MI y LI en un medio multifase?	138
5.2.	Análisis de la forma del espectro a lo largo de las 9 observaciones	141
5.2.1.	Cambios en la opacidad del gas como respuesta a las variaciones de continuo	141
5.2.2.	Cambios en el factor de cobertura	144
5.3.	Distancia entre las fases absorbedoras y la fuente de emisión	146
5.3.1.	Ubicación de la Fase MI	146
5.3.2.	Ubicación de la Fase LI	148
5.3.3.	Límite inferior de la ubicación de las fases HI y VH	149
5.4.	Escenarios Alternativos	150
5.4.1.	Cambio del factor de cobertura	150
5.4.2.	Nube neutra atravesando la línea de visión	152
5.4.3.	Variación de la emisión intrínseca de continuo en el tiempo	153

5.5. Nuestra propuesta para la emisión de NGC 3516 en rayos X	154
6. Conclusiones	158
Apendice A	165

Índice de figuras

1.1. Distribución espectral de energía (SED) de los quásares 4C 3447 –arriba– y Mrk 586 –abajo–, radio–fuerte y radio–callado, respectivamente (Elvis et al., 1994).	7
1.2. El modelo de unificación (<i>MU</i>) propuesto por Antonucci (1993) y Urry & Padovani (1995). Sus ingredientes fundamentales son el agujero negro y el disco de acrecimiento en el núcleo, un toroide de polvo envolvente de la fuente central, las regiones donde se emiten las líneas anchas y delgadas (desde donde se observan las galaxias tipo <i>BLRG</i> y <i>NLRG</i>) y el jet colimado de partículas relativistas que emerge la fuente central. Los acrónimos de la Figura significan: OVV y BL Lac son los <i>AGN</i> observados desde la orientación del jet colimado (según el <i>MU</i>) y se caracterizan por ser altamente variables en escalas de tiempo pequeñas, de alrededor de días. Radio Loud QSO Quásares radio-fuertes y Radio Loud QSO Quásares radio-callados. BLRG : <i>Broad line region galaxies</i> , galaxias con líneas de emisión anchas y NLRG : <i>Narrow line region galaxies</i> , galaxias con líneas de emisión delgadas. Sey 1 : Seyfert 1 y Sey 2 Seyfert 2. . .	10
1.3. Clasificación de los <i>AGN</i> de acuerdo a los modelos de unificación. En la izquierda se encuentra un toroide de densidad uniforme, el ángulo de visión $i = \pi/2 - \sigma$ diferencia el tipo 1 del tipo 2 del los <i>AGN</i> . La Figura derecha muestra un toroide grumoso ó inhomogéneo (Elitzur, 2007). . .	12
1.4. Modelo alternativo de <i>AGN</i> , el material que envuelve al agujero negro y disco de acreción tiene una geometría bicónica (Elvis, 2000).	13

1.5. Esquema del <i>AGN</i> propuesto por Elvis (2000). Los 4 cuadrantes ilustran: la geometría del <i>AGN</i> , su taxonomía, (es decir, las componentes espectroscópicas de un observador en distintos ángulos de visión), sus propiedades físicas y la cinemática del <i>AGN</i>	14
1.6. Modelo unificado de <i>AGN</i> propuesto por Elvis (2000). Cada apertura representa un distinto tipo de <i>AGN</i> , Quásar, Seyfert, <i>LINER</i> , etc. . . .	15
1.7. Modelo unificado de <i>AGN</i> propuesto por Bianchi et al. (2012). El modelo incluye: emisión máser proveniente del disco de acrecimiento y de material eyectado, el gas ionizado eyectado del núcleo con geometría bicónica y el toroide grumoso.	16
1.8. Espectro en óptico/UV de cuasares (SDSS). Vanden Berk et al. (2001) –arriba– & Telfer et al. (2004) –abajo–. Las líneas punteadas son ajustes en el continuo.	21
1.9. Perfil de la línea de Fe, de MGC-6-30-15 –galaxia Seyfert 1–, observada por el observatorio espacial de rayos X XMM-Newton (Vaughan & Fabian, 2004). Se observa claramente su perfil asimétrico con una extensa ala hacia el rojo.	23
1.10. Triplete de OVII en la parte suave del espectro de rayos X (Kaastra et al., 2000).	26
1.11. Curva de estabilidad térmica (<i>curva S</i>)	33
1.12. Curva de estabilidad térmica (<i>curva S</i>) presentada en el trabajo de Krongold et al. (2003) de la galaxia NGC 3783.	34
1.13. Espectro total de un <i>AGN</i> tipo I (línea gruesa negra) y sus principales componentes de 0.1 a 300 keV (Risaliti & Elvis, 2004). El <i>exceso suave</i> está graficado en azul, como se puede observar su máximo se da en ~ 1 keV, mientras que el espectro impreso por los absorbedores tibios lo dibujan en color fucsia. La línea de emisión de Hierro es de color rojo y finalmente, la joroba de Compton (<i>Compton hump</i>) está graficada en color verde.	36

2.1. Curvas de luz en el óptico de NGC 3516 (Wanders et al., 1993). La gráfica superior es la curva de luz de la emisión del continuo, la gráfica intermedia es la curva de luz de la intensidad de la línea de emisión H_α ($\lambda 6563$), mientras que la gráfica inferior contiene la curva de luz de la emisión de H_β ($\lambda 4861$).	39
2.2. Curva de luz en rayos X de NGC 3516 (Turner et al., 2008).	44
2.3. Líneas de emisión detectadas en el espectro de Suzaku NGC 3516 (Markowitz et al., 2008).	47
2.4. Ajustes en la parte suave del espectro presentados por Turner et al. (2008) y Mehdipour et al. (2010). (a) En rojo está graficado el espectro de <i>MEG</i> de Chandra, mientras que el ajuste de Turner et al. (2008) en verde. (b) En azul está graficado el espectro de <i>RGS</i> de XMM-Newton, y superpuesto se encuentra el ajuste de Mehdipour et al. (2010) en negro.	48
2.5. Línea de emisión Fe $K\alpha$ en diferentes observaciones de XMM-Newton (Iwasawa et al., 2004).	49
2.6. Línea de emisión Fe $K\alpha$ detectada por Chandra en dos diferentes observaciones, arriba abril de 2001 y abajo noviembre de 2001 (Turner et al., 2005).	50
2.7. Espectros de diferentes observaciones de XMM-Newton, Chandra y Suzaku. En la figura se encuentra la línea de emisión de Fe $K\alpha$ cuyo centroide se detecta en 6.4 keV. (Turner et al., 2005).	51
2.8. Línea de emisión Fe $K\alpha$ reportada por Kriss et al. (1996).	52
2.9. Línea de emisión Fe $K\alpha$ ancha reportada por Nandra et al. (1999).	53
2.10. Espectros de NGC 3516 de Suzaku y XMM-Newton (Markowitz et al., 2008).	54
2.11. Líneas delgadas de emisión y absorción del régimen Fe k (complejo de Fe) reportadas por Turner et al. (2008).	55
2.12. Ventana <i>ds9</i> donde se encuentra la imagen de NGC 3516 de la observación 8x. Como se puede ver se selecciona la imagen de la fuente en una región circular de donde se extrae el espectro de moderada resolución <i>EPIC-pn</i> de XMM-Newton.	61

2.13. La figura superior muestra la curva de luz (tasa de cuentas vs tiempo de observación) de la región <i>background</i> , mientras que en la figura de abajo se grafica la función SNR_{cum} que se incremena hasta el valor máximo de la señal a ruido, ambas figuras de la observación 8x de XMM-Newton.	63
2.14. Gráficas de la distribución espectral de energía, el panel superior es la distribución espectral para eventos simples (s, en rojo), dobles (d, en azul), triples (t, en verde) y cuadrúples (q, en azul marino). En el panel inferior se observa la fracción de eventos en cada caso. Ambas gráficas se obtuvieron con la tarea <i>epaplot</i> de <i>SAS</i> en el caso de la observación 1x del detector <i>EPIC-pn</i> de XMM-Newton	64
2.15. Espectros de las cuatro observaciones de XMM-Newton. Observación 1x en rojo, 2x en amarillo, 5x en verde y 8x en azul.	65
2.16. Espectros de las cuatro observaciones de <i>RGS1</i> de XMM-Newton	66
2.17. Espectros de las cuatro observaciones de <i>RGS2</i> de XMM-Newton	67
2.18. Espectros de las cinco observaciones de HEG (High Energy Grating) de Chandra	69
2.19. Espectros de las cinco observaciones de MEG (Medium Energy Grating) de Chandra	70
3.1. Ley de potencias en la parte de altas energías de los espectros de <i>EPIC-pn</i> de XMM-Newton.	80
3.2. Ley de potencias + Línea de $FeK\alpha$ aplicada a la parte de altas energías de los espectros de <i>EPIC-pn</i>	82
3.3. Ley de potencias + Línea de $FeK\alpha$ aplicada a la parte de altas energías de los espectros de <i>EPIC-pn</i>	85
3.4. Ley de potencias + complejo $Fe K\alpha$ extrapolado al espectro de 0.3 a 10 keV de <i>EPIC-pn</i> . En la parte de abajo de cada espectro se grafican los residuos del modelo, existe una componente de emisión en energías ~ 1 keV, éste es el conocido <i>exceso suave</i>	88
3.5. Ley de potencias + complejo de Fe + cuerpo negro aplicados al espectro de 0.3 a 10 keV de <i>EPIC-pn</i> . Se puede observar en los residuos el patrón característico de absorción ionizada en la banda suave del espectro.	90

3.6. Distribución espectral de energía (SED) de NGC 3516 reconstruida con datos de NED <i>NED</i> y de los espectros de rayos X utilizados en esta tesis.	94
3.7. La gráfica superior presenta el espectro de la observación 2x , superpuesto se encuentra el Modelo A en verde, la gráfica inmediatamente inferior contiene los residuos del Modelo A. Idem, la tercer gráfica (de arriba a abajo) contine el espectro de la observación 2x y superpuesto el Modelo B, la gráfica inferior muestra los residuos entre el Modelo B y el espectro	96
3.8. Espectros de <i>EPIC-pn</i> de NGC 3516 superpuesto está el Modelo C y debajo de cada espectro se muestran los residuos del ajuste.	98
3.9. Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 1x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión (azul).	100
3.10. Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 2x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión (azul).	101
3.11. Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 5x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión en (azul).	102
3.12. Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 8x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión (azul).	103
3.13. Espectro de EPIC-pn [3,10 keV] de cada observación de XMM-Newton, superpuesto está el modelo con la ley de potencias y el absorbedor Fase VH en verde.	104
3.14. Espectro de <i>HEG</i> [1.5,15 Å] de cada observación de Chandra, superpuesto está el Modelo C en rojo.	107
3.15. Espectro de <i>MEG</i> [2,25 Å] de cada observación de Chandra, superpuesto está el Modelo C en rojo.	108
3.16. Curva de luz en rayos X de NGC 3516 (Turner et al., 2008).	109
3.17. Fase absorbedora HI superpuesta (color azul) en el espectro de la observación 1x de <i>RGS</i> [8,38 Å].	111
3.18. Fase absorbedora MI superpuesta (color rojo) en el espectro de la obs. 1x de <i>RGS1</i> [8,38 Å]	113

3.19. Fase absorbedora LI superpuesta en el espectro de la obs. 1x [8,38 Å].	114
4.1. Normalización de la ley de potencias	124
4.2. Normalización del exceso suave	126
4.3. Comparación entre la evolución del flujo de energía $F_{h\nu}$ y la del parámetro de ionización U en el tiempo. Cada panel contiene el parámetro de ionización U (en negro) de las fases LI , MI y HI de arriba abajo cada una respectivamente. En cada una de los paneles también se grafica el flujo de energía $F_{h\nu}$ escalado para cada fase ionizada (en rojo). En azul se graficó el parámetro U encontrado en los espectros de alto y bajo flujo de energía HS y LS . El fin de esta gráfica es comparar los comportamientos de U de cada fase ionizada y el flujo de energía $F_{h\nu}$ en el tiempo, es claro que solamente la fase MI tiene un parámetro U con un comportamiento similar a $F_{h\nu}$ en el transcurso del tiempo.	130
4.4. Densidad columnar equivalente de Hidrógeno N_H a lo largo del tiempo en cada fase ionizada, de arriba abajo fases LI , MI y HI respectivamente.	132
4.5. Superior: comparación entre la evolución en el tiempo del flujo de energía $F_{h\nu}$ (en rojo) y el parámetro de ionización U (en negro) de la fase VH . Inferior: densidad columnar N_H a lo largo de las nueve observaciones de la fase VH	134
5.1. Curva de estabilidad térmica S de la galaxia NGC 3516 suponiendo $N_H = 10^{22}$ con metalicidad solar Z_\odot . Superpuestas se encuentran las fases absorbedoras HI , MI y LI . Cada color indica un número diferente de observación, obs1:rojo, obs2:amarillo, obs3:verde, obs4:azul, obs5:cielo, obs6:fiuscia, obs7:cielo, obs8:fiuscia, obs9:verde.	140
5.2. Curva de estabilidad térmica S de la galaxia NGC 3516 suponiendo $N_H = 10^{22}$ con una metalicidad 5 veces la solar $5Z_\odot$. Superpuestas se encuentran las fases absorbedoras HI , MI y LI . Cada color indica un número diferente de observación, obs1:rojo, obs2:amarillo, obs3:verde, obs4:azul, obs5:cielo, obs6:fiuscia, obs7:cielo, obs8:fiuscia, obs9:verde.	142

- 5.3. Curva de estabilidad térmica S de la galaxia NGC 3516 suponiendo $N_H = 10^{22}$ con una metalicidad 10 veces la solar $10Z_\odot$. Superpuestas se encuentran las fases absorbedoras **HI**, **MI** y **LI**. Cada color indica un número diferente de observación, obs1:rojo, obs2:amarillo, obs3:verde, obs4:azul, obs5:cielo, obs6:fiuscia, obs7:cielo, obs8:fiucsia, obs9:verde. 143
- 5.4. Arreglo Fe-UTA, comparación entre los espectros HS y LS de RGS de $XMM-Newton$. El espectro de $RGS1$ se grafica en el panel superior, el de $RGS2$ en el panel intermedio ambos en el intervalo $[14.5, 18.5 \text{ \AA}]$. La Fase **MI** con $\log U = 0.45$ y $\log U = 0.27$ se encuentra en el panel inferior exactamente en el mismo intervalo de los espectros de RGS 155
- 5.5. Arreglo Fe-UTA, comparación entre los espectros de las observaciones $7c$ y $9c$ (alto y bajo estado de flujo de energía de $Chandra$). Los espectros de ambos estados son del detector MEG (panel superior) en el intervalo de $[14.5, 18.5 \text{ \AA}]$. La fase **MI** correspondiente a $\log U = 0.53$ y $\log U = 0.17$ se grafica en el panel inferior en el mismo intervalo de los espectros de MEG 156
- 5.6. Líneas de absorción de $OVII - K\beta$ y $OVI - K\alpha$, en el panel superior izquierdo se encuentra el modelo en el cual el factor de cobertura cambia, el panel superior derecho contiene los espectros **HS** (color rojo) y **LS** (color negro) de $RGS1$, el panel inferior izquierdo los espectros de $RGS2$ de 18 a 20 \AA . El cuarto panel (inferior derecho) muestra los espectros de las observaciones **7c** (negro) y **9c** (rojo) del detector MEG de $Chandra$ en $[18, 20 \text{ \AA}]$ 157
- 6.1. Esquema del telescopio $XMM-Newton$ 168

Índice de tablas

1.1. Lista de líneas de emisión en rayos X reportadas en Kaastra et al. (2000) de la galaxia NGC 5548. El asterísco (*) significa que esas líneas pueden estar mezcladas con transiciones cercanas.	25
1.2. Lista de líneas de absorción en rayos X reportadas en Kaastra et al. (2000) de la galaxia NGC 5548.	28
2.1. Lista de líneas de emisión en rayos X reportadas por Markowitz et al. (2008) de la galaxia NGC 3516. Las mediciones donde no se reportan errores en la energía en reposo de la línea implica que es un parámetro fijo.	46
2.2. Líneas espectrales detectadas en datos de <i>HETG</i> de Chandra, sólo en el régimen de Fe-K Turner et al. (2008).	55
2.3. Observaciones de NGC 3516 de octubre de 2006. En el caso de XMM-Newton, los detectores son PN y RGS, mientras que en el caso de Chandra los detectores son MEG y HEG.	58
3.1. Parámetros encontrados en el modelo con ley de potencias en el intervalo de 2.5 a 10 keV de las observaciones de XMM-Newton (<i>EPIC-pn</i>).	79
3.2. Modelo de ley de potencias + FeK α aplicado a los espectros <i>EPIC-pn</i> de las cuatro observaciones de XMM-Newton [2.5,10 keV].	83
3.3. Ajuste en la banda de rayos X duros de 2.5 a 10 keV	84
3.4. Ajuste desde 0.3 a 10 keV [Ley de potencias + complejo de Fe + cuerpo negro]	89
3.5. Modelos A, B y C aplicados a espectros de XMM-Newton	115
3.6. Parámetros de los absorbedores tibios encontrados en NGC 3516	116
3.7. Líneas de emisión en la parte de bajas energías en RGS de XMM-Newton	117

3.8. Fase VH aplicada en el espectro de altas energías [3,10 keV] de <i>EPIC-pn</i> XMM-Newton y <i>MEG</i> Chandra.	117
3.9. Modelo C aplicado en todas las observaciones de XMM-Newton y Chandra.	118
3.10. Modelo C aplicado en los espectros de alto y bajo estados de energía HS y HS	119
4.1. Flujo de energía [$F_{h\nu}$] de NGC 3516 dividido en la banda de rayos X suaves y duros	121
4.2. Modelo C aplicado en todas las observaciones de XMM-Newton y Chandra.	136
4.3. Comparación entre la razón de cambio r del flujo de energía [$F_{h\nu}$] y la razón de cambio r del parámetro de ionización U	137
4.5. Modelo C aplicado en los espectros de alto y bajo estados de energía HS y HS	137
5.1. Valores del factor de cobertura a lo largo de las nueve observaciones . . .	152

Resumen

En la actualidad, los *AGN* son tema de estudio importante para entender los sistemas con agujeros negros supermasivos activos, su disco de acreción y el medio cercano que los rodea, sistemas en muy altas energías. Existen 2 preguntas en la teoría de *AGN* que son muy importantes: resolver la estructura interna, desde meses luz hasta el centro del *AGN*; y una segunda pregunta igual de importante: dilucidar la causa astrofísica de la variabilidad tan característica de los *AGN*. Es posible explorar ambos problemas analizando variabilidad en el tiempo. Este es un estudio muy profundo y detallado de un caso en particular: la variabilidad en rayos X de la galaxia NGC 3516.

La galaxia NGC 3516 es una de las galaxias con núcleo activo más estudiadas en nuestros días. Es una galaxia tipo Seyfert 1.5 que presenta una variabilidad extrema en distintas escalas de tiempo en rayos X.

En esta tesis se analizó una serie de 9 observaciones tomadas por los telescopios XMM-Newton y Chandra en octubre de 2006. Se aplicó un modelo astrofísico estadísticamente aceptable en los espectros de *RGS* y *EPIC-pn* del telescopio XMM-Newton y después fue aplicado satisfactoriamente a los espectros de alta resolución de Chandra. El modelo consiste en la emisión de continuo observado representado por una ley de potencias y un cuerpo negro absorbido por 4 componentes ionizadas (absorbedores tibios). Además se detectaron 9 líneas de emisión de especies ionizadas (desde *OVII*, *OVIII* hasta *FeXVII* entre otras) en la banda suave del espectro de rayos X (considerada desde 0.3 keV a 2.5 keV) y la línea de emisión debida a las transiciones de $Fe - K\alpha$ en la banda fuerte de rayos X.

Las 4 fases ionizadas presentan distintos grados de ionización, en promedio sus valores son: para la fase **LI** un $\log U \sim -0.8$ de baja ionización, la fase **MI** presenta un valor de $\log U \sim 0.4$, la fase **HI** con un $\log U \cong 2.3$ y la fase **VH** con $\log U \cong 3.8$.

Se encontró un cambio significativo a lo largo de las 9 observaciones en la normalización de la emisión de continuo lo cual implica variabilidad en el flujo de energía observado. También se encontraron variaciones significativas, a lo largo de las 9 observaciones, del grado de ionización de 2 fases ionizadas (**LI** y **MI**) relacionadas con la variación del flujo de energía observado. Este comportamiento nos conduce a la conclusión de que en ciertas escalas de tiempo las fases **LI** y **MI** responden al cambio de continuo ionizante en equilibrio de fotoionización. Tal variabilidad nos permite delimitar la ubicación de las fases **LI** y **MI**. También se infiere una distancia mínima en la cual

se ubican las fases **HI** y **VH**. Los 4 absorbedores tibios se ubicarían en una distancia del orden de 10^{17} *cm*.

Se exploró el modelo de fotoionización suponiendo metalicidad solar y 2 metalicidades suprasolares ($5M_{\odot}$ y $10M_{\odot}$), con las metalicidades suprasolares se encontró que las fases pueden coexistir en equilibrio de presiones, es decir, en un medio multifase con 3 diferentes componentes de velocidad de flujo saliente, tales velocidades son coherentes con las reportadas para los absorbedores ionizados de la banda UV. La fase **VH** con mayor velocidad de flujo eyectado (2500 km s^{-1}) parece no estar ligada con este medio multifase por su alta velocidad de flujo saliente, además tanto su grado de ionización como su densidad columnar permanecen constantes durante toda la observación, por lo que parece no tener nada que ver con el cambio de flujo de energía observado.

Se concluye con los siguientes puntos: existe una variación significativa a lo largo de las 9 observaciones de la emisión de continuo observado. 2 fases ionizadas responden al cambio de este continuo através de su grado de ionización. No existe evidencia de una nube ionizada o neutra que esconda la fuente de emisión o una fracción de cobertura de alguna fase ionizada. De acuerdo a nuestro profundo análisis, el escenario más pausable para explicar la variabilidad en rayos X en NGC 3516 es que existen variaciones intrínsecas de la fuente de emisión, más pausable aún que la posibilidad de una nube escondiendo a la fuente central.

Abstract

Among the main questions in the *AGN* theory nowadays there are two fundamental problems to solve: the nucleus structure, the geometry near of the central engine since light months to the central source, composed by the supermassive central black hole and its accretion disk; and a second important problem, but not less significative, consists in to know the astrophysical reason for the extreme variability in the flux observed which is present in allmost *AGN*. Those both problems can be explored using time variability analysis. This is a deep and a detailed study of an spectra serie observed in a time scale of days.

The 1.5 Seyfert galaxy NGC 3516 presents a strong time variability in X-rays. We analyzed all its 2006 XMM-Newton and Chandra spectra from 0.3 to 10 keV, there is a serie of 9 observations taken in October of 2006. An acceptable model was found with XMM-Newton data using *EPIC-pn* and *RGS* detectors simultaneously; later, this model was fitted satisfactory in contemporary Chandra high resolution X-ray spectra. This model consists of a continuum emission (power law + blackbody) absorbed by four ionized components (warm absorbers), three of them print in the soft X-ray and the fourth hardest ionized component produces the Fe absorption complex (*FeXXV* and *FeXXVI*). Also, emission lines in the soft band were detected and they coincide with ionized species in X-ray (*OVII*, *OVIII*, *FeXVII* among others). In the hard X-ray part we detected the *Fe* – *K α* emission line.

The four ionized absorption phases present different ionization degrees, as average values: the lowest phase **LI** with a value of $\log U \sim -0.8$, an intermediate one with $\log U \sim 0.4$, phase **MI**, a high ionized phase with $\log U \cong 2.3$ (phase **HI**) and the highest ionized phase which presents a $\log U \cong 3.8$ (phase **VH**).

We found a significant change in the continuum normalization along the 9 observations which implies time variability of the energy flux observed. Variations in the ionization degree of two phases, **LI** and **MI**, along all observations are related with the flux energy observed variation. This beheavoir leads us to the conclusion that those components are responding to the flux ionizing variability, in some time scales, with photoionization equilibrium conditions and in other time scales a response without this equilibrium. The absorbers **LI** and **MI** response times allow us to constrain the electronic numerical densities n_{e-} and then the location of **LI** and **MI** phases from the central engine. The phases **HI** and **VH** are found out of fotionization equilibrium all

the observation time, so a minimal distance to the central engine was inferred. The four phases seems to be in the same order of distance, around 10^{17} *cm*, and modeling with distinct metallicities ($1M_{\odot}$, $5M_{\odot}$ and $10M_{\odot}$), especially with higher metallicities than the solar, it is possible that those phases can coexist in a medium in the same pressure, a multiphase medium with four velocity components, three of them are coherent with the results reported for Kraemer et al. (2002) for UV ionized absorbers. The maximal outflow velocity is around 2500 *kms*⁻¹ for the highest ionization degree cloud, the phase **VH** can be unlinked of the multiphase medium, it is due to its outflow velocity which is higher than the other phases.

According with our analisis the most pausable scenario is a central source with intrinsic variations more than an scenario with material obscuring the central source.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Núcleos Activos Galácticos

Los Núcleos Activos de Galaxias *AGN* (*Active Galactic Nuclei*, por su nombre en inglés) son fuentes compactas localizadas en el centro de algunas galaxias y emiten luminosidades de hasta $\sim 10^{3-4}$ veces la luminosidad integrada de la galaxia que los hospeda. Los *AGN* abarcan regiones cuyas dimensiones son de algunos días luz, lo que indica la existencia de una fuente compacta de emisión; lo anterior se ha inferido a partir de estudios de variabilidad (ver por ejemplo Peterson et al. (2004)). Los procesos que originan la radiación de los *AGN* se detectan en todo el rango de frecuencias del espectro electromagnético, desde radio hasta rayos gamma.

Para explicar las altas luminosidades de los *AGN* los modelos más aceptados sugieren que la energía producida se debe, en primer lugar, a la acreción de materia hacia agujeros negros supermasivos que se localizan en el centro de las galaxias (con masa $M \propto 10^{6-10} M_{\odot}$, Peterson et al. (2004)). Los *AGN*, al parecer, acretan materia a una tasa muy elevada y esta acreción produce un disco caliente que rodea al agujero negro denominado disco de acrecimiento (H. Netzer ¹).

Los *AGN* se dividen en una gran variedad de tipos, clases y subclases. La primer división se realiza a partir de su luminosidad bolométrica: los más luminosos son los

¹Tomado de la sección: *Active Galactic Nuclei: Basic Physics and Main Components*, D. Alloin et al. *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*, Lect. Notes Phys. 69, Springer, Berlin Heidelberg 2006

quásares y los blazares ($L_{bol} \sim 10^{45-48} \text{ergs}^{-1}$). Después, los siguientes *AGN* más luminosos son las radiogalaxias. Con luminosidades bolométricas intermedias se encuentran las galaxias tipo Seyfert ($L \sim 10^{43-44} \text{ergs}^{-1}$). Existen *AGN* de menor luminosidad, los denominados *LINERs* (acrónimo de *Low-Ionization Nuclear Emission-line Region galaxies* cuyo significado en español es galaxias con regiones de líneas de emisión nucleares de baja ionización), sus espectros son muy similares a las galaxias tipo Seyfert pero las líneas de emisión de baja ionización son más intensas y en general menos luminosas que una galaxia tipo Seyfert. Entre los *AGN* con menores luminosidades están las galaxias con líneas delgadas en rayos X *NLXG* (siglas de *Narrow-Lines X-ray Galaxies*), cuyas luminosidades bolométricas son del orden de $L_{bol} \cong 10^{41} \text{ergs}^{-1}$. Dependiendo de las características de las líneas de emisión de sus espectros óptico y UV (ultravioleta), los *AGN* se subdividen en tipo 1 y 2. Los de tipo 1 tienen líneas anchas de emisión permitidas, tales como H_{α} y H_{β} , cuyos valores típicos de velocidades medidos en el ancho a altura media (*FWHM*, las siglas de *Full Width at Half Maximum* en inglés) son $\Delta v_{FWHM} \cong 3000 - 10,000 \text{ km s}^{-1}$ y líneas de emisión delgadas de transiciones prohibidas y permitidas como *OIII*, *NeIII*, *OII* entre otras con anchos del orden de $\Delta v_{FWHM} \lesssim 1000 \text{ km s}^{-1}$; mientras que los del tipo 2 solamente presentan líneas de emisión delgadas.

Una segunda división es a partir de su emisión en radio: radio-fuertes y radio-callados. El 90% de los quásares son radio-débiles y sólo el 10% son radio-fuertes. En la Figura 3.6 se puede ver la distribución espectral de energía (*SED*, por las iniciales en inglés de *Spectral Energy Distribution*) de los quásares 4C 3447 y Mrk 586, el primero radio-fuerte y el segundo radio-callado.

Los objetos radio-fuertes del tipo 1 son las radiogalaxias con líneas anchas *BLRG* (*Broad Line Radio Galaxies*, por sus iniciales en inglés) con luminosidades menores que los quásares. Los fuertes en radio del tipo 2 son las radiogalaxias con líneas estrechas *NLRG* (*Narrow Line Radio Galaxies*, por sus siglas en inglés) y a su vez se dividen en 2 grupos: *FRI* y *FRII* por la clasificación realizada por Fanaroff & Riley (1974) basada en la emisión en radio. En teoría los del tipo *FRI* presentan un “hot spot”² cercano, mientras que los del tipo *FRII* no. Esta clasificación se aplica también en *AGN* radio-débiles de tipo 1 son las galaxias Seyfert 1 y los quásares, mientras que los de tipo 2

²Los “hot spot” son eventos en los cuales la luminosidad emitida es mucho mayor que el promedio en el tiempo, varían en el tiempo y son sucesos casi instantáneos.

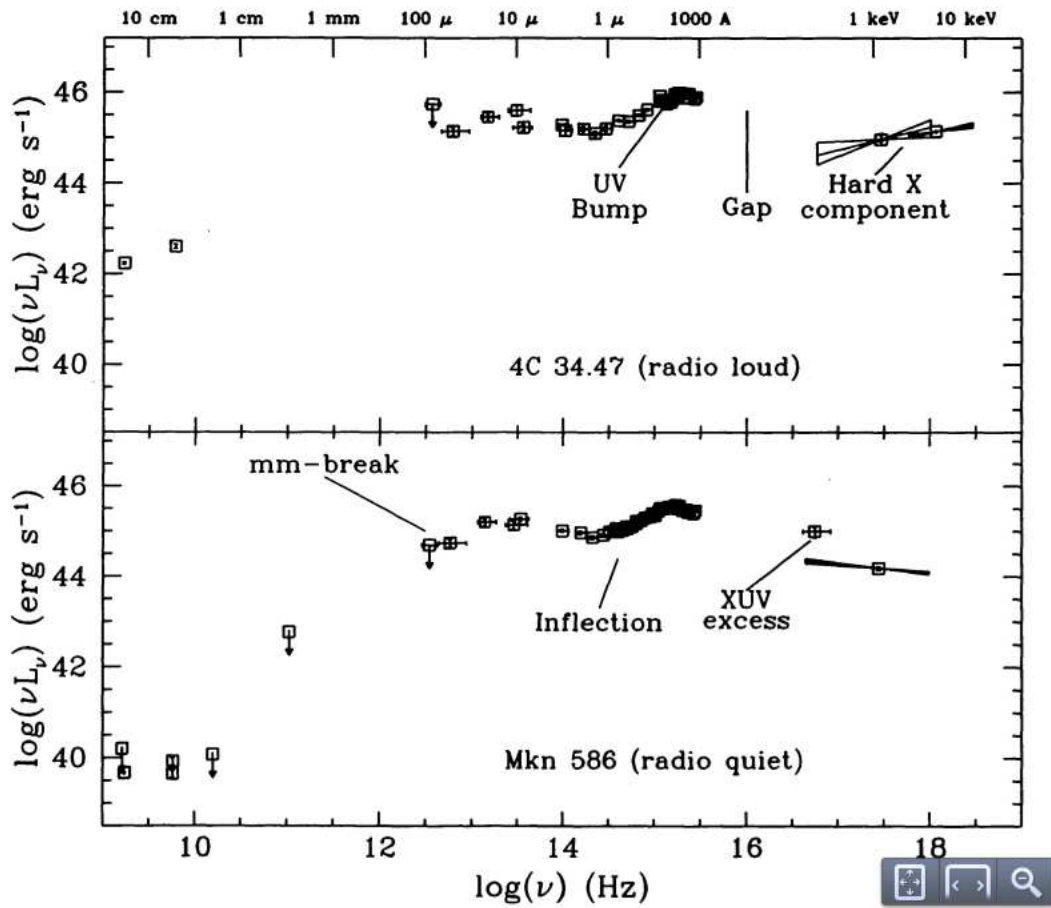


Figura 1.1: Distribución espectral de energía (SED) de los quásares 4C 3447 –arriba– y Mrk 586 –abajo–, radio-fuerte y radio-callado, respectivamente (Elvis et al., 1994).

son las Seyfert 2, los quásares del tipo 2 y las galaxias con líneas de emisión estrechas *NELG* (de *Narrow Emission Lines Galaxies* en inglés).

La clasificación Seyfert 1 y Seyfert 2 es más compleja en el sentido de que existe una división más precisa, surge a partir de que algunas galaxias Seyfert presentan perfiles de emisión de HI que sólo pueden describirse como una superposición de una componente ancha (como una Seyfert 1) y una componente delgada (como una Seyfert 2), las galaxias con esta línea compuesta de dos componentes se clasifican como galaxias tipo Seyfert 1.5. Aquellas galaxias que presentan líneas delgadas intensas y además las líneas anchas H_α y H_β muy poco intensas pero visibles se clasifican como galaxias tipo Seyfert 1.8, mientras que si sólo presentan la línea ancha H_α pero no H_β son galaxias Seyfert 1.9.

Los *AGN* en general presentan un flujo de energía variable en el tiempo. Los quásares tienen una distribución en *redshift* z de tal manera que presenta un máximo en $z \cong 2$, es decir, la mayor parte de los quásares tienen un *redshift* cercano a $z=2$. Además los *AGN*, después de los destellos de rayos γ (*GRB*, acrónimo de *Gamma Ray Bursts*) - con luminosidades del orden de $L \cong 10^{52-53} \text{ ergs}^{-1}$ - son los objetos más luminosos detectados en el cielo en todas las longitudes de onda. Sin embargo, la emisión de los *AGN* dura al rededor de 10^8 años, a diferencia de los *GRB* que brillan durante segundos.

1.2. Modelos de unificación

Los modelos más aceptados que explican las características observacionales de los *AGN* son los modelos de unificación. En general, estos modelos postulan que los *AGN* tienen la misma estructura y sus diferencias observacionales corresponden a distintas orientaciones con respecto al ángulo de visión, a su luminosidad bolométrica (con un valor del orden de $L_{AGN} \cong 10^{40} - 10^{48} \text{ ergs}^{-1}$) y a la emisión en radio. El ingrediente fundamental es un agujero negro supermasivo (con masas en el intervalo de $10^6-10^9 M_\odot$, Peterson et al. (2004)) localizado en el núcleo rodeado por el disco de acrecimiento. El material que es tragado por el agujero negro emite el continuo observado, desde el radio hasta el UV al liberar energía gravitacional. En teoría, existe una corona alrededor del disco compuesta de electrones relativistas que dispersa -vía efecto Compton inverso- la emisión del continuo en el óptico y UV. La consecuencia es que la luz se reemite en

rayos X.

Los modelos de unificación toman en cuenta al material que envuelve al núcleo, al chorro colimado de material a velocidades relativistas que se observa en los *AGN* radio-fuertes y a la fuente de emisión central en sí: el agujero negro y el disco de acrecimiento. Los modelos surgen a partir de la división de los objetos tipo 1 y tipo 2. Como se mencionó en la subsección anterior los tipo 1 muestran líneas de emisión anchas y delgadas, mientras que los de tipo 2 no presentan líneas de emisión anchas o tienen obscurecida la región donde se emiten estas líneas *BLR* (por las siglas en inglés de *Broad Line Region*). Según los primeros modelos de unificación, propuestos por Antonucci (1993); Urry & Padovani (1995) todos los *AGN* son el mismo tipo de objeto, lo que cambia es el ángulo de visión (ver Figura 1.2, la cual presenta el primer modelo de unificación propuesto). La teoría resultó plausible gracias al descubrimiento de luz polarizada en luz óptica e infrarroja (*IR*) de objetos de tipo 2. Tal luz polarizada muestra características de luz emitida desde el núcleo y en su espectro aparecen las líneas de emisión anchas. Sin embargo, es importante señalar que no todos los *AGN* de tipo 2 presentan en su luz polarizada líneas anchas de emisión.

Los primeros modelos de unificación proponen que entre otras componentes envolventes del núcleo existe polvo con geometría de un toroide que obscurece la fuente central (ver Figura 1.3, panel izquierdo). La región de líneas delgadas (*NLR* acrónimo en inglés de *Narrow Line Region*) se ha resuelto espacialmente debido a que se localiza lejos de la fuente central. Mientras que la región de líneas anchas *BLR*, la cual es mucho más cercana al núcleo que la región *NLR* y el toroide de polvo (Gallimore, Elitzur & Baum ³). La región *NLR* se encontraría más allá del toroide de polvo con respecto al núcleo. Se suma evidencia de la existencia de un jet colimado de electrones relativistas, originado en el centro del *AGN*, presente sólo en algunos *AGN*, los radio-fuertes.

Para un agujero negro con masa $10^8 M_{\odot}$ con un radio de Schwarzschild $R_S \cong 10^{13}$ *cm*, el disco de acrecimiento se extiende a $\sim (1 - 30) \times 10^{14}$ *cm*, el radio interno del toroide es de $\sim 10^{17}$ *cm*, la *BLR* se extiende de a $\sim 2 - 20 \times 10^{16}$ *cm* y la *NLR* se expande desde $\sim 10^{18}$ a $\sim 10^{20}$ *cm*, en órdenes de magnitud.

Según uno de los modelos de unificación, si un *AGN* radio-fuerte se observa de frente al chorro de electrones, sus propiedades corresponderán a un objeto sin líneas

³Tomado de D. Alloin et al. *Physics of Active Galactic Nuclei at all Scales*, Lect. Notes Phys. 693, Springer, Berlin Heidelberg 2006

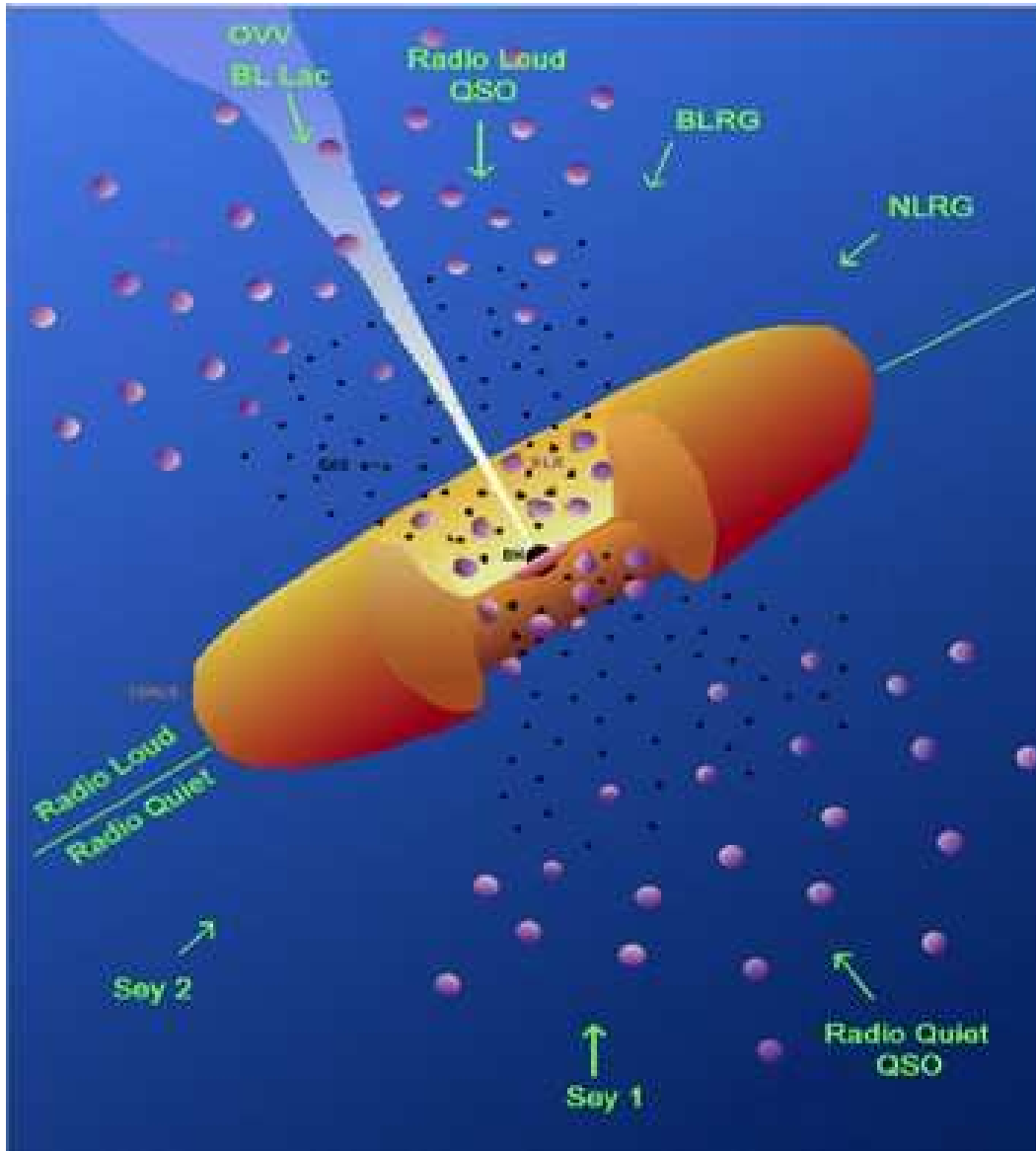


Figura 1.2: El modelo de unificación (*MU*) propuesto por Antonucci (1993) y Urry & Padovani (1995). Sus ingredientes fundamentales son el agujero negro y el disco de acrecimiento en el núcleo, un toroide de polvo envolvente de la fuente central, las regiones donde se emiten las líneas anchas y delgadas (desde donde se observan las galaxias tipo *BLRG* y *NLRG*) y el jet colimado de partículas relativistas que emerge la fuente central. Los acrónimos de la Figura significan: **OVV** y **BL Lac** son los *AGN* observados desde la orientación del jet colimado (según el *MU*) y se caracterizan por ser altamente variables en escalas de tiempo pequeñas, de alrededor de días. **Radio Loud QSO** Quásares radio-fuertes y **Radio Quiet QSO** Quásares radio-callados. **BLRG**: *Broad line region galaxies*, galaxias con líneas de emisión anchas y **NLRG**: *Narrow line region galaxies*, galaxias con líneas de emisión delgadas. **Sey 1**: Seyfert 1 y **Sey 2** Seyfert 2.

de emisión conocido como *Blazar*, su espectro está dominado por la emisión continua y una gran luminosidad variable en escalas pequeñas de tiempo. Al observar al *AGN* a través del toroide se detectarían objetos de tipo 2 (Seyfert 2 y *NLRG*) ya que oscurece parcialmente la emisión del continuo y a la región *BLR* no es visible, sólo aparecen las líneas originadas en la región *NLR*. Los *AGN* del tipo 1 se verían desde un ángulo de visión intermedio, donde las regiones *BLR* y *NLR* son observables. Este modelo se encuentra esquematizado en la Figura 1.2 con las componentes descritas en inglés, el significado de los acrónimos se puede consultar directamente en la figura.

A lo largo del tiempo estos modelos han evolucionado debido al avance de los observatorios en todas las longitudes de onda del espectro electromagnético. Estudios en el *IR* (Infrarrojo) de galaxias con *AGN* (Elitzur & Shlosman, 2006) han demostrado que la estructura del toroide de polvo debe ser más compleja. En la Figura 1.3 Elitzur (2007) esquematiza la diferencia entre dos modelos de unificación: en el panel izquierdo se encuentra el toroide de polvo tal cual fue propuesto en los primeros modelos de unificación, un medio continuo de densidad uniforme. El radio R_D es la distancia en la que la radiación emitida sublima al polvo, por lo que no es posible encontrar polvo en las regiones más internas hacia el núcleo, mientras que R_0 es el borde externo del toro. El panel derecho de la Figura 1.3 muestra una estructura distinta inferida a partir de observaciones recientes de *IR* cercano, como se puede observar, al toroide lo compone un medio inhomogéneo. En ambas estructuras la probabilidad de ver directamente las zonas internas del disco decrece junto con el eje vertical.

Un modelo alternativo fue propuesto por Elvis (2000) y engloba las características encontradas en todas las longitudes de onda, desde los jets detectados en radio, hasta la reflexión en altas energías de rayos X. La morfología presentada por Elvis (2000) (ver Figura 1.4) es una geometría bicónica del material que envuelve al núcleo.

En particular, el modelo de Elvis (2000) se basa en la región de líneas de absorción anchas *BAL* (por las iniciales en inglés de *Broad Absorption Lines*), la región de líneas de absorción delgadas *NAL* (acrónimo de *Narrow Absorption Lines*) -asociadas a los absorbedores de UV y rayos X-, la región de líneas de emisión anchas *BELR* (en inglés *Broad Emission Lines Region*) y una región de líneas de emisión delgadas *ENLR* (iniciales de *Emission Narrow Lines Region*). La región *ENLR* se extiende en una estructura bicónica -en escalas de kiloparsecs-, lo cual se detecta en algunas imágenes directas de galaxias Seyfert. Hacia el interior del *AGN* se localiza otro embudo con

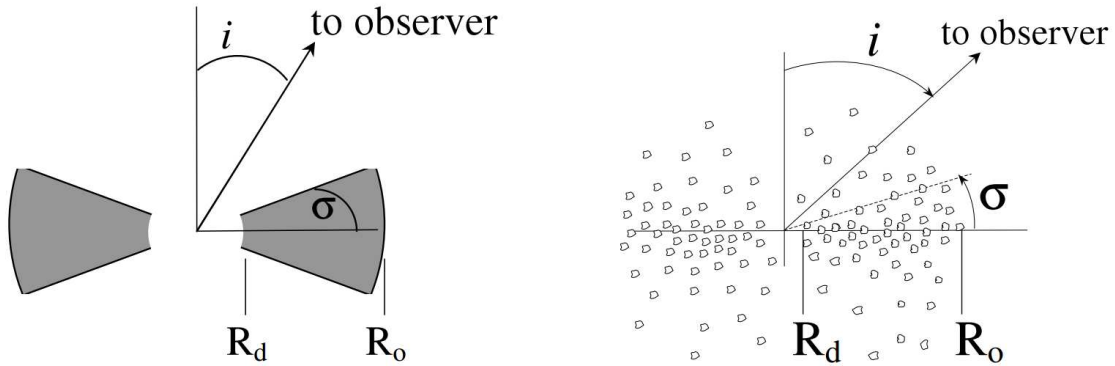


Figura 1.3: Clasificación de los *AGN* de acuerdo a los modelos de unificación. En la izquierda se encuentra un toroide de densidad uniforme, el ángulo de visión $i = \pi/2 - \sigma$ diferencia el tipo 1 del tipo 2 de los *AGN*. La Figura derecha muestra un toroide grumoso ó inhomogéneo (Elitzur, 2007).

geometría bicónica, se trata de un viento tibio (con $T \sim 10^6 K$ y $n \sim 10^9 cm^{-3}$) y es un flujo saliente del núcleo, posiblemente acelerado por la fuerza de radiación que surge verticalmente del disco -con la velocidad correspondiente a las regiones *BELR*-. El viento se curva formando un cono con un ángulo de $\sim 60^\circ$ y una divergencia de $\sim 6^\circ$ a $\sim 10^\circ$. En la Figura 1.5 se puede ver el diagrama con detalles: su física, geometría, taxonomía y cinemática.

Como modelo de unificación, Elvis (2000) propone que los *AGN* tienen la misma estructura y dependiendo de la orientación del observador se pueden detectar los diferentes tipos, de tal forma engloba todos los tipos de *AGN*: desde cuántares hasta los *AGN* de menor luminosidad -*LINERs*-. Dependiendo de que tan abierta se encuentre la estructura bicónica, es decir, del ángulo de apertura los *AGN* se diferencian en luminosidad: los de alta luminosidad presentan un ángulo de apertura $< 60^\circ$, los de luminosidad intermedia, como el caso de las galaxias Seyfert, tienen un ángulo $\sim 60^\circ$, mientras que los de baja luminosidad se observan con una divergencia angular mayor que $> 6^\circ$. El último es el caso de la presencia de polvo que esconde la mayor parte de la emisión de la fuente central, lo anterior se puede observar en la Figura 1.6.

La discusión acerca del modelo de unificación continúa. El modelo más reciente, propuesto por Bianchi et al. (2012), se basa en el material que absorbe y oscurece a la fuente central en distintas escalas, lo que históricamente fue la llave de los modelos

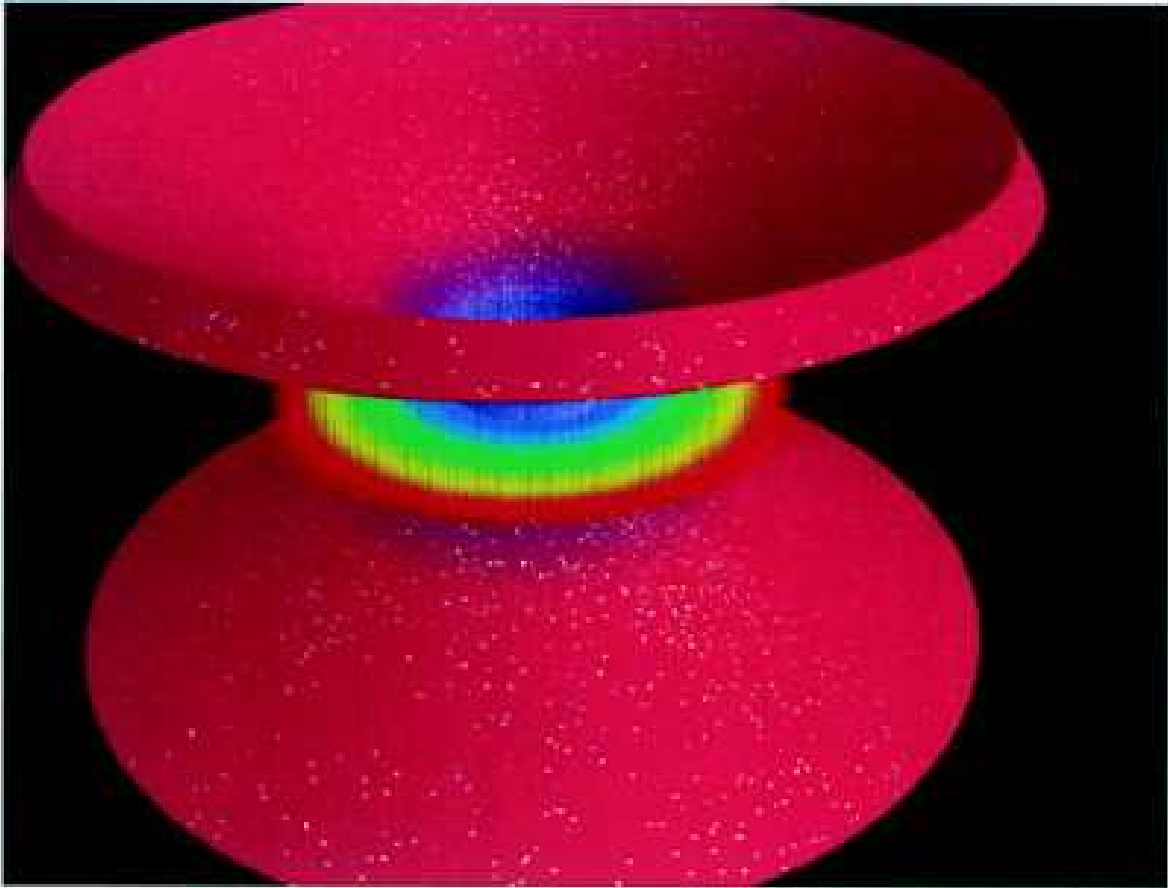


Figura 1.4: Modelo alternativo de *AGN*, el material que envuelve al agujero negro y disco de acreción tiene una geometría bicónica (Elvis, 2000).

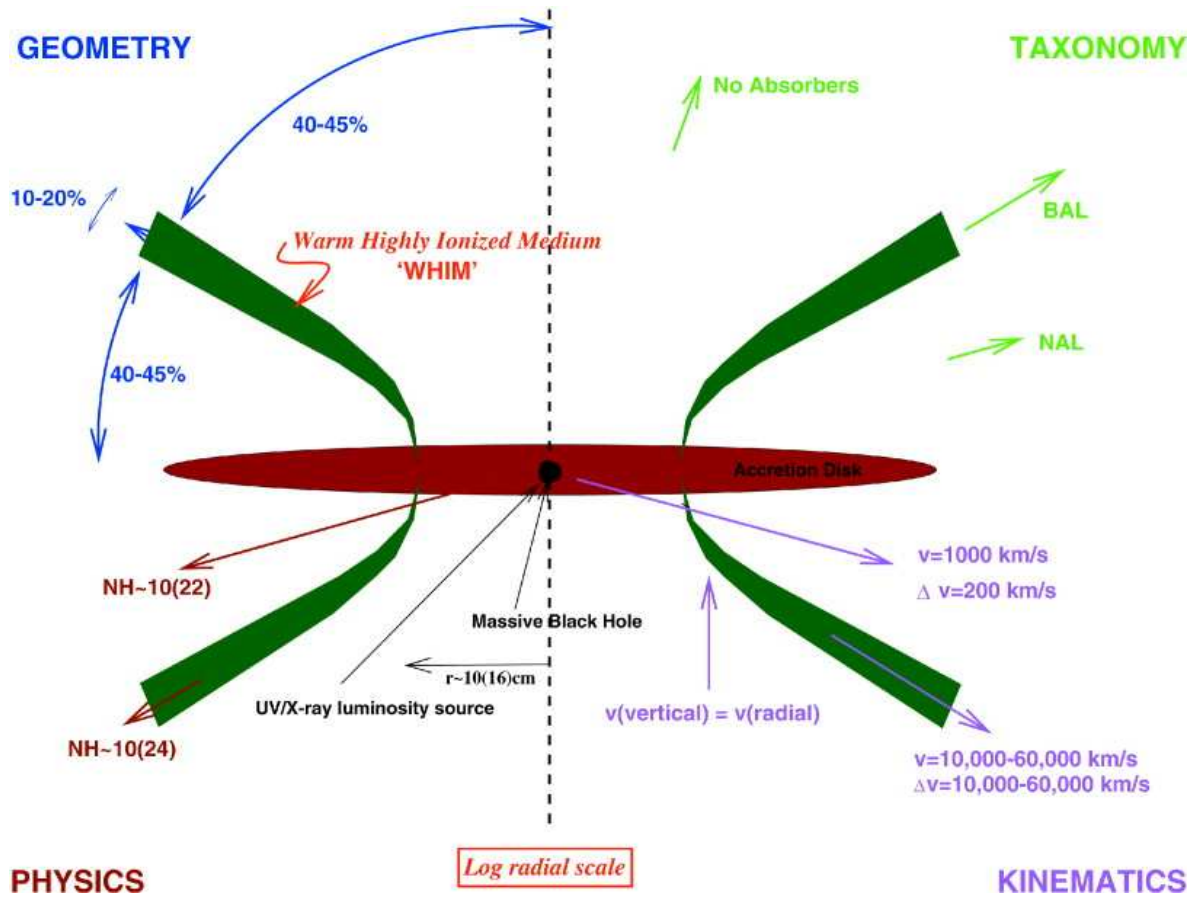


Figura 1.5: Esquema del *AGN* propuesto por Elvis (2000). Los 4 cuadrantes ilustran: la geometría del *AGN*, su taxonomía, (es decir, las componentes espectroscópicas de un observador en distintos ángulos de visión), sus propiedades físicas y la cinemática del *AGN*.

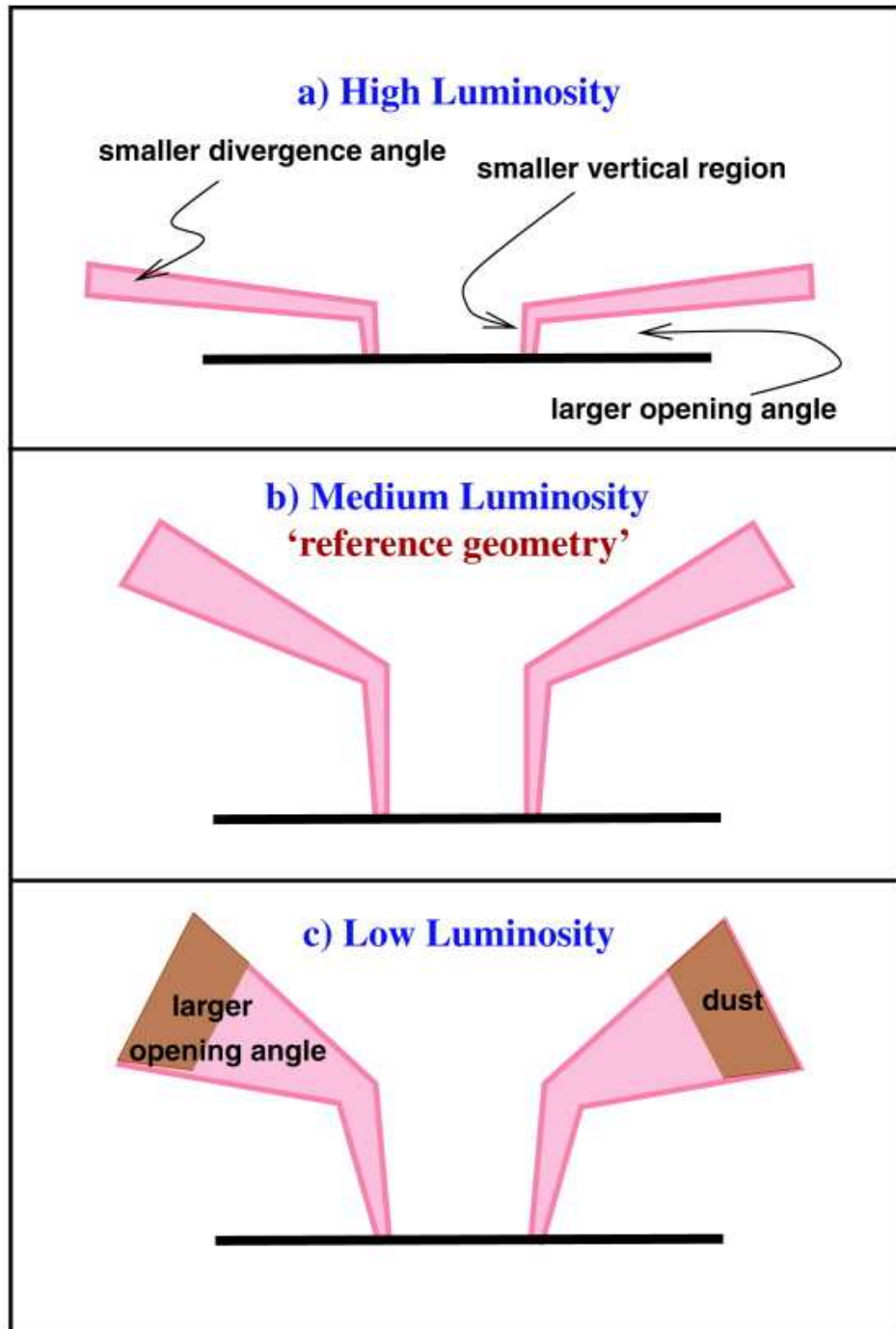


Figura 1.6: Modelo unificado de *AGN* propuesto por Elvis (2000). Cada apertura representa un distinto tipo de *AGN*, Quásar, Seyfert, *LINER*, etc.

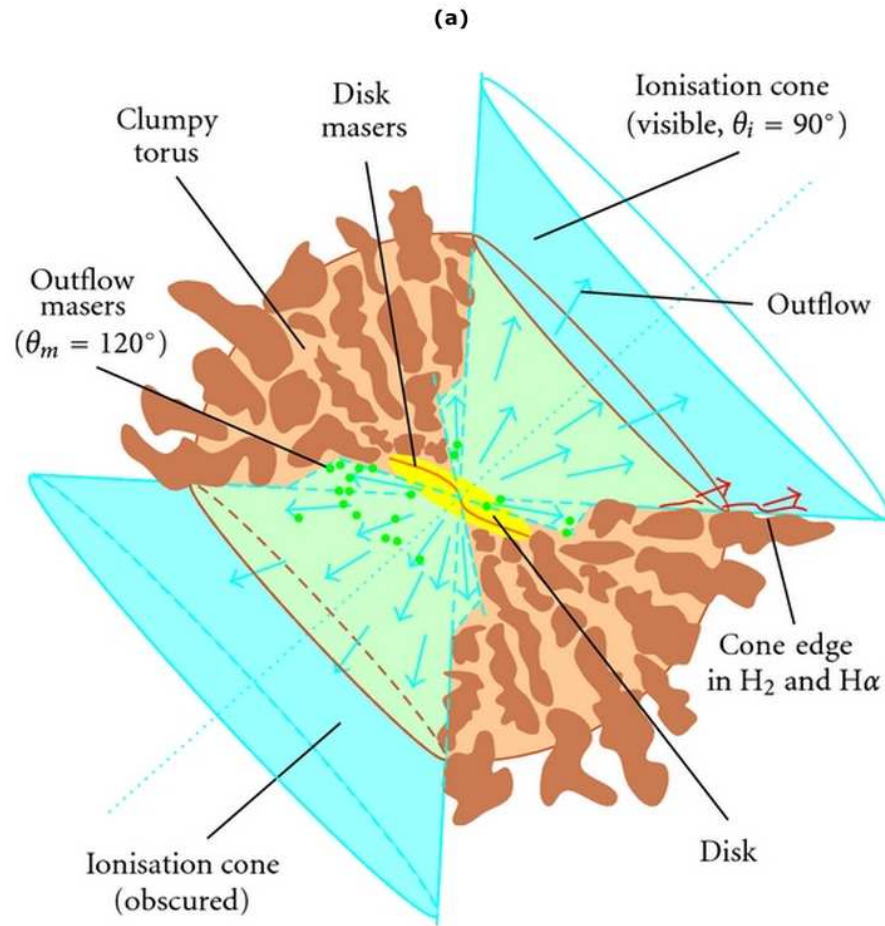


Figura 1.7: Modelo unificado de AGN propuesto por Bianchi et al. (2012). El modelo incluye: emisión máser proveniente del disco de acrecimiento y de material eyectado, el gas ionizado eyectado del núcleo con geometría bicónica y el toroide grumoso.

de unificación. Estos medios absorbedores tienen distintas temperaturas y grados de ionización, incluso pueden coexistir en un medio multifase en equilibrio de presiones. Además toma en cuenta emisión máser ⁴ detectada en las regiones internas del núcleo. La Figura 1.7 muestra el modelo de la galaxia Circinus y como se puede observar el toroide de polvo tiene una estructura grumosa ó inhomogéneas al igual que el modelo de Elitzur (2007).

⁴Acrónimo de *Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation*. La emisión máser es el equivalente en microondas del efecto láser y ocurre cuando hay una inversión de poblaciones de los niveles de una transición y se produce una amplificación exponencial de la radiación cuando ésta interacciona con la materia.

Cabe destacar que la resolución espacial de los telescopios actuales no permite resolver físicamente las escalas circunucleares de los *AGN*, es decir, no es posible observar directamente el disco de acrecimiento ni las regiones de líneas anchas, ni el material que apantalla la fuente central, ni siquiera se prevee que en muchos años sea posible resolver tales regiones. Más aún, los modelos de unificación continúan en discusión, existen teorías alternativas que proponen que los diferentes tipos de *AGN* surgen a partir de la interacción galáctica y la evolución de las galaxias que los hospedan.

La siguiente sección describe detalladamente las características espectrales de los *AGN* en todas las longitudes de onda.

1.3. Características espectrales de los *AGN*

1.3.1. Emisión del continuo.

La emisión del continuo de los *AGN*, desde el óptico hasta los rayos γ se puede aproximar con leyes de potencias de la siguiente forma:

$$F_\nu \propto \nu^{-(\alpha+1)} \quad (1.1)$$

Es importante hacer notar que en distintos rangos de frecuencia, el índice espectral α cambia.

En los *AGN* radio-fuertes se observa un continuo que se extiende desde el radio hasta el infrarrojo lejano. Su principal mecanismo de emisión es sincrotrón de electrones relativistas.

En el caso de los *AGN* radio-callados el flujo crece en el infrarrojo (*IR*) con un índice espectral $\alpha > 1.5$ (ecuación 1.1), lo que indica la presencia de polvo. La emisión del continuo en radio es la cola de emisión del infrarrojo. En el *IR*, la forma del continuo se caracteriza por un mínimo en aproximadamente $1 - 2 \mu m$, correspondiente a la temperatura de sublimación de polvo reflector (entre 1000 y 2000 K), también se encuentra una joroba en el *IR* entre 10 y $30 \mu m$ debido a la emisión térmica del polvo (con una temperatura entre 50 y 1000 K); finalmente, se encuentra un índice $\alpha > 2$ (ecuación

1.1) en longitudes de onda mayores.

La emisión continua en el óptico y en UV de los *AGN* está caracterizada por la “gran joroba azul” (*big blue bump* en inglés), es un aumento de la emisión entre 1000 y 4000 Å. Tal exceso se puede explicar mediante la emisión térmica del gas del disco de acrecimiento. Estudios recientes del telescopio espacial Hubble *HST* (por sus siglas en inglés: *Hubble Space Telescope*) revelan que el continuo desde 300 a 5000 Å puede modelarse con 2 leyes de potencia (ecuación 1.1): $\alpha_1 = -1.8$ entre 300 y 1200 Å y $\alpha_2 = -0.4$ entre 1200 y 5000 Å. Además existe la llamada “pequeña joroba azul” (*small blue bump* en inglés) entre ~ 2200 y 4000 Å, que es un aumento del flujo superpuesto a la “gran joroba azul” y se debe a las líneas de emisión de FeII y el continuo de recombinación de Balmer.

La emisión continua en rayos X de los *AGN* se puede aproximar a primer orden como una ley de potencias (ecuación 1.1) desde 1 keV hasta 300 keV. El índice α (ecuación 1.1) se encuentra entre 0.8 y 1 para galaxias Seyfert y quásares de alta luminosidad. Los *AGN* radio-fuertes tienen un espectro más plano con valores de α entre 0.5 y 0.7. En teoría, tal espectro se produce debido a una corona de electrones por encima del disco vía efecto Compton inverso; al ser irradiada esta corona por el continuo producido en el disco de acrecimiento, los fotones se dispersan con electrones que deben tener velocidades relativistas, de tal forma los fotones adquieren mayores energías, correspondientes a rayos X. Hasta ahora no se ha podido detectar directamente la corona de electrones, así que no existe la certeza de su existencia. El espectro de la ley de potencias se produce a partir de procesos no térmicos, en rayos X, además del efecto Compton inverso, lo puede generar la interacción libre-libre de electrones llamada *Bremsstrahlung* y la emisión sincrotrón. En este trabajo utilizamos para describir la ley de potencias el índice de fotones Γ que se relaciona con el índice espectral α : $\Gamma = \alpha + 1$. La diferencia entre ambos índices radica en que en altas energías se utiliza el índice de fotones. La ley de potencias con respecto a Γ está dada por:

$$F_\nu \propto \nu^{-\Gamma} \quad (1.2)$$

Superpuesta a la ley de potencias en rayos X, se observa una emisión en la región de rayos X suaves (con energías < 2 keV), se denomina como el exceso suave (*SE* por las siglas en inglés de *Soft Excess*) de rayos X. Se ajusta a la emisión térmica de un cuerpo negro, con temperaturas características de $kT \cong 0.1 - 0.2$ keV (Gierliński &

Done, 2004). Primero, se interpretó como emisión térmica del disco de acrecimiento (Turner & Pounds, 1988), sin embargo la temperatura es muy alta comparada con la correspondiente a la emisión del disco: Shakura & Sunyaev (1973) predijeron que la temperatura máxima del material que acreta un agujero negro de masa $10^8 M_\odot$ es $kT \sim 20$ eV (ó 0.02 keV). Una posibilidad es que se deba a un aumento en la opacidad (entre 0.7-3 keV) debido a absorciones de OVII, OVIII y Fe (capa L); lo anterior puede suceder cuando el material que causa la opacidad es ópticamente grueso en la línea de visión y el exceso se produce vía reflexión (Done et al., 2007). Existe otra interpretación e indica que el *SE* es producido por líneas de emisión de materia ionizada –compuesta por átomos tipo Helio⁵ de Oxígeno, Nitrógeno y Carbón– que se ensanchan por efectos relativistas del agujero negro (Branduardi-Raymont et al., 2001). Sin embargo, el origen físico del *SE* no queda claro todavía y es uno de los aspectos abiertos más importantes en la física de los *AGN*.

En rayos X también existe una joroba, conocida como joroba de Compton, cuya emisión se encuentra a partir de $\sim 6 - 7$ keV incluso a más altas energías (Fabian et al., 1989). Su origen es la reflexión Compton de la ley de potencias en material de baja ionización ópticamente grueso en el disco de acrecimiento (Reynolds & Nowak, 2003), se le conoce también como componente de reflexión.

En algunas galaxias Seyfert 1, el continuo a mayores energías (de 80 a 300 keV) se ha modelado con una ley de potencias convolucionada con una función “exponencial cortada” (*cut-off power law*). Se expresa como $AE^{-\Gamma} \exp(-E/E_f)$, donde A es la constante de normalización, E la energía y E_f la energía donde se corta la función exponencial (Perola et al., 2002). Existen propuestas alternativas y explican esta emisión como un proceso de “comptonización” de la radiación emitida por el disco de acreción, donde se refleja posteriormente (Zhang & Wu, 2006).

1.3.2. Líneas de emisión.

Líneas en el óptico y UV.

El espectro de los quásares en UV y el óptico contiene líneas anchas de emisión (ver Figura 3.6), las más fuertes son las del Hidrógeno de la serie de Balmer: H_α , H_β y

⁵Átomos tipo Helio significa que están ionizados de tal forma que solamente 2 electrones se encuentran ligados al núcleo del átomo.

H_γ , también Ly_α y líneas de iones abundantes ($MgII\lambda 2798$, $CIII\lambda 1909$, $CIV\lambda 1549$ y $OIII$).

Líneas anchas y delgadas.

Como se mencionó anteriormente los AGN presentan 2 tipos de líneas de emisión: un grupo de líneas características de un gas de baja densidad ionizado (con densidad electrónica $n_e \cong 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$), sus anchos a altura media ($FWHM$) corresponden a velocidades de cientos de kilómetros por segundo ($200 < \Delta V_{FWHM} < 900 \text{ km s}^{-1}$) y se conocen como líneas delgadas. El segundo grupo son líneas anchas de emisión, solamente pertenecen a transiciones permitidas, sus anchos son del orden de 10^4 km s^{-1} ; la ausencia de líneas anchas prohibidas indica que el gas donde se emiten es de alta densidad ($n_e \cong 10^9 \text{ cm}^{-3}$ o mayor).

La región donde se emiten las líneas de emisión anchas BLR se localiza a unos días luz de la fuente de emisión compacta (ver por ejemplo Peterson et al. (2004)). Lo anterior se deduce a partir de un mapeo de reverberación: el continuo varía y si el flujo de energía aumenta, entonces al existir más fotones ionizantes distintas especies reaccionan instantáneamente a través de sus líneas de emisión, si además el material es ópticamente delgado se detectará cierto tiempo después la respuesta del gas del lado opuesto (siempre y cuando no atravesase directamente la fuente), de ese modo se puede estimar la distancia que abarca el gas que responde a la fotoionización. Este método se llama *light travel time* ó tiempo de reacción de la luz. La BLR es tan compacta que no se puede resolver espacialmente, únicamente se puede estimar su tamaño mediante este tipo de estudios de variabilidad en el tiempo. La región de líneas angostas NRL (siglas en inglés de *Narrow Line Region*) se encuentra mucho más lejano $\sim 50 - 100 \text{ pc}$, tan lejos que ha sido posible resolverla espacialmente en observaciones.

Líneas de emisión en rayos X

La línea de emisión más prominente en el espectro de rayos X es la línea delgada fluorescente de Hierro neutro en 6.38 keV que corresponde a una composición de las transiciones frías de Fe- $K\alpha$ de los saltos cuánticos de los electrones desde todos los niveles al nivel $n = 1$, la llamada capa K. El ancho natural de la transición es del orden de $1 \text{ eV} \equiv 0.001 \text{ KeV}$ (Pozdniakov et al., 1979), sin embargo, se observan líneas con mayores anchuras. A continuación se describen los dos tipos de líneas de Fe- $K\alpha$ que se

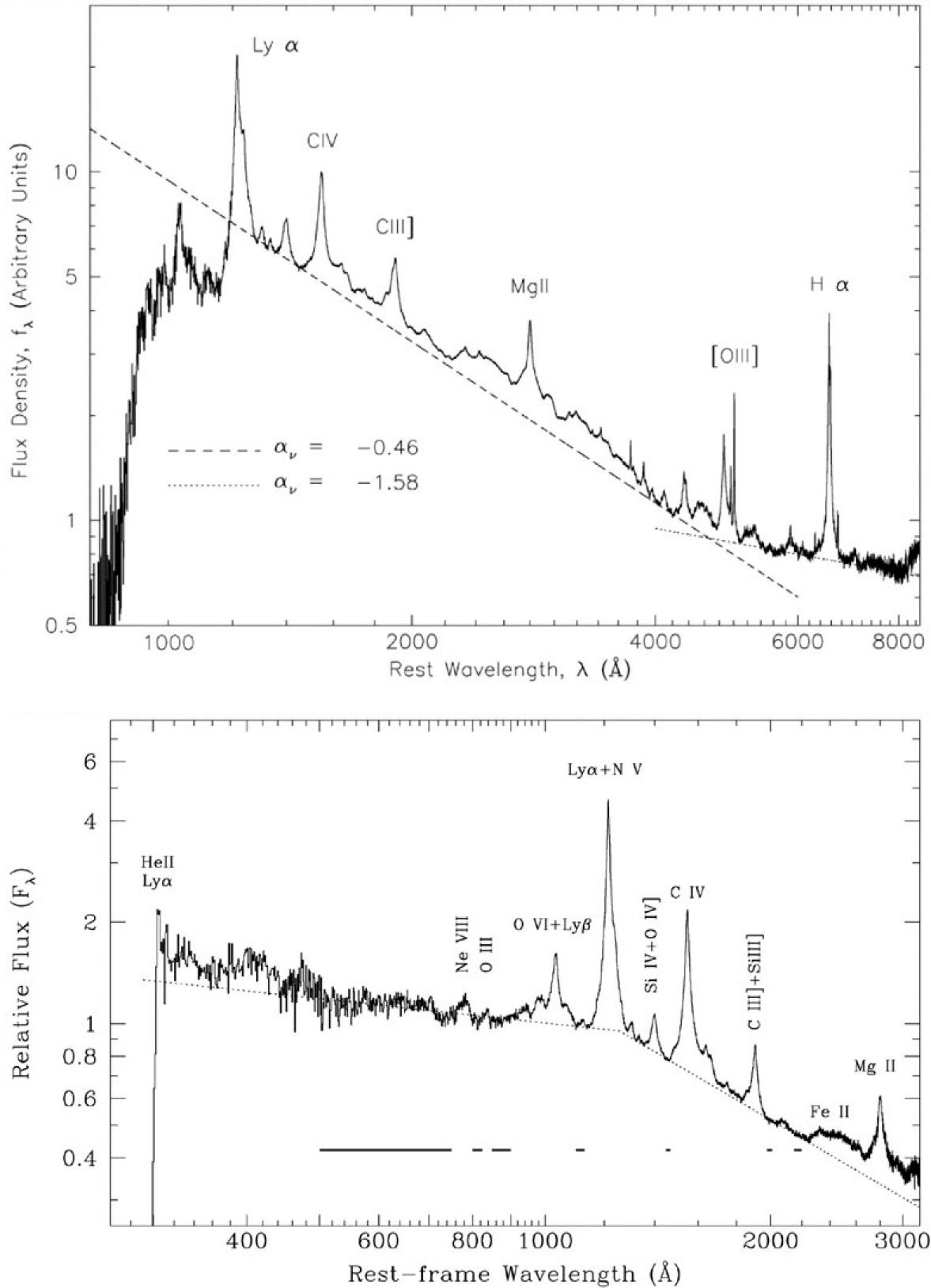


Figura 1.8: Espectro en óptico/UV de cuasares (SDSS). Vanden Berk et al. (2001) –arriba– & Telfer et al. (2004) –abajo–. Las líneas punteadas son ajustes en el continuo.

encuentran en la banda de rayos X.

Línea delgada de Fe-K α

Estudios sistemáticos de *AGN* muestran que existe esta línea de emisión de Fe-K α en prácticamente todas las galaxias Seyfert 1 (Nandra et al., 2007). Su ancho equivalente es del orden de $\sim 50 - 100$ eV (e.g. Matt et al. (2001), Jiménez-Bailón et al. (2005)). Esta línea es muy estrecha para originarse en las partes internas del disco de acrecimiento y debería provenir de un material lejano al agujero negro. Por ejemplo, Bianchi et al. (2004) discuten el origen de esta línea, mencionan que naturalmente proviene de material Compton-opaco neutro alejado del agujero negro, puede localizarse desde el disco de acrecimiento, la región *BLR* e incluso hasta el toroide de polvo. Si se localiza en el disco de acrecimiento, sólo tendría cabida si es en la parte más externa del disco. Por otro lado, la velocidad que presenta es del orden de las velocidades de las líneas generadas en la región *BLR*. Bianchi et al. (2004) al no encontrar variabilidad en el flujo de energía en varios objetos de su muestra, infieren que la línea delgada de Fe-K α se localiza a escalas de parsecs con respecto a la fuente central.

Línea ancha de Fe-K α

Se ha detectado en unos cuantos *AGN* otra línea asociada al conjunto de transiciones de Fe-K α con propiedades distintas a la delgada. La primera observación provino de la galaxia Seyfert 1 MGC-6-30-15 (Figura 1.9), su ancho a altura media corresponde a velocidades del orden de $\sim 100,000$ $km s^{-1}$ (Tanaka et al., 1995), esto indica que debe existir un mecanismo muy energético, incluso relativista, que la ensanche. Además la línea es asimétrica, presenta una ala roja que se extiende a energías menores. El origen físico del ensanchamiento es el corrimiento Doppler (debido a la rotación del disco) sumado al corrimiento gravitatorio (producido por el agujero negro). También se toma en cuenta el conocido “*beaming*”⁶ de relatividad especial y en teoría produce la asimetría observada, el lado azul de baja energía se hace menos intenso y el lado rojo crece en intensidad. Esta línea ancha de Fe-K α debe originarse muy cerca del agujero negro, sobre el disco de acrecimiento a solamente algunos radios de Schwarzschild R_S (Laor, 1991). Es una de las mejores evidencias de los efectos relativistas en el campo gravitacional fuerte y su existencia es información directa de agujeros negros supermasivos (Reynolds

⁶su traducción al español es enfocamiento y se refiere a un efecto de la luz que emite material moviéndose a velocidades cercanas a la velocidad de la luz

& Begelman, 1997). Sin embargo, su detección sigue a discusión debido a que solamente se ha localizado en unos cuantos objetos (menos de 5 objetos).

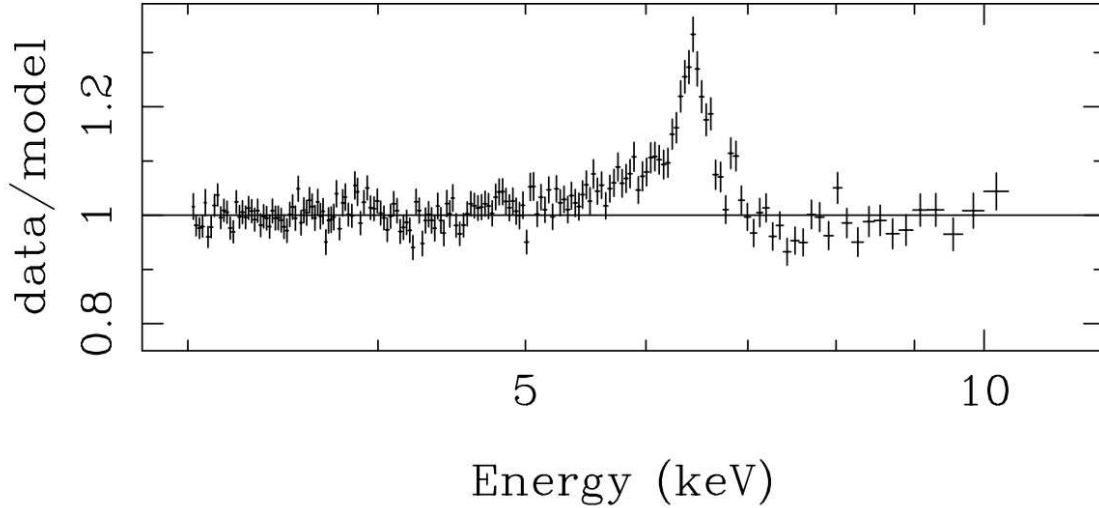


Figura 1.9: Perfil de la línea de Fe, de MGC-6-30-15 –galaxia Seyfert 1–, observada por el observatorio espacial de rayos X XMM-Newton (Vaughan & Fabian, 2004). Se observa claramente su perfil asimétrico con una extensa ala hacia el rojo.

Líneas de Hierro Ionizado

En rayos X, después de la línea de emisión $\text{Fe-K}\alpha$, las dos líneas más prominentes que presentan los *AGN* son las líneas estrechas generadas por Fe-K ionizado, FeXXV y FeXXVI de tipo Helio (heliogenoide) y tipo Hidrógeno (hidrogenoide)⁷. El pico de estas líneas, en un sistema de referencia en reposo, se ubica en 6.7 keV en el caso FeXXV y la de FeXXVI se encuentra en 6.96 keV. En galaxias Seyfert 1 sus anchos equivalentes son del orden de decenas de electrón-volts [eV]. Por ejemplo, para la galaxia NGC 5506, Matt et al. (2001) reportan un ancho equivalente de 40 y 32 eV para las líneas FeXXV y FeXXVI respectivamente, mientras que su ancho a altura media (FWHM) corresponde a $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ en ambas transiciones. En teoría, estas líneas se pueden originar en un medio fotoionizado circunuclear que refleja el continuo (Bianchi

⁷De tipo H o hidrogenoide se refiere a que el átomo de Hierro se encuentra ionizado y 25 de los 26 electrones del Fe están libres, sólo uno permanece ligado. Idem para de tipo Helio o heliogenoide, en este caso 24 de los 26 electrones se encuentran libres, sólo 2 electrones están ligados.

& Matt, 2002).

Líneas de emisión en la banda suave de rayos X (0.3-2 keV)

A partir de la nueva generación de observatorios de rayos X con mejor resolución y mejor señal a ruido, en particular de las misiones de Chandra y XMM-Newton, ha sido posible detectar líneas de emisión generadas en los medios ionizados que rodean al *AGN*. En la banda de rayos X suaves (0.3-2 keV) se han detectado líneas de emisión debidas a varias especies ionizadas. Porquet & Dubau (2000) desarrollaron un código del cual se desprenden las posibles transiciones y con ello líneas de emisión de especies tipo Helio⁸ con energías correspondientes a rayos X. Mencionan que existen tres diferentes tipos de transiciones: de resonancia ($w: 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^1P_1$), de intercombinación ($x;y: 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_{2,1}$) y líneas de emisión prohibidas ($z: 1s^2 \ ^1S_0 - 1s2s \ ^3S_1$), todas transiciones de los niveles $n = 2$ a $n = 1$. Como en el caso de medio interestelar y atmósferas estelares, estas líneas se utilizan para diagnosticar el estado del plasma que las emite. Por ejemplo, el radio $R = z/(x + y)$ es sensible a la densidad electrónica del gas, mientras que la razón $G = (z + x + y)/w$ es sensible a su temperatura electrónica.

Las primeras detecciones de líneas de emisión en la banda suave de rayos X se hicieron con observaciones de galaxias tipo Seyfert 1 utilizando el instrumento *LETGS* (*Low Energy Transmission Grating Spectrometer* en español espectrómetro de bajas energías) de Chandra. Las primeras líneas en detectarse, después de las de Hierro ionizadas, fueron los tripletes de *OVII* y *OVIII* embebidas entre líneas de absorción de medios ionizados: los absorbedores tibios que posteriormente en la sección §1.3.3 se describen en detalle.

Una de las primeras detecciones de líneas de emisión y absorción en espectros de alta resolución de rayos X en galaxias Seyfert fue reportada por Kaastra et al. (2000), la tabla 1.1 contiene las líneas de emisión detectadas a partir de espectros del instrumento *LETGS* de Chandra de la galaxia Seyfert NGC 5548 en la banda suave del espectro de rayos X. Como se puede observar en la Figura 1.10 detectan el triplete de líneas de emisión de *OVII*.

Las líneas de emisión detectadas en galaxias tipo Seyfert 1, cuyas transiciones son de tipo Helio, son los tripletes de *OVII* (21.8Å), *NeIX* (13.55Å) y *MgXI* (9.29Å)

⁸Tipo Helio u helogeoide significa que el material, en este caso el Hierro, se encuentra en tal nivel de estado de ionización que de los 26 electrones del átomo de Fe, 24 se encuentran libres y solamente dos electrones quedan ligados al núcleo.

Tabla 1.1: Lista de líneas de emisión en rayos X reportadas en Kaastra et al. (2000) de la galaxia NGC 5548. El asterísco (*) significa que esas líneas pueden estar mezcladas con transiciones cercanas.

Longitud de onda en reposo λ_0 (Å)	Transición
5.217	SiXIV $1s - 3p$ (Ly_β)
6.182	SiXIV $1s - 2p$ (Ly_α)
8.421	MgXII $1s - 2p$ (Ly_α)
9.169	MgXI $1s^2 - 1s2p^1 P_1(r)$
10.025	NaXI $1s - 2p$ (Ly_α)
11.003	NaX $1s^2 - 1s2p^1 P_1(r)$
12.134	NeX $1s - 2p$ (Ly_α)*
12.274	FeXVII $2p - 4d$ *
12.292	FeXXI $2p - 3d$ *
12.844	FeXX $2p - 3d$ blend
12.904	FeXX $2p - 3d$
13.447	NeIX $1s^2 - 1s2p^1 P_1(r)$
13.522	FeXIX $2p - 3d$ blend
13.826	FeXVII $2p - 3p$
14.207	FeXVIII $2p - 3d$ blend
15.014	FeXVII $2p - 3d$
15.176	OVIII $1s - 4p$ (Ly_γ)
15.265	FeXVII $2p - 3d$
16.006	OVIII $1s - 3p$ (Ly_α)
17.396	OVII $1s^2 - 1s5p^1 P_1$
17.768	OVII $1s^2 - 1s4p^1 P_1$
18.627	OVII $1s^2 - 1s3p^1 P_1$
18.969	OVIII $1s - 2p$ (Ly_α)
21.602	OVII $1s^2 - 1s2p^1 P_1(r)$
24.781	NVII $1s - 2p$ (Ly_α)
28.466	CVI $1s - 3p$ (Ly_α)
33.736	CVI $1s - 2p$ (Ly_α)
38.950	FeXV $3s^2 - 3s5p$
40.268	CV $1s^2 - 1s2p^1 P_1(r)$
50.350	FeXVI $3s - 4p$
52.911	FeXV $3s^2 - 3s4p$
58.963	FeXIV $3p - 4d$

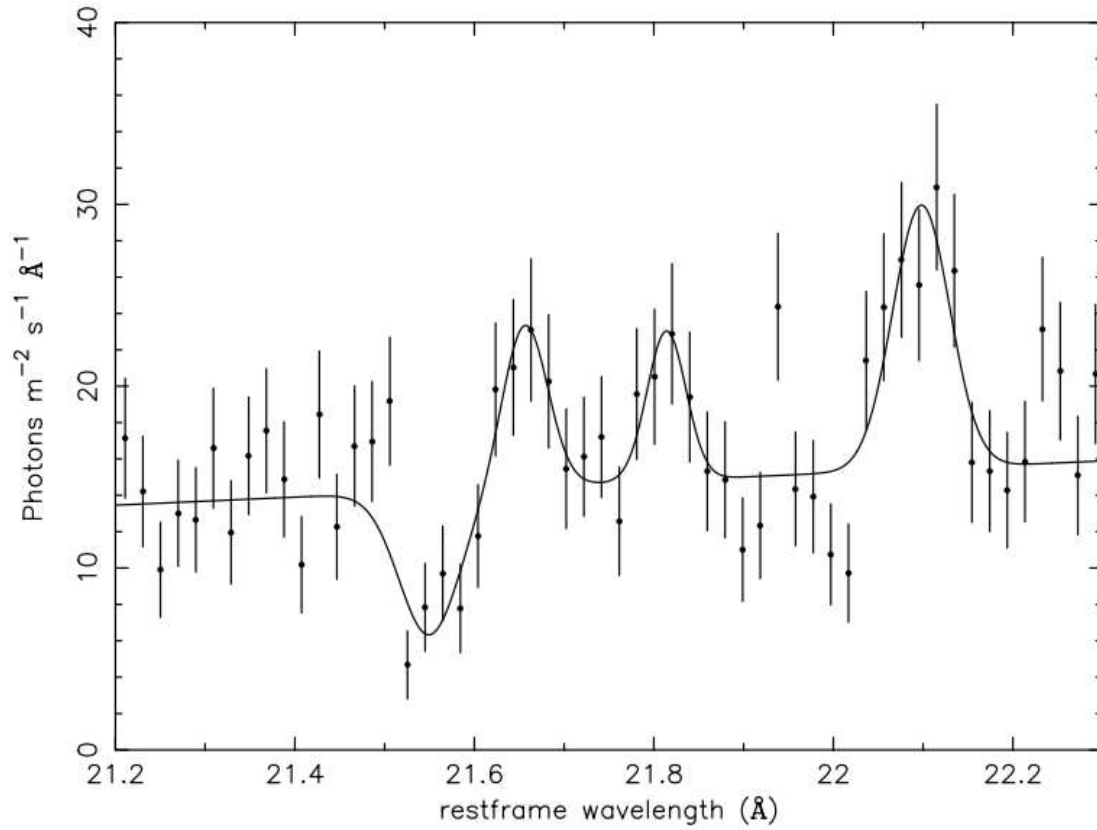


Figura 1.10: Triplete de OVII en la parte suave del espectro de rayos X (Kaastra et al., 2000).

(ver tabla 1.1) y presentan corrimientos al rojo del orden de \sim cientos de kms^{-1} . Después de estos tripletes se han detectado transiciones de elementos relativamente abundantes. Desde *FeXVII* a *FeXIX*, *OVII*, *OVIII*, *SiXIV* entre otras. En la página <http://asc.harvard.edu/atomdb/WebGUIDE/> se pueden encontrar todas las transiciones que generan líneas de emisión en la parte suave del espectro de rayos X.

1.3.3. Absorción en AGN

Los espectros de AGN muestran intensas características de absorción desde el UV hasta los rayos X (0.1 – 12 keV; 1 – 40 Å). En estudios sistemáticos de galaxias tipo Seyfert 1 (Crenshaw et al., 1999) de espectros UV, específicamente en la banda que contiene el intervalo de longitud de onda 1200-3200 Å del telescopio espacial Hubble, se han encontrado en el 60 % de las galaxias Seyfert 1 componentes de absorción caracterizadas por los dobletes de *CIV* ($\lambda 1548.2, 1550.8$), *NV* ($\lambda 1238.8, 1242.8$), *OVI* ($\lambda 1031.9, 1037.6$) y siempre está presente *HI Ly α* ($\lambda 1215.7$) (Crenshaw et al., 1999; Kriss, 2002). Las componentes de absorción se encuentran corridas al azul, lo que significa que el medio que las produce es un gas ionizado en flujo eyectado a partir de la fuente central, sus velocidades abarcan el intervalo de cero hasta alrededor de $-2100 kms^{-1}$ (Crenshaw et al., 1999). Además el ancho a altura media de estas líneas de absorción se han medido en el intervalo de 20 a 400 kms^{-1} , por lo cual se infiere que existen movimientos macroscópicos en el gas absorbedor, como turbulencia o incluso movimientos radiales. Los absorbedores en UV se denominan como sistemas de líneas de absorción delgadas *NALS* (acrónimo en inglés de *Narrow Absorber Lines Systems*).

Con respecto al espectro de las galaxias Seyfert 1 en rayos X también encuentran absorción compleja. Se tiene evidencia de que existe una conexión entre los absorbedores que imprimen en rayos X y los encontrados en UV debido a que en varios casos los absorbedores de ambas bandas tienen características similares.

En la misma proporción que en el UV, en rayos X suaves se encuentran líneas de absorción corridas al azul (al rededor de 100 líneas de absorción de un amplio rango de especies ionizadas) en galaxias Seyfert 1; véase por ejemplo la lista de líneas de absorción que presenta la galaxia Seyfert 1 NGC 5548 en la tabla 1 de Kaspi et al. (2000) (tabla 1.2). Las primeras huellas de absorción ionizada detectadas fueron los saltos de *OVII* (739.3 eV \equiv 16.8 Å) y *OVIII* (871.4 eV \equiv 14.2 Å) (Mathur et al.,

Tabla 1.2: Lista de líneas de absorción en rayos X reportadas en Kaastra et al. (2000) de la galaxia NGC 5548.

Longitud de onda en reposo λ_0 (Å)	Transición
9.314	Mg XI $1s^2 - 1s2s^3S_1(f)$
13.698	NeIX $1s^2 - 1s2s^3S_1(f)$
21.602	O VII $1s^2 - 1s2p^1P_1(r)$
21.804	OVII $1s^2 - 1s2p^3P_{1,2}(i)$
22.101	OVII $1s^2 - 1s2s^3S_1(f)$

1997).

Las características espectrales de las líneas de absorción en rayos X indican que proceden de material parcialmente fotoionizado y ópticamente delgado. Se le conoce como absorbedores tibios (*WA*, el acrónimo de *Warm Absorber* ó *Warm Absorbers*) (Reynolds & Begelman, 1997). Su densidad columnar se encuentra en el intervalo de $N_H \cong 10^{21} - 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ (Crenshaw et al., 2003). Recientemente, espectros de alta resolución de los telescopios espaciales Chandra y XMM-Newton han confirmado que esta componente, de manera similar a lo que ocurre en la parte UV, también se detecta como un flujo eyectado del núcleo (por su corrimiento al azul en el sistema de referencia en reposo de la galaxia).

Absorbedores tibios en rayos X

La diversidad de elementos ionizados que producen líneas de absorción compleja en rayos X, material conocido como absorbedor tibio (*WA*), nos permite obtener información sobre la distribución y el estado de la materia en el núcleo del *AGN*. En varios estudios basados en variabilidad temporal de galaxias con *AGN* (ver por ejemplo Netzer et al. (2002) o Krongold et al. (2005)) se ha inferido que este material parcialmente fotoionizado se localiza muy cerca de la fuente central; se discute si se encuentra desde algunos días luz (Krongold et al., 2007) hasta algunos cientos de parsecs lejos de la fuente central (Crenshaw et al., 2003). Aún cuando se han estudiado a detalle las características físicas de los *WA* existen preguntas abiertas acerca de su naturaleza (McKernan et al., 2007): si existe alguna relación con el agujero negro, al estar tan cerca de la fuente central, los absorbedores nos podrían indicar las propiedades del agujero negro como su masa o la tasa de acrecimiento de material eyectado. Por otro lado, no

sabemos si la eyección de los absorbedores se debe a la presión de radiación producida por la fuente ó a algún otro factor. Tampoco se sabe si existe alguna conexión entre los absorbedores y la emisión de Fe-K en energías mayores. Una de las preguntas más importantes en la actualidad es si existe inferencia del *WA* en la evolución de la galaxia que hospeda al *AGN*, en el caso de que este material llegue lejos de la fuente central. Aún más lejos, si este material evolucionado tiene alguna conexión con el *Feedback Cosmológico*⁹ (Di Matteo et al., 2005; Hopkins et al., 2006).

La localización de los *WA* se encuentra en debate y existen varias teorías al respecto. Como se mencionó anteriormente, se ha encontrado evidencia de que se encontrarían desde el “toroide de polvo” hasta el núcleo de la galaxia, podrían localizarse también embebidos o muy cerca de la zona *BLR* donde se originan las líneas de emisión anchas, inclusive se localizarían cerca del disco de acrecimiento, que es la parte del medio más cercano al agujero negro. Al ser zonas muy cercanas a la fuente de emisión no es posible resolver espacialmente a los *WA*, por lo tanto se han desarrollado métodos de reverberación con variabilidad en tiempo con el fin de limitar espacialmente la localización de estas absorbedores ionizados.

Modelos de fotoionización en medios parcialmente ionizados han sido la herramienta para conocer las condiciones físicas del *WA*. Utilizando modelos de fotoionización *CLOUDY*¹⁰ se ha inferido que en diversas galaxias tipo Seyfert 1 existen absorbedores tibios con diferentes estados de ionización, de hecho, se tiene evidencia de que coexisten fases absorbedoras con distintos grados de ionización (ver por ejemplo Longinotti et al. (2010) y Andrade-Velázquez et al. (2010)).

Los modelos de fotonización, en general, funcionan de la siguiente manera: se analizan las líneas de absorción y se identifica de acuerdo a una lista de elementos ionizados qué elemento y en qué grado de ionización se produjo la absorción. El grado de ionización se caracteriza con el parámetro de ionización U_X :

$$U_X = \frac{Q_X}{4\pi R^2 n_e c}; \quad (1.3)$$

Donde Q_X es la luminosidad de fotones ionizantes [0.1-10 keV], R la distancia desde

⁹*Feedback Cosmológico*: retroalimentación y se refiere a la combinación entre material evolucionado y material relativamente joven, lo que retrasaría la formación estelar en las galaxias.

¹⁰Ferland, G.J., 1996, Hazy, a Brief Introduction to Cloudy, University of Kentucky Department of Physics and Astronomy Internal Report.

el centro del *AGN* hasta la posición de los absorbedores, n_e la densidad de electrones y c la velocidad de la luz. Los modelos de fotionización son capaces de determinar el parámetro U_X al igual que la densidad columnar equivalente de Hidrógeno N_H .

En términos generales, el parámetro de ionización U es la razón de número de fotones ionizantes emitidos por la fuente y el número de partículas o la densidad numérica de partículas. La velocidad de la luz aparece en la ecuación debido a que es necesario tener una medida con unidades de kms^{-1} para que U sea adimensional.

Del parámetro U es posible estimar: la tasa de fotones ionizantes Q_X , a partir de la distribución espectral de energía *SED*. De hecho, al modelo de fotoionización se le impone la *SED* como energía de entrada (*input energy*), la cual es generada por la fuente central que es absorbida por los medios ionizados en el modelo teórico. Los parámetros R y n_e de la ecuación 1.3 no pueden ser determinados independientemente, sólo puede estimarse el factor $R^2 n_e$. Al no existir un método directo para estimar ya sea la densidad electrónica n_e o la distancia del absorbedor a la fuente central R , los estudios de variabilidad en el tiempo han permitido resolver tal ambigüedad.

Si en un *AGN* existe un cambio en el continuo ionizante y una respuesta a un tiempo determinado del grado de ionización de los absorbedores, es posible delimitar la densidad electrónica n_e y con ello resolver la ambigüedad del factor $R^2 n_e$. De la misma manera que en un mapeo de reberberación se estima la ubicación de la región *BLR* (Peterson et al., 2004), por ejemplo, suponiendo un gas parcialmente fotoionizado Nicastro et al. (1999) proponen una forma de estimar ó delimitar la densidad electrónica del gas.

Si el flujo ionizante de la fuente central y el parámetro de ionización de una de las nubes ionizadas aumentan en la misma proporción entonces se sabe que existe equilibrio de fotionización, al igual que cuando baja el flujo de energía ionizante y el parámetro de ionización del absorbedor decrece con la misma razón (p. ej. Nicastro et al. (1999)). El tiempo de respuesta en el que los elementos del gas se ionizan (cuando aumenta el flujo de energía) o se recombinan (en el caso de que el flujo decrezca) es inversamente proporcional a la densidad electrónica, utilizando variables como el coeficiente de recombinación (α_{rec}) de las especies que componen el gas. Es decir, $t_{eq} \propto n_e^{-1}$, donde t_{eq} es el tiempo de respuesta en equilibrio de ionización. La relación matemática entre t_{eq} y n_e es:

$$(1.4) \quad t_{eq}^{x^i, x^{i+1}} \sim \left\{ \frac{1}{\alpha_{rec}(x^i, T_e)_{eq} n_e} \right\} \times \left\{ \frac{1}{[\alpha_{rec}(x^{i-1}, T_e) / \alpha_{rec}(x^i, T_e)]_{eq} + (n_{X^{i+1}} / n_{X^i})} \right\}$$

donde x^i es la transición del nivel ionizado i hacia el estado x^{i+1} , α_{rec} es la tasa o coeficiente de recombinación y T_e es la temperatura electrónica.

Con una serie de observaciones a lo largo del tiempo, donde el continuo ionizante cambia y los absorbedores ionizados reaccionan al parecer en equilibrio de fotoionización, Krongold et al. (2005) reportan que en NGC 3783 los absorbedores se ubican a una distancia del orden de $\lesssim 6$ pc del agujero negro, con variaciones en la fuente de ~ 1 mes. El espectro fue modelado con un medio multifase de dos componentes absorbedoras, las cuales son consistentes con una velocidad del flujo saliente de $\cong -750$ kms^{-1} . Además inferen que la temperatura del gas ionizado, dividido en dos fases con diferentes estados de ionización, está dada por $\cong 9.5 \times 10^5$ K para la componente más caliente y $\cong 2.4 \times 10^4$ K para la otra.

En la galaxia NGC 4051 (Krongold et al., 2007) también se ajustó un modelo de 2 fases absorbedoras ionizadas que se localizan a distancias de 0.5 - 1.0 días luz (en el caso del absorbedor más ionizado) y < 3.5 días luz de la fuente (para el absorbedor de bajo estado de ionización), ambas son escalas del disco de acrecimiento. Se localizan en una zona más interna que el toroide de polvo y la región *BLR*, de acuerdo al modelo de unificación descrito anteriormente. Se concluye entonces, que el viento debe surgir en las regiones internas del *AGN*, probablemente desde el disco de acrecimiento. Debido al ancho encontrado del flujo eyectado ($\Delta R \ll R$), la geometría más sencilla es un flujo bicónico a lo largo de nuestra línea de visión tal como lo propone Elvis (2000).

1.3.4. Curva de estabilidad térmica de las fases absorbedoras

Equilibrio de presión. Medios multifase.

Se tiene evidencia de que los absorbedores tibios coexisten en fases con diferente grado de ionización en equilibrio de presiones, es decir, distintos absorbedores ionizados comparten un medio multifase (Crenshaw et al., 2003); lo anterior se ha inferido a partir de varios estudios de *AGN*. Para conocer el estado físico del medio ionizado se utiliza la

curva de estabilidad térmica conocida como *curva S*, ésta es la gráfica del $\log(T)$ contra $\log(U/T)$ (donde T es la temperatura y U el parámetro de ionización) del absorbedor ionizado.

La curva de estabilidad térmica (*curva S*) se define como el espacio fase de temperatura-presión. Debido a que la presión en un gas es proporcional al parámetro U/T , en la *curva S* se pueden ubicar distintos medios ionizados que comparten una misma presión ó dicho de otra forma se pueden detectar medios absorbedores en equilibrio de presión.

En general, un gas en equilibrio térmico, la tasa de calentamiento, $G(n,T)$, se balancea con la tasa de colisiones, $\Lambda(n,T)$, ambas por unidad de volumen. De tal forma se tiene la tasa de calor neto está dado por $H \equiv G(n,T) - \Lambda(n,T)$ y en equilibrio se cumple que $H = 0$. Si el gas se encuentra perturbado entonces se tiene que $H \neq 0$ y en este caso se enfría o calienta dependiendo del valor de H . La Figura 1.11 muestra la curva S y los estados del gas. La letra P indica un punto sometido a las perturbaciones indicadas con las letras G , L e I y cuya dirección la indican las flechas. G es una perturbación estable, L al tener una pendiente menor que la curva, es una perturbación inestable e I señala una perturbación isobárica térmica inestable. Si existen dos medios en la perturbación I entonces se tiene que los medios se encuentran en equilibrio de presión.

En diferentes trabajos se ha utilizado esta curva para conocer el estado físico de los absorbedores ionizados detectados en diferentes galaxias tipo Seyfert. Por ejemplo Krongold et al. (2003) presentan la curva de estabilidad térmica de la galaxia NGC 3783. Se grafican en color azul los puntos donde coinciden los parámetros $\log(T)$ y $\log(\Xi)^{11}$ de las dos fases ionizadas (llamadas *HIP* y *LIP* de alto bajo grado de ionización respectivamente). Como se puede observar en la Figura 1.12 ambas fases se encuentran cerca del equilibrio de presiones al casi coincidir en la línea vertical donde se encuentran los procesos isobarícos.

¹¹ $\Xi = \xi/4\pi ckT$ donde $\xi = L/nr^2$ es el parámetro de ionización con la luminosidad L definida en el intervalo de 1 a 10^3 ryd, dividido entre la temperatura T del medio, lo cual es proporcional a la presión del gas. El parámetro n es la densidad numérica de partículas y r es la distancia del medio ionizado a la fuente central.

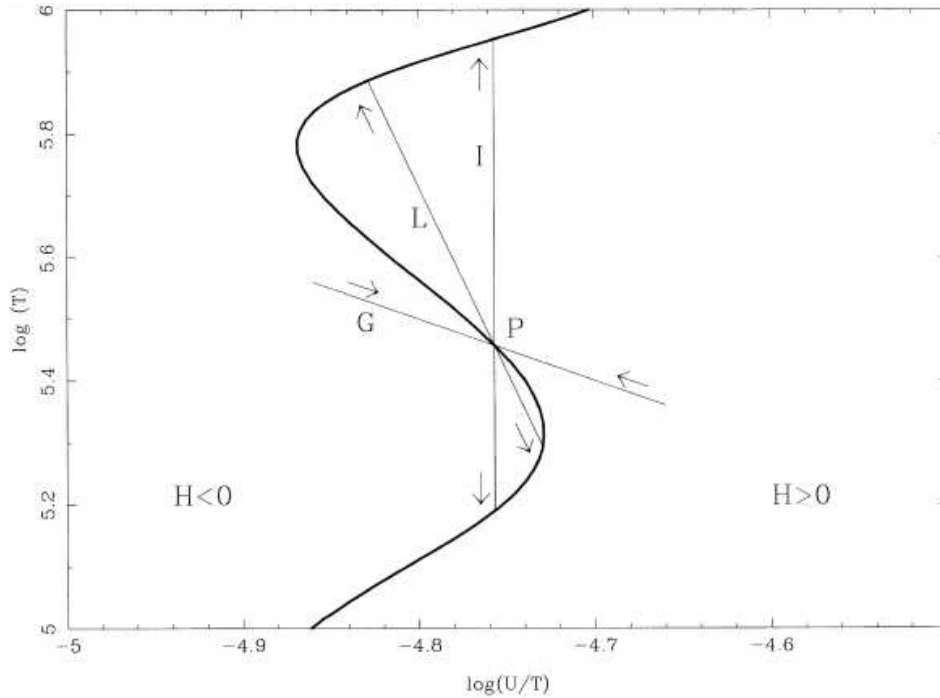


Figura 1.11: Curva de estabilidad térmica (*curva S*)

1.3.5. Absorbedores fríos

Además de los absorbedores tibios existe material neutro que provoca absorción y se piensa que podría localizarse en zonas más alejadas del núcleo que los absorbedores tibios, más allá incluso del disco de acrecimiento y la región *BLR*. Las densidades columnares encontradas de absorbedores fríos en galaxias tipo Seyfert varían en el intervalo de $N_H \sim 10^{21-23} \text{ cm}^{-2}$ incluso se ha propuesto modelos donde la densidad columnar es del orden de $N_H \approx 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ (Maiolino et al., 1998).

Existen dos regímenes en el caso de material neutro que se localiza entre la fuente de emisión y el observador: Compton-delgado (*Compton-thin*) y Compton-ópaco (*Compton-thick*) u ópticamente delgado y ópticamente grueso. La diferencia entre ambos regímenes es que al existir bajas densidades columnares, en el caso Compton-delgado ($N_H \sim 10^{21-23} \text{ cm}^{-2}$) la radiación que proviene de la fuente es transmitida y su espectro tendrá huellas de absorción, mientras que el material Compton-ópaco ($N_H > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) ocultará la emisión de la fuente central y además será un reflector, tal material se le conoce como una componente fría de reflexión (ó en inglés *cold reflection component*)

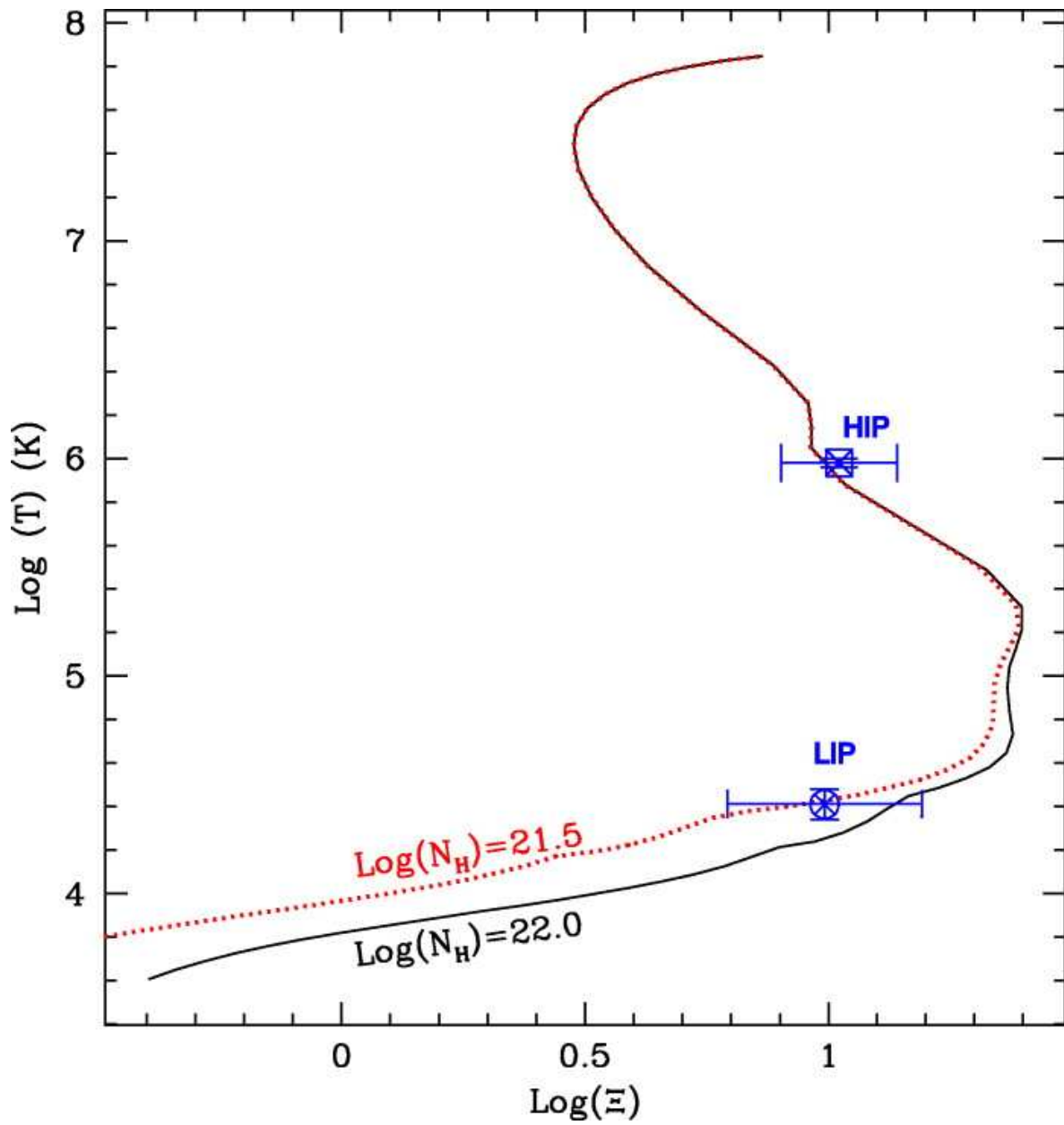


Figura 1.12: Curva de estabilidad térmica (*curva S*) presentada en el trabajo de Krongold et al. (2003) de la galaxia NGC 3783.

(Risaliti et al., 2000).

El primer medio neutro que produce absorciones fotoeléctricas en los espectros de los *AGN* es nuestra galaxia, con densidades columnares de orden de $N_H \sim 10^{20-21} \text{ cm}^{-2}$, después se encuentra el medio intergaláctico que produce el bosque de $\text{Ly}\alpha$ (Crenshaw et al., 1999) y finalmente la absorción neutra de la galaxia que hospeda al *AGN*, ésta puede cubrir parcialmente la emisión de la fuente central, incluso si es un medio inhomogéneo puede provocar cambios significativos en el flujo de energía observado (Risaliti et al., 2000).

En la Figura 1.13 se muestran todas las componentes espectrales en rayos X aquí descritas: el *exceso suave* en color azul, las componentes de absorción ionizada se grafican en color fucsia, en rojo se encuentra la principal línea de emisión de $\text{Fe-K}\alpha$ y la joroba de Compton fue graficada en color verde. El espectro típico de un *AGN* se encuentra graficado en negro. La Figura fue tomada del trabajo de Risaliti & Elvis (2004).

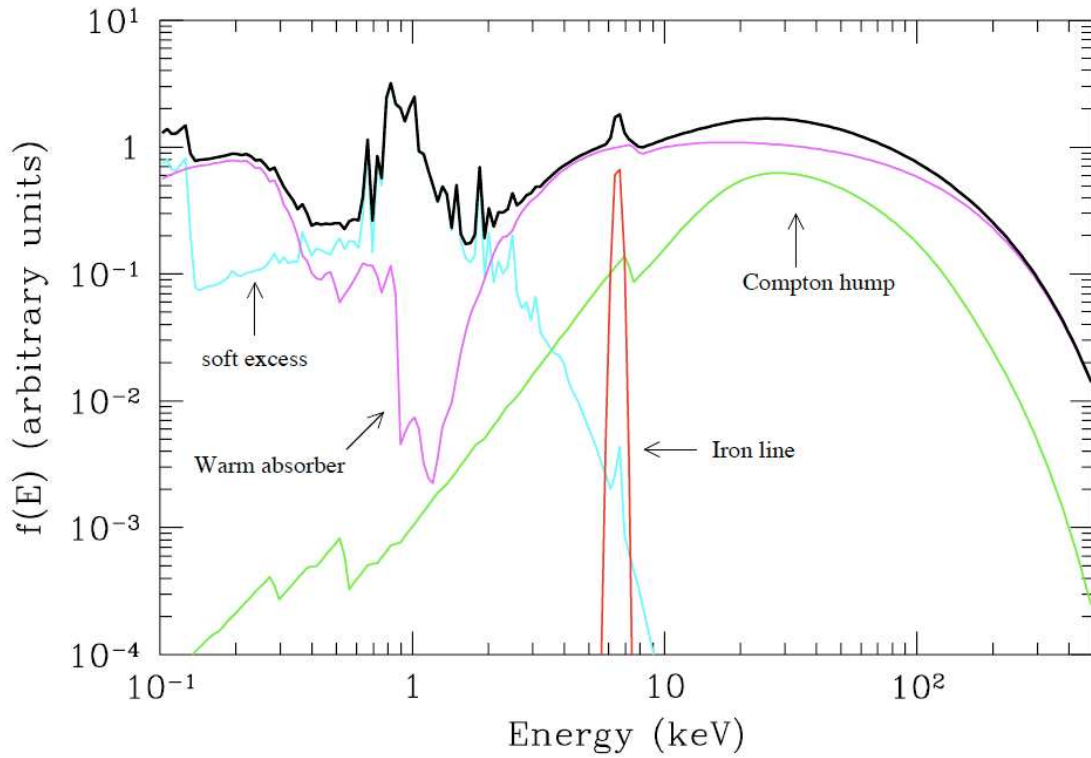


Figura 1.13: Espectro total de un *AGN* tipo I (línea gruesa negra) y sus principales componentes de 0.1 a 300 keV (Risaliti & Elvis, 2004). El *exceso suave* está graficado en azul, como se puede observar su máximo se da en ~ 1 keV, mientras que el espectro impreso por los absorbedores tibios lo dibujan en color fucsia. La línea de emisión de Hierro es de color rojo y finalmente, la joroba de Compton (*Compton hump*) está graficada en color verde.

Hasta aquí hemos presentado una noción general del paradigma actual de los núcleos activos de galaxias (*AGN*). Este trabajo se basa principalmente en el estudio de la galaxia Seyfert 1.5 NGC 3516, la cual es una de las más estudiadas y discutidas en el campo de rayos X y *AGN* debido a la complejidad de su espectro.

Nuestro trabajo conjuga los datos de rayos X y de todas las observaciones realizadas en octubre de 2006 de los telescopios XMM-Newton y Chandra, estas observaciones fueron simultáneas de tal manera que se cuenta una colección de nueve observaciones intercaladas entre XMM-Newton y Chandra. La serie de observaciones nos permitió realizar un análisis de variabilidad, obteniendo resultados importantes en cuanto a la estructura y condiciones físicas del núcleo de esta galaxia. Este proyecto es un estudio profundo y detallado de cómo cambia el espectro, en forma y flujo, durante los días de observación.

En el siguiente capítulo (§2) se describen las propiedades generales de NGC 3516 así como cada una de sus componentes espectrales en rayos X reportadas en la literatura, además se explica a detalle la física de cada una de estas componentes.

Capítulo 2

Reducción de Espectros de Rayos X de NGC 3516

2.1. Componentes Espectrales de NGC 3516

La galaxia NGC 3516 es catalogada galaxia Seyfert 1.5 por Véron-Cetty & Véron (2006) y tiene un corrimiento al rojo de $z = 0.008836$ (Keel, 1996). Es una galaxia del grupo de Seyferts relativamente cercanas ($z < 0.1$). Desde el óptico, UV y rayos X, NGC 3516 ha presentado una variabilidad importante.

Para empezar, la masa del agujero negro supermasivo de NGC 3516 ha sido estimada por Peterson et al. (2004) a partir de señales de reverberación entre la emisión del continuo y la línea de emisión de OIII $\lambda 5007$: $M_{BH} = 42.7 \pm 14.6 \times 10^6 M_{\odot}$.

Además, en el óptico se ha reportado variabilidad en el continuo y en las líneas de emisión $H_{\alpha}(\lambda 6563)$ y $H_{\beta}(\lambda 4861)$, la figura 2.1 muestra la curva de luz durante una temporada relativamente larga de observación (alrededor de 4 meses). A partir de un mapeo de reverberación, Wanders et al. (1993) encuentran que la región de líneas anchas *BLR* debe localizarse a una distancia de 14 ± 2 días luz.

En la banda UV se han detectado las líneas de emisión de CIV($\lambda 1549$) y $Ly_{\alpha}(\lambda 1216)$ las cuales presentan una variación significativa como respuesta a un cambio en la emisión del continuo y tarda alrededor de 5 días (Koratkar et al., 1996). Estas líneas también son parte de la región de líneas anchas *BLR* lo que implica que se localiza alrededor de ~ 5 días luz de la fuente central. Combinando los resultados del óptico y UV con

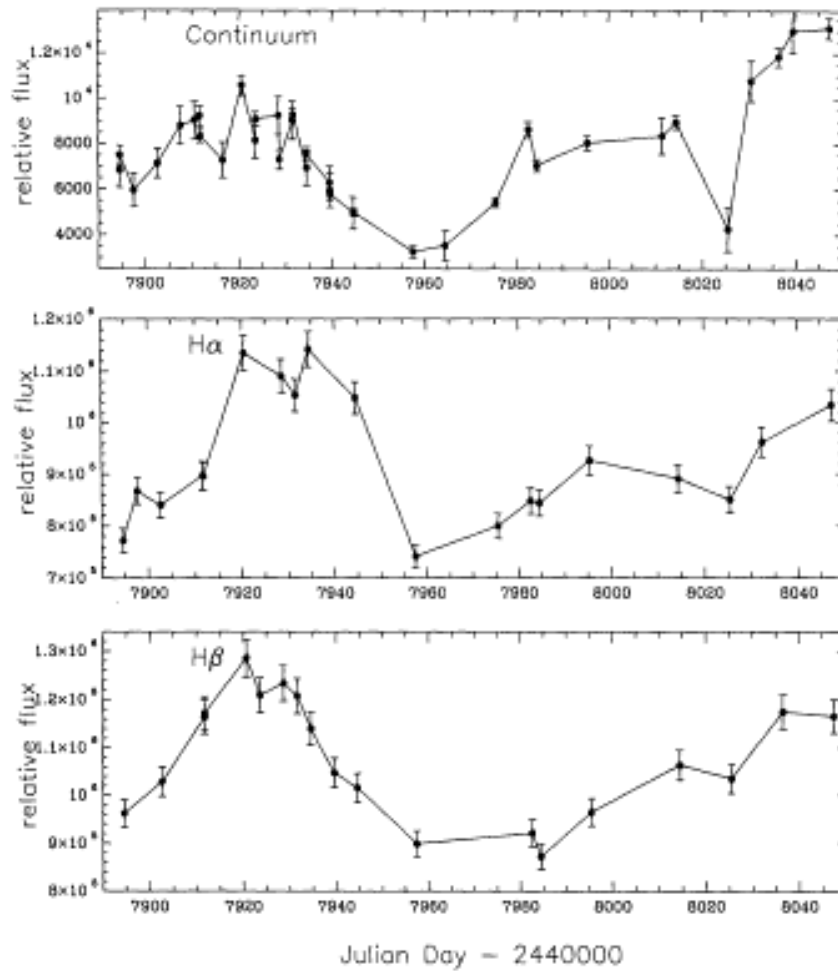


Figura 2.1: Curvas de luz en el óptico de NGC 3516 (Wanders et al., 1993). La gráfica superior es la curva de luz de la emisión del continuo, la gráfica intermedia es la curva de luz de la intensidad de la línea de emisión H_{α} ($\lambda 6563$), mientras que la gráfica inferior contiene la curva de luz de la emisión de H_{β} ($\lambda 4861$).

respecto a la región *BLR*, se infiere que la región se encuentra ubicada entre ~ 5 días luz (inferido en la banda UV) y 14 ± 2 días luz (inferido en el óptico), lo cual es consistente con el modelo de estratificación en geometría radial del grado de ionización de la región *BLR* propuesto por Dietrich et al. (1993). Estudios cinemáticos demuestran que la región *BLR* está dominada por movimientos radiales y una combinación de diferentes componentes de velocidad. El mejor escenario propuesto es el de una geometría de un viento saliente bicónico (Goad et al., 1999).

En el espectro UV de NGC 3516 también se ha encontrado absorción debida a elementos ionizados en flujo saliente o eyectado, se le conoce como absorción compleja y se debe a elementos ionizados que producen líneas de absorción corridas al azul como es el caso de Ly_α , CIV, NV, SiIV, CII y MgII, las velocidades de flujo eyectado están en el intervalo de cientos a miles de kms^{-1} (ver por ejemplo Kraemer et al. (2002)). Como se mencionó anteriormente estos sistemas de líneas de absorción se llaman *NALs* (acrónimo de *Narrow absorption lines* en inglés). Utilizando modelos de fotoionización, al ajustar el espectro de NGC 3516 en UV, encuentran que esta serie de líneas se producen en medios ionizados con densidades columnares del orden de $10^{19-21} cm^{-2}$ (Goad et al., 1999). Estos medios son conocidos como absorbedores tibios (Reynolds & Begelman, 1997) y se encuentran también en la parte suave de rayos X.

Se ha investigado acerca de correlaciones entre la variabilidad de NGC 3516 en óptico, UV y rayos X, sin embargo hasta el momento no se ha encontrado alguna conexión entre ellas. Con respecto a la absorción ionizada impresa en el espectro de **UV** y **rayos X** de NGC 3516 parece si estar correlacionada como Mathur et al. (1997) lo han propuesto.

2.1.1. NGC 3516 en rayos X

En rayos X NGC 3516 ha sido observada desde 1979 (con el observatorio espacial *Einstein* (Maccacaro et al., 1987)) hasta 2009 con todas las misiones astronómicas de rayos X, la última observación fue realizada con el telescopio espacial Suzaku en 2009 (Turner et al., 2011). NGC 3516 es un objeto muy interesante en rayos X, no sólo por la complejidad que presenta su espectro sino también por la variabilidad en tiempo tanto en su flujo como en su espectro.

En su espectro se han encontrado huellas de absorbedores ionizados con diferentes

grados de ionización. También se han detectado líneas de emisión tanto en la banda suave como la línea de la transición Fe-K α . NGC 3516 presenta también el llamado *exceso suave*.

Por otro lado, el patrón de variabilidad de NGC 3516 se ha encontrado en escalas de tiempo de días hasta años. En escalas de tiempo de días (de 1 a 9 días) se han observado cambios significativos en el flujo de energía, estas variaciones son de hasta la mitad del valor inicial de $F_{h\nu}$, más adelante se describe con detalle este comportamiento. Para explicar la variabilidad de NGC 3516 hasta el momento se han presentado varias teorías, desde una fuente central con variación intrínseca hasta material que intersecta la fuente central en la línea de visión y cambia de posición en el tiempo. Actualmente existe un debate en cuanto a su verdadero origen.

Gracias a la existencia de una serie tan completa de observaciones ha sido posible hacer estudios muy detallados de esta galaxia. Esta sección contiene los resultados más importantes y relevantes para el análisis que se ha realizado en esta tesis de doctorado.

Espectro de NGC 3516 de rayos X suaves

El espectro de rayos X suaves (desde 0.1 a 2 keV) está dominado por dos componentes fundamentales: una ley de potencias conectada con la parte dura del espectro de rayos X (2 – 100 keV) y el *exceso suave* que sólo contribuye a la parte suave del espectro. La ley de potencias se explica posteriormente, en la descripción del espectro de rayos X duros (2 – 100 keV).

Exceso suave

Cómo se mencionó en la primera parte de este trabajo, la explicación científica del *exceso suave* es un problema aún abierto. Se sabe que no es posible que sea emisión térmica del disco de acrecimiento debido a la alta temperatura que implicaría, también a que siempre arroja la misma temperatura en todos los *AGN* donde se detecta, independientemente de su masa, lo cual no es posible debido a que la temperatura del disco depende de la masa del agujero negro tal y como se indica en el trabajo de Shakura & Sunyaev (1973). Es un hecho que diferentes *AGN* -desde quásares hasta galaxias Seyfert- presentan temperaturas similares si se modela el *exceso suave* con emisión térmica.

En el caso de NGC 3516, el *exceso suave* ha sido caracterizado con una ley de potencias cuyo índice espectral es ajustado con $\Gamma = 2$ (Markowitz et al., 2008). Otros trabajos, por ejemplo Mehdipour et al. (2010), lo ajustan con un cuerpo negro modifi-

cado por dispersión coherente Compton, cuya temperatura corresponde a $kT \cong 128$ eV. Al quedar abierta la explicación teórica del *exceso suave*, en este trabajo se ajusta con un cuerpo negro. Es importante notar que en cualquier modelo el ajuste será fenomenológico mientras no se resuelva el origen de este exceso de emisión.

Absorción Tibia en rayos X

En NGC 3516 se ha detectado absorción debido a especies ionizadas en la parte del espectro UV y rayos X suaves. Con observaciones del telescopio de rayos X ROSAT de NGC 3516, Mathur et al. (1997) encuentran señales de absorción de la capa K debido a las transiciones de OVII y OVIII en 0.74 y 0.87 keV, las cuales son consistentes con algunas señales de absorción ionizada detectadas en UV. A partir de modelos de fotoionización hechos con *CLOUDY* (Ferland, 1991), se infiere que la absorción es producida por un medio con parámetro de ionización en el intervalo de $U \sim 7.9 - 12.6$ ¹ y densidad columnar equivalente de Hidrógeno de $N_H \sim 7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Al combinar los resultados encontrados en rayos X y UV se infiere también que la velocidad de flujo saliente del medio es $v_{out} \sim -500 \text{ kms}^{-1}$ y la dispersión de velocidades interna es $v_{turb} \lesssim 2000 \text{ kms}^{-1}$, además constriñen la densidad numérica de partículas en el intervalo de $10^3 \text{ cm}^{-3} \lesssim n \lesssim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. Mathur et al. (1997) estiman la distancia entre la fuente central y el medio ionizado $\lesssim 5 \times 10^{18} \text{ cm}$ y un tiene grosor de $\sim 3.5 \times 10^{15} \text{ cm}$, suponiendo una densidad numérica de $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$.

Más adelante Netzer et al. (2002) reportan absorción ionizada de NGC 3516, en el intervalo de 0.6 – 0.9 keV, analizando observaciones de los telescopios espaciales ASCA y Chandra tomadas en 1994 y 2000 respectivamente. La principales componentes absorbedoras detectadas se deben a las transiciones de OV, OVI y OVII. En particular Netzer et al. (2002) encuentran variaciones tanto en el flujo de energía del continuo así como cambios en las componentes absorbedoras ionizadas (entre los espectros de 1994 y 2000), lo cual interpretan como una respuesta del gas a la variación intrínseca en la luminosidad de la fuente central. El análisis permite obtener un límite superior de 60 kseg en el tiempo de recombinación del gas ionizado, lo cual implica una densidad numérica $n_e \gtrsim 2.4 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, de tal manera Netzer et al. (2002) infieren la ubicación de la fase absorbedora: $R_{WA} \lesssim 6 \times 10^{17} h \text{ cm}$, donde R_{WA} es la distancia entre la fuente central y el absorbedor ionizado y h la constante de Hubble normalizada.

¹en este caso se define $U = Q/(4\pi cR^2n_H)$, donde Q es la tasa de fotones ionizantes en el intervalo de 13.6 eV a 100 keV y n_H es la densidad de átomos de Hidrógeno

Después, utilizando espectros de alta y baja resolución de los observatorios Chandra, XMM-Newton y BeppoSAX, Turner et al. (2005) reportan también absorción ionizada en la parte suave del espectro y según su análisis, existen tres diferentes zonas ionizadas: una, la de menor grado de ionización, con densidad columnar equivalente de $N_H \sim 6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ y se asocia con un absorbedor ionizado previamente encontrado en UV (Kraemer et al., 2002), su velocidad de flujo saliente es $v_{out} = -200 \text{ km s}^{-1}$. La segunda fase de alta ionización con densidad columnar correspondiente a $N_H \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ y velocidad de flujo eyectado $v_{out} = -1100 \text{ km s}^{-1}$; suponiendo que $\Delta r/r = 0.1$ (donde r es la distancia del absorbedor a la fuente y Δr el grosor del absorbedor), estiman que este absorbedor tiene una densidad $n_H = 2.5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ y se ubica a una distancia $r = 6.3 \times 10^{16} \text{ cm}$ de la fuente emisora, suponiendo una velocidad de eyección constante y un tiempo de evolución del gas. Además, detectan una fase ionizada “pesada” (literal la nombran “heavy” y se refieren a una fase muy densa) con $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ que cubre un 50% la emisión de la fuente central, Turner et al. (2005) fijan su velocidad de flujo eyectado como $v_{out} = -1100 \text{ km s}^{-1}$. En un artículo posterior Turner et al. (2008) mencionan la existencia de una cuarta fase absorbedora que produce absorción solamente en la parte fuerte del espectro entre $\sim 6.7-7 \text{ keV}$ (posteriormente se detalla), explican que la variación en el flujo se debe únicamente a un cambio en el factor de cobertura², donde C es el factor de cobertura y puede influir en la determinación de la densidad columnar. del absorbedor “pesado”. En este estudio, Turner et al. (2008) utilizan datos de baja resolución de XMM-Newton y de media y alta resolución de Chandra obtenidos en octubre de 2006. La Figura 3.16 muestra la curva de luz obtenida por Turner et al. (2008) donde se observan los diferentes estados de flujo y con ello la variabilidad de la fuente en apenas nueve días de observación.

Por otra parte, Markowitz et al. (2008) utilizando espectros de baja resolución obtenidos del observatorio espacial Suzaku, encuentran solamente dos fases absorbedoras, una fase de baja ionización que corresponde a la misma fase encontrada en UV por Kraemer et al. (2002), con densidad columnar de $N_H = (1.92 \pm 0.02) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ y una fase de mayor ionización con una densidad columnar $N_H = (1.03 \pm 0.12) \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ como el absorbedor “pesado” reportado por Turner et al. (2005) que presenta un 35% de cobertura, al igual que ellos la velocidad de flujo saliente de esta componente

²La expresión para la absorción observada, incluyendo los efectos de factor de cobertura en la línea de visión y la profundidad óptica (τ) está dada por: $I(v) = (1 - C(v)) + C(v)e^{-\tau(v)}$

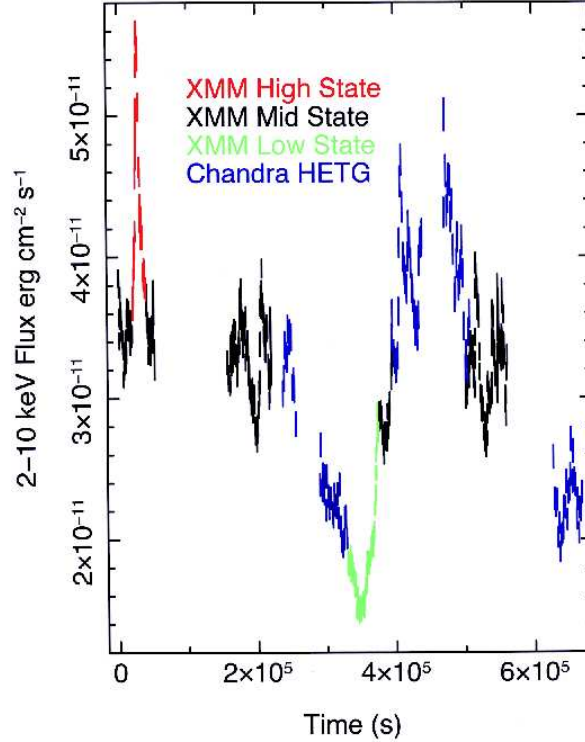


Figura 2.2: Curva de luz en rayos X de NGC 3516 (Turner et al., 2008).

es $v_{out} = -1100 \text{ km s}^{-1}$. Markowitz et al. (2008) proponen que la variabilidad de NGC 3516 se debe a una nube fría que eclipsa la fuente central en nuestra línea de visión.

Posteriormente, Mehdipour et al. (2010) hacen un análisis de los espectros de alta y baja resolución de 2006 de XMM-Newton. Ellos reportan que en el rango de 0.3 a 10 keV, además de existir un continuo observado que varía (por lo cual cambia el flujo observado), hay tres fases absorbedoras ionizadas generando líneas de absorción en la parte suave del espectro. Mencionan que los parámetros de estas fases están cambiando en el tiempo. La primer fase es de baja ionización, con densidad columnar que varía entre observaciones en el intervalo de $N_H = (0.33 - 0.43 \pm 0.02) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, mientras que su velocidad de flujo saliente cambia de -100 ± 40 a $-200 \pm 40 \text{ km s}^{-1}$. La segunda fase es de ionización intermedia cuya densidad columnar varía a lo largo de todas las observaciones entre $N_H = (1.7 - 3.2 \pm 0.05) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, su velocidad de flujo eyectado cambia de -1500 ± 100 a $-1600 \pm 200 \text{ km s}^{-1}$ y la velocidad de turbulencia varía de 400 ± 100 a $600 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$. Para verificar el modelo propuesto por Turner et al. (2008), se impone en esta fase un factor de cobertura cuyo valor en el mejor modelo estadístico es del 60% y no presenta una variación significativa a lo largo de las observaciones.

La tercer fase es la de mayor nivel de ionización, su densidad columnar cambia de $N_H = (1.2 \pm 0.2) \times 10^{22}$ a $N_H = (1.7 \pm 0.2) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ y su velocidad de flujo saliente varía de -800 ± 300 a $-1000 \pm 100 \text{ km s}^{-1}$ entre observaciones, mientras que en la fase de mayor ionización, la velocidad de turbulencia varía de 300 a 500 km s^{-1} . Es importante hacer notar que estas tres fases tienen una densidad columnar en el intervalo de $N_H \sim (0.33 - 3.2) \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, así que el absorbedor “pesado” encontrado por Turner et al. (2005) y Markowitz et al. (2008) no es detectado en este estudio.

Líneas de emisión en rayos X suaves detectadas en NGC 3516

Además de la absorción compleja, en la parte suave del espectro de NGC 3516 se han encontrado líneas de emisión de varios elementos ionizados. Turner et al. (2005) detectan dos líneas de emisión con el instrumento *HEGT* (siglas de *High energy grating transmission*, en español rendija de altas energías) de Chandra, una de MgXII y otra de SiXIV en 1.466 keV (8.5 Å) y 1.999 keV (6.2 Å) respectivamente, con los espectros de alta resolución de *RGS* (siglas de *Reflection grating spectrometer*, espectrómetro de rendija de reflexión) de XMM-Newton reportan otras dos líneas de emisión, una en 0.83 keV (14.9 Å) que es una combinación no resuelta de las transiciones de *Fe* de la capa L y OVIII de resonancia, la segunda está ubicada en 1.23 keV (10.1 Å) y es la transición de NeIX RRC (transición de recombinación radiativa).

Mientras que Mehdipour et al. (2010) sólo detectan una línea de emisión, la transición prohibida de OVII en λ 22.1. En cambio, con los espectros de Suzaku, Markowitz et al. (2008) detectan 13 líneas de emisión, únicamente en la parte suave, en su tabla 1 (tabla 2.1 de este trabajo) y figura 3 (figura 2.3 en este trabajo) se encuentran todas las transiciones detectadas, las líneas de Oxígeno son las que mas abundan, también hay de Ne, Mg y además una que corresponde a la transición de la capa L de Fierro, entre otras.

La figura 2.4 contiene los ajustes anteriormente señalados en la parte suave del espectro de rayos X, en la izquierda están graficados el ajuste junto con el espectro de mediana resolución de *MEG* (acrónimo de *Medium energy grating*, detector de *HEGT*) de Chandra aplicado por Turner et al. (2008); mientras que en el lado derecho se muestra el espectro de *RGS* de XMM-Newton superpuesto el modelo ajustado por Mehdipour et al. (2010).

Tabla 2.1: Lista de líneas de emisión en rayos X reportadas por Markowitz et al. (2008) de la galaxia NGC 3516. Las mediciones donde no se reportan errores en la energía en reposo de la línea implica que es un parámetro fijo.

Energía de la línea [keV]	Transición
0.366	CVI
0.427	NVI
0.495 ± 0.005	NVII/ CVI RRC (transiciones mezcladas)
0.563 ± 0.004	OVII
$0.665^{+0.012}_{-0.008}$	OVIII
0.739	OVII RRC
0.830 ± 0.017	Fe L XVII
0.871	OVIII RRC
0.917 ± 0.007	NeIX
1.020	NeX
1.196	NeIX RRC

En resumen, las componentes espectrales reportadas en la literatura de la parte suave del espectro de NGC 3516 son: 1. una ley de potencias conectada con la parte dura de rayos X del espectro (2 a 200 keV), 2. el conocido *exceso suave*, 3. líneas de absorción de diferentes especies ionizadas producidas por nubes de gas ionizado (absorbedores tibios) y 4. líneas de emisión de elementos ionizados.

Parte Dura del espectro de rayos X de NGC 3516

Ley de potencias

La principal componente en la parte fuerte del espectro de rayos X (2 – 200 keV) es una ley de potencias, ésta imprime el continuo de emisión en todo el espectro de rayos X. Como ya se mencionó, en teoría, la ley de potencias en rayos X se genera vía efecto Compton inverso: la luz visible y UV emitida por el disco de acrecimiento que rodea al agujero negro se dispersa con una nube de electrones que envuelve al núcleo, estos electrones se mueven con velocidades relativistas y al dispersarse con los fotones, ceden su energía a la luz del óptico y UV convirtiéndola en radiación de rayos X.

La ley de potencias de NGC 3516 ha sido ajustada en varios trabajos previos, utilizando datos del observatorio *BeppoSAX* Turner et al. (2005) reportan una ley de

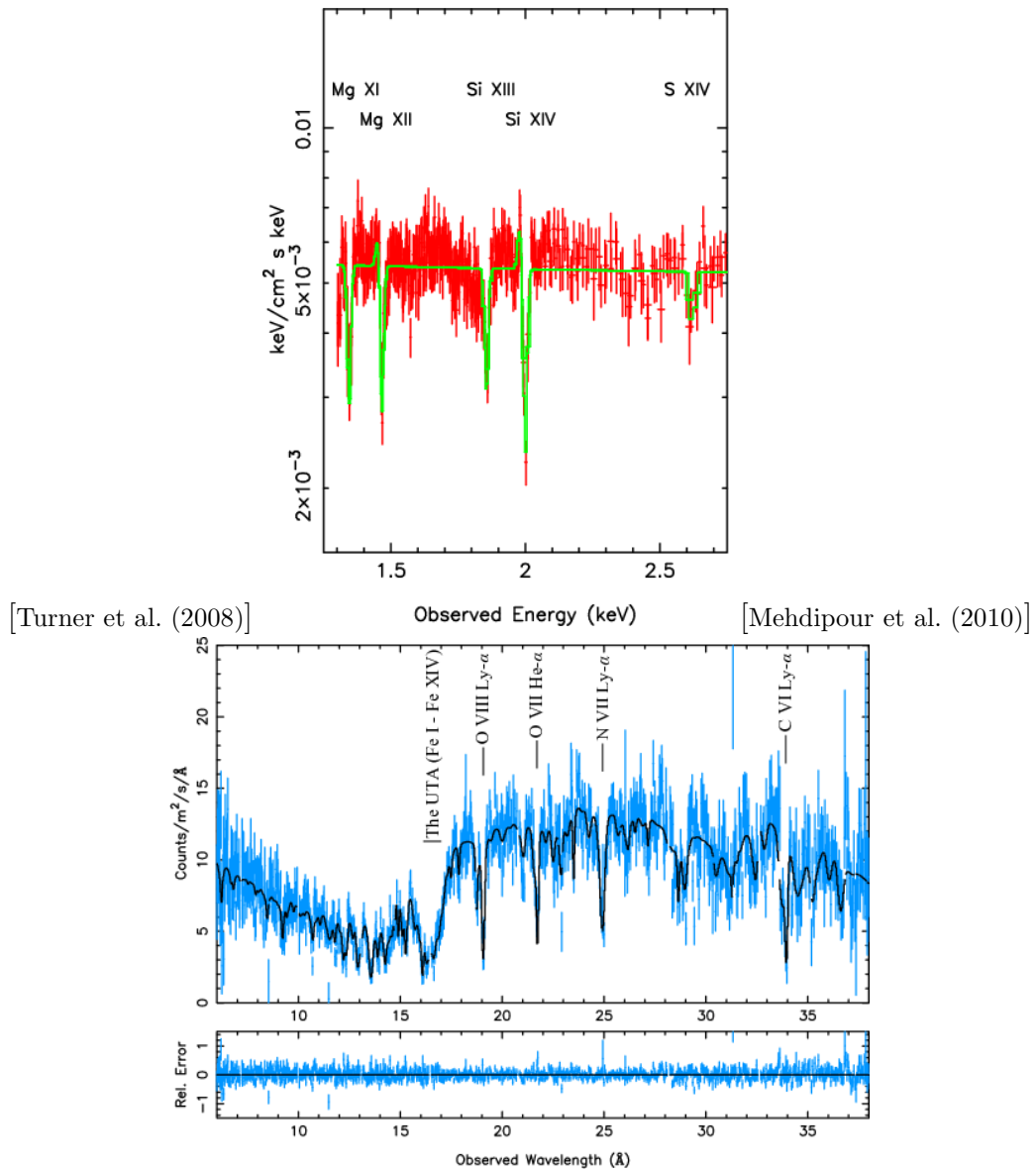


Figura 2.4: Ajustes en la parte suave del espectro presentados por Turner et al. (2008) y Mehdipour et al. (2010). (a) En rojo está graficado el espectro de *MEG* de Chandra, mientras que el ajuste de Turner et al. (2008) en verde. (b) En azul está graficado el espectro de *RGS* de XMM-Newton, y superpuesto se encuentra el ajuste de Mehdipour et al. (2010) en negro.

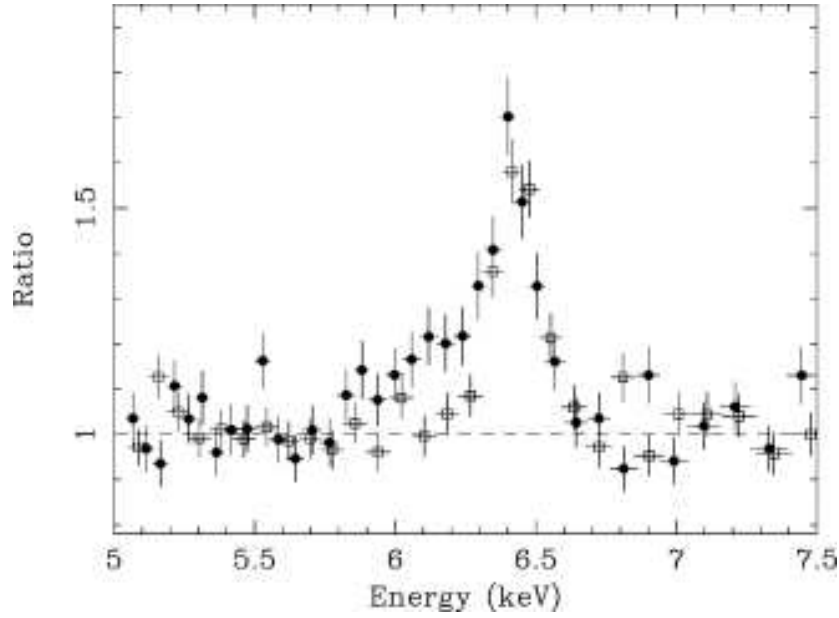


Figura 2.5: Línea de emisión Fe $K\alpha$ en diferentes observaciones de XMM-Newton (Iwasawa et al., 2004).

componentes en el espectro de rayos X de NGC 3516.

Línea de emisión de Fe $K\alpha$ delgada detectada en NGC 3516

Con datos de XMM-Newton de NGC 3516, Iwasawa et al. (2004) detectan esta línea con un ancho a altura media ($FWHM$) de $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$, encuentran que en diferentes observaciones separadas por meses (obtenidas con el telescopio espacial *XMM-Newton*) el pico de emisión varía de 5.7 a 6.5 keV, como se puede observar en la figura 2.5. Iwasawa et al. (2004) proponen que esta variación se debe a una emisión de Fe K que surge en un *hot spot* (zona caliente) del disco de acrecimiento que corrota al agujero negro a una distancia de $7 - 16 r_g$ (donde $r_g = GM_{BH}/c^2$) y es modulada por efecto Doppler y gravitacional. Iwasawa et al. (2004) explican que la variabilidad detectada en la línea se debe a efectos gravitacionales, sin embargo, esta detección se considera como una línea delgada por el valor de su $FWHM$.

La siguiente detección de Fe $K\alpha$ de NGC 3516 la reportan Yaqoob & Padmanabhan (2004) quienes utilizan datos de *HEGT* del observatorio Chandra. En dos distintas observaciones, la posición y el ancho a altura media que miden es, en la observación 1 de $6.398^{+0.017}_{-0.007} \text{ keV}$ y $1290^{+1620}_{-1290} \text{ km s}^{-1}$ y en la observación 2 de $6.401^{+0.015}_{-0.017} \text{ keV}$ y $3630^{+2350}_{-1540} \text{ km s}^{-1}$.

Posteriormente, Turner et al. (2005) hacen un análisis detallado de esta línea con espectros de Chandra y del detector *EPIC-pn* (acrónimo de *European photon imaging camera*, cámara europea de imágenes de fotones) de XMM-Newton. Las dos diferentes observaciones de Chandra, una de abril y la otra de noviembre de 2001 aparecen en la figura 2.6. Turner et al. (2005) confirman la medición realizada por Yaqoob & Padmanabhan (2004) y analizan los datos con mejor señal a ruido de *EPIC-pn* de XMM-Newton. La línea detectada en *EPIC-pn* tiene un *FWHM* de 1400 km s^{-1} (no reportan errores) y asumiendo una masa del agujero negro de NGC 3516 de $M_{BH} \sim 2.3 \times 10^7 M_{\odot}$ (Walter & Courvoisier, 1990), inferen que la emisión debería ocurrir a ~ 100 días luz del agujero negro, lo cual es consistente con la variabilidad en la escala de tiempo de meses encontrada por Yaqoob & Padmanabhan (2004).

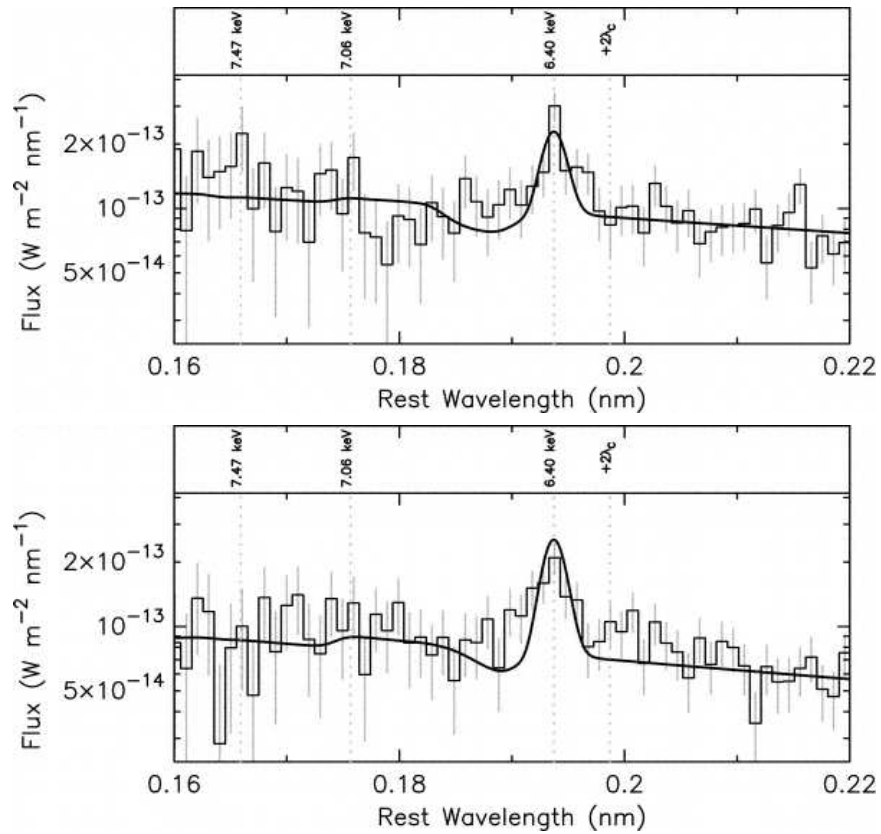


Figura 2.6: Línea de emisión Fe $K\alpha$ detectada por Chandra en dos diferentes observaciones, arriba abril de 2001 y abajo noviembre de 2001 (Turner et al., 2005).

En un artículo posterior (Turner et al., 2008) se reporta la existencia de esta línea

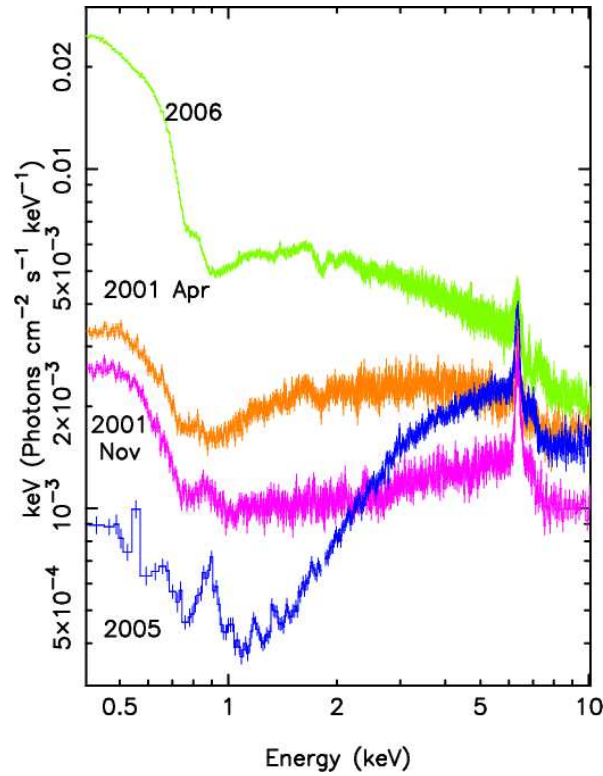


Figura 2.7: Espectros de diferentes observaciones de XMM-Newton, Chandra y Suzaku. En la figura se encuentra la línea de emisión de Fe $K\alpha$ cuyo centroide se detecta en 6.4 keV. (Turner et al., 2005).

en datos de XMM-Newton y Chandra de octubre de 2006, se detectan las líneas de absorción en 6.989 keV y 6.697 keV -mediciones reportadas sin errores- y proponen que se origina en un medio con alto grado de ionización, un absorbedor tibio con una velocidad de flujo eyectado de $v_{out} = -1575 \pm 254 \text{ km s}^{-1}$, serán explicadas con detalle en la siguiente sección. Mehdipour et al. (2010) analizan la línea de emisión Fe $K\alpha$, encuentran que en las cuatro observaciones de 2006 de XMM-Newton prácticamente no cambia, incluso aunque el continuo observado esté variando. En la figura 2.7, tomada de Turner et al. (2005), se muestran los espectros de varias observaciones de rayos X en la banda de 0.5 a 10 keV de varios telescopios (XMM-Newton, Chandra y Suzaku) donde la línea de emisión Fe $K\alpha$ se detecta.

Línea de emisión de Fe $K\alpha$ ancha detectada en NGC 3516

La primer detección de esta línea en NGC 3516 fue reportada por Kriss et al. (1996) quienes analizaron espectros del telescopio espacial ASCA. Asumiendo un modelo con

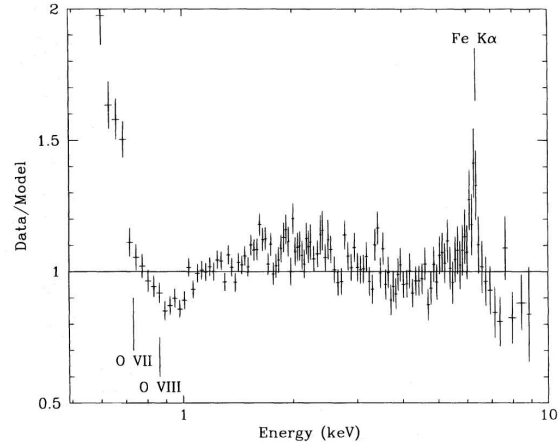


Figura 2.8: Línea de emisión Fe $K\alpha$ reportada por Kriss et al. (1996).

dos fases absorbedoras tibias, Kriss et al. (1996) encuentran una línea de emisión de Fe $K\alpha$ que es una convolución entre una línea delgada (con centroide en 6.29 ± 0.04 keV) y una línea ancha se emite en 5.88 ± 0.37 keV y tiene un ancho equivalente $[EW]$ a 1.58 ± 0.84 keV, ambas compatibles con la transición de Fe- $K\alpha$ (figura 2.8). Posteriormente, Nandra et al. (1997) analizan el perfil de esta línea en dos diferentes observaciones de *ASCA*, separadas por aproximadamente un año y detectan un cambio en el pico de emisión de la línea de 6.1 a 6.7 keV (y no reportan errores en esta medición), mientras que los anchos equivalentes varían de 330 ± 40 a 320^{+40}_{-60} eV, en cada observación respectivamente.

Con una observación de aproximadamente 4.5 días de *ASCA* tomada en 1998, Nandra et al. (1999) encuentran que además de existir una variación en el continuo, existe la línea de Fe $K\alpha$ ancha cuyo centroide varía de forma correlacionada con el continuo. El ala azul no muestra un cambio correlacionado con el continuo, sin embargo si existe un cambio y es mayor que la variación del continuo. Lo anterior, según Nandra et al. (1999), es evidencia de la existencia de variabilidad en la parte más ancha de la línea, independiente del cambio en el continuo. Sugieren también que la componente variable puede ser huella de material acretaando hacia el agujero negro. Nandra et al. (1999) ajustan la línea con un modelo de línea de emisión en un agujero negro de Schwarzschild (Fabian et al., 1989), reportan una emisión en 6.4 ± 0.07 keV con un ancho equivalente de 620 ± 40 eV y una inclinación del disco de 35° que fijan en el modelo. Además, bajo la suposición de que el agujero negro está rotando (agujero negro de Kerr, Laor

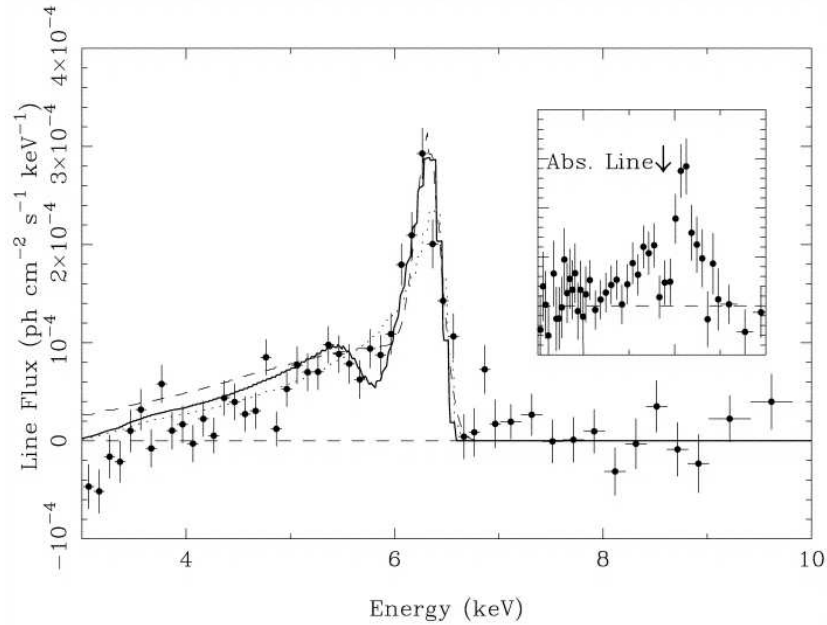


Figura 2.9: Línea de emisión Fe $K\alpha$ ancha reportada por Nandra et al. (1999).

(1991)), el cual refleja los efectos relativistas mas cercanos al agujero negro, reportan la posición de la línea en $6.54^{+0.05}_{-0.09}$ keV y un ancho equivalente de 530 ± 80 eV. La figura 2.9 presenta la línea de emisión de Fe $K\alpha$ ancha de NGC 3516 con datos de *ASCA* y el ajuste hecho con el modelo de agujero negro de Kerr (Nandra et al., 1999).

Posteriormente, Markowitz et al. (2008) detectan con observaciones de *Suzaku* de 2005 las componentes relativista y delgada de la línea de Fe $K\alpha$. Proponen una convolución de ambas líneas y el pico de perfil lo reportan en $6.48^{+0.13}_{-0.08}$ keV, suponiendo un modelo con dos absorbedores ionizados. La componente delgada tiene un $FWHM < 4900$ kms^{-1} e infieren que se emite a una distancia menor que 5 días luz del agujero negro. Por otro lado, la línea relativista la ajustan con un modelo de línea de emisión en un agujero negro de Schwarzschild y su ancho equivalente es de 287^{+49}_{-24} eV, en este caso fijan la inclinación del disco es de 25° . La figura 2.10 muestra el espectro obtenido con *Suzaku* aunado a las observaciones de *EPIC-PN* de *XMM-Newton* reportadas por Turner et al. (2005), en las cuales la línea de Fe $K\alpha$ sobresale.

Líneas de absorción de las transiciones FeXXV y FeXXVI en NGC 3516

Existen otras componentes reportadas en el régimen de 6.5 a 7 keV. Analizando los espectros de *EPIC-PN* de *XMM-Newton* y *HETG* de *Chandra* de 2006, Turner

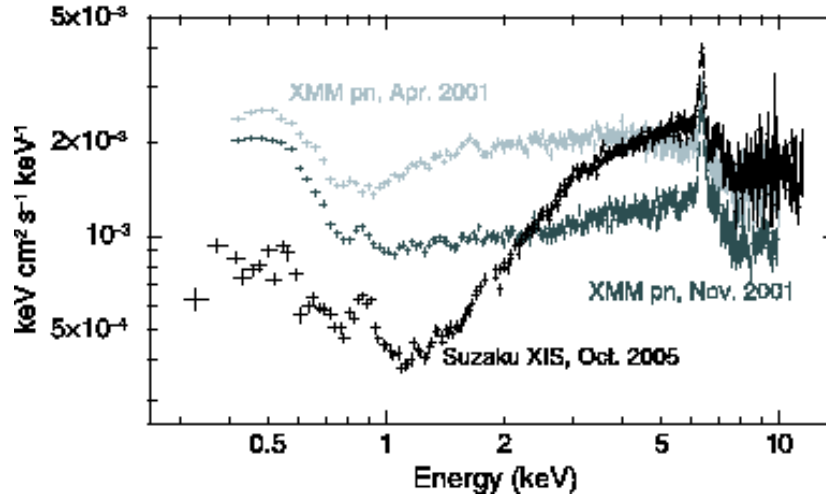


Figura 2.10: Espectros de NGC 3516 de Suzaku y XMM-Newton (Markowitz et al., 2008).

et al. (2008) detectan dos líneas delgadas de absorción profundas. Son identificadas como especies de Fe K tipo Hidrógeno y tipo Helio (*Hidrogenoide* y *Heliogenoide*), si se modelan con gaussianas, se ubican en 6.697 keV y 6.989 keV y su ancho equivalente es de 45_{-7}^{+10} eV y 100_{-12}^{+19} eV respectivamente para cada línea de absorción. Como se muestra en la figura 2.11, existe una componente delgada de emisión muy cerca de 7 keV, en 6.94 ± 0.02 keV, al lado de menor energía del espectro, es decir, al lado azul de la línea de absorción tipo Helio del régimen Fe-K. Al tomar en cuenta ambas componentes delgadas (la de emisión y absorción He-like) se detecta un perfil tipo “P-Cygni” el cual es característico de material en flujo saliente. Turner et al. (2008) infieren que al existir una emisión corrida al rojo y una absorción corrida al azul, simultáneamente la geometría del material no es una simple esfera expandiéndose sino un flujo saliente con geometría cónica. Además, reportan que la línea de absorción tipo Hidrógeno presenta una velocidad de flujo saliente de $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. En resumen, la tabla 1, tomada de Turner et al. (2008) (en este trabajo tabla 2.2), presenta las líneas delgadas de emisión y absorción detectadas por Turner et al. (2008) en el régimen Fe-K.

La componente de absorción del régimen Fe-K representa absorción debida a material altamente ionizado por lo que Turner et al. (2008) modelan una cuarta fase absorbadora, que es la fase de mayor ionización. Este absorbador tibio presenta una densidad columnar del orden de $N_H = 2.3 \times 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ y una velocidad de flujo eyectado de $\sim -1000 \text{ km s}^{-1}$.

La siguiente sección describe los distintos escenarios propuestos para explicar la

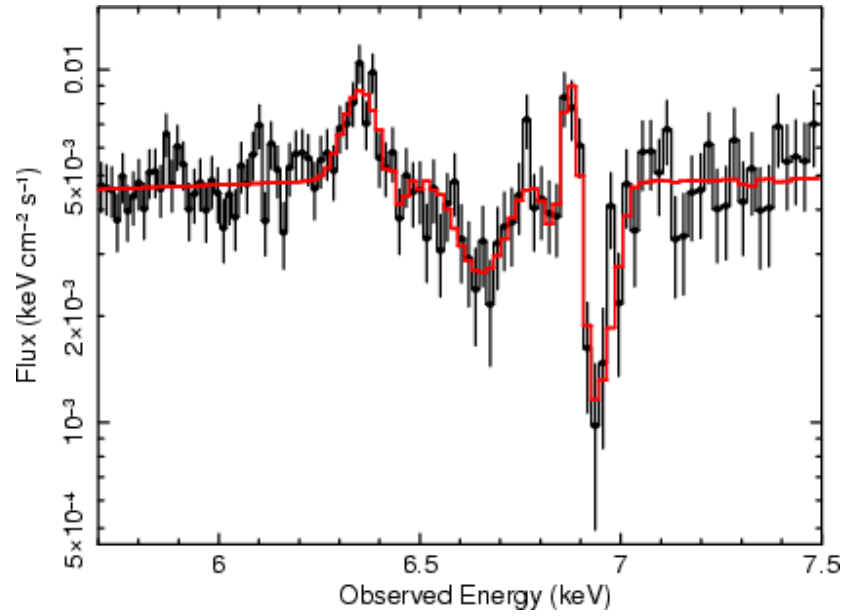


Figura 2.11: Líneas delgadas de emisión y absorción del régimen Fe k (complejo de Fe) reportadas por Turner et al. (2008).

Tabla 2.2: Líneas espectrales detectadas en datos de *HETG* de Chandra, sólo en el régimen de Fe-K Turner et al. (2008).

Energy (keV)	σ (eV)	n (10^{-5} photon $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	EW (eV)	ID	v [km s^{-1}]	$\Delta\chi^2$
6.404 ± 0.019	40.0^{+10}_{-15}	$5.55^{+1.97}_{-1.76}$	94	Fe I	-200 ± 690	31
6.70 ± 0.06	62.0^{+35}_{-93}	$-3.74^{+1.89}_{-1.81}$	-60	Fe XX	—	14
6.940 ± 0.02	16.0^{+8}_{-16}	$3.61^{+5.73}_{-1.88}$	89	Fe XXVI	1297 ± 827	6
6.990 ± 0.04	54.0^{+15}_{-10}	$-6.13^{+1.50}_{-4.24}$	-112	Fe XXVI	-860 ± 1654	22
7.050 (f)	40.0	f	14	Fe $IK\beta$		1

variabilidad encontrada en los espectros de rayos X de NGC 3516.

2.1.2. Escenarios Físicos propuestos para NGC 3516

Hasta ahora, existen dos escenarios físicos para explicar la variabilidad extrema que presenta NGC 3516 en rayos X. A continuación se describen.

El primer escenario lo proponen distintos autores (Costantini et al., 2000; Markowitz et al., 2008), es un modelo en el cual las variaciones de flujo se deben a la presencia de “manchas” (*blobs*) o filamentos localizados a una distancia de unos cuantos años luz de la fuente central. Los filamentos atraviesan la línea de visión durante el tiempo de observación, esto significa un oscurecimiento de la fuente central ocasionado por un absorbedor frío. Además, Turner et al. (2008) para explicar las variaciones del flujo de energía proponen un modelo donde el que único parámetro que varía es el factor de cobertura de una de las fases ionizadas, lo cual también implica un oscurecimiento, en este caso debido a material ionizado. En particular, para argumentar el oscurecimiento de la fuente, Turner et al. (2011) afirman que al no detectar señales de reverberación en NGC 3516 en rayos X no existe una variación intrínseca de la radiación emitida por el núcleo activo.

El segundo escenario consiste en una variación intrínseca de la fuente de emisión. Netzer et al. (2002) inferen que los cambios en el flujo de energía observado de NGC 3516 son consistentes con material ionizado reaccionando a los cambios de la emisión del continuo. Por otra parte, en el análisis reportado por Mehdipour et al. (2010) encuentran también una variación en la normalización de la ley de potencias y el *exceso suave*, de tal forma el continuo de emisión observado está cambiando, aunque en este caso no detectan respuesta alguna del material ionizado con respecto al cambio de la emisión del continuo. En resumen, este segundo escenario propone la variación intrínseca de la fuente de emisión para explicar los cambios extremos en el flujo de energía en la banda de rayos X, a diferencia del primer modelo en el cual existe material oscureciendo la fuente de emisión.

Como ya se mencionó, uno de los objetivos primordiales en esta tesis doctoral es hacer un análisis detallado de los espectros de las nueve observaciones intercaladas de XMM-Newton y Chandra realizadas en octubre de 2006, las cuales son públicas. En

primer lugar obtuvimos los espectros de las nueve observaciones a partir de datos “crudos”, después ajustamos un modelo en el cual se incluyen cada una de las componentes espectrales de NGC 3516 en rayos X en el intervalo de 0.3 a 10 keV y finalmente, realizamos un análisis de variabilidad con el fin de proponer el escenario físico que explique la razón del cambio del flujo de energía entre observaciones. Para hacer un análisis más detallado aún, incluimos los espectros de mayor y menor flujo de energía, los cuales llamamos los estados de alto y bajo flujo.

2.2. Descripción de la muestra de Espectros de NGC 3516

En este estudio utilizamos las observaciones de la galaxia Seyfert 1.5 obtenidas en octubre de 2006 por los observatorios XMM-Newton y Chandra. En la Tabla 2.3 se encuentran las observaciones en orden cronológico, las observaciones fueron cuasi-simultáneas y están intercaladas. Cada observación está marcada con una letra que denota a qué observatorio pertenecen (x : XMM-Newton y c : Chandra) y un número que denota el orden cronológico de la observación. La primeras dos observaciones fueron tomadas por XMM-Newton -**1x,2x**-, las siguientes dos pertenecen a Chandra -**3c,4c**-, la quinta observación fue realizada en XMM-Newton -**5x**-, las dos observaciones posteriores son de Chandra -**6c,7c**-, la octava de XMM-Newton -**8x**- y finalmente, la última fue obtenida con Chandra -**9c**-.

2.2.1. Observaciones de XMM-Newton de NGC 3516

Los datos correspondientes a cada observación fueron obtenidos del archivo científico del XMM-Newton *XSA* (acrónimo de *XMM-Newton scientific archive* o archivo científico de XMM-Newton), que alberga los datos de todas las observaciones públicas del satélite³.

Existen observaciones públicas previas a las utilizadas en este trabajo, de abril y noviembre de 2001, las cuales no fueron analizadas debido a que nuestro estudio princi-

³Las observaciones se pueden encontrar en la página: <http://xmm.esac.esa.int/xsa/>

Tabla 2.3: Observaciones de NGC 3516 de octubre de 2006. En el caso de XMM-Newton, los detectores son PN y RGS, mientras que en el caso de Chandra los detectores son MEG y HEG.

Observation	ObsID	Obs Date	Exposure time [sec]		CR [counts/sec]	
			PN/MEG	RGS/HEG	PN/MEG	RGS/HEG
1 XMM [1x]	0401210401	2006-10-06	36142	51558	30.800	0.900
2 XMM [2x]	0401210501	2006-10-08	48031	68752	28.596	0.841
3 CXO [3c]	8452	2006-10-09	19832	19832	0.617	0.323
4 CXO [4c]	7282	2006-10-10	41410	41410	0.415	0.228
5 XMM [5x]	0401210601	2006-10-10	47534	68203	15.613	0.493
6 CXO [6c]	8451	2006-10-11	47360	47360	0.742	0.377
7 CXO [7c]	8450	2006-10-12	38505	38505	0.793	0.392
8 XMM [8x]	0401211001	2006-10-12	47608	67813	27.450	0.957
9 CXO [9c]	7281	2006-10-14	42443	42443	0.405	0.234

palmente es de variabilidad en escalas cortas de tiempo de dos observatorios diferentes. En octubre de 2006, hay ocho observaciones reportadas que van desde 0401210401 hasta 0401211101, sin embargo, no todas son científicamente útiles. Sólo existen cuatro observaciones donde los obturadores de todas las cámaras están abiertos y además su tiempo de exposición es suficiente para que se pueda extraer un espectro, es decir, son científicamente útiles por lo cual fueron analizadas en esta tesis.

Se tomaron los datos “crudos”, es decir sin procesar, de las cuatro observaciones útiles de XMM-Newton. En este estudio sólo utilizamos las observaciones del detector *EPIC-pn* y los datos de los detectores *RGS1* y *RGS2* para los análisis de moderada y alta resolución respectivamente. Estos detectores fueron elegidos debido a que ambos (*RGS* y *EPIC-pn*) son una combinación de alta resolución en el espectro de rayos X suaves (*RGS*) y el intervalo que incluye los rayos X duros que cubre *EPIC-pn* de moderada resolución y con una excelente señal a ruido.

2.2.2. Observaciones de Chandra de NGC 3516

Como ya se mencionó anteriormente, existen observaciones contemporáneas tomadas por el observatorio Chandra. En el *CDA* (de *Chandra Data Archive* o archivo de datos de Chandra en español) existen nueve observaciones públicas de NGC 3516, la primera fue tomada en 2000, luego hay tres observaciones de 2001 y finalmente se encuentran las cinco observaciones de octubre de 2006. Las observaciones fueron hechas con el

instrumento *ACIS-S* y utilizaron el espectrógrafo *HETG*, de tal forma, se tienen las observaciones de 2006 de alta y media resolución de *HEG* y *MEG* respectivamente. Para hacer una comparación con los datos de XMM-Newton, la rendija de *RGS* de XMM-Newton y la rendija *MEG* del observatorio Chandra tienen una resolución espectral del mismo orden de magnitud.

Al igual que el caso de los datos de XMM-Newton, se bajaron los datos duros⁴ (datos sin procesar). Existe la opción de obtener el espectro ya procesado con el procedimiento estándar, sin embargo, bajo nuestra consideración, es necesario hacer la reducción del espectro con el fin de tener la certeza de que no existió algún error en la reducción de datos.

2.3. Reducción de datos de XMM-Newton

Se tienen los datos de moderada y alta resolución de XMM-Newton (de *EPIC-pn* y *RGS*). Los datos “crudos” fueron procesados con el software *SAS* (siglas de *Science analysis system* ó sistema de análisis científico en español) versión 8.0.1 de la Agencia Espacial Europea (*ESA: european space agency*) especializado en datos del telescopio XMM-Newton⁵.

Los datos “crudos” de cada detector se reducen de diferente forma. Las siguientes subsecciones describen cómo se obtuvo el espectro de cada detector de XMM-Newton.

2.3.1. EPIC-pn: detector de baja resolución

El procedimiento estándar para obtener el espectro a partir de los datos “crudos” de una fuente puntual del detector *EPIC-pn*, el caso de NGC 3516, se encuentra en la página del observatorio XMM-Newton⁶. Según este procedimiento, el primer paso es filtrar los eventos de muy altas energías (en inglés *flaring*) que no pertenecen a la

⁴Los datos públicos del observatorio Chandra se obtienen en el link: <http://cda.cfa.harvard.edu/chaser/>

⁵*SAS* es un software que se obtiene en la página del observatorio XMM-Newton, las instrucciones detalladas de cómo se instala se encuentran en el link:

<http://xmm.esac.esa.int/sas/current/downloadandinstall.shtml>

⁶el procedimiento estándar puede consultarse en el link:

http://xmm.esac.esa.int/sas/current/documentation/threads/PN_xmmselect_spectrum_thread.shtml

fuentes de emisión, pueden ser rayos cósmicos o radiación X de otros objetos que llegan a los detectores. Para seleccionar estos eventos se extrae la curva de luz que es la gráfica de la tasa de cuentas por segundo (*count rate*) contra el tiempo de observación, en el caso de *EPIC-pn*, se selecciona la curva de luz de 10 a 12 keV. A partir de la curva de luz se elige un valor umbral (en inglés *threshold*) de la tasa de cuentas y se seleccionan únicamente los eventos de baja energía, es decir, se filtran los eventos de muy altas energías ó mayores que el valor umbral de la tasa de cuentas elegido. El valor umbral del procedimiento estándar está delimitado en el intervalo de energía de 10 a 12 keV. Hemos descrito que en este trabajo se analiza la región de rayos X suaves (0.3 a 2 keV) y por lo tanto utilizamos un método alternativo propuesto por Piconcelli et al. (2004).

Lumb et al. (2002) habían reportado la existencia de eventos de muy altas energías en el fondo de la observación (*flaring*), que constan de fotones con energía en la banda de rayos X suaves, tales eventos son inútiles en el análisis científico. La idea del método de Piconcelli et al. (2004) se basa en filtrar los intervalos de tiempo con un valor umbral a partir del cual la señal a ruido empeore significativamente, o dicho de otra manera, se consideran todos los intervalos de tiempo tales que la señal a ruido no cambia significativamente.

Con este objetivo, se extraen las curvas de luz de la fuente y del fondo (*background*). La región del *background* se selecciona de una superficie lo suficientemente extensa tal que sea una buena aproximación del fondo del cielo real y en la cual la señal a ruido sea máxima. En el programa de visualización *ds9* se grafica la fuente puntual, como en la figura 2.12, se selecciona el área de la fuente y del fondo (*background*). La fuente es una superficie circular con centro en la fuente y donde el valor de la señal a ruido se maximiza. En todas las observaciones se eligió un radio alrededor de 40 segundos de arco. Por otra parte, el fondo (en inglés *background*) se selecciona de una parte donde no existen fuentes contaminantes, en el mismo chip donde aparece la fuente, el radio elegido para el fondo también es de 40 segundos de arco, igual, en todas las observaciones de XMM-Newton.

Una vez que se tienen seleccionadas las regiones de la fuente y del *background* se calcula la función de distribución de señal a ruido acumulativa (SNR_{cum}), que es la señal a ruido como función de la tasa de cuentas en la región seleccionada como *background*. La función SNR_{cum} se incrementa con la tasa de cuentas del fondo hasta alcanzar un pico o un punto donde existe un valor máximo, después del cual se aplanan o incluso

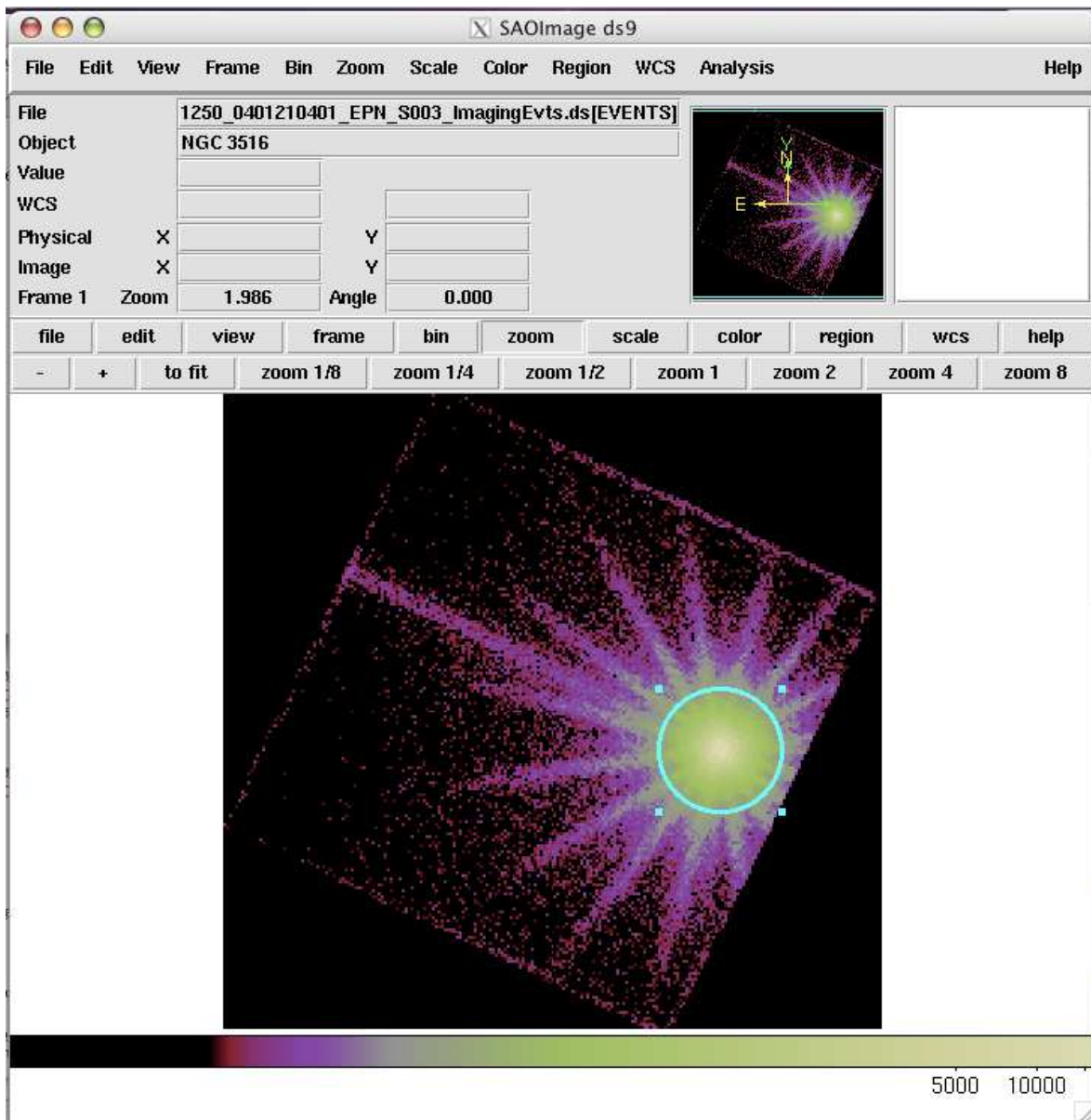


Figura 2.12: Ventana *ds9* donde se encuentra la imagen de NGC 3516 de la observación 8x. Como se puede ver se selecciona la imagen de la fuente en una región circular de donde se extrae el espectro de moderada resolución *EPIC-pn* de XMM-Newton.

decae. El valor de la señal a ruido máximo es el valor umbral a partir del cual se rechazan los períodos *flaring* de altas energías. El método propuesto por Piconcelli et al. (2004) optimiza la duración y con ello la calidad de la observación justo en la banda de rayos X suaves. Un ejemplo es el caso de la observación **8x** de XMM-Newton, el valor de la tasa de cuentas se obtiene de $CR = 3.36$ que corresponde a una señal a ruido máxima de $Max_{SNR} = 1074$, como se puede ver claramente en la figura 2.13.

Por otro lado, el amontonamiento (*pile-up* en inglés) de fotones en ciertos pixeles del detector puede afectar la función de dispersión puntual *PSF*, es importante corregir este efecto debido a que NGC 3516 es una fuente puntual. En el núcleo de la *PSF* se pueden acumular varios fotones que llegan simultáneamente, sin embargo si llegan a un punto en específico que no sea el centro, el unto puede enmascarse como el centro de la fuente. Además, la respuesta espectral puede verse afectada también por el *pile-up* debido a que se pueden confundir, por ejemplo, fotones de altas energías que en realidad son dos o más fotones de rayos X suaves.

Con el fin de diagnosticar si el efecto del *pile-up* (o acumulamiento de fotones) es significativo en las observaciones de XMM-Newton analizadas en esta tesis, *SAS* tiene una tarea llamada *epaplot*. *Epaplot* grafica la distribución espectral de energía como función de cada canal para un evento simple, uno doble, uno tripe y hasta uno cuádruple (panel superior de la figura 2.14). Los eventos dobles, triples y cuádruples se detectan a partir de un valor umbral de energía. En el panel inferior de la figura 2.14 se grafican las fracciones de los eventos con respecto al total de eventos, en esta gráfica se puede observar en color rojo graficada la distribución espectral esperada para eventos simples, superpuesto se encuentra un histograma el cual es la distribución espectral real de la observación 1x del detector *EPIC-pn* de XMM-Newton. Se puede ver claramente que ambas distribuciones espectrales, la esperada para eventos simples, donde no existe *pile-up*, y la obtenida de la observación 1x son prácticamente iguales, es decir, no existe un cambio significativo entre ambas. Muy similares fueron los casos de las observaciones **2x**, **5x** y **8x** del detector *EPIC-pn*, por lo cual no fue necesario aplicar alguna corrección al respecto.

Una vez que filtramos los eventos *flaring* y encontramos que no existe *pile-up*, finalmente, generamos el espectro de la fuente, del fondo y las matrices **rmf** y **arf**⁷ de

⁷como ya se mencionó estas matrices funcionan para convertir el espectro de canales a longitud de onda o energía y corregir los efectos del instrumento.

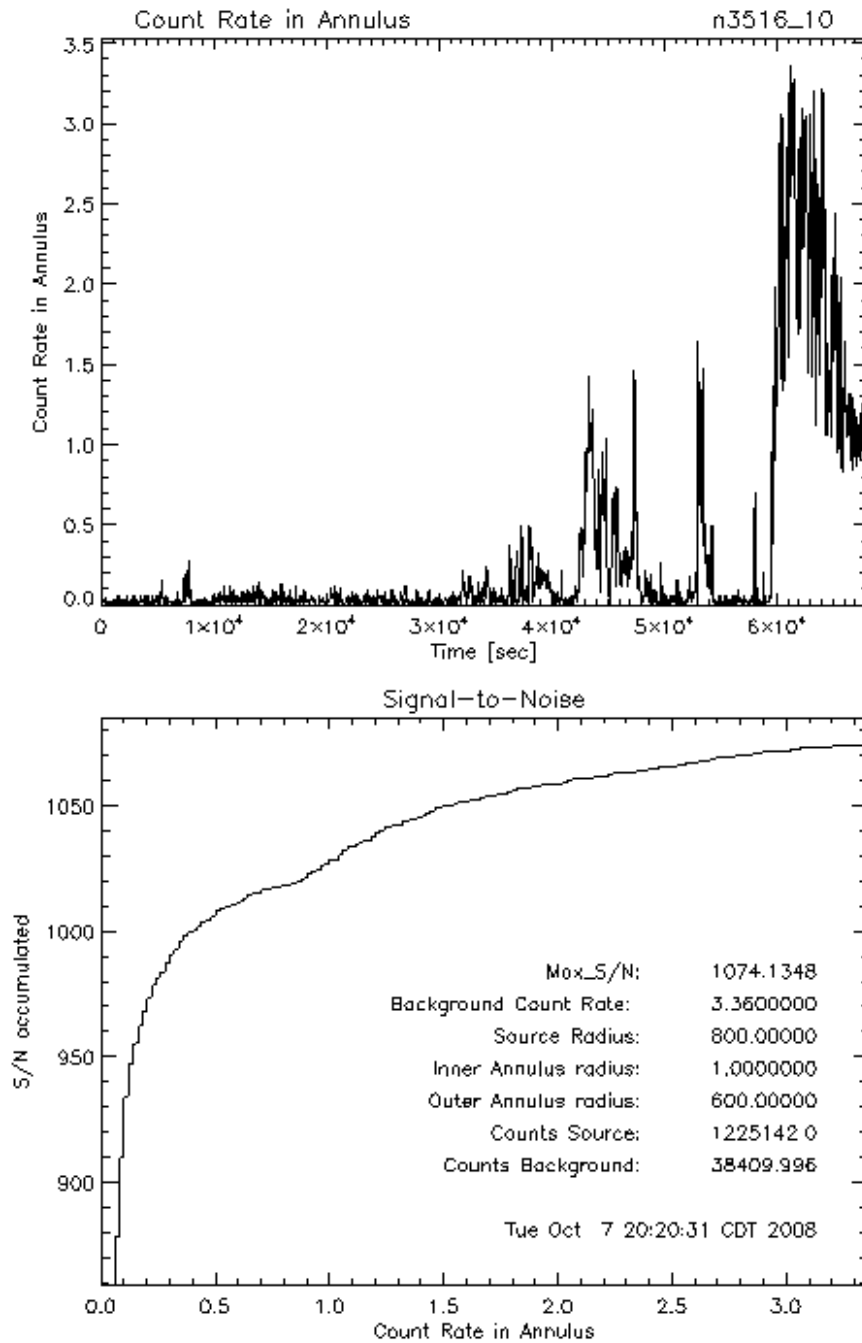


Figura 2.13: La figura superior muestra la curva de luz (tasa de cuentas vs tiempo de observación) de la región *background*, mientras que en la figura de abajo se grafica la función SNR_{cum} que se incrementa hasta el valor máximo de la señal a ruido, ambas figuras de la observación **8x** de XMM-Newton.

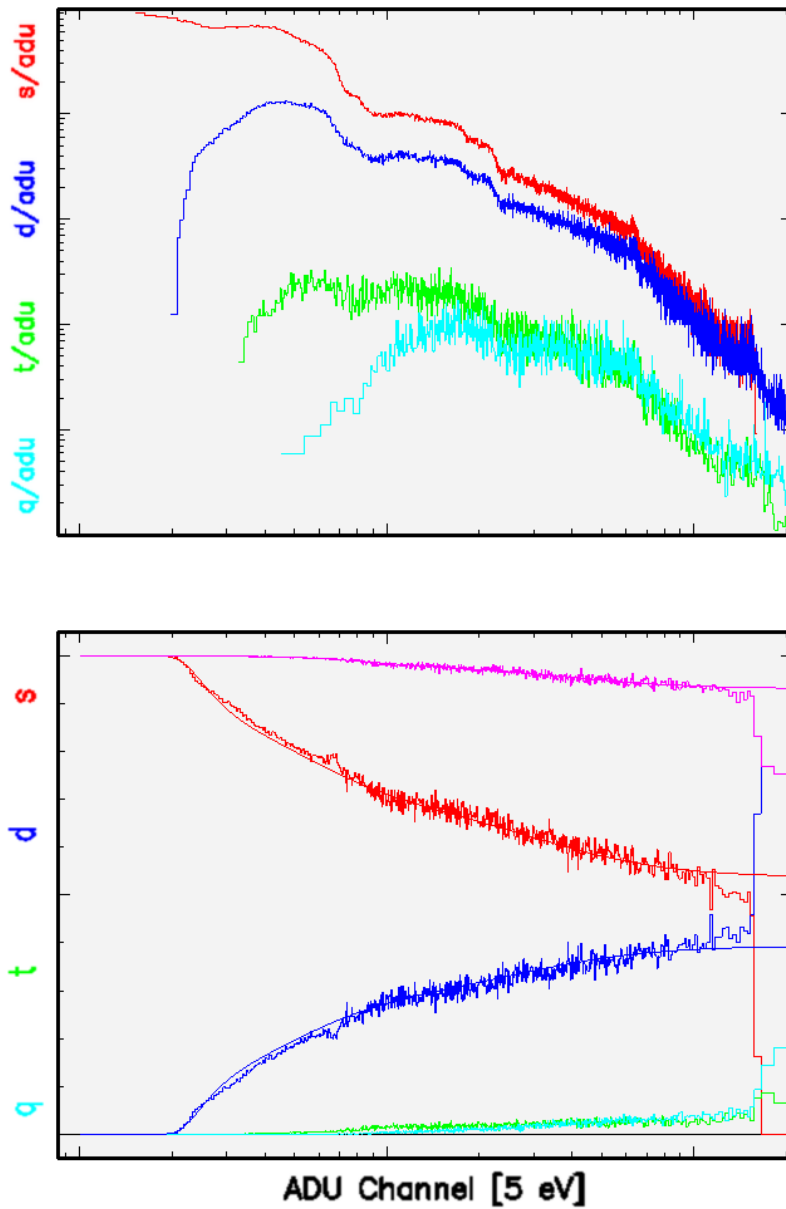


Figura 2.14: Gráficas de la distribución espectral de energía, el panel superior es la distribución espectral para eventos simples (s, en rojo), dobles (d, en azul), triples (t, en verde) y cuadrúples (q, en azul marino). En el panel inferior se observa la fracción de eventos en cada caso. Ambas gráficas se obtuvieron con la tarea *epaplot* de *SAS* en el caso de la observación **1x** del detector *EPIC-pn* de XMM-Newton

EPIC-pn spectra

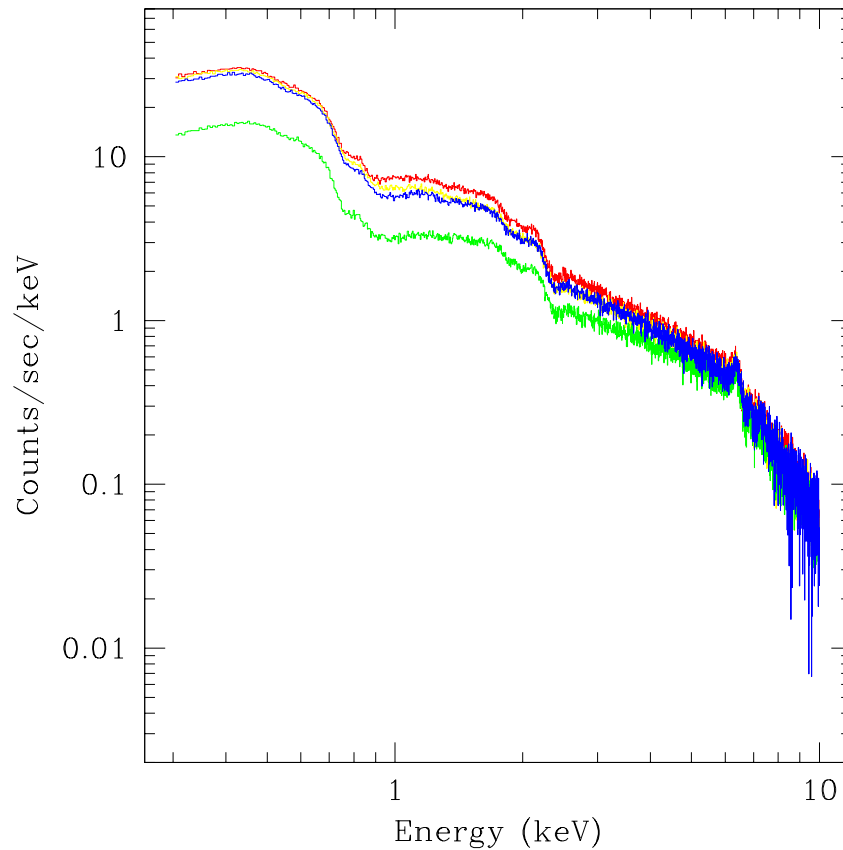


Figura 2.15: Espectros de las cuatro observaciones de XXM-Newton. Observación **1x** en rojo, **2x** en amarillo, **5x** en verde y **8x** en azul.

los datos de *EPIC-pn*. La figura 2.15 muestra los cuatro espectros obtenidos, en rojo está la observación **1x**, en amarillo la **2x**, en verde la **5x** y en azul la observación **8x**.

2.3.2. RGS: espectrómetro de reflexión de alta resolución

El espectro de alta resolución de XMM-Newton de *RGS* se obtuvo con el procedimiento estándar⁸.

Para este proceso se utiliza la tarea *rgsproc* del software *SAS*. *Rgsproc* hace un procedimiento de cinco pasos: el primer paso es detectar los fotones de la fuente y el fondo, después se hace una corrección del ángulo de inclinación de la fuente con

⁸El procedimiento se puede consultar en http://xmm.esac.esa.int/sas/current/documentation/threads/rgs_thread.shtml

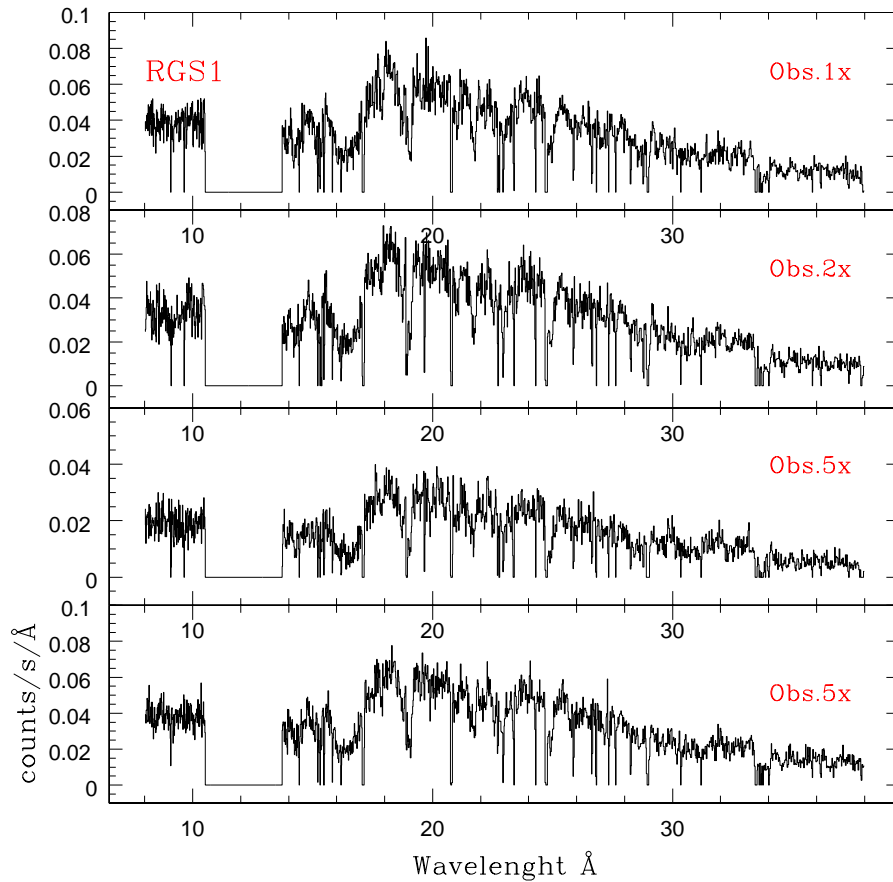


Figura 2.16: Espectros de las cuatro observaciones de *RGS1* de XMM-Newton

respecto al detector. El tercer paso es filtrar los eventos, dependiendo del tiempo de exposición, en este paso específicamente se puede elegir un intervalo de tiempo en el cual obtener el espectro, se tomó todo el tiempo de exposición de cada una de las observaciones. El cuarto paso consiste en generar el espectro, de primer y segundo orden. El último consiste en obtener la matriz de respuesta **rmf** junto con el espectro calibrado en flujo, tanto la matriz como el espectro calibrado en flujo se generan en primer y segundo orden. Para el espectro de *RGS* no es necesario generar la matriz **arf**. En este análisis sólo utilizamos espectros y matrices **rmf** de primer orden. Las figuras 2.16 y 2.17 muestran los espectros obtenidos de *RGS1* y *RGS2* de las observaciones **1x**, **2x**, **5x** y **8x**.

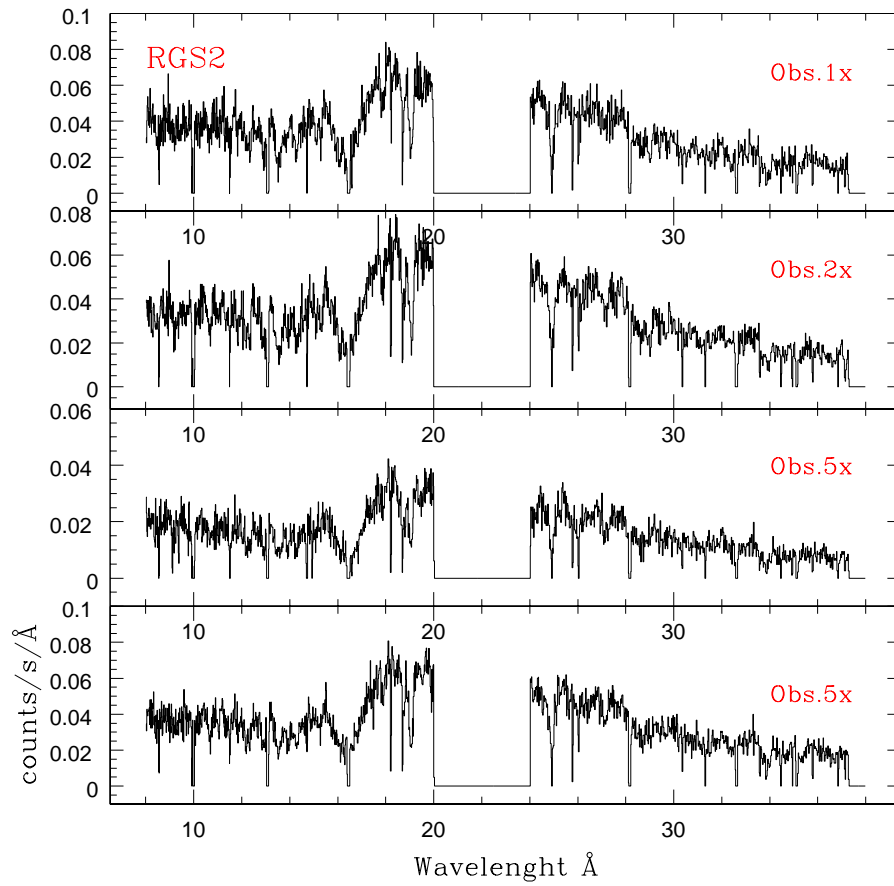


Figura 2.17: Espectros de las cuatro observaciones de *RGS2* de XXM-Newton

2.4. Reducción de datos de Chandra

Las observaciones de NGC 3516 de 2006 del observatorio Chandra fueron tomadas del 9 al 14 de octubre y como ya se mencionó, están intercaladas con las observaciones de XMM-Newton. Primero obtuvimos los datos “crudos” del archivo de datos de Chandra *CDA*. En la página del observatorio espacial Chandra se encuentra una herramienta llamada *CHASER*⁹ que enlista las observaciones disponibles de la galaxia NGC 3516.

Todas las observaciones fueron tomadas con el instrumento *ACIS-S* y la rejilla *HEGT* (las cuales han sido descritas en apéndice A). Nosotros obtuvimos los datos “crudos” y seguimos el procedimiento indicado en la página de Chandra¹⁰. El *software* utilizado se llama *CIAO* en su versión más actual 4.4 (Fruscione et al., 2006).

La rejilla *HEGT* contiene dos rendijas, la de alta resolución (*HEG*) y la de media resolución (*MEG*). En la siguiente sección se describe el procedimiento para obtener el espectro.

2.4.1. ACIS-HEGT: rendija de altas energías

El primer paso (nivel 1) es utilizar la tarea *chandra_repro* del software *CIAO*. Esta tarea es una serie de instrucciones (*script*) que realiza varios pasos, el primero es crear un archivo de pixeles que no pertenecen a la fuente de emisión. Después genera un archivo tipo *.PHA* con la lista de eventos que es filtrada de los pixeles inútiles.

Una vez que se tiene la lista de eventos limpia (del tipo *.PHA*), se realiza el nivel 2 de la reducción. Consiste en filtrar la lista de eventos en intervalos de tiempo *GTI* (del inglés *Good time intervals* ó en español intervalos buenos de tiempo) en los cuales la detección se realizó sin problemas, además se filtran los rayos cósmicos que llegan al detector y se hacen las correcciones de coordenadas y angulares, dependiendo de la ubicación de la fuente y el detector¹¹.

El siguiente paso es extraer el espectro con la tarea *tgextract* de *CIAO*. En este punto ya se tiene el espectro en un archivo tipo *.PHA2*. Continúa la extracción de la matriz **rmf**, la cual se obtiene con la tarea *mkgrmf* de *CIAO*. El último proceso es obtener con

⁹*CHASER*: <http://cda.harvard.edu/chaser/>

¹⁰<http://exc.harvard.edu/ciao/>

¹¹Tales procesos están descritos en el siguiente link:
<http://exc.harvard.edu/ciao/dictionary/sdp.html>.

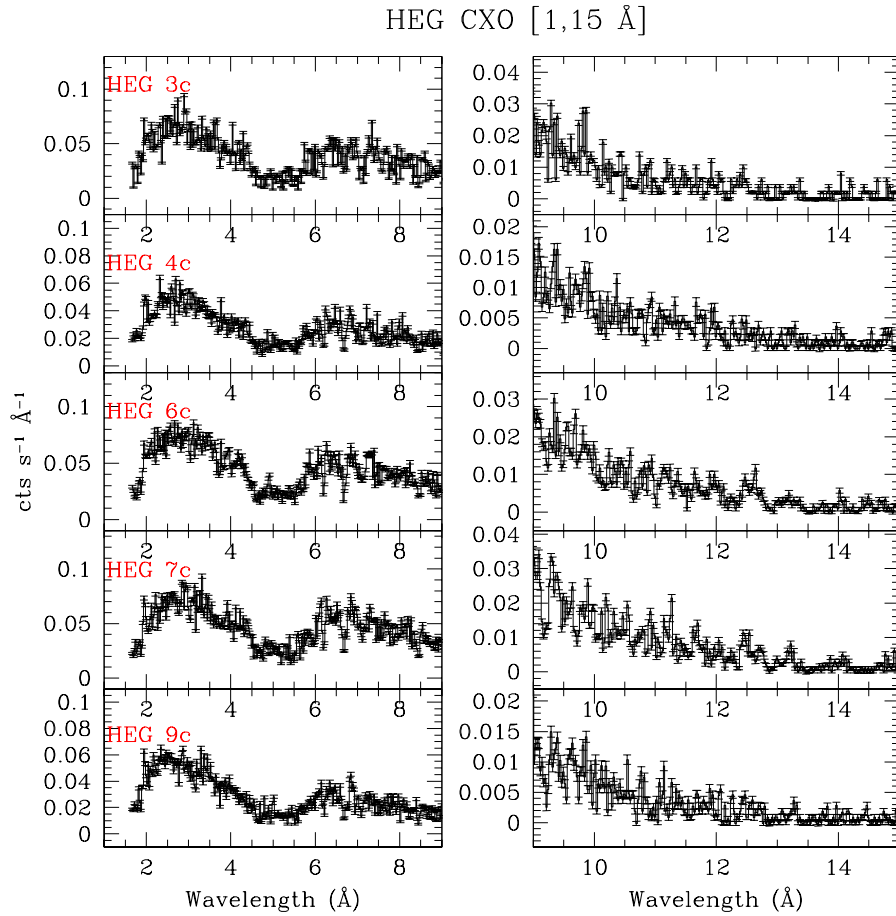


Figura 2.18: Espectros de las cinco observaciones de HEG (High Energy Grating) de Chandra

la tarea *fullgarf* de *CIAO* la matriz **arf**.

Se utiliza el mismo procedimiento para extraer ambos espectros, el de la rendija de alta resolución *HEG* y la de media resolución *MEG*. La figura 2.18 muestra los espectros de las cinco observaciones de alta resolución *HEG*, mientras que en la figura 2.19 se encuentran los espectros obtenidos de mediana resolución de *MEG*.

Finalmente, con el objetivo de analizar los espectros con estadística *Gaussiana* se necesitan agrupar los datos, es decir, combinar las cuentas en los canales, de tal forma que existan suficientes cuentas por canal. Para esto se utiliza la tarea *dmgroup* del software *CIAO*. Todos los espectros fueron agrupados. Nuestro criterio para el espectro

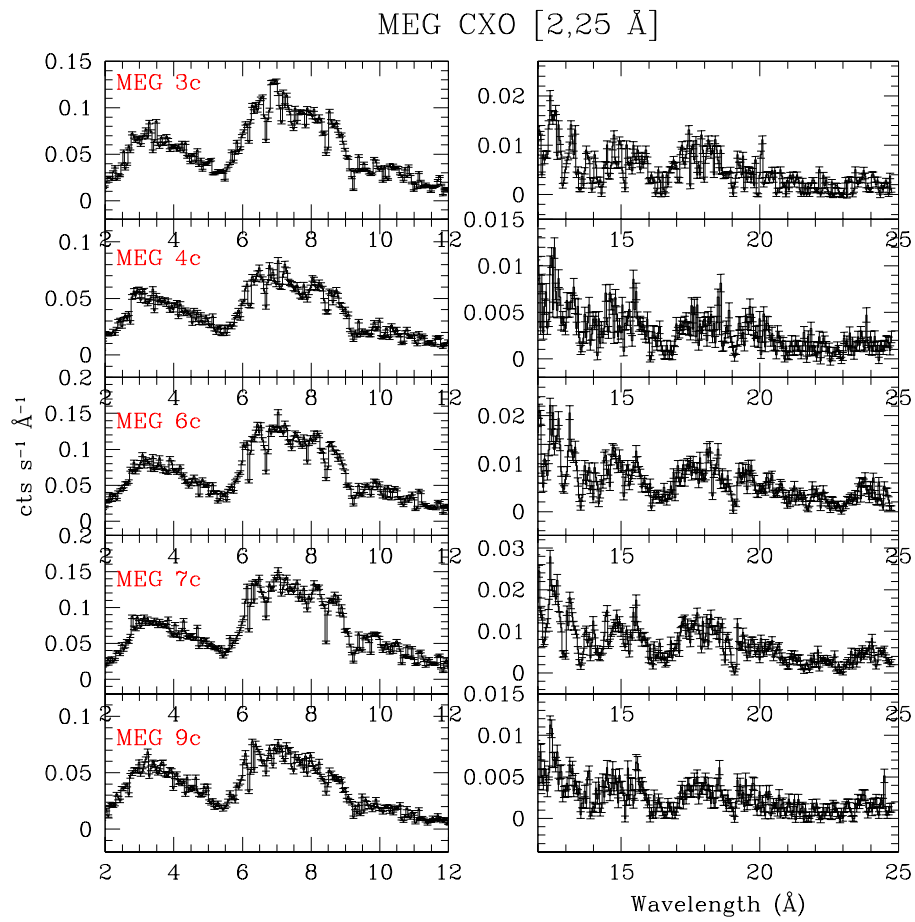


Figura 2.19: Espectros de las cinco observaciones de MEG (Medium Energy Grating) de Chandra

de *EPIC-pn* es agrupar un mínimo 20 cuentas por canal, el valor recomendado para espectros de *EPIC-pn* es 25 cuentas mínimo por canal debido a que *EPIC-pn* al tener un área colectora de $30'^2$ es un instrumento muy sensible, lo anterior nos da la certeza de que el espectro tiene la suficiente señal a ruido sin perder información importante.

En el caso de los espectros de alta resolución de *RGS* y *HEGT* el criterio es diferente, se agrupan 4 cuentas por canal. Los detectores de alta resolución no tienen una superficie colectora como *EPIC-pn* por lo que no se tienen tantos fotones y se deben agrupar sólo 4 con el fin de perder información relevante.

Una vez obtenidos los espectros, el siguiente paso es encontrar un modelo astrofísico estadísticamente aceptable que describa cada una de las componentes espectrales de NGC 3516 en el intervalo de energía de 0.3 a 10 keV. El siguiente capítulo (§3) es una descripción de cómo llegamos al mejor modelo estadístico que ajusta todos los espectros aquí reportados.

Capítulo 3

Análisis de los Espectros de Rayos X de NGC 3516

En este capítulo se describen en detalle los modelos astrofísicos propuestos para ajustar cada uno de los espectros en rayos X de la colección de nueve de la galaxia tipo Seyfert 1.5 NGC 3516 obtenidos en octubre de 2006. Como ya se había mencionado, la galaxia NGC 3516 presenta un espectro con varias componentes en rayos X.

La primer absorción que se debe tomar en cuenta es la producida por la Vía Láctea, para eso se utilizan las coordenadas de NGC 3516. Al conocer la dirección en la que se encuentra la galaxia es posible inferir la densidad columnar equivalente de Hidrógeno de nuestra galaxia en la línea de visión de NGC 3516. Se consultó en la base de datos de la NASA *NED*¹ (acrónimo de *NASA Extragalactic Database* en inglés) las coordenadas galácticas de NGC 3516: 133.236° de longitud y 42.403° de latitud.

De acuerdo a los trabajos anteriores, estos espectros en rayos X están dominados por una ley de potencias que cubre tanto la banda suave de rayos X (0.3-2.0 keV) como la banda de altas energías (2.0 a 10 keV), característico de galaxias con *AGN*. Además se ha reportado la existencia del conocido *exceso suave* en la banda de rayos X de bajas energías (parte suave). Lo anterior es con respecto a la emisión del continuo.

Las líneas de emisión que se han reportado en NGC 3516 son: la línea de Fe- $K\alpha$ en 6.38 keV y algunas líneas de especies ionizadas en la parte suave del espectro de rayos X (sección 2.1.1), por ejemplo las transiciones *OVII* y *OVIII* (ver figura 2.3).

Además se ha reportado la existencia de absorbedores tibios que causan un patrón

¹se puede consultar en la siguiente liga: <http://ned.ipac.caltech.edu/>

significativo de líneas de absorción. Con los datos de mejor resolución se han detectado hasta cuatro fases ionizadas que atraviesan la emisión del continuo en nuestra línea de visión (por ejemplo Turner et al. (2008)). En esta tesis se utiliza por primera vez, para la galaxia NGC 3516, el código llamado *PHASE* basado en *CLOUDY* para modelar la fases absorbedoras ionizadas.

A continuación se presenta una lista de los modelos astrofísicos utilizados para ajustar los espectros en rayos X de NGC 3516 junto con su significado físico.

3.1. Modelos astrofísicos de rayos X

Se utilizaron los siguientes modelos astrofísicos para ajustar el espectro de NGC 3516:

1. Absorción fría debida a la Vía Láctea [**wabs**].

$$A(E) = \exp(-nH * \sigma(E)); \quad (3.1)$$

donde nH es la densidad columnar equivalente de Hidrógeno en unidades de 10^{22} átomos/ cm^2 . La densidad columnar equivalente se define como la densidad columnar de todas la especies equivalente en átomos de Hidrógeno, suponiendo abundancias solares. $\sigma(E)$ es la sección eficaz fotoeléctrica que depende de la energía E , $\sigma(E)$ es inversamente proporcional a la probabilidad de que exista una interacción entre el fotón y el átomo. $\sigma(E)$ se define como la sección eficaz total de todas la especies e interacciones suponiendo también abundancias solares en el material a lo largo de la línea de visión.

Cómo se mencionó anteriormente, en éste modelo se impone la absorción intrínseca de la Vía Láctea justo en la línea de visión de NGC 3516.

2. Ley de potencias corrida a z (corrimiento al rojo) de la galaxia [**power law**].

$$A(E) = K_{pl}(E * (1 + Redshift)/(1keV))^{(-PhoIdx)}; \quad (3.2)$$

donde K_{pl} es la constante de normalización en [$fotones/keV/cm^2/s$] en 1 keV, $Redshift$ el corrimiento al rojo z y $PhoIdx$ el índice espectral de la ley de potencias, el parámetro

PhoIndx se definió desde el capítulo §1 como Γ .

3. Emisión de cuerpo negro corrido al z de la galaxia [**body**].

$$A(E) = 8.0525 * K_{bb} * E^2 dE / ((kT)^4 (exp(E/kT) - 1)); \quad (3.3)$$

donde K_{bb} es la constante de normalización en $[L_{39}/(D_{10})^2]$ (L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de 10^{39} ergs/seg y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de 10 kpc) y kT es la temperatura en keV del cuerpo negro.

4. Líneas de emisión y absorción [**gauss**] y [**xszgauss**]. Las líneas de emisión y absorción se generan a partir de procesos atómicos de materiales que interactúan con la radiación emitida por una fuente de emisión.

Las líneas de emisión surgen cuando un átomo en un estado excitado de energía regresa un estado de energía menor, esto sucede si un electrón salta de un nivel de energía a uno de menor energía. Las frecuencias de los fotones generados en estas emisiones corresponden a la diferencia de energía entre los niveles cuánticos de los electrones. Por otra parte, las líneas de absorción se producen cuando radiación continua atraviesa un gas y las longitudes de onda características del gas se absorben generando las líneas de absorción.

En el caso de las absorciones se destruye o absorbe un fotón que libera su energía a la materia. Lo anterior provoca un cambio en la configuración electrónica de la materia (puede ser ionización y/ó excitación) o ya sea movimiento, como por ejemplo desplazamiento, rotación y/ó vibración. La emisión espontánea es el proceso inverso a la absorción, en este caso se crea un fotón a partir de la energía de la materia lo cual puede producir recombinación, desexcitación radiativa, entre otros procesos. Al existir absorciones es probable que la materia emita otros fotones en el mismo estado de energía de las absorciones, lo cual se conoce como luz coherente, sin embargo detectar esta luz coherente es muy poco probable debido a la dispersión que cambia la dirección del fotón emitido.

Las líneas de emisión y absorción no son perfectamente delgadas, existen mecanismos que las ensanchan y le dan forma al perfil de la línea. Un mecanismo importante que puede dar forma al perfil de la línea es el efecto Doppler, el cual se refleja en un ensanchamiento debido a los movimientos aleatorios de las partículas del gas, si las

velocidades de las partículas siguen una distribución *Maxwelliana*², entonces la forma funcional del perfil es una función Gaussiana, el cual es el caso de las líneas de emisión y absorción producidas en rayos X. Otro mecanismo importante en rayos X es el llamado ensanchamiento natural, se debe al principio de incertidumbre de Heisenberg, en el cual es imposible medir con absoluta certeza la energía de la transición³. El perfil Gaussiano y el ensanchamiento natural convolucionados original el llamado perfil de Voigt que se utiliza para modelar las líneas de absorción en la banda suave de rayos X.

El perfil que utilizamos para ajustar el espectro, en el caso de las líneas de emisión es un perfil Gaussiano y existen dos posibilidades: sí la línea se ajusta en un espectro cuyo flujo de energía depende la longitud de onda se utiliza [**gauss**]:

$$A(\lambda) = A * \exp[-f((\lambda - \lambda_o)/F)^2], \quad (3.4)$$

donde A es la amplitud de la línea en [*fotones/cm²/s*], λ la longitud de onda donde se detecta la línea, λ_o la longitud de onda en reposo, donde se emite la línea, $f = 4 \log 2$ y F es el ancho a altura media (FWHM) asociado a sigma de la siguiente manera $F = \sqrt{8 \log 2} * \text{sigma}$.

Mientras que si en el espectro el flujo depende de la energía y además la línea está corrida al rojo z , se usa [**xszgauss**]:

$$A(E) = K(1/\sqrt{2\pi\sigma^2}) * \exp[-0.5 * ((E * (1 + z) - \text{LineE})/\sigma)^2]; \quad (3.5)$$

donde E es la energía en keV, LineE es la posición de la línea en keV, σ el ancho de la línea en keV, K la normalización en la línea en unidades de *fotones/cm²/s* y z el corrimiento al rojo.

En adelante nos referiremos al acrónimo con el que fue nombrado cada modelo: [**wabs**] para la absorción fría debida a la Vía Láctea, [**power law**] representa la ley de potencias, [**bbody**] es el cuerpo negro con temperatura kT y [**gauss**] y [**xszgauss**] las líneas de emisión y/o absorción.

Software Sherpa

²Y se refiere a que no todas las partículas del gas presentan la misma velocidad, sin embargo el promedio de las velocidades se puede caracterizar con una distribución de Maxwell-Boltzmann

³Principio de incertidumbre de Heisenberg: $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, donde E es la energía de la transición y t el tiempo de vida media de la transición.

El software que utilizamos para analizar los espectros de ambos telescopios (XMM-Newton y Chandra) fue *Sherpa* que es parte del software *CIAO* y está hecho especialmente para analizar espectros del observatorio espacial Chandra. La principal razón para usar *Sherpa* es que ofrece una amplia gama de opciones estadísticas para modelar y ajustar los modelos astrofísicos aquí propuestos⁴.

Entre los métodos posibles se encuentran: *Leverberg-Marquardt*, *montecarlo* y *powell*. De acuerdo a nuestro criterio el método *powell* es el más conveniente, debido a que es poderoso y utiliza un tiempo razonable en la reducción.

El método *powell* se basa en un algoritmo que busca un mínimo local de la función que modela el espectro. Esta función se valúa y revalúa con respecto a los datos creando una hipersuperficie N-dimensional de vectores. El método minimiza la función por medio de una búsqueda bidireccional en cada vector y cada nueva posición resulta una combinación lineal de los vectores iniciales y se convierte en un nuevo vector. El algoritmo itera un número de veces arbitraria hasta que se realiza un ajuste significativamente bueno. En particular, es útil para calcular mínimos en una función continua pero compleja y no necesita tomar derivadas o diferenciales.

Una vez que se tiene un ajuste aceptable, se calculan los errores del modelo. Para calcular estos errores se utilizó la tarea *projection* de *Sherpa* que estima los intervalos de confianza para los parámetros libres. Específicamente *projection* estima los intervalos de confianza límites para cada uno de los parámetros del modelo aplicado a los datos. *Projection* utiliza los métodos Levenberg-Marquardt [**L-M**] o *simplex* para estimar los intervalos de confianza, en este caso trabajamos con el método *Levenberg-Marquardt*. El método L-M encuentra el mínimo local calculando los mínimos cuadrados no lineales de las variables del modelo utilizando el algoritmo de Levenberg-Marquardt⁵. Este método es estadísticamente confiable, su desventaja es que es más lento que el método *simplex*.

⁴En la siguiente liga se pueden leer los diferentes métodos que *Sherpa* ofrece:

<http://cxc.harvard.edu/ciao3.4/ahelp/method.html>

⁵J.J. More, "The Levenberg Marquardt algorithm: implementation and theory", in Lecture Notes in Mathematics 630: Numerical Analysis, G.A. Watson (Ed.), Springer-Verlag: Berlin, 1978, pp.105-116.

3.2. Espectros de XMM-Newton

Se mencionó anteriormente que tenemos cuatro observaciones del observatorio XMM-Newton y cada una cuenta con un espectro de moderada (*EPIC-pn*) y alta resolución (*RGS1* y *RGS2*). Realizamos un análisis individual por observación, con el fin de encontrar la evolución temporal de cada uno de los parámetros de las componentes espectrales en rayos X de NGC 3516. Este análisis se hizo de manera simultánea con los espectros de los detectores *EPIC-pn* y *RGS*. Además los detectores cubren distintas bandas de rayos X: EPIC-pn contiene la banda de energía de 0.3 a 10 keV, mientras que RGS solamente cubre la banda suave de rayos X.

Las siguientes dos secciones describen las componentes identificadas en cada una de las bandas y la tercer sección se presenta el modelo que contiene todas las componetes desde 0.3 a 10 keV.

3.2.1. Análisis de altas energías 2.5-10 keV

Nuestra estrategia fue modelar primero la parte de altas energías con una ley de potencias y las líneas de emisión y absorción debidas a las transiciones Fe-K α (emisión tipo hidrogenoide⁶), FeXXV ó Hierro 24 veces ionizado (heliogenoide) y FeXXVI ó que Hierro 25 veces ionizado (hidrogenoide), FeXXV y FeXXVI son líneas de absorción.

Para estar completamente seguros de que la emisión del *exceso suave* no afecte la parte de altas energías y se ajuste la mejor ley de potencias estadísticamente posible, cortamos el espectro y consideramos la parte de altas energías de 2.5 a 10 keV, una sección de la banda de rayos X duros, y la parte suave de rayos X se considera de 0.3 a 2.5 keV, en este trabajo en particular.

Absorción Neutra

La primer componente utilizada es la absorción neutra debida a la Vía Láctea [**xs-wabs**] en la dirección de NGC 3516. Para conocer la densidad columnar equivalente en la dirección de NGC 3516, el observatorio de rayos X Chandra tiene una herramienta

⁶Como se explicó anteriormente las transiciones Fe-K α son el conjunto de las emisiones debidas a electrones que llegan a la capa K del Fe, lo que implica que el Fe se encuentra completamente ionizado y su capa más interna (K) está vacía, por lo tanto son transiciones tipo hidrogenoide.

llamada *Colden*⁷ (*Galactic neutral Hydrogen density calculator*: calculadora de la densidad equivalente de Hidrógeno). *Colden* calcula la densidad equivalente de Hidrógeno basándose en dos mapeos de la Vía Láctea de HI (Hidrógeno neutro): Bell (Dickey & Lockman, 1990) y NRAO (Stark et al., 1992). Las coordenadas de NGC 3516 fueron incluidas en *Colden* y el valor calculado resultó $N_H = 3.23 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ en la dirección de NGC 3516.

Esta absorción neutra [**xswabs**] se toma en cuenta en todos los modelos presentados de aquí en adelante.

Ley de potencias

Cómo se explicó en el capítulo §1, la principal componente espectral de la emisión del continuo es la ley de potencias en galaxias con *AGN*. El espectro de rayos X de NGC 3516 se modeló con una ley de potencias [**xszpowerlw**] modificada por el corrimiento al rojo de la galaxia ($z = 0.008836$). En la banda de 2.5 a 10 keV encontramos un ajuste estadísticamente aceptable en las observaciones **1x** y **8x**, sin embargo en las otras dos observaciones **2x** y **5x** el ajuste es peor estadísticamente hablando.

La convención en los modelos estadísticos es que $\chi_{RED}^2 \sim 1$ es un ajuste aceptable, χ_{RED}^2 se define como $\chi_{RED}^2 = \chi^2/dof$, χ^2 está dada por $\chi^2 = \sum (x_{obs} - x_{teo})^2/\sigma^2$ donde x_{obs} representa el valor observado (en este caso las cuentas por unidad de tiempo), x_{teo} el valor estimado por el modelo (o el valor teórico) y la varianza σ^2 que es una medida de dispersión definida como la el cuadrado de la desviación de cada variable respecto a su media. *dof* es el número de grados de libertad del modelo. Si $\chi_{RED} \ll 1$ significa que el modelo no toma en cuenta todos los errores producidos por el detector y de la medición en general, ó incluso, el modelo puede estar sobreparametrizado. En el caso de $\chi_{RED} \gg 1$ se considera un ajuste pobre estadísticamente hablando.

La Tabla 3.1 contiene los parámetros definidos por el ajuste en cada observación y la figura 3.1 muestra el espectro (color negro) y sobrepuesto está el modelo (color verde).

En la banda dura de rayos X domina la ley de potencias, cuya normalización e índice espectral Γ varían entre observaciones. De un valor inicial del índice espectral $\Gamma = 1.637 \pm 0.009$ en la observación **1x**, se llega a un valor mínimo en la observación **5x**

⁷Se puede consultar en la siguiente liga <http://cxc.harvard.edu/toolkit/colden.jsp>

Tabla 3.1: Parámetros encontrados en el modelo con ley de potencias en el intervalo de 2.5 a 10 keV de las observaciones de XMM-Newton (*EPIC-pn*).

Obs	Ley de potencias		Estadística
	Γ	K_{pl}^a	χ_{RED}/dof
1x	1.637 ± 0.009	1.212 ± 0.015	0.94/1373
2x	1.575 ± 0.007	0.968 ± 0.012	1.41/1420
5x	1.453 ± 0.008	0.653 ± 0.008	1.52/1366
8x	1.539 ± 0.009	0.948 ± 0.012	0.99/1492

parámetro de normalización de [**powerlw**] en unidades de 10^{-2} *fotones/keV/cm²/s* en 1 keV.

de $\Gamma = 1.575 \pm 0.007$. Una situación similar ocurre con el parámetro de normalización K_{pl} , de un valor inicial de $K_{pl} = 1.212 \pm 0.015^6$ llega al valor mínimo en **5x** con $K_{pl} = 0.653 \pm 0.008^6$. Al ser la primer componente de NGC 3516 en rayos X de nuestro modelo es difícil hacer alguna conclusión, pero en principio llama la atención la variación tan significativa en los parámetros de la [**xszpowerlw**], sobre todo los extremos de la observación inicial **1x** a la tercera **5x**. Es importante hacer notar también que al final los parámetros de la [**xszpowerlw**] tienden a regresar al valor inicial como se puede revisar en la tabla 3.1.

Como se puede observar en la figura 3.1, en los residuos de la ley de potencias (es decir, la diferencia entre el modelo y el espectro) se puede ver claramente la línea de emisión de Fe neutro $K\alpha$, reportada previamente por Turner et al. (2008) y Mehdipour et al. (2010).

Línea de emisión de Fe neutro $K\alpha$

La componente que ajusta esta línea es una gaussiana corrida al rojo [**xszgauss**]. En este caso dejamos fijo el corrimiento al rojo ($z = 0.008836$) de NGC 3516. Los parámetros de [**xszgauss**] son la posición de la línea en unidades de keV, el ancho de la línea σ en keV y su normalización en *fotones/cm²/s* en la línea de emisión. La figura 3.2 contiene los espectros de la cámara *EPIC-pn* en la parte de altas energías del espectro y superpuesto a cada espectro está el modelo con ley de potencias y la línea de Fe- $K\alpha$ (en color verde).

⁶en unidades de 10^{-2} *fotones/keV/cm²/s* en 1 keV

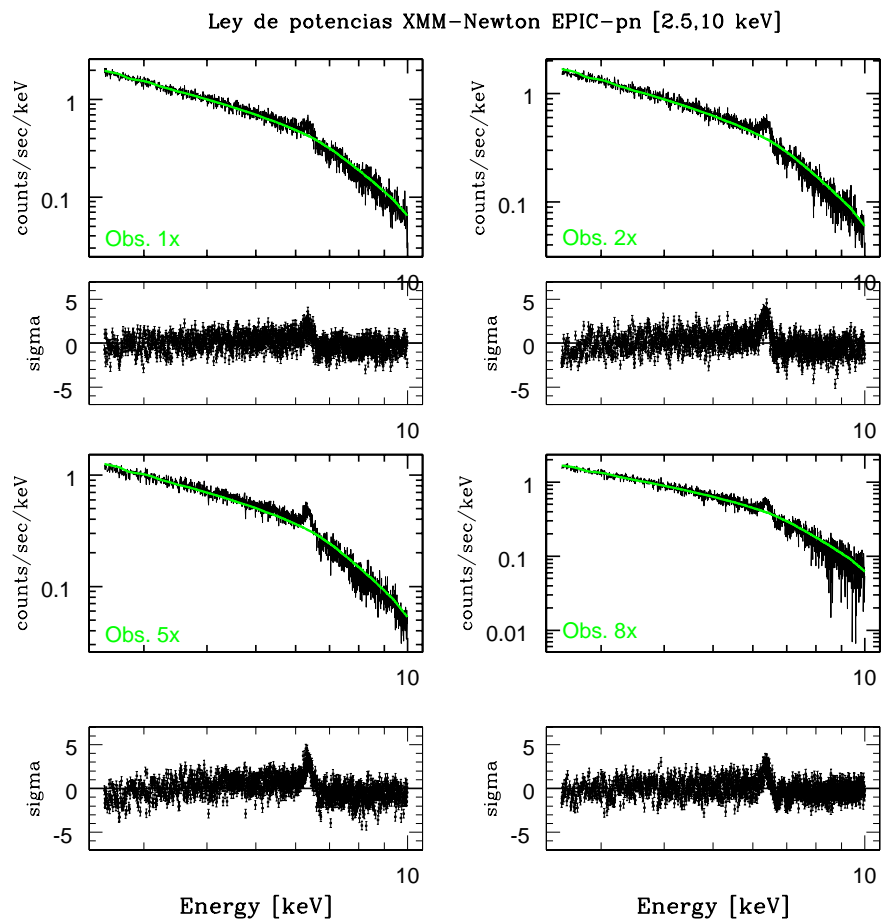


Figura 3.1: Ley de potencias en la parte de altas energías de los espectros de *EPIC-pn* de XMM-Newton.

En la tabla 3.2 se encuentran los parámetros finales del mejor ajuste junto con los resultados estadísticos. En cada componente añadida, a partir de la línea de emisión de Fe-K α , se hace una prueba tipo F-test entre modelos que depende de la varianza σ^2 y los grados de libertad, el fin es no sobreparametrizar el modelo aplicado al espectro. El criterio que utilizamos en este estudio es del 99% de confianza de que el modelo con una componente extra es mejor que el modelo anterior.

En este modelo la ley de potencias tiene un comportamiento idéntico a cuando la línea de emisión no estaba presente. La línea de emisión de Fe neutro K α en cambio presenta un comportamiento diferente (ver tabla 3.2): la posición de la línea no varía significativamente entre todas las observaciones de XMM-Newton, el mayor cambio se da en la observación **8x** por una diferencia $< 2\sigma_{est}$ ⁸ el cual no es significativo. Lo mismo sucede con el ancho de la línea dado por σ , la máxima diferencia está dada por un valor $< 2\sigma_{est}$ entre la observación **8x** y el resto por lo cual tampoco es significativa. En la normalización de la línea se observa un comportamiento distinto: la primer y última observación (**1x** y **8x**) presentan el mismo valor ($K = 5.89 \pm 0.84$ ⁷ reportando el máximo error) mientras que las observaciones **2x** y **3x** de igual forma presentan casi el mismo valor ($K \sim 7.3$ ⁷).

En los residuos del modelo con ley de potencias + la línea de emisión de Fe-K α se pueden detectar un par de absorciones. Turner et al. (2008) ya las había reportado como las transiciones de FeXXV y Fe XXVI. El siguiente modelo contiene ambas transiciones de absorción.

Líneas de absorción de FeXXV y Fe XXVI

Como ya habían mencionado Turner et al. (2005, 2008), en el espectro de NGC 3516 existen dos absorciones prominentes de FeXXV y Fe XXVI en aproximadamente ~ 6.7 y ~ 7 keV, ambas transiciones se pueden observar en la figura 3.3. Incluso en los residuos del modelo de la ley de potencias + la línea de emisión de Fe-K α , aquí propuesto, también se detectaron. Para caracterizar ambas componentes utilizamos la función [**xszgauss**] con una normalización negativa. La posición de cada línea de absorción en unidades de [keV], su ancho σ en [keV] y la normalización en unidades de

⁸ σ_{est} se refiere al error máximo encontrado en cada medición.

⁷en unidades de 10^{-5} fotones/cm²/s en el centroide de la línea de emisión

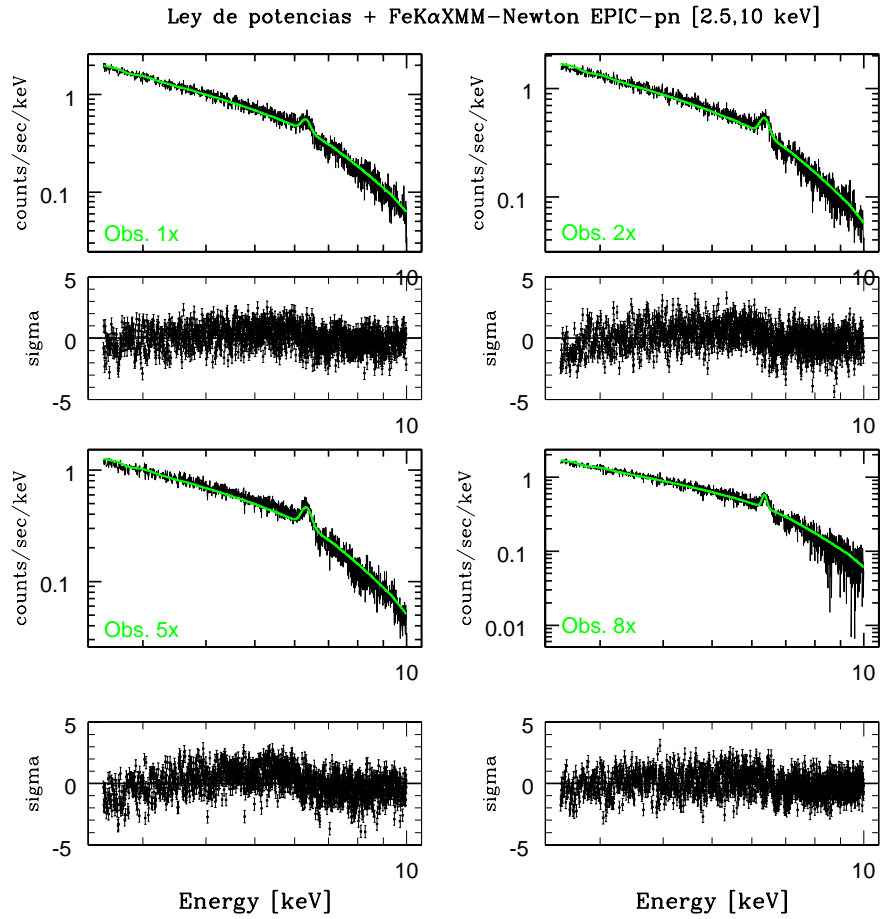


Figura 3.2: Ley de potencias + Línea de FeK α aplicada a la parte de altas energías de los espectros de EPIC-pn

Tabla 3.2: Modelo de ley de potencias + FeK α aplicado a los espectros *EPIC-pn* de las cuatro observaciones de XMM-Newton [2.5,10 keV].

Obs	Ley de potencias		FeK- α	Estadística
	Γ	pl_{Norm}^1	Pos[keV] Sigma[keV] bb_{Norm}^2	χ_{RED}^2/dof [2.5,10 keV]
1x	$1.64 \pm < 0.02$	1.22 ± 0.02	6.38 ± 0.02 $0.13^{+0.05}_{-0.03}$ $5.89^{+0.64}_{-0.84}$	0.82/1370 99.26 %
2x	$1.59 \pm < 0.02$	0.99 ± 0.02	$6.39 \pm < 0.02$ $0.12 \pm < 0.02$ $7.37^{+0.43}_{-0.45}$	1.12/1417 99.99 %
5x	$1.45 \pm < 0.02$	$0.65 \pm < 0.02$	$6.38 \pm < 0.02$ 0.13 ± 0.02 $7.29^{+0.44}_{-0.45}$	1.21/1363 99.99 %
8x	$1.54 \pm < 0.02$	$0.95 \pm < 0.02$	$6.413 \pm < 0.022$ $0.09 \pm < 0.02$ $5.89^{+0.48}_{-0.47}$	0.85/1489 99.81 %

¹ en unidades de 10^{-2} fotones/keV/cm²/s en 1 keV.

² en 10^{-5} fotones/cm²/s en el centroide de la línea de emisión.

10^{-5} fotones/cm²/s en el centroide de la línea quedaron libre para variar al momento del ajuste.

De la misma forma que cuando aumentamos la línea de emisión de Fe neutro K α , al añadir cada componente de absorción se realizó una prueba F-test anidada donde sólo se toma en cuenta la diferencia de grados de libertad y la diferencia entre la varianza entre el modelo sin y con cada línea de absorción. Resultó que hay mas del 99.99 % de confiabilidad para afirmar que estas líneas de absorción son significativas estadísticamente hablando. La figura 3.3 muestra el ajuste con las dos líneas de absorción de las transiciones FeXXV y Fe XXVI sumadas a la ley de potencias y la emisión de Fe-K α . La tabla 3.3 presenta los parámetros estimados de las líneas de absorción FeXXV y FeXXVI del mejor resultado estadístico del ajuste.

Como se puede revisar en la tabla 3.3 la máxima variación del centroide de la absorción de FeXXV se encuentra entre las observaciones **2x** a **8x** de 6.703 ± 0.019 keV a 6.78 ± 0.02 keV respectivamente, lo que implica una diferencia de casi $3\sigma_{est}$. La resolución espectral de la cámara *EPIC-pn* varía de 100 a 150 eV en el intervalo

Tabla 3.3: Ajuste en la banda de rayos X duros de 2.5 a 10 keV

Obs	Ley de potencias		FeK- α	FeXXV	FeXXVI	Estadística χ^2_{RED}/dof [2.5,10 keV]
	Γ	$Norm^1$	Pos[keV] Sigma[keV] $Norm^2$	Pos[keV] Sigma[keV] $Norm^2$	Pos[keV] Sigma[keV] $Norm^2$	
1x	$1.64 \pm < 0.02$	1.22 ± 0.02	$6.38^{+0.03}_{-0.02}$	6.73 ± 0.03	7.04 ± 0.02	0.79/1364
			$0.13^{+0.05}_{-0.03}$	0.04 ± 0.04	0.05 ± 0.04	
			$5.89^{+0.64}_{-0.84}$	$-1.42^{+0.31}_{-0.30}$	-1.58 ± 0.03	
2x	$1.59 \pm < 0.02$	$0.99 \pm < 0.02$	$6.39 \pm < 0.02$	6.703 ± 0.019	7.05 ± 0.02	1.08/1411
			$0.12 \pm < 0.02$	0.03 ± 0.04	0.05 ± 0.04	
			$7.37^{+0.43}_{-0.45}$	-1.15 ± 0.23	-1.38 ± 0.23	
5x	$1.45 \pm < 0.02$	$0.65 \pm < 0.02$	$6.38 \pm < 0.02$	6.75 ± 0.02	7.08 ± 0.02	1.17/1357
			0.13 ± 0.02	0.02 ± 0.04	0.03 ± 0.03	
			$7.29^{+0.44}_{-0.45}$	-1.06 ± 0.21	-1.16 ± 0.22	
8x	$1.54 \pm < 0.02$	$0.95 \pm < 0.02$	$6.41 \pm < 0.02$	6.78 ± 0.02	$7.109^{+0.028}_{-0.015}$	0.79/1483
			$0.09 \pm < 0.02$	0.04 ± 0.03	0.05 ± 0.03	
			$5.89^{+0.48}_{-0.47}$	-1.84 ± 0.31	-1.86 ± 0.32	

¹ en unidades de 10^{-2} fotones/keV/cm²/s en 1 keV.

² en 10^{-5} fotones/cm²/s en el centroide dela línea de emisión.

de 5 a 10 keV⁹, de tal forma que el cambio en el centroide de la línea de absorción ($\Delta E = 77$ eV) es menor que la resolución espectral del instrumento. El ancho σ de la absorción FeXXV no presenta cambios significativos, de hecho el error en la medición es del mismo orden de magnitud que la misma, mientras que su normalización tampoco presenta variaciones significativas. Por otra parte, la absorción de FeXXVI presenta el mayor cambio entre las observaciones **1x** y **8x** (de 7.04 ± 0.02 keV a $7.109^{+0.028}_{-0.015}$ keV) con una diferencia de $2\sigma_{est}$ por lo tanto no resulta un cambio significativo, además de que la diferencia ($\Delta E = 69$ eV) es menor que la resolución espectral de EPIC-pn. El ancho de la línea de absorción FeXXVI σ dentro de los errores característicos no cambia y finalmente la normalización varía (en su máximo y mínimo valor) de -1.16 ± 0.22^7 a -1.86 ± 0.32^7 entre las observaciones **5x** a **8x** respectivamente que representa una diferencia de $2\sigma_{est}$, por lo cual no es un cambio significativo.

⁹Se puede verificar en la siguiente liga ftp://ftp.xray.mpe.mpg.de/xmm/doc/xmm_uhb1-1.pdf

⁷en unidades de 10^{-5} fotones/cm²/s en el centroide de la línea de emisión.

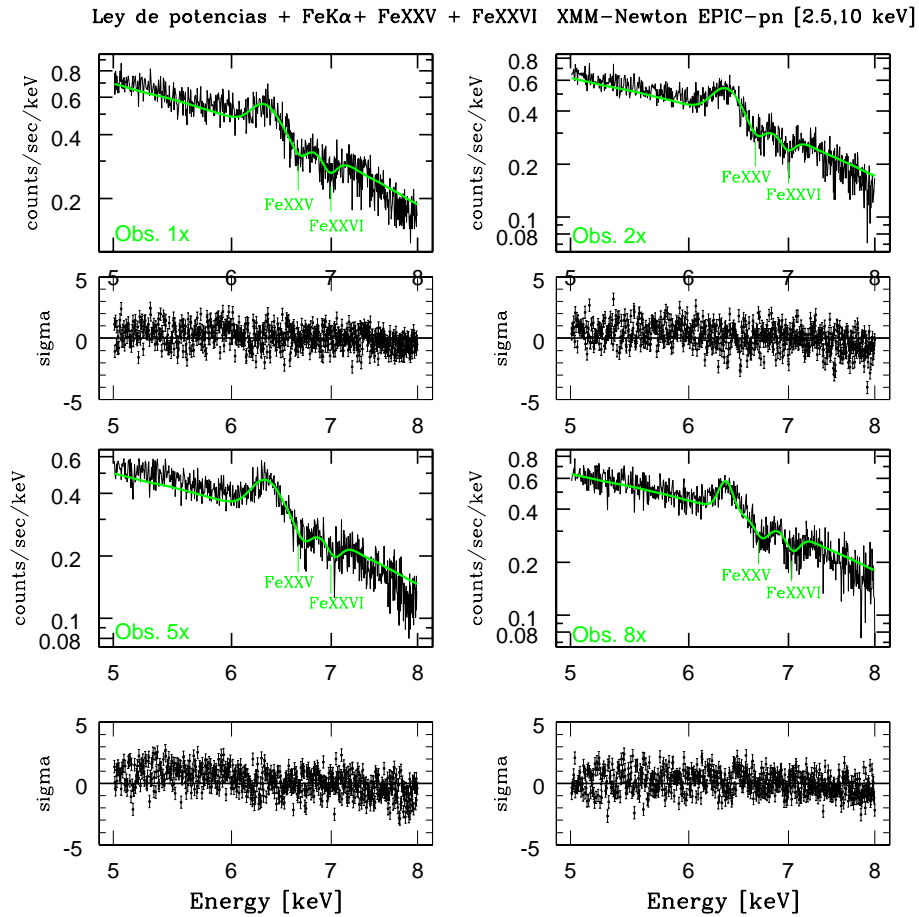


Figura 3.3: Ley de potencias + Línea de FeK α aplicada a la parte de altas energías de los espectros de *EPIC-pn*

3.2.2. Análisis en la parte suave del espectro de rayos X de 0.3 a 2.5 keV

La parte de bajas energías ó banda suave del espectro de rayos X se considera desde 0.1 a 2 keV, en este trabajo utilizamos el intervalo de 0.3 a 2.5 keV: el límite inferior se eligió por ser el límite de menor energía que cubre la cámara *EPIC-pn* y el límite superior se impuso debido a que el llamado *exceso suave* puede abarcar un intervalo de energía mayor a 2 keV, simplemente es para tener la certeza de que este *exceso suave* quede completamente contenido en el intervalo de bajas energías. Esta banda suave, en el caso de algunos *AGN*, contiene un número de componentes espectrales significativo. NGC 3516, además de presentar la emisión del continuo como una continuación de ley de potencias de la parte dura de rayos X tiene una forma prominente de un exceso ubicado entre aproximadamente 1 y 2 keV, el llamado *exceso suave*, cuyo origen astrofísico es un problema aún sin solución¹⁰. Al modelar el *exceso suave* con un cuerpo negro en la mayoría de los casos resulta un ajuste estadísticamente aceptable, se puede ajustar también con una ley de potencias e incluso emisión Bremsstrahlung¹¹ (Piconcelli et al., 2004, 2005). En esta tesis ajustamos el *exceso suave* como un cuerpo negro solamente para representar el continuo de una manera fenomenológica y en ningún momento suponemos algo sobre su origen astrofísico.

Además de la emisión del continuo, la parte suave de NGC 3516 presenta una serie de líneas de absorción (alrededor de 40) que surgen a partir de medios ionizados que cruzan la línea de visión. A diferencia de los absorbedores neutros, este medio es caliente ($\sim 10^5$ K) y los elementos que las producen se encuentran con un alto grado de ionización. Estas líneas de absorción se encuentran corridas al azul, lo que implica que el medio que las produce se encuentra en un flujo saliente. Como se mencionó en el capítulo §1, estos medios absorbedores ionizados se les conoce como absorbedores tibios (Reynolds & Begelman, 1997).

Finalmente, otra de las componentes que se pueden observar en el espectro de rayos X suaves de NGC 3516 es una serie (alrededor de 10) de líneas de emisión de elementos

¹⁰Por sus características se sabe que no puede ser emisión térmica esencialmente por dos razones: una que representa una temperatura mucho mayor que la posible emitida desde un disco de acrecimiento y dos, tanto cuasáres como galaxias Seyfert tendrían temperaturas similares lo cual se sabe que no puede ser cierto (capítulo §1).

¹¹La emisión Bremsstrahlung surge a partir de interacción de electrones libres en medios ionizados, es decir electrones que no están ligados a un átomo, se le conoce también como emisión libre-libre.

también ionizados, por lo general estas líneas de emisión no están corridas al azul, sin embargo en algunos casos se encuentran más bien corridas al rojo, de tal forma que este corrimiento puede coincidir con el corrimiento de la galaxia misma.

Exceso Suave

Al extrapolar la ley de potencias de la parte de altas energías a la parte suave del espectro, se puede percibir que el ajuste no es aceptable estadísticamente, aún cuando el índice Γ y la normalización de la ley de potencias queden libres. En la Figura 3.4 se ve claramente lo que se desvía el ajuste de los datos, tanto en los resultados estadísticos (el mejor fue de $\chi_{RED}/dof = 73/1935$) como en los residuos, por lo que es necesario añadir al menos una componente más a la emisión del continuo.

En este punto comenzamos a hacer el análisis de baja y alta resolución espectral simultáneamente, es importante hacer el ajuste simultáneo debido a que la ley de potencias está es común en las bandas suave y fuerte del espectro de rayos X.

El modelo de la ley de potencias utilizado en *EPIC-pn* [0.3,10 keV] fue ajustado en el espectro de *RGS* [8,38 Å:0.33,1.55 keV]. A partir de aquí el modelo es el mismo en los dos detectores *EPIC-pn* y *RGS*. La ley de potencias se ajusta con el índice espectral Γ libre en la parte de altas energías, que es donde más peso estadístico tiene, mientras que en *RGS* Γ se liga con la banda de altas energías (de *EPIC-pn*). Las normalizaciones de la ley de potencias en cada detector quedan libres, esto es porque las mediciones son independientes en cada instrumento y por lo tanto se espera que las normalizaciones no sean exactamente iguales.

La siguiente componente añadida fue el *exceso suave*. Utilizamos una función que representa un cuerpo negro [**xszbbbody**] cuyos parámetros son la temperatura en keV (kT: donde k es la constante de Boltzmann en [keV/K]), su normalización y el corrimiento al rojo z de NGC 3516. El z de NGC 3516 fijó a $z=0.008836$, mientras que la temperatura y la normalización varían. Como se puede observar en la tabla 3.4 se obtuvo en el ajuste que la temperatura del cuerpo negro es prácticamente constante ($kT \simeq 0.1$), no presenta cambios significativos entre observaciones, razón por la cual ligaremos este parámetro en todas las observaciones. Con respecto a la normalización de [**xszbbbody**] en unidades de $10^{-4} L_{39}/D_{10}^2$ (donde L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de 10^{39} ergs/sec y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de 10 kpc) es importante notar que existe una variación significativa en las dos últimas observa-

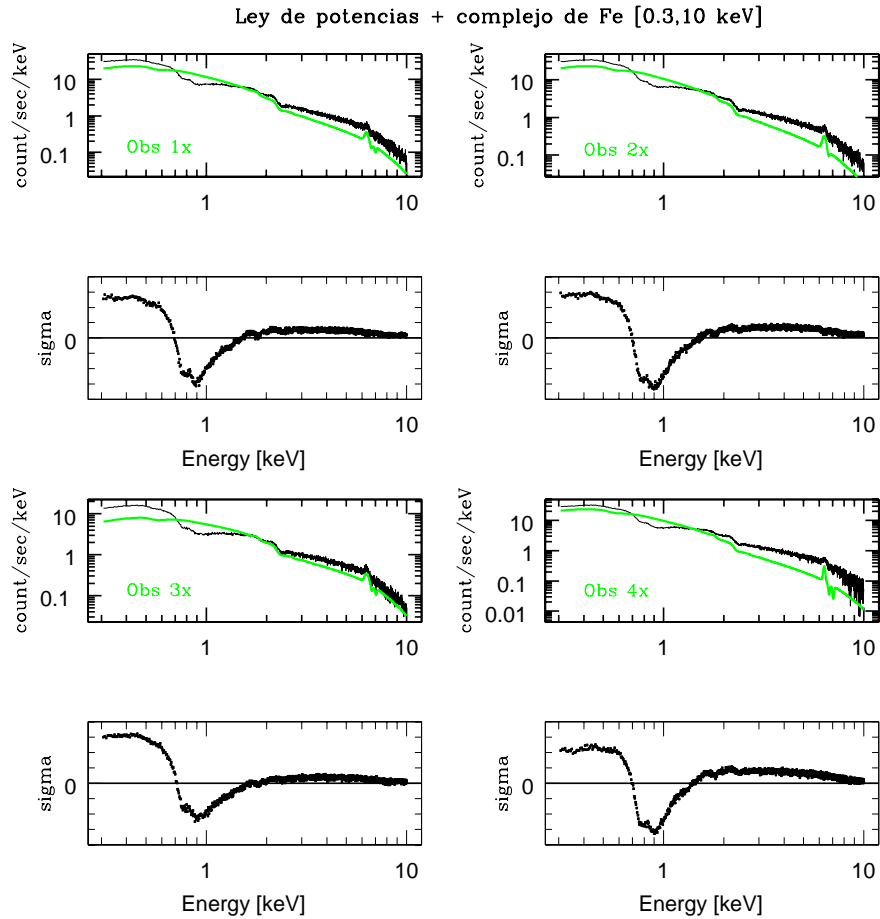


Figura 3.4: Ley de potencias + complejo Fe $K\alpha$ extrapolado al espectro de 0.3 a 10 keV de *EPIC-pn*. En la parte de abajo de cada espectro se grafican los residuos del modelo, existe una componente de emisión en energías $\lesssim 1$ keV, éste es el conocido *exceso suave*.

Tabla 3.4: Ajuste desde 0.3 a 10 keV [Ley de potencias + complejo de Fe + cuerpo negro]

Obs	Ley de potencias	cuerpo negro [bb]	Estadística
	Γ $Norm^1$	kT [keV] $Norm^3$	χ_{RED}/dof [0.3,10 keV]
1x	$1.309 \pm < 0.022$	$0.08 \pm < 0.02$	4.49/4534
	$0.78 \pm < 0.02$	5.92 ± 0.05	
2x	$1.304 \pm < 0.022$	$0.09 \pm < 0.02$	5.23/4581
	$0.66 \pm < 0.02$	5.85 ± 0.04	
5x	$1.05 \pm < 0.02$	$0.09 \pm < 0.02$	4.23/4527
	$0.36 \pm < 0.02$	2.99 ± 0.03	
8x	$1.209 \pm < 0.022$	$0.09 \pm < 0.02$	5.18/4655
	$0.614 \pm < 0.022$	6.38 ± 0.04	

¹en unidades de 10^{-2} *fotones/keV/cm²/s* en 1 keV.

³ en unidades de $10^{-4} L_{39}/D_{10}^2$, donde L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de 10^{39} *ergs/sec* y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de $10kpc$.

ciones: como se puede leer en la tabla 3.4, el cambio entre las observaciones **1x** y **2x** no es significativo ya que existe una diferencia menor que $2\sigma_{est}$, en la observación **5x** el valor decae en un factor de 2, es decir decae hasta casi la mitad del valor inicial¹², mientras que el valor de la normalización aumenta en la última observación (**8x**) en un factor de 2¹³. Las variaciones tienen un comportamiento similar a las variaciones en la normalización de la ley de potencias.

Como se puede observar en la figura 3.5, que presenta el ajuste con Ley de potencias + complejo de Fe + cuerpo negro, el modelo es pésimo ya que no coincide con los espectros en las diferentes observaciones y se puede revisar en la tabla 3.4 que es un modelo pobre estadísticamente hablando. Justo en los residuos se pueden observar claramente señales de absorción ionizada, como ya había sido reportado por Mathur et al. (1997), Netzer et al. (2002); Turner et al. (2005); Markowitz et al. (2008); Mehdipour et al. (2010), entre otros. NGC 3516 presenta claras señales de absorbedores tibios.

¹²Una diferencia equivalente a casi $57\sigma_{est}$

¹³En este caso la diferencia equivalente es de $68\sigma_{est}$

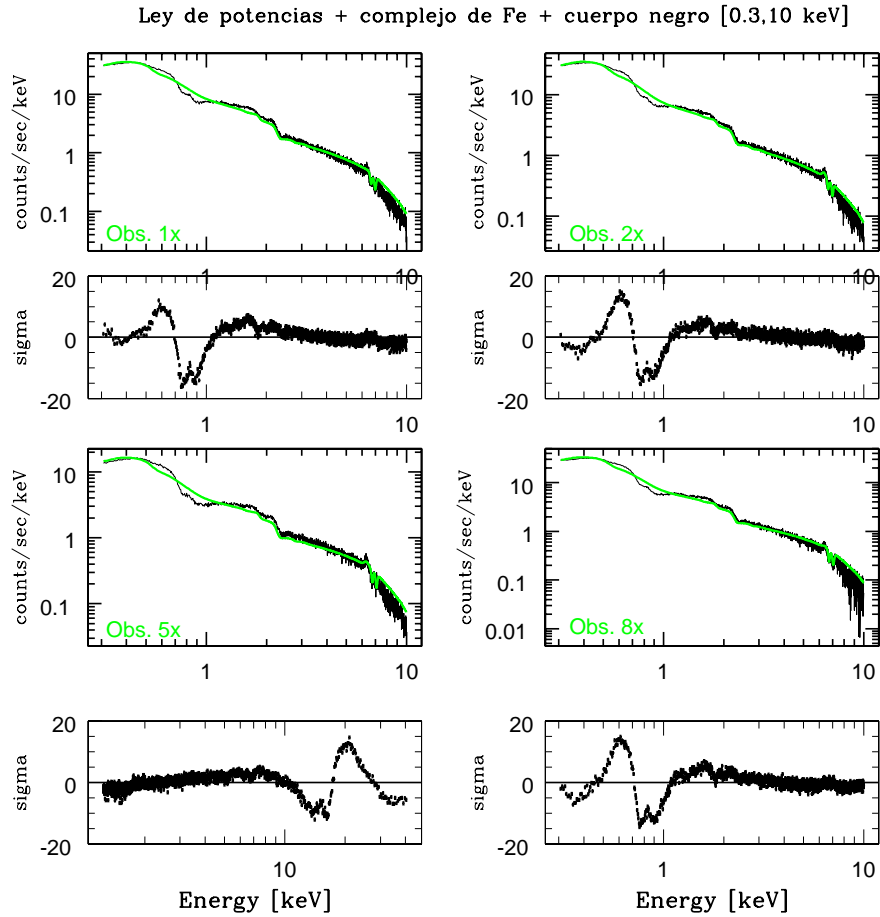


Figura 3.5: Ley de potencias + complejo de Fe + cuerpo negro aplicados al espectro de 0.3 a 10 keV de *EPIC-pn*. Se puede observar en los residuos el patrón característico de absorción ionizada en la banda suave del espectro.

3.2.3. Absorbedores tibios en la parte suave de rayos X

Debido a la inconsistencia de los modelos encontrados en la literatura para NGC 3516 con respecto a la absorción tibia¹⁴ decidimos aumentar los absorbedores ionizados fase por fase, es decir un absorbedor ionizado a la vez, de tal forma que tengamos la absoluta certeza de que existen y están produciendo las líneas de absorción en la parte suave del espectro de rayos X de NGC 3516.

Para ajustar el medio ionizado que atraviesa la emisión de la fuente central de NGC 3516, utilizamos el código PHASE (Krongold et al., 2003). PHASE se basa en el código de fotoionización CLOUDY desarrollado por Ferland (1991), el cual fue diseñado para simular líneas de emisión y absorción de medios de alta densidad. CLOUDY predice la temperatura, el grado de ionización y la estructura química de la nube a partir de la serie de líneas de emisión y absorción que produce. El código CLOUDY resuelve simultáneamente las ecuaciones de equilibrio de ionización y de recombinación en un medio ionizado.

El código PHASE (Krongold et al., 2003) se basa también en la base de datos de emisión de plasmas astrofísicos *APED* (acrónimo de *Astrophysical plasma emission database*) version 1.3.0 (Smith et al., 2001), el cual contiene miles de transiciones de los elementos más abundantes en estados de alta ionización, las cuales se detectan en ultravioleta y rayos X. De hecho, PHASE se desarrolló especialmente para modelar características de absorción ionizada en estas bandas de energía. El código PHASE simula la absorción ionizada a partir de una búsqueda de las líneas de absorción del espectro de la galaxia basándose en la lista de *APED*.

Las líneas de absorción utilizando el código PHASE se modelan con el llamado perfil de Voigt, el cual es una convolución entre un perfil Gaussiano¹⁵ y un perfil Lorentziano¹⁶.

El código itera los parámetros libres hasta llegar a un ajuste estadísticamente aceptable. Los parámetros que varían son:

1. El parámetro de ionización U definido como: $U = \frac{Q}{4\pi R^2 n_H c}$ donde Q es la tasa de fotones ionizantes que provienen de la fuente central, R la distancia entre la fuente

¹⁴En los estudios más recientes reportan 2 (Markowitz et al., 2008), 3 (Mehdipour et al., 2010) y 4 fases absorbedoras (Turner et al., 2008).

¹⁵Perfil de Gauss: representa una línea ensanchada debido al corrimiento al rojo o al azul de partículas moviéndose en el gas, es decir describe los movimientos macroscópicos del sistema

¹⁶Perfil de Lorentz: representa el ensanchamiento natural de la línea debido al principio de incertidumbre de Heisenberg

central y el medio absorbedor, n_H la densidad numérica del medio y c la velocidad de la luz. La interpretación física del parámetro U es la razón entre el flujo de fotones y el flujo de partículas en el medio, por lo tanto es un parámetro que puede variar en el tiempo.

2. la densidad columnar de Hidrógeno equivalente N_H del absorbedor tibio, que representa la densidad columnar debida a varias especies resumida en átomos de Hidrógeno.

3. el corrimiento al azul de las líneas de absorción que produce el o los medios ionizados. A partir de este corrimiento se calcula la velocidad de flujo saliente del medio ionizado v_{out} y finalmente:

4. la velocidad de turbulencia v_{turb} del medio que representa el ancho σ determinado en las líneas de absorción. La v_{turb} es la velocidad interna macroscópica de cada uno de los absorbedores ionizados, ésta representa la velocidad promedio de las partículas del gas. El código PHASE calcula, utilizando el ancho σ las líneas de absorción, la velocidad de turbulencia a partir del $FWHM$ (el ancho a altura media) calculado del ancho σ de las líneas de absorción¹⁷.

Para modelar los absorbedores ionizados con PHASE es necesario introducir la distribución espectral de energía (SED) de NGC 3516 que representa la emisión intrínseca de la fuente central. La SED se define como el flujo de energía [$F_{h\nu}$] intrínseco de la fuente en función de la longitud de onda y, a través de la conversión adecuada, se transforma en el flujo de energía como función de la frecuencia y/o energía.

El modelo astrofísico, aquí analizado, propone una fuente de emisión que atraviesa uno ó algunos medios ya sean neutros o ionizados y produce el flujo de energía observado en rayos X. El flujo de energía observado es la luz que ya atravesó la galaxia NGC 3516, el medio intergaláctico, la Vía Láctea y finalmente ha llegado al sistema Solar, la luz viajó una distancia de alrededor de 38 ± 2.7 Mpc (reportado en NED¹⁸ suponiendo un valor de la constante de Hubble $H_0 = 73 km/sec/Mpc$, la distancia en la que se localiza NGC 3516. El espectro observado en rayos X (# de cuentas por segundo vs energía [keV] o en longitud de onda en [Å]) contiene entonces las características de la fuente de emisión (matemáticamente la representa la ley de potencias y el exceso suave corregidos por efectos de obscurecimiento) y de los medios que atraviesa impresos, es decir, decenas de transiciones en líneas de absorción y emisión. Si nuestro objetivo es determinar las

¹⁷A partir de la relación $FWHM = 2.35\sigma$

¹⁸NED: <http://ned.ipac.caltech.edu/>

condiciones físicas de los medios cercanos a la fuente central, es necesario imponer una *SED* como condición inicial en diferentes frecuencias. En particular a partir del umbral de ionización del átomo de Hidrógeno en 13.6 eV, porque desde esta frecuencia hacia más altas energías se dan las condiciones para la existencia de medios ionizados.

La *SED* es por lo tanto uno de los ingredientes fundamentales del modelo, representa la radiación intrínseca de la fuente, tomando en cuenta los medios absorbedores cercanos y/ó el obscurecimiento por algunas nubes ya sean neutras ó ionizadas. La emisión de la fuente (representada por la *SED*) está directamente relacionada con el parámetro de ionización U de la nube, debido a que resulta ser la fuente la que aporta el flujo de fotones al medio ionizado, por lo tanto es el ionizador de las nubes. Se espera que al cambiar el flujo de energía en el tiempo el estado de ionización de la nube reaccione por balance de energía.

En la base de datos extergaláctica de la NASA (*NED*) se puede encontrar la *SED* estimada de NGC 3516 en diferentes longitudes de onda, desde radio hasta rayos X. De esta base, *NED*, tomamos los datos desde radio hasta UV para constituir la *SED* de NGC 3516. La *SED* en rayos X desde 0.3 a 10 keV fue obtenida haciendo un proceso iterativo con el código PHASE, partiendo de la distribución espectral de la galaxia Seyfert NGC 5548 de características similites a NGC 3516 (reportada por Andrade-Velázquez et al. (2010)), se realizó un ajuste preliminar en el espectro promedio de **1x**, **2x** y **8x**¹⁹ hasta obtener el mejor modelo estadísticamente hablando. Se introdujo un modelo con tres fases absorbedoras ionizadas y la absorción neutra que produce la Vía Láctea. Por construcción, el continuo modelado representa la emisión intrínseca de la fuente y por lo tanto es la *SED* en rayos X en el intervalo de 0.3 a 10 keV.

La Figura 3.6 presenta la distribución espectral de energía de NGC 3516.

Fases absorbedoras modeladas en NGC 3516

A continuación se detallan los modelos que incluyen una ó más fases ionizadas.

Modelo *A*: como punto inicial introducimos una primer fase absorbedora en cada observación de XMM-Newton. Los parámetros libres son el parámetro de ionización U , la densidad columnar de Hidrógeno equivalente N_H , el corrimiento al azul (v_{out}) y la

¹⁹No se tomó en cuenta la observación **3x** debido a que es visualmente diferente del resto de las observaciones, tanto en número de cuentas en promedio como en la forma de algunas componentes del modelo

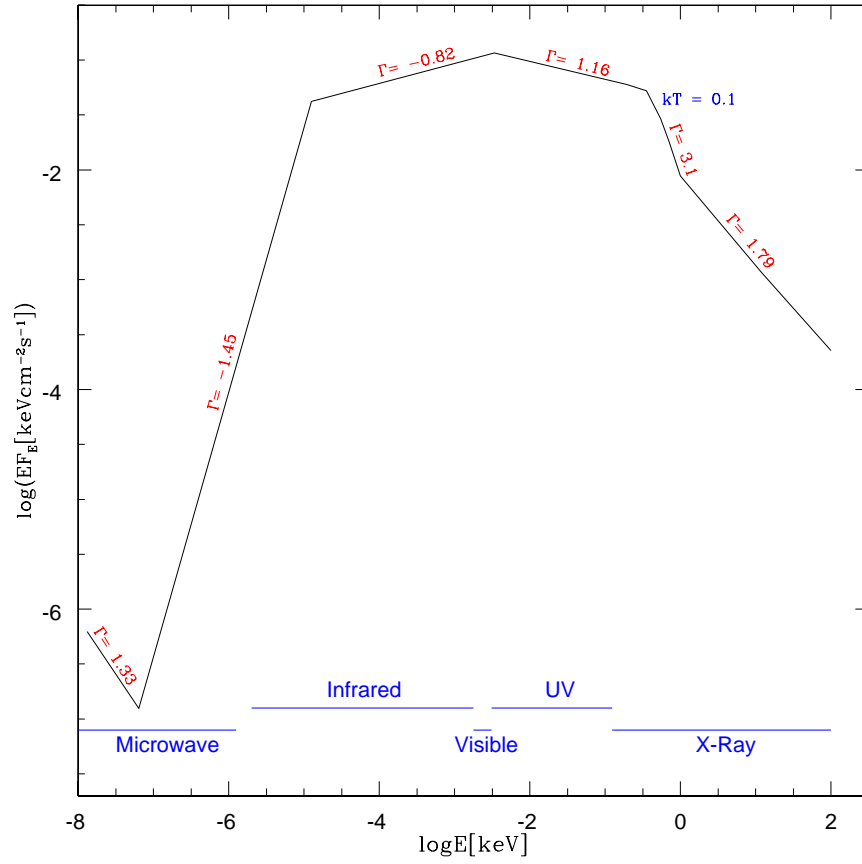


Figura 3.6: Distribución espectral de energía (SED) de NGC 3516 reconstruida con datos de NED *NED* y de los espectros de rayos X utilizados en esta tesis.

velocidad de turbulencia (v_{turb}).

Una vez que aumentamos la fase encontramos un mejor ajuste para los datos. Se realizó la prueba F-test en todas las observaciones, obtuvimos un valor ¡99.99% de confiabilidad. Los resultados del ajuste se pueden leer en las tablas 3.5 y 3.6.

Como muestra de la calidad del ajuste, la gráfica superior de la figura 3.7 contiene el espectro de la observación **2x** y superpuesto el modelo *A*, como se puede observar todavía existen restos de absorción ionizada en los residuos del modelo con respecto a los datos.

Al encontrar que existen restos de absorción ionizada en el modelo *A*, consideramos aumentar una segunda fase absorbedora.

Modelo *B*: un segundo absorbedor ionizado se añadió al modelo *A* con parámetros U , N_H , v_{out} y v_{turb} distintos a la fase anterior. Nuevamente se hizo la prueba F-test resultando que esta segunda fase absorbedora es absolutamente necesaria con un valor ¡99.99% de confiabilidad. Las tablas 3.5 y 3.6 contienen los valores finales de los parámetros de cada fase absorbedora y el resto de componentes del modelo. Como se puede leer, existe una primer fase que ya no tiene un valor tan bajo del parámetro de ionización U sino mas bien intermedio ($\log U \sim 0.2$) y la segunda fase presenta una mayor ionización ($\log U \sim 1.8$).

La tercer gráfica (de arriba hacia abajo) de la Figura 3.7 muestra el ajuste en verde superpuesto al espectro de la observación **2x**. Como se ve claramente existen aún restos de absorción ionizada.

Modelo C: Al existir todavía señales de absorción tibia en los residuos del Modelo B, probamos aumentando una tercera fase absorbedora.

Encontramos tres fases que se dividen en diferentes estados de ionización, una fase de baja ionización que llamaremos **Fase LI**, otra de un estado intermedio de ionización, la cual nombramos **Fase MI** y una tercera de alta ionización llamada **Fase HI**. Nuevamente hicimos la prueba F-test para confirmar la presencia de esta tercer fase y efectivamente, resultó una confiabilidad mayor del 99% de que la tercera fase existe y está produciendo líneas de absorción de elementos ionizados.

Encontramos también que la diferencia entre observaciones de las velocidades v_{out} y v_{turb} de cada absorbedor resulta menor que la resolución de RGS cuyo valor varía entre 700 y 1700 $km s^{-1}$. Por esta razón decidimos ligar estas velocidades de tal forma que cada fase tenga un sólo valor en todas las observaciones.

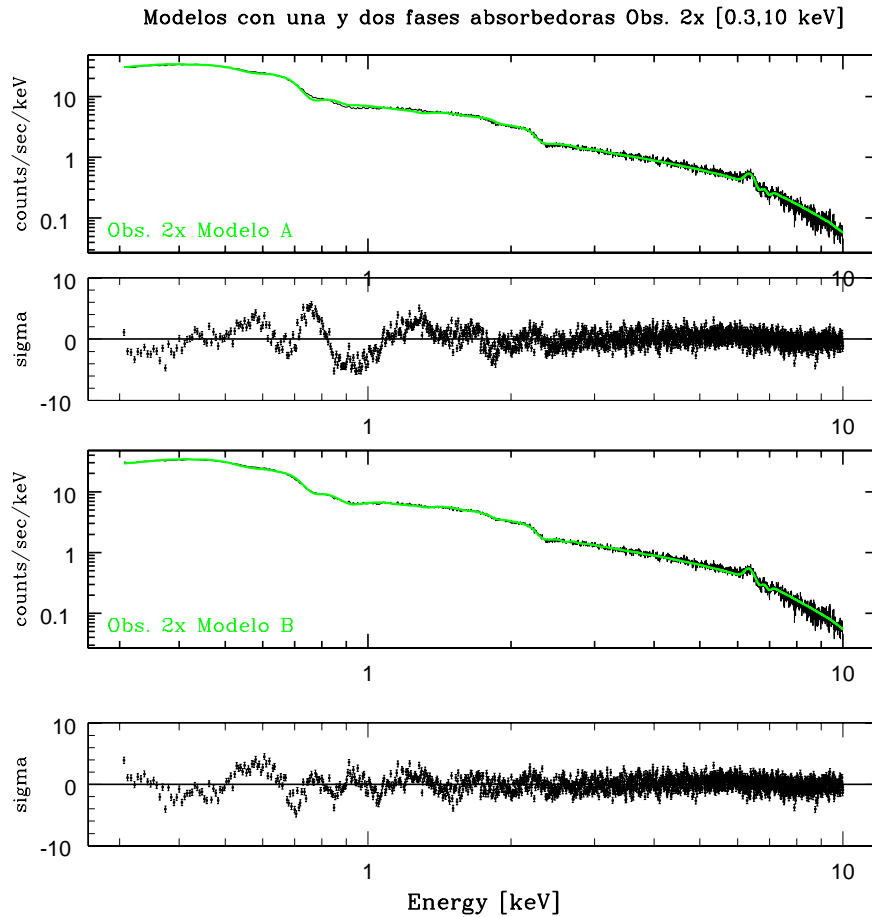


Figura 3.7: La gráfica superior presenta el espectro de la observación **2x**, superpuesto se encuentra el Modelo A en verde, la gráfica inmediatamente inferior contiene los residuos del Modelo A. Idem, la tercer gráfica (de arriba a abajo) contiene el espectro de la observación **2x** y superpuesto el Modelo B, la gráfica inferior muestra los residuos entre el Modelo B y el espectro

Las tablas 3.5 y 3.6 contienen los valores finales del Modelo C, como se puede leer, la fase **HI** tiene un parámetro de ionización cuyo valor no varía significativamente entre observaciones, mientras que el promedio de su densidad columnar $\log N_H = 22.3$. Con respecto a la fase **MI**, encontramos un parámetro de ionización en el intervalo de $\log U = 0.27 \pm 0.02$ y $\log U = 0.38 \pm 0.02$ el cual representa un cambio significativo entre las observaciones **2x**, cambia con una diferencia equivalente a $5\sigma_{est}$; entre las observaciones **2x** y **5x** la variación no es significativa, sin embargo el cambio de $\log U$ entre las observaciones **5x** y **8x** equivale a una diferencia de $5\sigma_{est}$. Por otra parte, la densidad columnar N_H de la fase **MI** varía en el intervalo de $\log N_H = 21.512 \pm 0.032$ a $\log N_H = 21.62 \pm 0.2$) en escala logarítmica. Finalmente en la fase **LI** también tiene un parámetro U con variaciones en el tiempo, al igual que N_H , $\log U$ oscila entre $\log U = -0.78 \pm 0.05$ a $\log U = -1.22 \pm 0.02$, mientras que la densidad columnar N_H varía de $\log N_H = 20.98 \pm 0.08$ a $\log N_H = 21.25 \pm 0.09$. Más adelante, en el capítulo §4 se detallan tales variaciones en el tiempo y su implicación en el escenario astrofísico aquí presentado. La figura 3.8 muestra el ajuste del Modelo C aplicado al espectro de *EPIC-pn* en las cuatro observaciones del telescopio espacial XMM-Newton.

Modelo *D*: finalmente se aumentó una cuarta fase absorbidora, la cual en el mejor ajuste estadístico arrojó una fase de alta ionización y también un valor alto en la densidad columnar N_H . En el caso de este Modelo D encontramos que la prueba F-test no nos da la confianza suficiente para afirmar que el mejor es el Modelo D. La prueba F-test entre el Modelo C y D arroja resultados de $\sim 60\%$ en las cuatro observaciones. Esto significa que estamos sobreparametrizando el espectro con el modelo *D*. Debido a tal situación podemos afirmar que estadísticamente el Modelo C es el mejor y no hacen falta más de tres fases absorbedoras tibias para modelar el espectro en la parte de bajas energías de NGC 3516.

Líneas de emisión en la parte suave del espectro

Además de las líneas de absorción producidas por los absorbedores tibios, al hacer una inspección más detallada del espectro de alta resolución descubrimos que existen varias líneas de emisión en la parte suave de rayos X. Aunque encontramos líneas de emisión que por su ubicación son transiciones conocidas, decidimos sólo aumentar las líneas que la prueba F-test confirme, igual, con un valor $\geq 99\%$ de confiabilidad. En este caso realizamos una prueba F-test anidada, como ya se había explicado en la sección

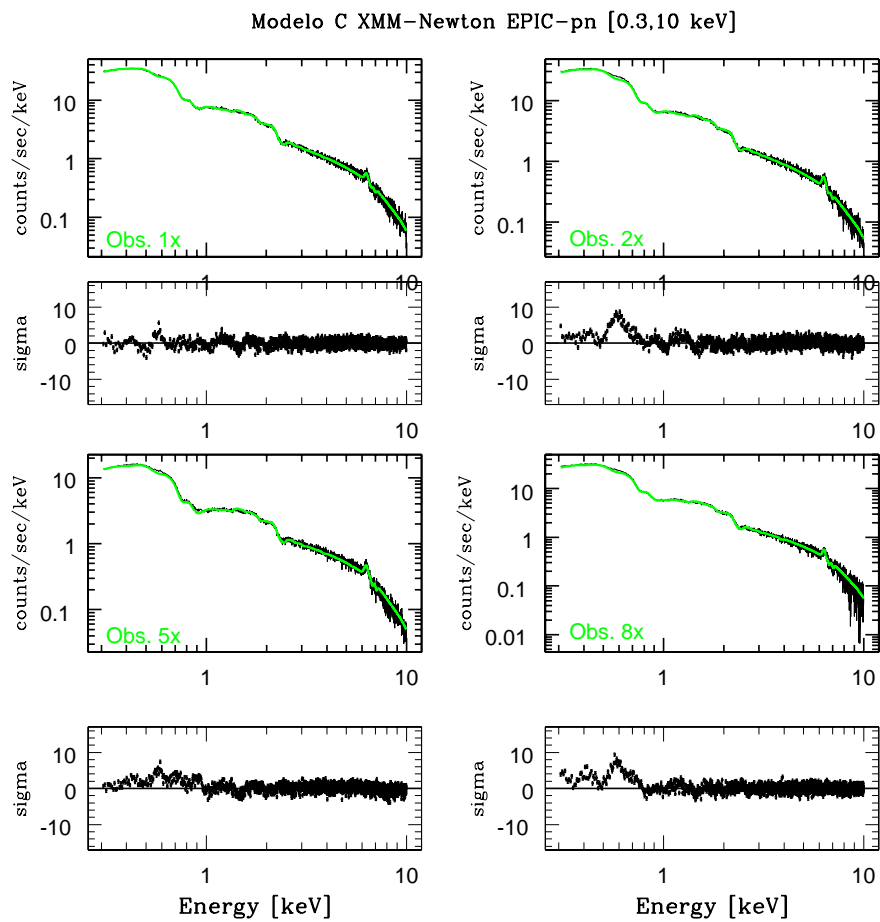


Figura 3.8: Espectros de *EPIC-pn* de NGC 3516 superpuesto está el Modelo C y debajo de cada espectro se muestran los residuos del ajuste.

§3.2.1 esta prueba sólo toma en cuenta la diferencia de grados de libertad y la diferencia $\Delta\chi^2$ entre el modelo sin y con cada línea de absorción. Para modelar las líneas de emisión utilizamos el modelo [gauss] de *Sherpa*, en este caso la ubicación y el ancho a altura media se miden en Angstroms [Å].

El ancho esperado de las líneas de emisión es menor que la resolución de los espectros *RGS* en energía, por lo cual decidimos fijar el ancho de las líneas en 300 kms^{-1} . En el ajuste se encontraron nueve líneas estadísticamente significativas, la mayoría son transiciones de OVII, además se tienen dos líneas de Fe, una de FeXIX y otra de FeXXI y otras dos de Ne, NeVI y NeIX. En la tabla 3.7 se presentan los valores de los parámetros de líneas de emisión del espectro de *RGS*.

En conclusión para la parte de bajas energías, el modelo *C* junto con las nueve líneas de emisión es el mejor estadísticamente hablando. Las figuras 3.9, 3.10, 3.11 y 3.12 muestran los espectros de *RGS* de las cuatro observaciones de XMM-Newton, superpuesto se encuentra el modelo ajustado.

3.2.4. Absorbedor Tibio en la parte de altas energías

En la sección del análisis de altas energías se ajustaron las líneas de absorción de FeXXV y FeXXVI con perfiles Gaussianos. Debido a que son líneas de absorción de alta ionización se decidió utilizar una fase absorbidora tibia con el fin de conocer los parámetros físicos del medio que las genera.

En este ajuste, utilizamos sólo la parte de altas energías en el intervalo de 3 a 10 keV. La función que modelamos fue una ley de potencias absorbida por una absorbedor tibia de alto grado de ionización. Se dejaron libres los parámetros U y N_H , mientras que las velocidades v_{out} y v_{turb} fueron ligadas en todas las observaciones. Hicimos una prueba F-test para confirmar la presencia de esta fase absorbidora, en todas las observaciones obtuvimos un valor $> 99.99\%$ de confianza para afirmar que la inclusión de esta componente es estadísticamente significativa. La tabla 3.8 contiene los resultados de el ajuste con el absorbedor alta ionización que llamamos fase **VH** y la figura 3.13 muestra el ajuste (verde) superpuesto al espectro de altas energías. Como se puede leer en la tabla 3.8, este absorbedor tiene el estado de ionización más alto de todas las fases de absorción tibia, además presenta una alta densidad columnar. La ley de potencias presenta exactamente los mismos parámetros ajustados en la parte dura del espectro

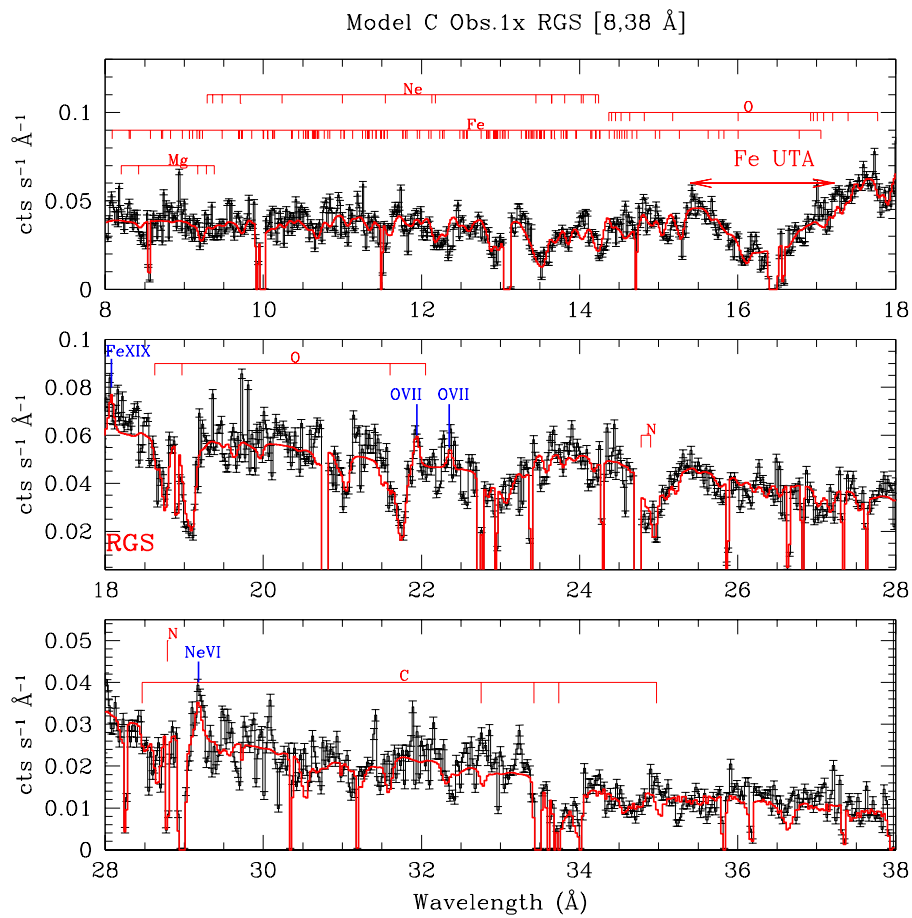


Figura 3.9: Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 1x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión (azul).

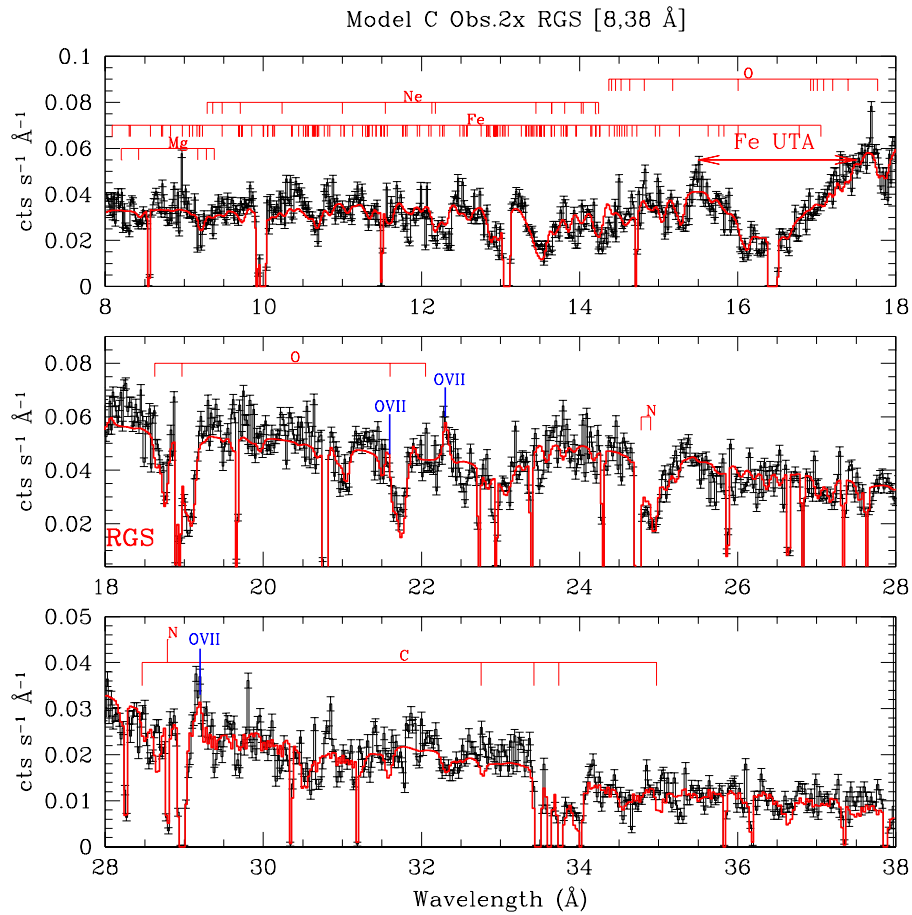


Figura 3.10: Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 2x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión (azul).

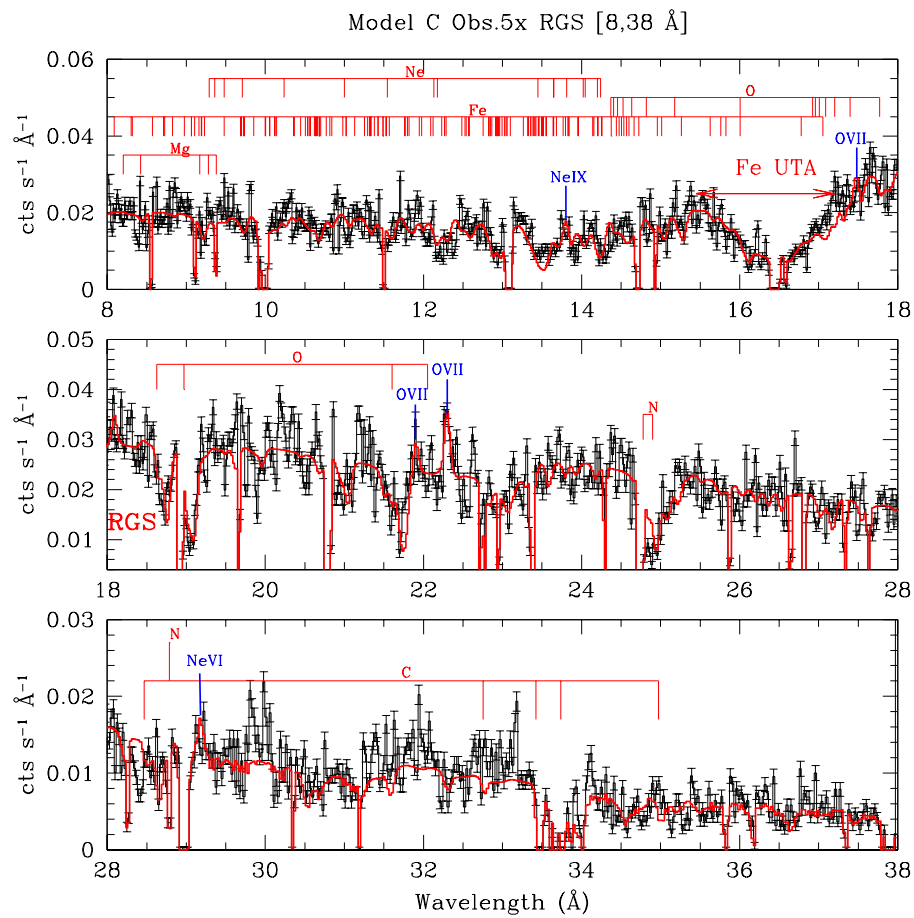


Figura 3.11: Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 5x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión en (azul).

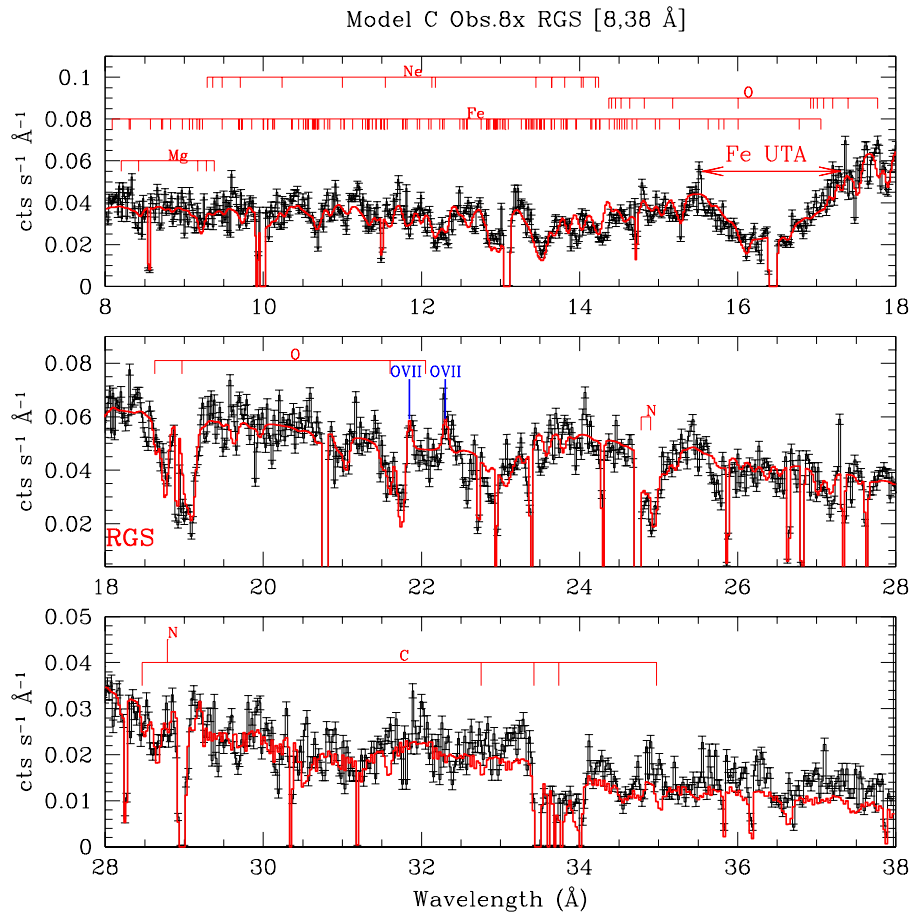


Figura 3.12: Espectro de RGS [8,38 Å] de la observación 8x de XMM-Newton, superpuesto está el Modelo C (rojo) junto con las nueve líneas de emisión (azul).

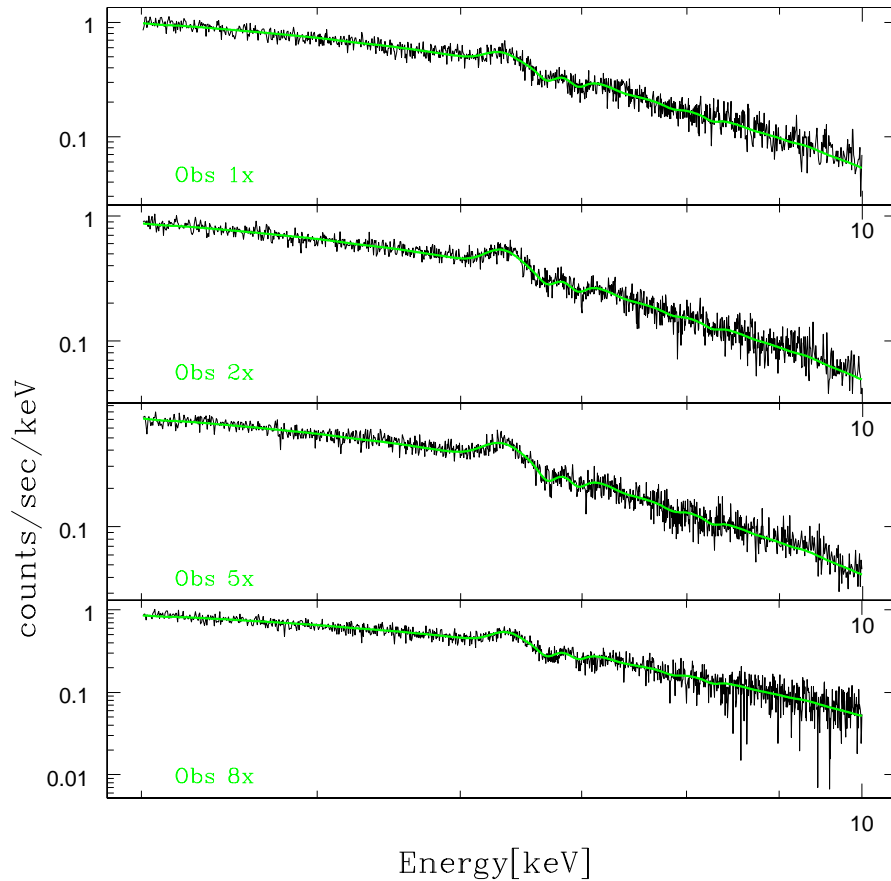


Figura 3.13: Espectro de EPIC-pn [3,10 keV] de cada observación de XMM-Newton, superpuesto está el modelo con la ley de potencias y el absorbidor **Fase VH** en verde.

de rayos X (ver sección §3.2.1)

Una vez que tenemos el Modelo C + las nueve líneas de emisión + el cuarto absorbidor de alta ionización, al que llamaremos Modelo C*, se decidió probar la validez del modelo aplicándolo a los espectros de alta y media resolución de Chandra.

3.3. Espectros de Chandra

Los espectros de alta resolución de NGC 3516, obtenidos por Chandra, fueron tomados por el espectrómetro *HETGS* (de *High energy transmission grating spectrometer*: espectrómetro de rendija de altas energías), el cual contiene dos diferentes rendijas, am-

bas de alta resolución comparadas con la cámara EPIC-pn de XMM-Newton: la rendija *MEG* (de *Medium energy grating*, rendija de medianas energías) y *HEG* (de *High energy grating*) cuya resolución espectral corresponde a una línea con *FWHM* de $\sim 0.02 \text{ \AA}$ para *MEG* y ~ 0.01 para *HEG* (Canizares et al., 2000). El intervalo en el análisis en el caso de *HEG* es de 1.5 a 15 \AA [0.83-8.27 keV] y en *MEG* el intervalo estudiado contiene las longitudes de onda de 2 a 25 \AA [0.5-6.2 keV].

Aplicamos el Modelo C* en los cinco espectros de Chandra. Las componentes espectrales del Modelo C* son: la emisión del continuo, modelada con una ley de potencias y un cuerpo negro, ambos corridos al punto de referencia de NGC 3516 ($z=0.008836$ Keel (1996)). Tal emisión es absorbida por 4 fases ionizadas y una neutra, ésta última producida por la Vía Láctea. Los parámetros libres del continuo fueron el índice espectral y la normalización de la ley de potencias, el parámetro kT [keV] (ligado en todas las observaciones) y la normalización del cuerpo negro. Con respecto a las líneas de emisión detectadas: la línea $\text{FeK}\alpha$ tiene un centroide en $E = 6.39 \pm 0.04 \text{ keV}$ y un ancho de $\sigma = 0.12_{-0.05}^{+0.06} \text{ keV}$, tomando en cuenta las mediciones y sus errores en todas las observaciones y su normalización. En el caso de las nueve líneas de emisión detectadas en la banda suave se fijó el ancho de la línea a uno correspondiente a 300 km s^{-1} , mientras que el centroide y la normalización fueron parámetros libres en el ajuste. De los absorbedores ionizados, los parámetros libres fueron el parámetro de ionización U y la densidad columnar equivalente N_H . Las velocidades v_{out} y v_{turb} de cada fase absorbidora se ligaron entre observaciones pero quedaron libres para variar.

El análisis se hizo simultáneamente en los espectros de *HEG* y *MEG*, al igual que en el caso de XMM-Newton, aplicamos exactamente el mismo modelo en ambos detectores. Encontramos que el Modelo C* aplicado a los espectros de Chandra arroja un excelente resultado estadístico (con una $\chi_{RED} \sim 1$) como se puede ver en la tabla 4.2.

Es importante hacer notar que la cuarta fase absorbidora ajustada en la parte de altas energías del espectro de *HEG* presenta valores de $\log U$ y $\log N_H$ consistentes con los resultados obtenidos en las observaciones de XMM-Newton, como se puede leer en la tabla 3.8. Sin embargo, la fase ionizada **VH** no es necesaria estadísticamente hablando en los espectros de Chandra, lo anterior se sabe a partir de una prueba F-test realizada entre los modelos sin y con la cuarta fase absorbidora, la prueba arroja resultados del orden del 60 %.

Las fases ionizadas obtenidas a partir de los espectros de Chandra son consistentes

con los ajustes en las observaciones de XMM-Newton (como se puede leer en la tabla 4.2): tres fases absorbedoras en la parte suave, de baja, media y alta ionización (fase **LI**, fase **MI** y fase **HI**), una fase de alta ionización en la parte de altas energías (fase **VH**). Encontramos también que el parámetro de ionización varía significativamente en la fase de media ionización **MI**, su mayor variación representa una diferencia equivalente a $3\sigma_{est}$ entre las observaciones **6c** y **9c** mientras que en el caso de las otras tres fases, el parámetro U no cambia significativamente. Aunado a esto, descubrimos que la densidad columnar está cambiando, sin embargo esta variación no resulta significativa.

En el capítulo §4 hacemos un análisis detallado de la evolución en el tiempo de todos los parámetros, desde las normalizaciones de la emisión del continuo hasta los absorbedores tibios. Las figuras 3.14 y 3.15 muestran el espectro de *HEG* y *MEG* respectivamente junto con el ajuste (en rojo) del Modelo C*.

3.4. Espectros de alto y bajo estados de flujo de XMM-Newton

Con el objetivo de hacer un análisis de cómo evolucionan los parámetros de nuestro modelo en el tiempo, decidimos estudiar también los espectros de alto y bajo flujo de energía reportados por Turner et al. (2008). La figura 3.16 es la curva de luz en rayos X de NGC 3516, muestra los diferentes estados de flujo de energía de las observaciones de 2006 de XMM-Newton y Chandra, existen dos valores extremos en el flujo de energía, uno de alto nivel y otro de bajo nivel de flujo de energía. En la gráfica 3.16 la parte de la curva de luz en rojo (**XMM High State**) es el alto estado, mientras que en color verde se graficó el bajo estado de flujo de energía (**XMM Low State**).

Para realizar el análisis de las fases de alto y bajo flujo de energía utilizamos únicamente los espectros de *RGS* de alta resolución de XMM-Newton. El objetivo es obtener los espectros de cada estado extremo: uno de alto y uno de bajo flujo de energía para aplicar directamente el Modelo C²⁰ y así conocer los cambios extremos en sus parámetros. En este caso la extracción del espectro es prácticamente igual a la extracción de los espectros de las observaciones individuales, la diferencia importante es que se construyó tomando los intervalos de tiempo en cada estado de flujo de energía.

²⁰Y nótese que no es el Modelo C* debido a que el espectro *RGS* solamente cubre la parte suave de la banda de rayos X.

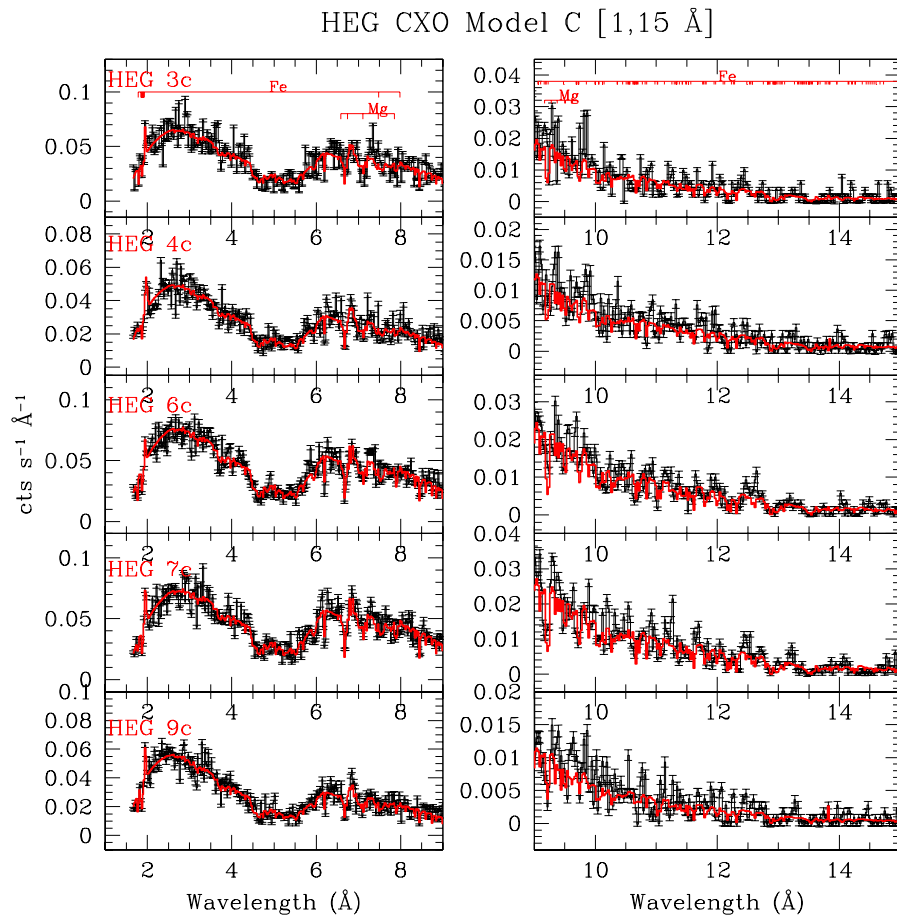


Figura 3.14: Espectro de *HEG* [1.5,15 Å] de cada observación de Chandra, superpuesto está el Modelo C en rojo.

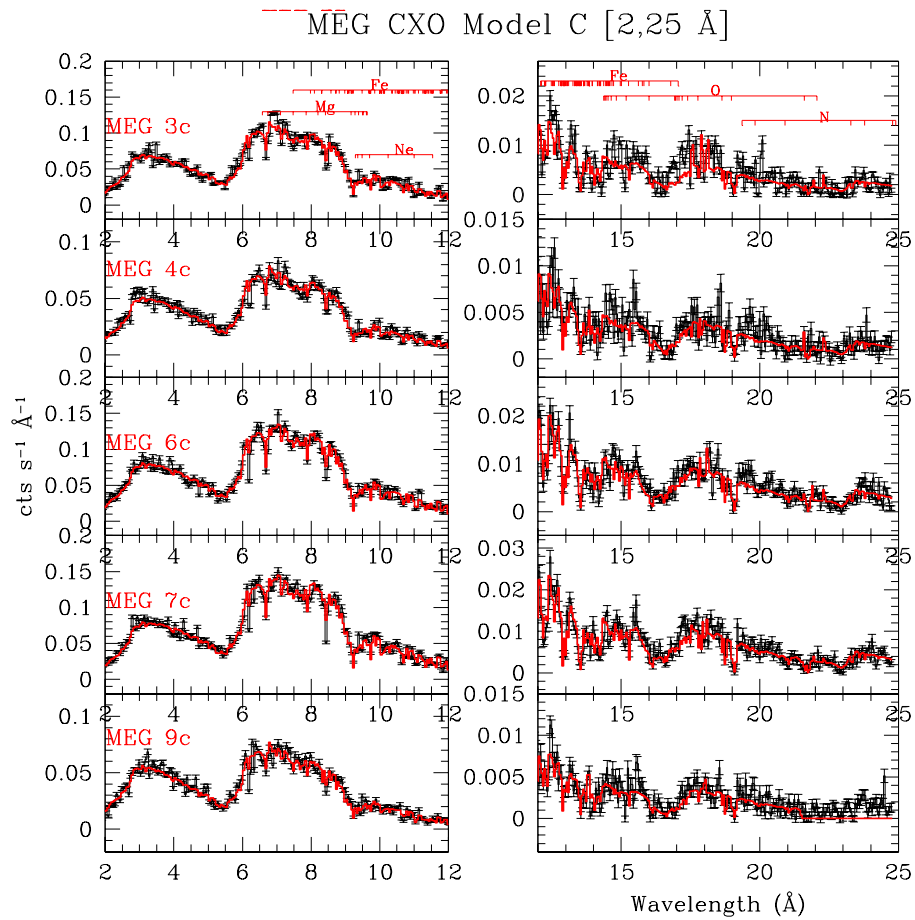


Figura 3.15: Espectro de *MEG* [2,25 Å] de cada observación de Chandra, superpuesto está el Modelo C en rojo.

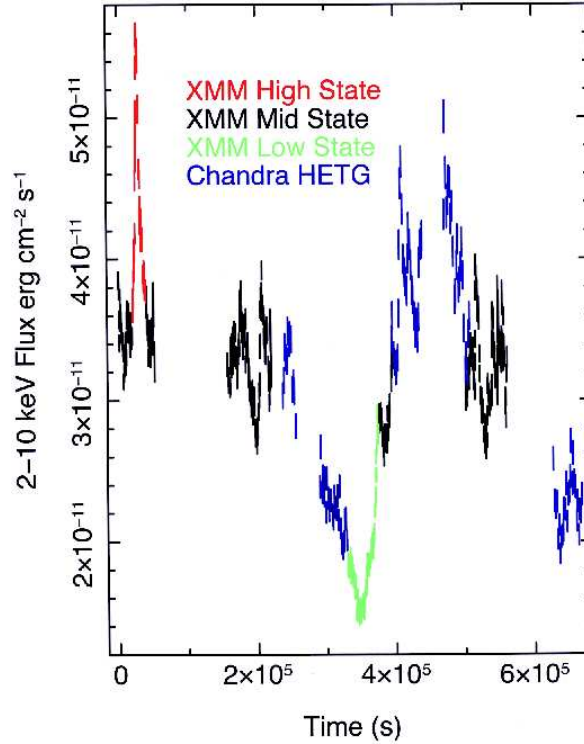


Figura 3.16: Curva de luz en rayos X de NGC 3516 (Turner et al., 2008).

Una vez que tenemos los espectros de alto y bajo estado de flujo (de aquí en adelante llamaremos **HS** al de alto flujo y **LS** al de bajo flujo), se ajustó el Modelo C^{21} de la banda de rayos X suave [8,30Å:0.33,1.55 keV]. Encontramos un ajuste estadísticamente aceptable y nuevamente las tres fases absorbedoras tibias de alto, medio y bajo grados de ionización (fases **HI**, **MI** y **LI**). Primero se hizo un ajuste con U , N_H libres y las velocidades de flujo saliente y turbulencia se fijaron al valor encontrado en el análisis de las observaciones individuales. El parámetro N_H no cambió significativamente entre los espectros **HS** y **LS** razón por la cual la densidad N_H fue ligada entre estados de energía y quedó libre para variar.

La tabla 4.5 contiene los resultados de este análisis, es muy notorio que cambia significativamente el parámetro U de las fases **MI** y **LI**; en especial el parámetro U de la fase **MI** cambia con una diferencia equivalente a $5\sigma_{est}$, también existe una variación importante en el grado de ionización de la fase **LI** (con una diferencia equivalente a $3\sigma_{est}$), como se puede ver en la tabla 4.5.

²¹No se aplicó un modelo componente por componente como en las observaciones individuales, se aplicó directamente el Modelo C.

3.5. Características espectrales de los absorbedores tibios

Los absorbedores tibios producen características importantes no sólo en la banda suave de rayos X del espectro sino también en altas energías, principalmente en el intervalo de 6 a 7 keV. Cada fase absorbidora imprime una serie de líneas de absorción. El código PHASE ajusta esta serie de líneas de tal manera que tengan un grado de ionización y una densidad columnar en común, por otra parte, la velocidad de turbulencia la determina el ancho promedio de cada serie de líneas, el cual refleja los movimientos macroscópicos aleatorios de las partículas del medio y finalmente, el corrimiento al azul de estas líneas determina la velocidad de flujo eyectado de cada fase ionizada.

La siguiente subsección describe las componentes que genera cada fase ionizada, en el caso de los espectros de NGC 3516 utilizados en este estudio.

Fase HI

La fase **HI** presenta una temperatura electrónica de 4.487×10^5 K y su velocidad de flujo saliente es de $v_{out} \simeq -1850 \text{ km s}^{-1}$. Debido a su alto grado de ionización, la fase **HI** genera las líneas de absorción de los átomos más ionizados. Para empezar, produce una serie de transiciones de la capa L del Fe, desde FeXVIII a FeXXIV en el intervalo de 10 a 16 Å. En el intervalo de 5 a 7 Å se encuentran las líneas de SiXIII y SiXIV. En 9.29 Å, 9.36 Å y 9.48 Å se encuentran las transiciones de NeX, y la más intensa se da en 10.24 Å. Esta fase también genera la transición de OVIII en 18.97 Å. La Figura 3.17, contiene la fase **HI** modelada en el espectro de *RGS1* de la observación **1x**, como se puede observar la mayor parte de las líneas de absorción se encuentran en las menores longitudes de onda λ .

Fase MI

La fase de ionización intermedia **MI** tiene una temperatura de 9.795×10^4 K y su velocidad de flujo eyectado es de $v_{out} \simeq -600 \text{ km s}^{-1}$. Esta fase imprime las componentes espectrales más prominentes del espectro de bajas energías: Las líneas de absorción debidas a OVII en 16.96 Å, 17.01 Å, 17.09 Å, 17.2 Å, 17.4 Å, 17.77 Å, 18.62 Å y 21.6 Å, las transiciones de OVIII en 14.41 Å, 14.45 Å, 14.63 Å, 14.82 Å y 18.97 Å. La Fase

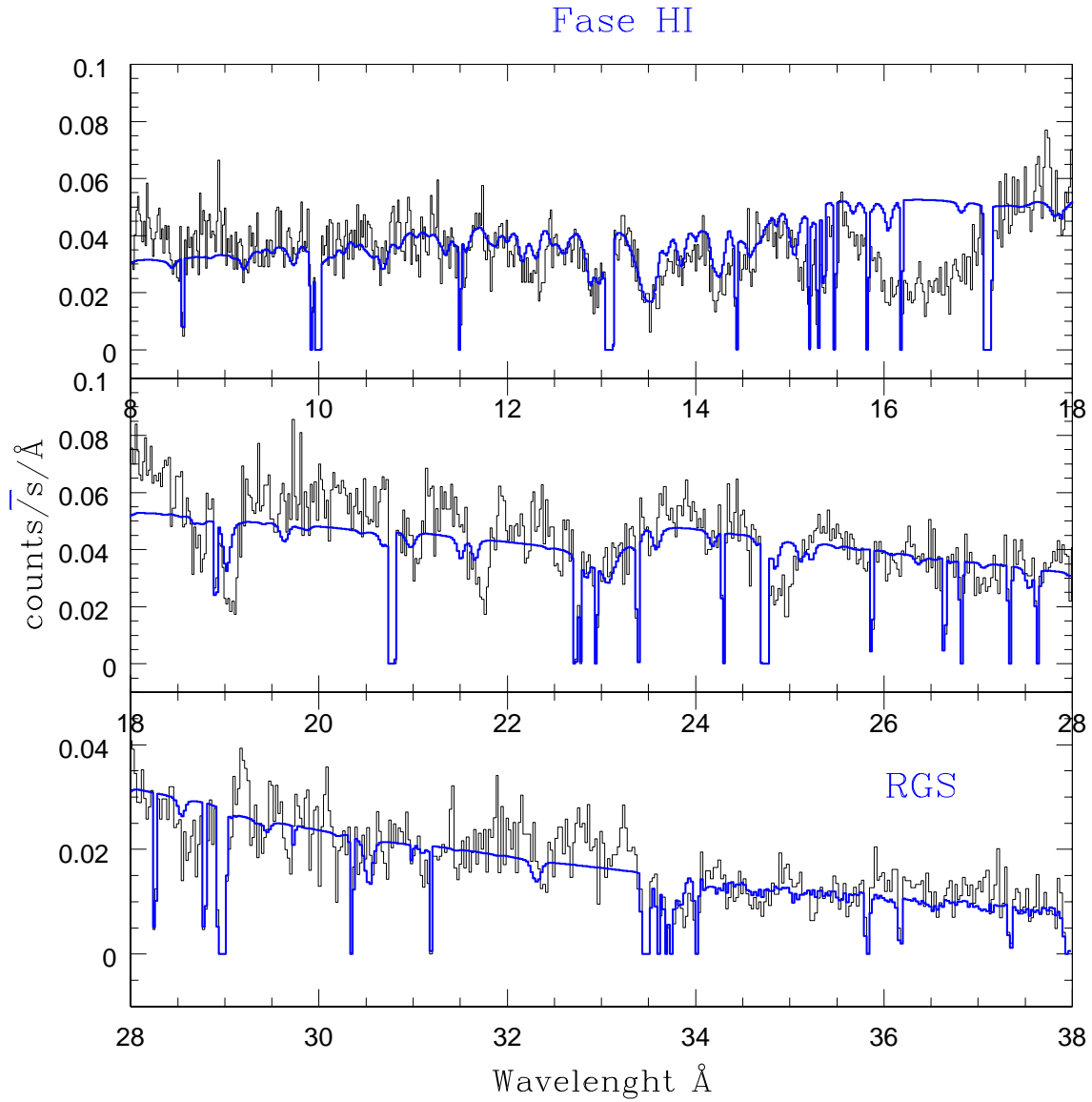


Figura 3.17: Fase absorbadora **HI** superpuesta (color azul) en el espectro de la observación 1x de *RGS* [8,38 Å].

MI también genera las líneas de absorción debidas al arreglo no resuelto de transiciones de Fe en la capa M (Fe UTA M-shell) en el intervalo de 15 Å a 17 Å. Lo anterior se puede observar claramente en la Figura 3.18, donde se grafica la fase **MI**, en color rojo, modelada en el espectro de la observación **1x** de *RGS1* en color negro, en especial se observa que esta fase modela el arreglo de Fe-UTA en el intervalo de 15 a 18 Å.

Fase LI

La fase de menor estado de ionización **LI**, con temperatura de 2.951×10^4 K y velocidad de flujo saliente es $v_{out} \simeq -2430 \text{ km s}^{-1}$. La **Fase LI** contribuye a las líneas de absorción debidas a OVII desde 16.92 Å a 18.62 Å, también contribuye parcialmente a la parte de menor energía del arreglo de Fe-UTA de la capa M entre 16.5 Å a 18 Å. Además imprime absorción debida a las transiciones de NeV a NeVII entre 12 Å a 14 Å. La figura 3.19 muestra esta fase de absorción, en color verde, superpuesta al espectro de la observación **1x** de *RGS1* en negro.

Fase VH

Finalmente, la fase de mayor estado de ionización **VH** produce el llamado complejo de Fe en la parte de altas energías, las transiciones de Fe XXV y FeXXVI. Su temperatura electrónica es de $\simeq 6.966 \times 10^5$ K y presenta una velocidad de flujo eyectado de $v_{out} \simeq -2650 \text{ km s}^{-1}$. La Figura 3.13 muestra las características de absorción impresas por la fase **VH** en color verde se grafica la ley de potencias absorbida por la fase de más alta ionización.

Una vez concluido el análisis de los nueve espectros individuales y los espectros de alto y bajo flujo el siguiente paso es hacer un estudio de variabilidad. En el capítulo §4 se hace un estudio detallado de cómo cambia el flujo de energía y los parámetros del Modelo C* a lo largo de las nueve observaciones y en los espectros **HS** y **LS**.

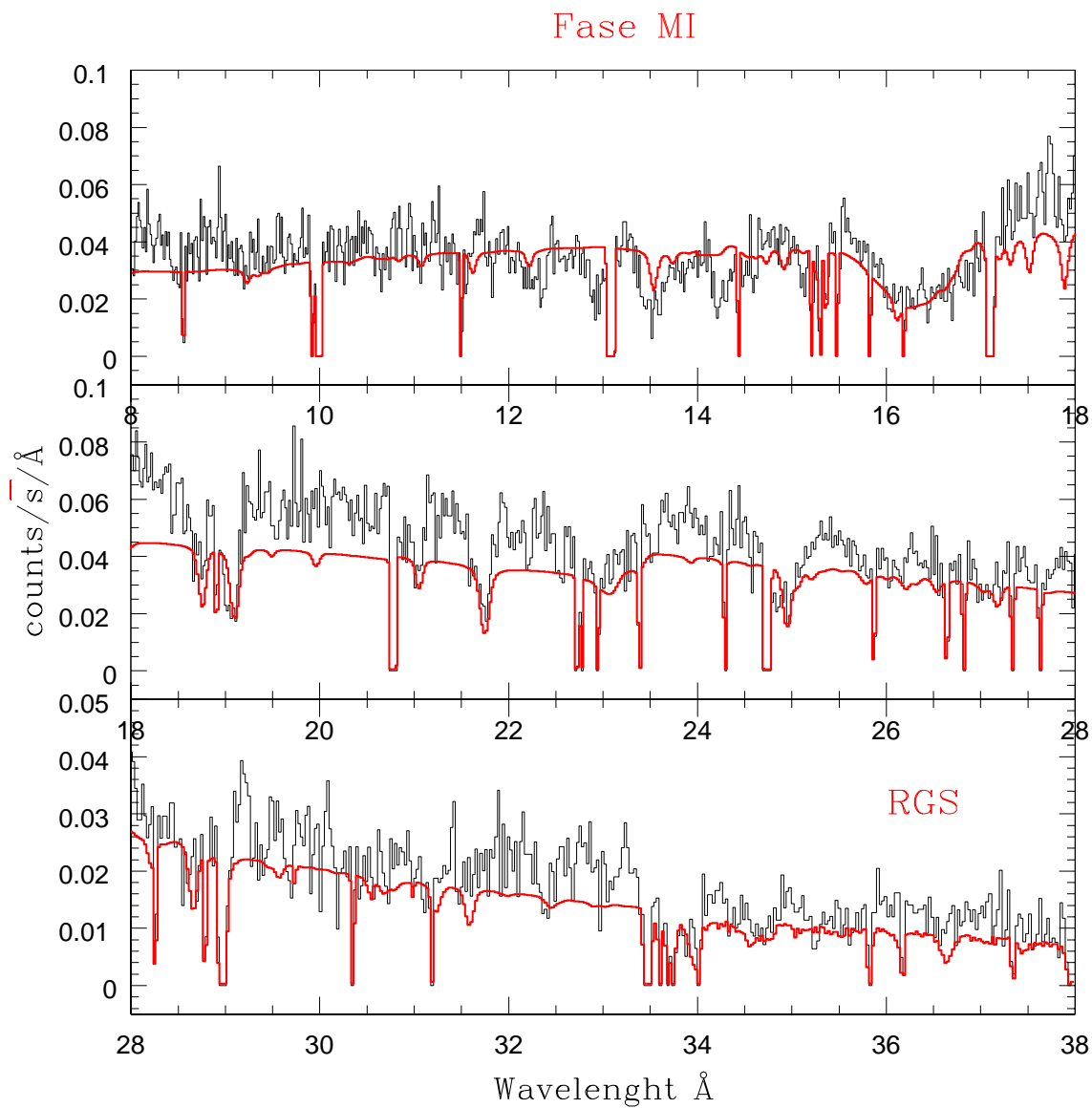


Figura 3.18: Fase absorbadora **MI** superpuesta (color rojo) en el espectro de la obs. **1x** de *RGS1* [8,38 Å]

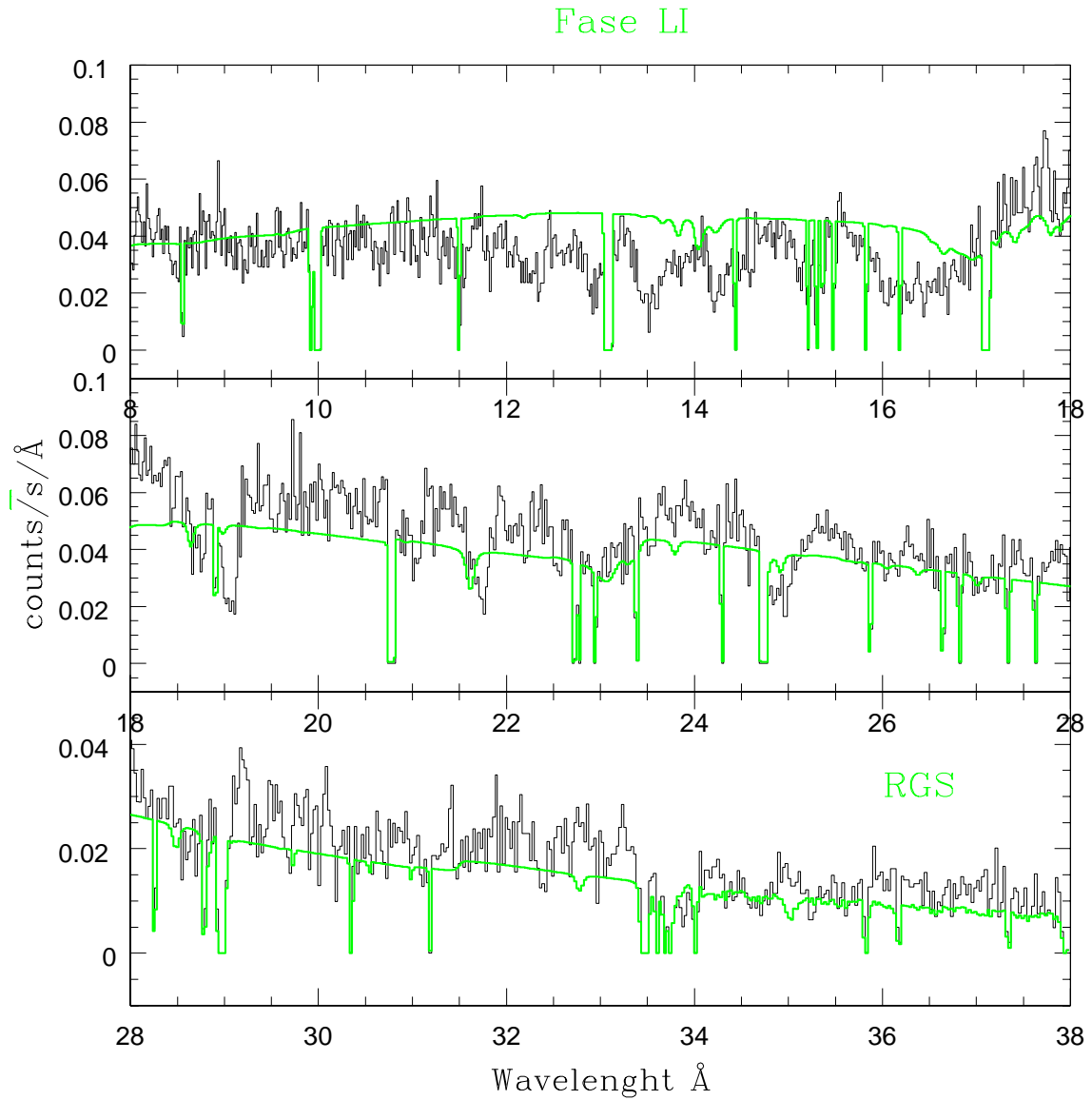


Figura 3.19: Fase absorbadora LI superpuesta en el espectro de la obs. 1x [8,38 Å].

Tabla 3.5: Modelos A, B y C aplicados a espectros de XMM-Newton

Modelo	Ley de potencias		Cuerpo negro		Absorbedores Tibios			Estadística χ_{RED}/dof
	Γ	$Norm_{PL}^1$	kT [keV]	$norm_{CN}^3$	Fase HI	Fase MI	Fase LI	
Obs 1x								
A	$1.69 \pm < 0.02$	$1.36 \pm < 0.02$	$0.097 \pm < 0.022$	9.18 ± 0.06		✓		1.44/4530
B	$1.78 \pm < 0.02$	1.58 ± 0.04	$0.096 \pm < 0.022$	$5.29^{+0.04}_{-0.09}$		✓	✓	0.95/4526
C	$1.812 \pm < 0.022$	1.67 ± 0.06	$0.093 \pm < 0.022$	$6.47 \pm < 0.02$	✓	✓	✓	0.86/4504
Obs 2x								
A	$1.66 \pm < 0.02$	$1.114 \pm < 0.022$	$0.1002 \pm < 0.0222$	$5.82^{+0.08}_{-0.05}$		✓		1.73/4577
B	$1.714 \pm < 0.022$	$1.23 \pm < 0.02$	$0.099 \pm < 0.022$	5.78 ± 0.04		✓	✓	1.16/4573
C	1.74 ± 0.05	1.31 ± 0.09	$0.09 \pm < 0.02$	6.5 ± 0.4	✓	✓	✓	1.04/4557
Obs 5x								
A	$1.47 \pm < 0.02$	$0.68 \pm < 0.02$	$0.1002 \pm < 0.0222$	$5.82^{+0.08}_{-0.05}$		✓		1.23/4523
B	$1.54 \pm < 0.02$	$0.79 \pm < 0.02$	$0.1005 \pm < 0.0222$	$3.06^{+0.03}_{-0.05}$		✓	✓	0.98/4519
C	$1.605 \pm < 0.022$	$0.89 \pm < 0.02$	$0.0913 \pm < 0.0222$	4.39 ± 0.04	✓	✓	✓	0.88/4503
Obs 8x								
A	$1.63 \pm < 0.02$	$1.13 \pm < 0.02$	$0.102 \pm < 0.022$	8.09 ± 0.05		✓		1.74/4649
B	$1.704 \pm < 0.022$	$1.28 \pm < 0.02$	$0.099 \pm < 0.022$	$6.23^{+0.05}_{-0.03}$		✓	✓	1.12/4645
C	1.75 ± 0.05	1.4 ± 0.2	$0.09 \pm < 0.02$	7.9 ± 0.4	✓	✓	✓	0.97/4629

^{a1} en 10^{-2} photons/keV/cm²/s en 1 keV^{b3} en unidades de $10^{-4} L_{39}/D_{10}^2$, donde L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de 10^{39} ergs/sec y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de 10kpc

Tabla 3.6: Parámetros de los absorbedores tibios encontrados en NGC 3516

Modelo	Fase LI		Fase MI		Fase HI	
	$\log U$ vel_z	$\log N_H$ vel_{turb}	$\log U$ vel_z	$\log N_H$ vel_{turb}	$\log U$ vel_z	$\log N_H$ vel_{turb}
Obs 1x						
A			$0.29^{+0.03}_{-0.02}$ -888 ± 300	21.82 ± 0.02 286 ± 132		
B			$0.16 \pm < 0.02$ -995^{+42}_{-8}	$21.65 \pm < 0.02$ 220 ± 2	$1.65^{+0.12}_{-0.02}$ -2302^{+30}_{-22}	$22.07 \pm < 0.02$ 320^{+35}_{-7}
C	$-0.93^{+0.03}_{-0.02}$ -2425 ± 11	$21.14 \pm < 0.02$ 88^{+18}_{-4}	$0.38 \pm < 0.02$ -532^{+6}_{-5}	$21.56 \pm < 0.02$ $239 \pm \dots$	$1.69 \pm < 0.02$ $-1845 \pm \dots$	$22.25 \pm < 0.02$ 112 ± 2
Obs 2x						
A			0.27 ± 0.02 -1018^{+24}_{-9}	$21.82 \pm < 0.02$ 207 ± 14		
B			$0.18 \pm < 0.02$ -1082^{+11}_{-3}	21.68 ± 0.02 195 ± 2	$1.95 \pm < 0.02$ -394 ± 2	22.29 ± 0.08 77^{+2}_{-12}
C	-0.78 ± 0.05 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	20.98 ± 0.08 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	0.27 ± 0.02 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	21.52 ± 0.09 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	1.68 ± 0.09 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	22.197 ± 0.164 $\Rightarrow \mathbf{1x}$
Obs 5x						
A			0.215 ± 0.024 -1388^{+24}_{-13}	21.94 ± 0.02 168 ± 32		
B			$0.12 \pm < 0.02$ -1066^{+9}_{-8}	21.75 ± 0.02 199 ± 3	$1.68 \pm < 0.02$ -885^{+6}_{-9}	22.22 ± 0.03 143 ± 2
C	$-1.22 \pm < 0.02$ $\Rightarrow \mathbf{1x}$	$21.25 \pm < 0.02$ $\Rightarrow \mathbf{1x}$	$0.29 \pm < 0.02$ $\Rightarrow \mathbf{1x}$	$21.62 \pm < 0.02$ $\Rightarrow \mathbf{1x}$	1.77 ± 0.02 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	22.33 ± 0.14 $\Rightarrow \mathbf{1x}$
Obs 8x						
A			0.33 ± 0.02 -1154^{+24}_{-29}	$21.93 \pm < 0.02$ 202 ± 10		
B			0.18 ± 0.03 -619^{+16}_{-13}	$21.69 \pm < 0.02$ 234.9 ± 2	$1.77 \pm < 0.02$ -2293^{+19}_{-21}	22.07 ± 0.02 417^{+24}_{-6}
C	-0.78 ± 0.02 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	21.25 ± 0.09 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	0.38 ± 0.02 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	21.512 ± 0.032 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	1.96 ± 0.22 $\Rightarrow \mathbf{1x}$	22.48 ± 0.22 $\Rightarrow \mathbf{1x}$

Tabla 3.7: Líneas de emisión en la parte de bajas energías en RGS de XMM-Newton

Trancisión	Longitud de onda [Å]			
	Flujo de energía ⁴			
<i>NeIX</i> (13.699)*	$13.81^{+...}_{-0.08}$	13.84 ± 0.07	$13.808^{+0.017}_{-0.008}$	$13.807^{+0.022}_{-0.025}$
	$0.406^{+...}_{-0.375}$	0.34 ± 0.19	0.92 ± 0.22	$1.39^{+...}_{-1.31}$
<i>OVII</i> (17.396)*	$17.513^{+0.005}_{-0.017}$	$17.512^{+0.012}_{-0.023}$	$17.49 \pm < 0.02$	17.52 ± 0.02
	$2.67^{+...}_{-2.09}$	$1.52^{+0.46}_{-1.13}$	$0.45^{+0.09}_{-0.18}$	0.46 ± 0.42
<i>OVII</i> (17.768)*	17.89 ± 0.02	$17.89 \pm < 0.02$	$17.89 \pm < 0.02$	17.88 ± 0.02
	$5.05^{+...}_{-4.83}$	$6.18^{+2.43}_{-1.18}$	$30.32^{+6.65}_{-10.54}$	$1.705^{+...}_{-1.466}$
<i>FeXIX</i> (17.864)*	18.08 ± 0.22	$18.07^{+1.19}_{-0.88}$	$18.109^{+1.556}_{-0.019}$	$18.1^{+...}_{-...}$
	$0.32^{+17.84}_{-0.32}$	$0.05^{+0.22}_{-0.88}$	$0.109^{+0.053}_{-0.149}$	0
<i>OVII</i> (21.602)*	21.63 ± 0.03	$21.59 \pm < 0.02$	$21.64^{+...}_{-...}$	$21.602^{+0.019}_{-0.044}$
	$2.03^{+4.25}_{-1.42}$	$0.89^{+0.79}_{-0.39}$	0.59 ± 0.23	$0.05^{+0.83}_{-0.05}$
<i>OVII</i> (21.807)*	$21.94^{+0.02}_{-0.52}$	$21.906^{+0.083}_{-13.819}$	$21.903^{+4.355}_{-3.679}$	$21.85^{+3.19}_{-2.98}$
	0.36 ± 0.12	0.12 ± 0.09	$0.12^{+22.29}_{-3.33}$	$0.43^{+0.73}_{-1.09}$
<i>OVII</i> (22.101)*	$22.32^{+0.06}_{-0.38}$	$22.307^{+0.049}_{-0.028}$	$22.29^{+1.89}_{-2.59}$	22.28 ± 0.02
	$0.17^{+42.87}_{-0.38}$	$0.38^{+14.83}_{-0.38}$	$0.42^{+...}_{-0.42}$	$0.24^{+7.16}_{-1.24}$
<i>FeXXI</i> (28.528)*	$28.82^{+0.02}_{-0.03}$	28.81 ± 0.02	$28.82^{+0.29}_{-0.13}$	$28.814^{+0.017}_{-0.005}$
	$0.84^{+...}_{-0.69}$	$1.18^{+0.55}_{-0.83}$	$0.82^{+...}_{-...}$	$1.96^{+0.73}_{-1.15}$
<i>NeVI</i> (28.921)*	29.18 ± 0.02	29.18 ± 0.02	$29.18^{+0.98}_{-20.08}$	$29.19^{+0.05}_{-...}$
	0.362 ± 0.107	$0.44^{+18.89}_{-0.34}$	0.26 ± 0.03	0.22 ± 0.09

* Nombre de la trancisión y longitud de onda en reposo (Å)

⁴ en unidades de 10^{-5} fotones/cm²/s en la línea de emisión**Tabla 3.8:** Fase VH aplicada en el espectro de altas energías [3,10 keV] de *EPIC-pn* XMM-Newton y *MEG* Chandra.

Obs	<i>FaseHV.logU</i>	<i>FaseHV.logN_H</i>	<i>FaseHV.vel_{out}</i> [kms ⁻¹]	Estadística χ_{RED}/dof
1x	$3.87^{+0.09}_{-0.08}$	$23.22 \pm \leq 0.02$	-2650	0.65/1067
2x	$3.88^{+0.08}_{-0.06}$	23.22 ± 0.02	=i1x	0.81/1116
3c	$3.99 \pm ...$	$23.26^{+0.07}_{-0.24}$	=i1x	0.76/103
4c	$3.907^{+...}_{-0.324}$	23.22 ± 0.06	=i1x	1.25/103
5x	3.88 ± 0.42	$23.23 \pm < 0.02$	=i1x	0.78/1062
6c	$4.14^{+...}_{-0.06}$	$23.27^{+0.03}_{-0.59}$	=i1x	1.33/103
7c	$3.509^{+...}_{-0.912}$	$23.18^{+0.02}_{-0.52}$	=i1x	1.01/103
8x	3.75 ± 1.08	$23.22 \pm < 0.02$	=i1x	0.7/1188
9c	$3.49^{+1.27}_{-0.37}$	$23.28^{+0.27}_{-0.37}$	=i1x	0.82/103

Tabla 3.9: Modelo C aplicado en todas las observaciones de XMM-Newton y Chandra

Observación	Ley de potencias	Cuerpo negro	Fase HI	Fase MI	Fase LI	Estadística χ_{RED}/dof
	Γ $Norm^1$	$kT[keV]$ $Norm^3$	$logU$ $logN_H$ $v_{out} [kms^{-1}]$	$logU$ $logN_H$ $v_{out} [kms^{-1}]$	$logU$ $logN_H$ $v_{out} [kms^{-1}]$	
1x	$1.82 \pm < 0.02$	$0.09 \pm < 0.02$	$1.76 \pm < 0.02$	$0.42 \pm < 0.02$	-1.07 ± 0.04	0.87/4504
	$1.69 \pm < 0.02$	$6.47^{+0.06}_{-0.09}$	$22.33 \pm < 0.02$ -1847 ± 13	$21.56 \pm < 0.02$ -605 ± 27	21.13 ± 0.05 -2426 ± 5	
2x	$1.77 \pm < 0.02$	6.67 ± 0.05	$1.77 \pm < 0.02$	$0.36 \pm < 0.02$	$-0.73 \pm < 0.02$	1.01/4558
	$1.33 \pm < 0.02$		$22.27^{+0.04}_{-0.02}$	$21.46 \pm < 0.02$	21.17 ± 0.03	
3c	$1.509^{+0.033}_{-0.028}$	4.14 ± 0.06	$2.14^{+0.08}_{-0.09}$	$0.28^{+0.17}_{-0.12}$	$-0.815^{+0.204}_{-0.207}$	0.62/980
	$1.05 \pm < 0.02$		$22.37^{+0.09}_{-0.08}$	$21.408^{+0.119}_{-0.082}$	$21.53^{+0.07}_{-0.08}$	
4c	$1.39^{+0.03}_{-0.02}$	2.84 ± 0.04	2.05 ± 0.08	$0.16^{+0.17}_{-0.19}$	$-0.59^{+0.16}_{-0.17}$	0.68/980
	$0.66 \pm < 0.02$		22.22 ± 0.09	$21.403^{+0.095}_{-0.074}$	21.55 ± 0.06	
5x	$1.62 \pm < 0.02$	4.25 ± 0.06	$1.82^{+0.05}_{-0.08}$	0.27 ± 0.03	-1.13 ± 0.02	0.87/4504
	$0.905^{+0.009}_{-0.011}$		22.49 ± 0.12	$21.59 \pm < 0.02$	$21.29^{+0.04}_{-0.02}$	
6c	1.58 ± 0.02	5.65 ± 0.04	2.24 ± 0.03	0.65 ± 0.03	-0.54 ± 0.17	1.08/980
	1.38 ± 0.03		$22.44^{+0.04}_{-0.05}$	$21.67^{+0.03}_{-0.04}$	$21.45^{+0.03}_{-0.06}$	
7c	1.69 ± 0.02	6.13 ± 0.05	$2.06^{+0.07}_{-0.03}$	$0.53^{+0.04}_{-0.08}$	$-0.65^{+0.13}_{-0.17}$	0.95/980
	$1.58^{+0.05}_{-0.04}$		$22.403^{+0.054}_{-0.047}$	$21.607^{+0.037}_{-0.061}$	$21.403^{+0.039}_{-0.077}$	
8x	$1.75 \pm < 0.02$	5.33 ± 0.02	$2.03 \pm < 0.02$	0.45 ± 0.02	$-0.807^{+0.037}_{-0.039}$	0.95/4630
	$1.41 \pm < 0.02$		22.52 ± 0.02	$21.47 \pm < 0.02$	$21.31 \pm < 0.02$	
9c	$1.27^{+0.03}_{-0.02}$	2.94 ± 0.05	$2.45^{+0.05}_{-0.12}$	0.17 ± 0.15	$-0.83^{+0.22}_{-0.26}$	0.74/980
	$0.62^{+0.03}_{-0.02}$		$22.44^{+0.08}_{-0.09}$	21.57 ± 0.06	$21.54^{+0.06}_{-0.07}$	

^{a1} en $10^{-2} photons/keV/cm^2/s$ en 1 keV

^{c3} en unidades de $10^{-4} L_{39}/D_{10}^2$, donde L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de $10^{39} ergs/sec$ y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de $10kpc$

Tabla 3.10: Modelo C aplicado en los espectros de alto y bajo estados de energía **HS** y **HS**.

Observación	Fase MI	Fase HI	Fase LI	Estadística χ_{RED}/dof
	$logU$ $logN_H$	$logU$ $logN_H$	$logU$ $logN_H$	
HIGH XMM	$0.45^{+0.03}_{-0.05}$	$1.76^{+0.08}_{-0.03}$	$-0.44^{+0.08}_{-0.06}$	0.74/1481
	$21.47^{+0.02}_{-0.06}$	$22.38^{+0.08}_{-0.04}$	$21.33^{+0.04}_{-0.03}$	
LOW XMM	0.27 ± 0.04	$1.86^{+0.04}_{-0.06}$	$-0.68^{+0.08}_{-0.06}$	0.74/1484

Capítulo 4

Análisis de Variabilidad

4.1. Evolución temporal del flujo de NGC 3516 en rayos X

En el intervalo de energías de rayos X, se debe emplear un modelo astrofísico aceptable desde el punto de vista estadístico para estimar el flujo observado en rayos X de la fuente. Tal modelo es el que construimos y definimos como el continuo de emisión del Modelo C, compuesto con una ley de potencias y un cuerpo negro; éste representa la emisión de la fuente sin tomar en cuenta ni la absorción ionizada ni la neutra.

El siguiente paso es estimar el flujo de energía intrínseco de la fuente, el fin es analizar su variación a lo largo del tiempo, es decir, su evolución a lo largo de las nueve observaciones aquí estudiadas. Para ello, el software *Sherpa* nos ofrece la opción de calcular directamente el flujo de energía en rayos X de NGC 3516, basándose en los modelos de la ley de potencias y el *exceso suave* en cada uno de los espectros.

La tabla 4.1 contiene el flujo de energía integrado en el intervalo de 8 a 25 Å [0.33,1.54 keV], la parte suave del espectro, y de la banda fuerte el flujo de energía integrado en el intervalo de 2.5 a 10 keV [1,5 Å]. Los errores en el flujo de energía se calcularon a partir de los errores medidos en la emisión del continuo, en particular de las normalizaciones del *exceso suave* y la ley de potencias.

Una vez estimado el flujo de energía observado, lo siguiente es realizar un análisis de cómo va evolucionando en el transcurso de los 9 días de la temporada total de observación. Como se puede notar a simple vista en la tabla 4.1, existen cambios significativos

Tabla 4.1: Flujo de energía [$F_{h\nu}$] de NGC 3516 dividido en la banda de rayos X suaves y duros

Obs	Banda suave	Banda fuerte
	$F_{h\nu}^5$ [8,38 Å:0.33,1.55 keV]	$F_{h\nu}^5$ [2.5,10 keV]
1x	1.87 ± 0.05	2.59 ± 0.03
2x	1.69 ± 0.03	2.34 ± 0.02
3c	1.09 ± 0.04	2.04 ± 0.03
4c	0.707 ± 0.019	1.58 ± 0.03
5x	0.88 ± 0.03	1.97 ± 0.02
6c	1.54 ± 0.03	2.22 ± 0.05
7c	1.72 ± 0.03	$2.13^{+0.08}_{-0.06}$
8x	1.84 ± 0.04	2.46 ± 0.03
9c	0.502 ± 0.019	$0.35^{+0.03}_{-0.02}$

⁵ Flujo de energía observado en unidades de $10^{-11} \text{ ergs/cm}^2/\text{s}$

en el transcurso de las 9 observaciones, de hecho ya ha sido un tema de investigación reportado en otros artículos (por ejemplo Turner et al. (2008); Mehdipour et al. (2010)).

En el caso de las mediciones reportadas en este trabajo para el flujo de energía todos los cambios entre observaciones rebasan el límite de significación $3\sigma_{est}$. Es por esto que se realiza un análisis comparativo basado en la razón de cambio r . Si no existe cambio $r = 1$, $r > 1$ implica un incremento de r veces en el parámetro $F_{h\nu}$, mientras que $r < 1$ significa un decrecimiento de r veces en el valor de $F_{h\nu}$.

Es importante señalar que la escala de tiempo entre observaciones es del orden de días.

Para empezar, el cambio de $F_{h\nu}$ entre las observaciones **1x** y **2x** está dado por un factor de $r = 0.9$ lo que significa que el flujo decrece. Entre las observaciones **2x** y **3c** también $F_{h\nu}$ decrece un factor de $r = 0.6$; el siguiente cambio dado entre las observaciones **3c** y **4c** es un decrecimiento de $F_{h\nu}$ por un factor de $r = 0.7$. Hasta la observación **4c** el flujo de energía es el menor, entre las observaciones **1x** y **4c** el valor $F_{h\nu}$ decrece en un factor de $r = 0.4$, lo cual implica una variación mayor que la mitad del valor inicial. En la siguiente observación **5x** el flujo aumenta un factor de $r = 1.2$ con respecto a la observación **4c**, este crecimiento continúa y el valor del flujo aumenta en un factor de $r = 1.8$ en la observación **6c**. Más adelante el valor $F_{h\nu}$ de la observación **7c** aumenta en un factor de $r = 1.1$, continúa aumentando hasta la observación **8x** un factor igual a $r = 1.1$. Finalmente, en la última observación (**9c**) el flujo de energía

decae abruptamente hasta su valor mínimo, decrece un factor de $r = 0.3$. Lo anterior se puede ver a detalle en la tabla 4.1.

El flujo de energía emitido por la fuente ioniza el gas alrededor del *AGN*, en especial nos interesa el material más cercano al núcleo activo: en particular el absorbedor tibio y su respuesta a los cambios en el continuo.

Por lo tanto el objetivo de este trabajo es investigar si existe alguna correlación entre el cambio del flujo de energía emitido por la fuente y los parámetros del modelo, de tal forma plantear un escenario astrofísico que explique la variación que presenta NGC 3516 y con ello su estructura interna.

4.2. Evolución temporal de la forma del continuo de emisión observado

Como ya se explicó, el continuo de emisión es representado por una ley de potencias y un cuerpo negro. Con respecto a las normalizaciones de cada función se encuentran cambios significativos directamente relacionados con el flujo de energía observado.

4.2.1. Ley de potencias: Índice Γ y su normalización

La tabla 4.2 presenta el cambio en la ley de potencias a lo largo de las nueve observaciones.

Se encuentra que la ley de potencias presenta un índice Γ que cambia significativamente en el tiempo, mientras que el exceso suave tiene una temperatura que no presenta cambios significativos entre observaciones.

Como se puede leer en la tabla 4.2 el parámetro Γ , conocido como índice de la ley de potencias varía a lo largo de todas las observaciones. El valor inicial de Γ de la observación **1x** está dado por $\Gamma = 1.82 \pm \leq 0.02$, el valor de Γ estimado en la observación **2x** no presenta una variación significativa. En la observación **3c** Γ decrece con un nivel de significación de que rebasa 8σ . En la siguiente observación **4c** Γ nuevamente disminuye significativamente (4σ). Entre las observaciones **4c** y **5x** Γ aumenta significativamente (rebasa el nivel de 7σ). La observación **6c** presenta un valor de Γ que no varía significativamente con respecto a la observación **5x**. Después, el valor de Γ estimado en la observación **7c** aumenta significativamente (rebasa el nivel 3σ). En la observación **8x** Γ

no presenta cambios significativos. En la última observación **9c** Γ decae abruptamente con un nivel de significación de 16σ . El parámetro Γ , como se acaba de describir, cambia significativamente entre algunas observaciones. Es necesario tener el espectro en la mayor parte de la banda de altas energías de rayos X (hasta 100 keV) para concluir que es lo que produce esta variación.

Por otra parte, la normalización de ley de potencias presenta cambios significativos entre las 9 observaciones: todos son cambios rebasan el nivel de significación de $3\sigma_{est}$. De tal forma, el criterio de comparación será nuevamente utilizando la razón r .

La normalización de la ley de potencias [*fotones/keV/cm²/s*] (ver tabla 4.2) empieza con su valor máximo en la primer observación **1x** $Norm_{pl} = 1.69 \pm \leq 0.02$ y decae una razón $r = 0.8$ en la segunda observación. Entre las observaciones **2x** y **3c** la normalización nuevamente decrece un factor de $r = 0.8$ hasta el valor de $Norm_{pl} = 1.05 \pm \leq 0.02$. Entre las observaciones **3c** y **4c** la normalización decrece un factor $r = 0.6$, al compararla con el valor inicial estimado en la observación **1x** la razón de cambio es de $r = 0.4$. En la observación **5x** la normalización aumenta por una razón de $r = 1.4$ con respecto al valor estimado en la observación **4c**. Entre las observaciones **5x** y **6c** la normalización aumenta un factor de $r = 1.5$. En la observación **7c** el valor continúa aumentando, esta vez por un factor $r = 1.1$. La observación **8x** presenta una normalización que disminuye un factor de $r = 0.9$ con respecto a la observación **7c**. En la última observación **9c** la normalización cae abruptamente un factor de $r = 0.4$, donde se presenta el valor mínimo $Norm_{pl} = 0.24 \pm 0.05$.

La figura 4.1 contiene la gráfica de la normalización de la ley de potencias contra el tiempo.

4.2.2. Evolución del exceso suave

Los parámetros libres del *exceso suave* son la temperatura en [keV]: kT donde k es la constante de Boltzmann y T la temperatura en Kelvin. No existen cambios significativos entre observaciones, por lo que la temperatura se ligó en las 9 observaciones quedando libre para variar. El valor final es de $kT = 0.9 \pm \leq 0.02$ keV.

Se puede leer en la tabla 4.2 que la normalización del cuerpo negro varía significativamente a lo largo de las observaciones, es decir, la diferencia rebasa el valor de significación $3\sigma_{est}$. Inicia con un valor de $Norm_{cn} = 6.47_{-0.09}^{+0.06}$ con unidades de $10^{-4}L_{39}/D_{10}^2$

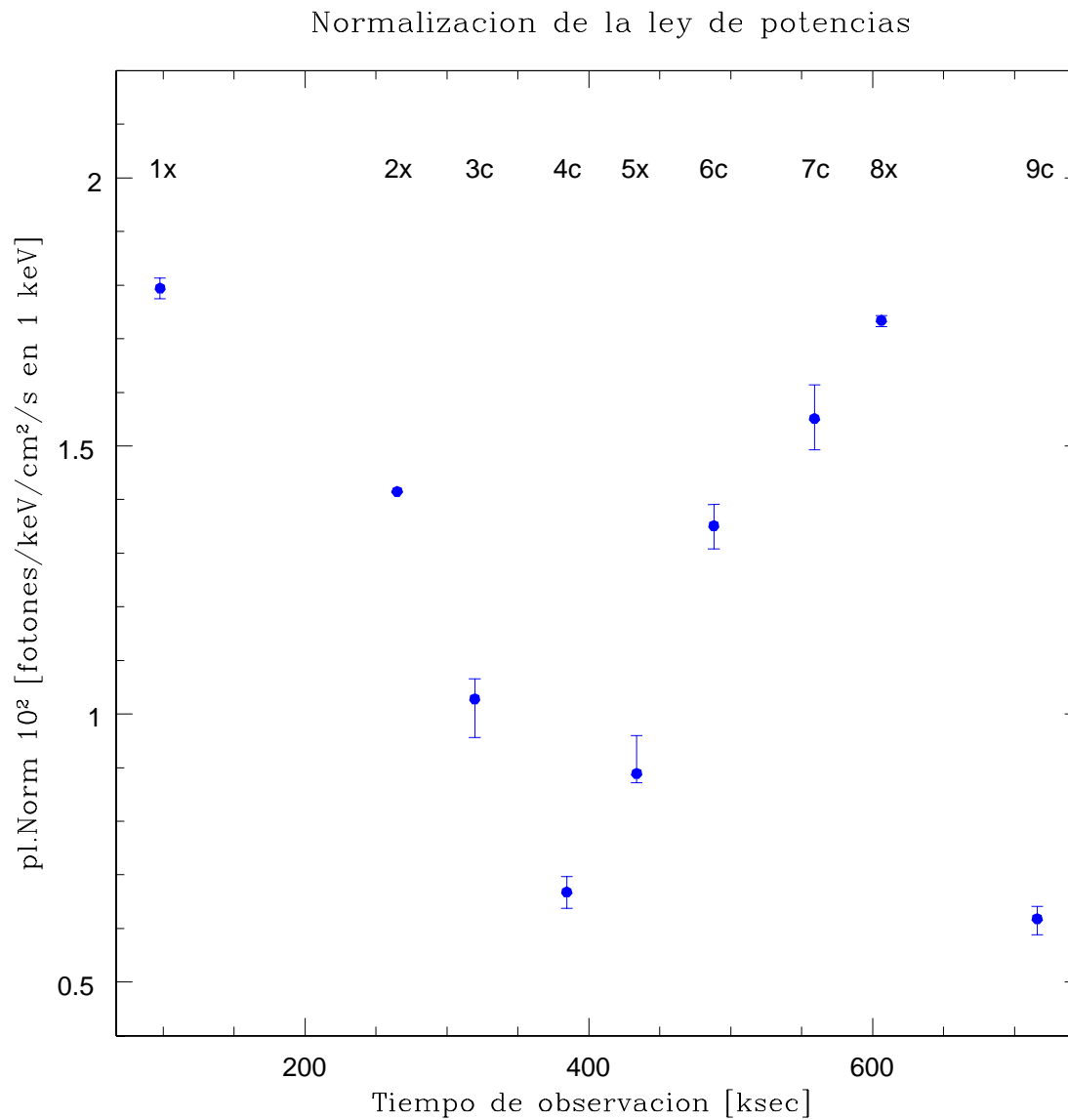


Figura 4.1: Normalización de la ley de potencias

(donde L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de 10^{39} *ergs/sec* y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de $10kpc$) en la observación **2x** permanece constante. En la observación **3c** la normalización del *exceso suave* decrece con un factor de $r = 0.6$, hasta la observación **4c**, donde se encuentra su valor mínimo que decrece por un factor de $r = 0.7$ con respecto a la observación **3c**, al comparar este valor con el inicial se encuentra que la normalización disminuyó un factor de $r = 0.4$. Más adelante en la observación **5x**, la normalización del *exceso suave* aumenta un factor de $r = 1.5$, y continúa aumentando en la observación **6c** un factor correspondiente a $r = 1.3$. Entre las observaciones **6c** y **7c** la normalización aumenta un factor de $r = 1.1$. A partir de la observación **8x** el valor decrece por un factor de $r = 0.9$, hasta la observación **9c**, cuyo valor en la normalización decae por un factor $r = 0.5$. La evolución en el tiempo de la normalización del *exceso suave* se puede observar en la gráfica 4.2.

Incluimos esta información detallada sobre la variabilidad para que el lector se de una idea clara de qué componentes del continuo observado presentan cambios significativos, relacionados directamente con las variaciones del flujo de energía reportados en la sección anterior.

4.3. Evolución temporal de los absorbedores tibios

Una vez que determinamos que el flujo de energía observado presenta cambios significativos entre observaciones el siguiente paso es caracterizar los cambios en los parámetros de las 4 fases absorbedoras que generan absorciones en el espectro de NGC 3516 de rayos X. En particular buscamos alguna correlación que nos indique si el flujo de energía intrínseco de la fuente en realidad varía o si las variaciones observadas son un efecto de obscurecimiento y/ó absorción. A su vez, queremos determinar si existe una respuesta del gas ionizado absorbedor a variaciones intrínsecas de la fuente.

Según el mejor modelo estadístico existen 3 fases ionizadas que generan las líneas de absorción encontradas en la parte suave del espectro, y una cuarta fase, la de mayor grado de ionización que solamente produce las líneas de absorción del complejo de Fe $k\alpha$ en la parte de altas energías. Las fases absorbedoras, como ya se mencionó, se modelaron con el código PHASE cuyos parámetros son: el grado de ionización representado por el parámetro U , la densidad columnar equivalente de Hidrógeno N_H , la velocidad del flujo eyectado definida por el corrimiento al azul de las líneas de absorción y la velocidad de

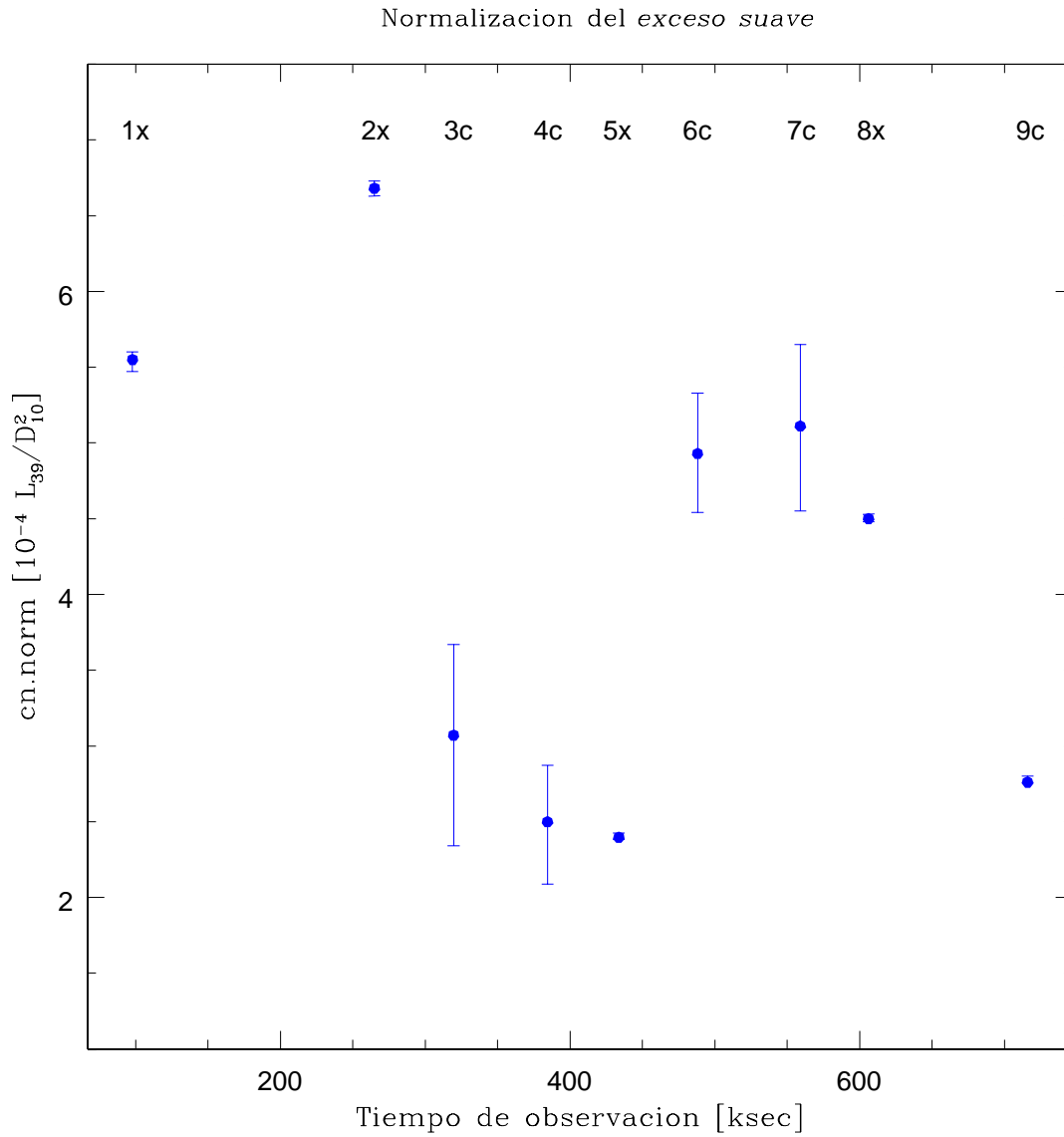


Figura 4.2: Normalización del exceso suave

turbulencia que caracteriza los movimientos macroscópicos internos del gas.

La estrategia que seguimos fue dejar libres los parámetros que variaban entre observaciones y vincular entre las observaciones los parámetros que permanecían sin cambios significativos. Los parámetros libres e independientes en el ajuste fueron el parámetro de ionización U y la densidad columnar equivalente N_H . Los parámetros vinculados entre observaciones fueron las velocidades de flujo eyectado y turbulencia, aún vinculados, ambos parámetros quedaron libres para variar, de tal forma que el valor estimado se basa en todas las observaciones.

Debido a la resolución de cada observatorio, los errores característicos de los parámetros U y N_H son diferentes entre los espectros de XMM-Newton y Chandra, por lo cual el análisis comparativo se dará solamente entre espectros del mismo observatorio. Por otro lado, las variaciones por razones de cambio r se analizan entre todas las observaciones.

4.3.1. Parámetro de ionización U

En la tabla 4.2 se pueden leer los valores encontrados para cada fase de ionización. Es evidente que las 3 fases ionizadas que imprimen en la parte de bajas energías cambian en el tiempo, sin embargo es necesario hacer un análisis que indique si estos cambios son significativos.

Fase **HI** -de alta energía-. En los datos de XMM-Newton, el parámetro U en las 3 primeras observaciones no presenta cambios significativos, es hasta la observación **8x** (la cuarta de este telescopio) donde U cambia con respecto al valor determinado de la observación anterior **5x** una diferencia de 4σ , lo cual es un aumento dado por un factor de $r = 1.6$. Esta es justamente la observación en la que se da el mayor cambio de flujo entre estas observaciones. Con los espectros de Chandra se tiene que el valor de U permanece sin cambios significativos entre las observaciones **3c**, **4c**, **6c** y **7c**, solamente en la observación **9c** U cambia con un nivel de significación que rebasa 3σ con respecto a la observación **7c**, lo que implica una razón de cambio de $r = 2.4$ entre las observaciones **7c** y **9c**. El comportamiento descrito se puede observar en la figura 4.3 (panel inferior), en negro están graficados los valores de U en cada observación. La comparación entre los cambios de flujo y del parámetro U se pueden observar en esta figura y en la Tabla 4.3.

Fase **MI** -de media ionización-. Para los espectros de XMM-Newton la variación más significativa de U se da, nuevamente, entre las observaciones **5x** a **8x**, tal variación significa una nivel de $8\sigma_{est}$. En los espectros de Chandra el cambio más significativo se encuentra entre las observaciones **4c** y **6c** y entre las observaciones **6c** a **9c** con un nivel de significación de 3σ . El comportamiento del parámetro U a lo largo del tiempo se puede observar en la figura 4.3 (panel intermedio, en negro se encuentran graficados los valores de U en cada observación). Los cambios más significativos coinciden con los 2 cambios más significativos del flujo de energía observado, en la observación **4c** y la final **9c**. La tabla 4.3 contiene las razones de cambio r entre observaciones del flujo de energía $F_{h\nu}$ y el parámetro de ionización U de la fase **MI** con el fin de hacer una comparación directa entre $F_{h\nu}$ y U . Como se puede apreciar en la Tabla 4.3, las variaciones del parámetro de ionización siguen de cerca a las variaciones de flujo en esta fase.

Fase **LI** -de bajo grado de ionización-. El parámetro U entre las observaciones **1x** y **2x** varía significativamente (4σ), lo que implica una razón de cambio de $r = 2$. En la observación **5x** U cambia con un nivel de significación de 4σ , U disminuye en un factor de $r = 0.4$. Mientras que en la observación **8x** U varía con un nivel de significación de 3σ , U aumenta con una razón de cambio $r = 2$.

Por otra parte, en los espectros de Chandra U no presenta cambios significativos a lo largo de todas las observaciones. En la figura 4.3 (panel superior) se puede observar la evolución de U , cuyo valor se graficó en color negro, a lo largo del tiempo (ver Tabla 4.3).

La fase ionizada **HI** presenta cambios significativos en U con un nivel de significación de 4σ . Aunque estos cambios parecen estar relacionados con el flujo de energía observado, su amplitud no corresponde a la amplitud de los cambios en el continuo ionizante, lo cual indica que esta fase no alcanza equilibrio de fotoionización.

Cabe señalarse que la variación de U de la fase **LI** aparentemente no se correlaciona con las variaciones del continuo ionizado, sin embargo sucede algo peculiar en las observaciones **2x** hasta la **5x** y entre las observaciones **5x** y **7c**: en la Figura 4.3 además de estar graficado el parámetro U de cada una de las 3 distintas fases se encuentra también la curva de luz (en rojo) escalada, lo anterior tiene el fin de hacer una comparación directa con las variaciones en el parámetro U con respecto al flujo de energía a lo largo del tiempo. Desde la observación **2x** hasta la **5x** parece que la fase **LI** reacciona

a los cambios del continuo ionizante (en este caso comparar con la curva de luz en rojo con líneas punteadas de la Figura 4.3), con la excepción de la observación **4c** de Chandra. Adelante en el tiempo, entre las observaciones **5x** y **7c** parece existir también una respuesta al continuo ionizante, aunque la observación **6c** no sigue esta tendencia.

El comportamiento del parámetro U de la fase **MI** es diferente a las otras 2 fases ionizadas. En este caso, si parece haber una correlación directa entre U y el flujo de la fuente central. El comportamiento de ambas componentes, U y $F_{h\nu}$ se puede observar claramente en la Figura 4.3, en donde se ha escalado la curva de luz de NGC 3516 para compararla directamente con el parámetro de ionización. En la mayoría de las observaciones se puede ver que el gas responde en equilibrio de fotoionización con la fuente de emisión, la excepción es el tiempo transcurrido entre las observaciones **5x**, **6c** y **7c** donde se pierde el equilibrio.

El parámetro de ionización U representa la razón entre el flujo de fotones ionizantes y el flujo de partículas, por lo tanto, en gas en equilibrio de fotoionización se espera que el gas absorbedor responda directamente a los cambios en el nivel de continuo. Es decir, se espera una correlación lineal entre U y $F_{h\nu}$. Al parecer, el parámetro U de la fase **MI** reacciona con el cambio de $F_{h\nu}$ con 2 comportamientos diferentes: uno en equilibrio de fotoionización y otro fuera de este equilibrio. Desde la observación **1x** hasta la observación **4c** el grado de ionización U decrece por el mismo factor que $F_{h\nu}$, indicando equilibrio entre la fuente ionizante y el material. Es decir, el gas se ha recombinado lo suficientemente rápido hasta un estado de equilibrio. En la observación **5x** ambos parámetros tanto $F_{h\nu}$ como U aumentan, sin embargo no por el mismo factor, lo cual implica que el gas no ha tenido tiempo de llegar a equilibrio adaptándose al cambio de flujo. En la observación **6c** el parámetro U se dispara a su valor máximo, lo cual es indicativo nuevamente de que el gas se encuentra fuera de equilibrio de fotoionización, posiblemente “sobre-ionizado”. Sin embargo, de la observación **7c** a la **9c** se observa que el gas retorna paulatinamente a un estado de equilibrio, inclusive en la observación **9c** en donde el cambio de flujo es el mayor observado.

Este tipo de comportamiento es esperado en gas cerca de equilibrio de ionización dado que las escalas de tiempo para llegar equilibrio dependen íntimamente del comportamiento específico de la curva de luz de la fuente emisora. Es importante señalar que las escalas de tiempo donde el gas está en equilibrio de fotoionización o no, nos permite constriñir parámetros tales como la densidad numérica y consecuentemente es-

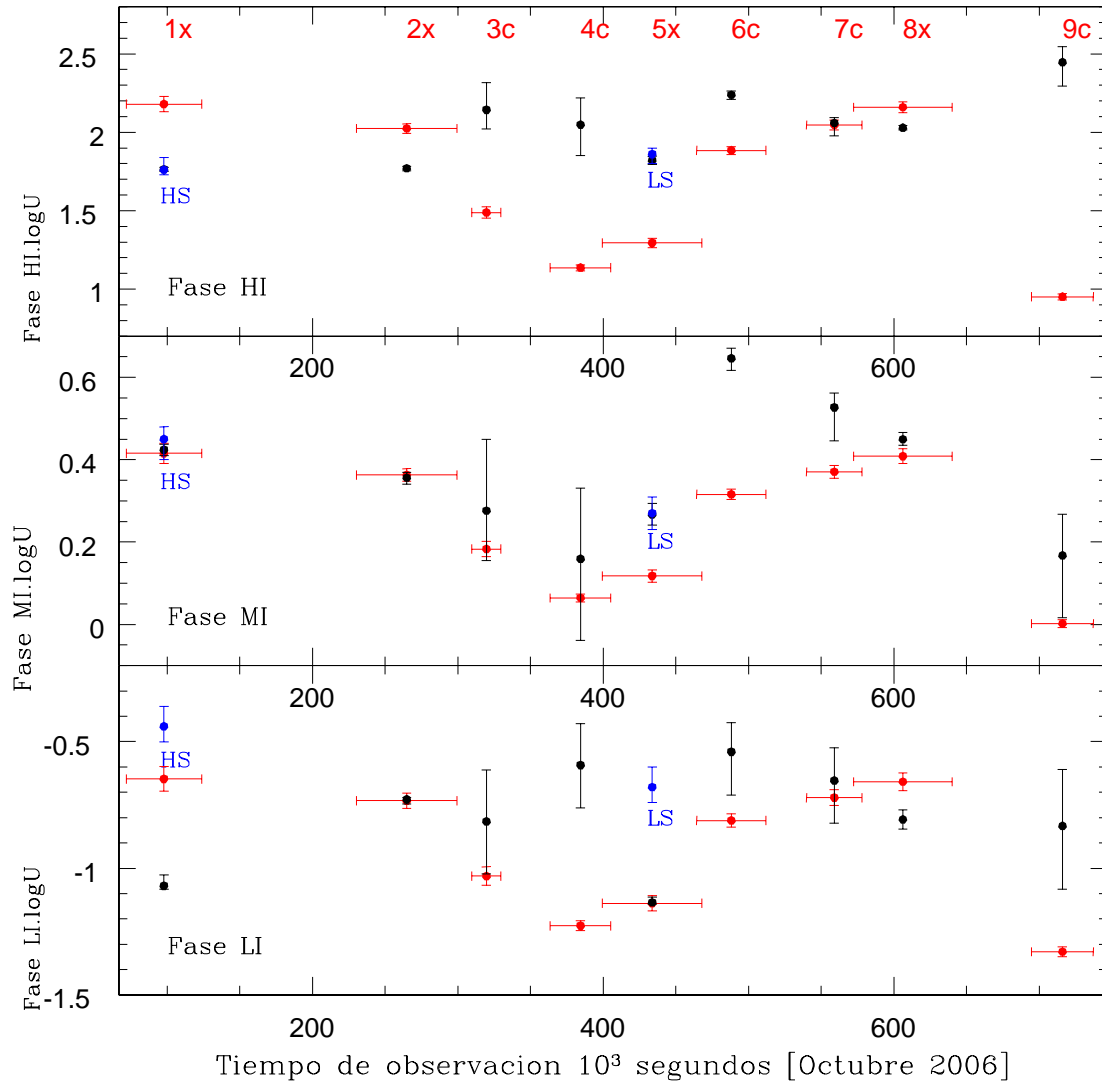


Figura 4.3: Comparación entre la evolución del flujo de energía $F_{h\nu}$ y la del parámetro de ionización U en el tiempo. Cada panel contiene el parámetro de ionización U (en negro) de las fases **LI**, **MI** y **HI** de arriba abajo cada una respectivamente. En cada una de los paneles también se grafica el flujo de energía $F_{h\nu}$ escalado para cada fase ionizada (en rojo). En azul se graficó el parámetro U encontrado en los espectros de alto y bajo flujo de energía **HS** y **LS**. El fin de esta gráfica es comparar los comportamientos de U de cada fase ionizada y el flujo de energía $F_{h\nu}$ en el tiempo, es claro que solamente la fase **MI** tiene un parámetro U con un comportamiento similar a $F_{h\nu}$ en el transcurso del tiempo.

timar limitar la distancia donde se localiza la fase **MI**. El siguiente capítulo §5 describe a detalle tales constricciones.

4.3.2. Densidad columnar N_H

Debido a que la densidad columnar de cada una de las fases absorbedoras quedó libre entre observaciones, es importante hacer un análisis detallado de su evolución a lo largo de las 9 observaciones. Por lo anterior hacemos un análisis similar al del parámetro U .

Fase **HI**: el mayor cambio encontrado en $\log N_H$ equivale a una diferencia de 12σ entre las observaciones **2x** y **8x**, comparando las observaciones de XMM-Newton. En el caso de los espectros de Chandra la densidad columnar no presenta cambios significativos. Al hacer la comparación con respecto a la razón de cambio r , encontramos que los 2 valores extremos de las observaciones **4c** (cuyo valor está dado por $\log N_H = 22.22 \pm 0.09$) y **8x** (con $\log N_H = 22.52 \pm 0.02$) presentan una variación dada por un factor de $r = 2$. Es decir, que la densidad columnar de esta fase varía durante toda la campaña por un factor $\lesssim 2$.

Fase **MI**: $\log N_H$ en los espectros de XMM-Newton no presenta variaciones significativas. En el caso de las observaciones de Chandra $\log N_H$ la máxima variación se da entre las observaciones **4c** y **6c** y las observaciones **4c** y **9c**, con un cambio significativo de 3σ . Con respecto a la razón de cambio r en todas las observaciones, la mayor variación de N_H se observa entre las observaciones **4c** y **7c**, N_H aumenta por una razón de $r = 1.6$.

Fase **LI**: En el caso de las observaciones de XMM-Newton el mayor cambio de $\log N_H$ se da entre las observaciones **1x** y **8x**, esta variación se da en un nivel de significación de 4σ . Mientras que en los diferentes espectros de Chandra $\log N_H$ no presenta cambios significativos. Al revisar la razón de cambio r se encontró que la máxima variación entre las observaciones **1x** y **4c**, un aumento en la densidad columnar N_H por una razón de $r = 2.6$, éste resulta ser la mayor razón de cambio r encontrado en las 3 fases **LI**, **MI** y **HI** de todas las observaciones.

La variación de N_H de cada fase ionizada se graficó en la figura 4.4.

Se encuentra que la densidad columnar varía significativamente en cada una de las fases, por un factor ~ 2 . Este comportamiento es en ocasiones altamente significativo y puede ser el resultado de pequeñas inhomogeneidades en el medio absorbedor al pasar

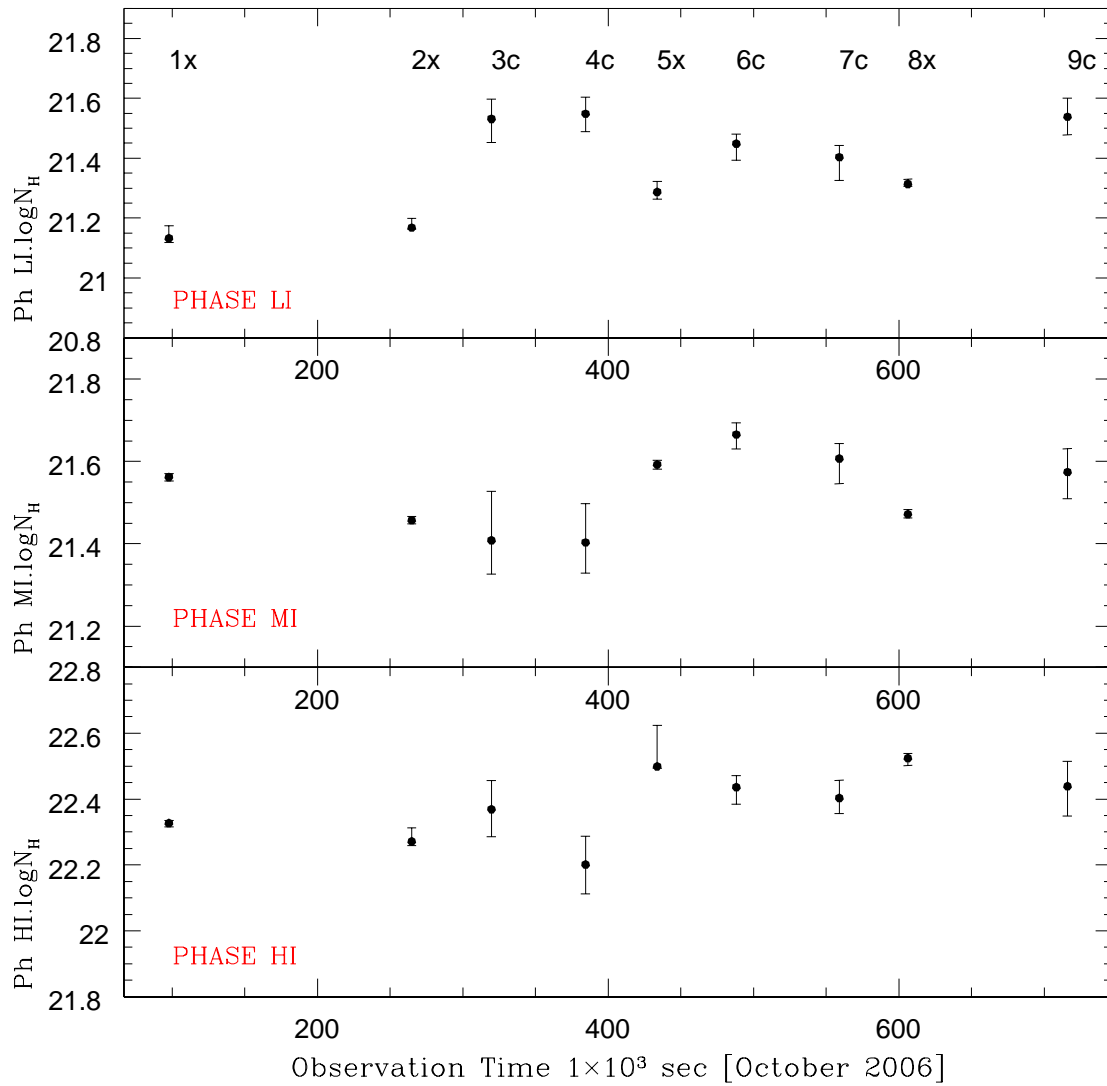


Figura 4.4: Densidad columnar equivalente de Hidrógeno N_H a lo largo del tiempo en cada fase ionizada, de arriba abajo fases **LI**, **MI** y **HI** respectivamente.

por nuestra línea de visión a la fuente central.

4.3.3. Evolución de la Fase VH de mayor estado de ionización

La fase **VH** solamente genera absorción en la parte de altas energías del espectro de NGC 3516, en el intervalo de ~ 6 a 7 keV. Nuevamente, se analizó si existe algún cambio significativo a lo largo de toda la temporada de observación de los parámetros U y N_H de esta fase ionizada.

El grado de ionización, determinado por U , no cambia significativamente de acuerdo a los errores determinados en las mediciones de cada uno de los observatorios, lo cual se puede leer en la Tabla 3.8. Con respecto a la densidad columnar N_H tampoco existen cambios significativos entre observaciones. Por lo tanto se puede considerar que ambos parámetros, U y N_H son constantes a lo largo de las 9 observaciones. La Figura 4.5 contiene los valores de $\log U$, en el panel superior, y $\log N_H$, en el panel inferior. En la gráfica (Figura 4.5) se compara la evolución del parámetro U con respecto a la evolución de $F_{h\nu}$ no de la banda completa sino con respecto al flujo de energía integrado solo en el intervalo de altas energías [2.5-10 keV] (ver la tercer columna de la tabla 4.1), debido a que el gas es sensible principalmente a cambios en esta región. Es evidente que no existe una reacción del parámetro U con respecto a la evolución del flujo de energía $F_{h\nu}$, lo cual implica que esta componente se encuentra fuera de equilibrio de fotoionización.

De tal forma, al no encontrar cambios significativos entre observaciones: el promedio de la medición de $\log U = 3.82 \pm \sigma$, donde $\sigma = 0.912^1$, mientras que en el caso de la densidad columnar $\log N_H = 22.23 \pm \sigma$ con $\sigma = 0.59^1$, en el caso de la fase **VH**.

4.4. Evolución del modelo entre los estados de alto HS y bajo flujo LS

Como ya se explicó en el capítulo §3, el Modelo C fue aplicado en los espectros de alto **HS** y bajo **LS** flujo de energía. Es fundamental estudiar los cambios de el parámetro de ionización durante estas observaciones, para explorar en escalas de tiempo menores la respuesta del material ionizado a los cambios de flujo. En especial, porque

¹ σ en ambos casos ($\log U$ y $\log N_H$) es el máximo error estimado en todas las observaciones.

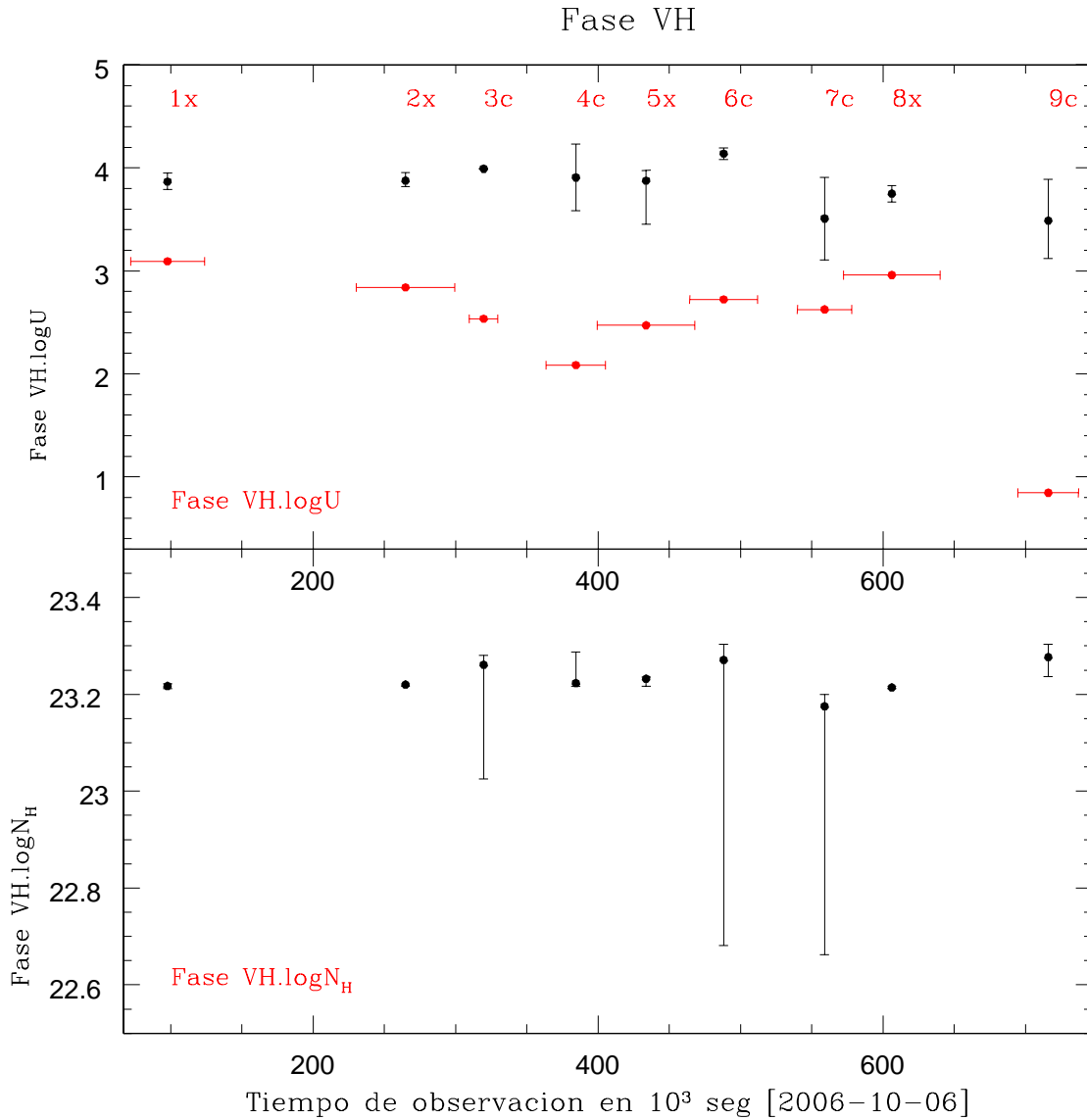


Figura 4.5: Superior: comparación entre la evolución en el tiempo del flujo de energía $F_{h\nu}$ (en rojo) y el parámetro de ionización U (en negro) de la fase **VH**. Inferior: densidad columnar N_H a lo largo de las nueve observaciones de la fase **VH**.

dado el comportamiento de la curva de luz, la señal de las observaciones **1x** y **5x** (de donde obtuvimos el **HS** y **LS** respectivamente) puede estar dominada por los lapsos de mayor flujo de la fuente, borrando posibles respuestas del gas. Dado que la señal a ruido en los espectros extraídos de los estados **LS** y **HS** es limitada, para realizar este análisis dejamos ligado el parámetro N_H entre estos espectros para disminuir el número de parámetros libres y estudiar en detalle el cambio del parámetro U . Aunque existen cambios en la densidad columnar entre las observaciones **1x** y **5x**, estos son del orden de ~ 2 , por lo que no esperamos que esto tenga un efecto importante en nuestros modelos.

Como se puede leer en la Tabla 4.5 se encuentran cambios significativos en U entre los espectros de alto y bajo flujo de energía para las fases **MI** y **LI**, la fase **HI** no presenta una variación significativa. En particular, $\log U$ para la fase **MI** cambia con un significado de 4σ , mientras que $\log U$ del absorbedor **LI** presenta un cambio a un nivel 3σ . Cabe señalarse que el parámetro de ionización de la fase **HI** y las densidades de columna de todas las fases son consistentes con los encontrados en el análisis de las observaciones **1x** a **9c**.

Con respecto a la razón de variación r el parámetro $\log U$ de ambas fases (**MI** y **LI**) presenta una disminución de $r \sim 2$ (ver tabla 4.5), lo cual representa una reacción cercana al equilibrio de fotoionización.

Por lo tanto, **MI** y **LI** responden al cambio del flujo de energía ionizante $F_{h\nu}$. Cabe señalarse, que el flujo de energía, entre los espectros **HS** y **LS**, disminuye en un factor de $r = 3$, por lo tanto, dados los errores en las mediciones, aunque el gas no llega a equilibrio de ionización, podemos concluir que se encuentra muy cerca de él, y que las escalas de tiempo para alcanzar el equilibrio son comparables al tiempo entre las observaciones **HS** y **LS**.

Un punto importante a mencionarse es que la fase **LI**, reacciona cerca de equilibrio de fotoionización una vez que son considerados los flujos extremos de energía, lo cual se puede ver en la Figura 4.3. Este comportamiento es compatible al encontrado en las observaciones **2x** y **5x**, pero es claro que los cambios son mejor contrastados en este caso, dando mejor información sobre el respuesta del gas.

Tabla 4.2: Modelo C aplicado en todas las observaciones de XMM-Newton y Chandra.

Observación	Ley de potencias	Cuerpo negro	Fase HI	Fase MI	Fase LI	Estadística χ_{RED}/dof
	Γ $Norm^1$	$kT[keV]$ $Norm^3$	$logU$ $logN_H$ $v_{out} [kms^{-1}]$	$logU$ $logN_H$ $v_{out} [kms^{-1}]$	$logU$ $logN_H$ $v_{out} [kms^{-1}]$	
1x	$1.82 \pm < 0.02$	$0.09 \pm < 0.02$	$1.76 \pm < 0.02$	$0.42 \pm < 0.02$	-1.07 ± 0.04	0.87/4504
	$1.69 \pm < 0.02$	$6.47^{+0.06}_{-0.09}$	$22.33 \pm < 0.02$ -1847 ± 13	$21.56 \pm < 0.02$ -605 ± 27	21.13 ± 0.05 -2426 ± 5	
2x	$1.77 \pm < 0.02$	6.67 ± 0.05	$1.77 \pm < 0.02$	$0.36 \pm < 0.02$	$-0.73 \pm < 0.02$	1.01/4558
	$1.33 \pm < 0.02$		$22.27^{+0.04}_{-0.02}$	$21.46 \pm < 0.02$	21.17 ± 0.03	
3c	$1.509^{+0.033}_{-0.028}$	4.14 ± 0.06	$2.14^{+0.08}_{-0.09}$	$0.28^{+0.17}_{-0.12}$	$-0.815^{+0.204}_{-0.207}$	0.62/980
	$1.05 \pm < 0.02$		$22.37^{+0.09}_{-0.08}$	$21.408^{+0.119}_{-0.082}$	$21.53^{+0.07}_{-0.08}$	
4c	$1.39^{+0.03}_{-0.02}$	2.84 ± 0.04	2.05 ± 0.08	$0.16^{+0.17}_{-0.19}$	$-0.59^{+0.16}_{-0.17}$	0.68/980
	$0.66 \pm < 0.02$		22.22 ± 0.09	$21.403^{+0.095}_{-0.074}$	21.55 ± 0.06	
5x	$1.62 \pm < 0.02$	4.25 ± 0.06	$1.82^{+0.05}_{-0.08}$	0.27 ± 0.03	-1.13 ± 0.02	0.87/4504
	$0.905^{+0.009}_{-0.011}$		22.49 ± 0.12	$21.59 \pm < 0.02$	$21.29^{+0.04}_{-0.02}$	
6c	1.58 ± 0.02	5.65 ± 0.04	2.24 ± 0.03	0.65 ± 0.03	-0.54 ± 0.17	1.08/980
	1.38 ± 0.03		$22.44^{+0.04}_{-0.05}$	$21.67^{+0.03}_{-0.04}$	$21.45^{+0.03}_{-0.06}$	
7c	1.69 ± 0.02	6.13 ± 0.05	$2.06^{+0.07}_{-0.03}$	$0.53^{+0.04}_{-0.08}$	$-0.65^{+0.13}_{-0.17}$	0.95/980
	$1.58^{+0.05}_{-0.04}$		$22.403^{+0.054}_{-0.047}$	$21.607^{+0.037}_{-0.061}$	$21.403^{+0.039}_{-0.077}$	
8x	$1.75 \pm < 0.02$	5.33 ± 0.02	$2.03 \pm < 0.02$	0.45 ± 0.02	$-0.807^{+0.037}_{-0.039}$	0.95/4630
	$1.41 \pm < 0.02$		22.52 ± 0.02	$21.47 \pm < 0.02$	$21.31 \pm < 0.02$	
9c	$1.27^{+0.03}_{-0.02}$	2.94 ± 0.05	$2.45^{+0.05}_{-0.12}$	0.17 ± 0.15	$-0.83^{+0.22}_{-0.26}$	0.74/980
	$0.62^{+0.03}_{-0.02}$		$22.44^{+0.08}_{-0.09}$	21.57 ± 0.06	$21.54^{+0.06}_{-0.07}$	

^{a1} en $10^{-2} photons/keV/cm^2/s$ en 1 keV

^{c3} en unidades de $10^{-4} L_{39}/D_{10}^2$, donde L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de $10^{39} ergs/sec$ y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de $10kpc$

Tabla 4.3: Comparación entre la razón de cambio r del flujo de energía $[F_{h\nu}]$ y la razón de cambio r del parámetro de ionización U .

Obs	$F_{h\nu}$	Fase HI U	Fase MI U	Fase LI U
Razón de cambio	r	r	r	r
1x*	1.0*	1.0*	1.0*	1.0*
2x	0.9	1.0	0.9	2.2
3c	0.6	2.3	0.8	0.8
4c	0.7	0.8	0.7	1.7
5x	1.2	0.6	1.3	0.3
6c	1.8	2.6	2.0	3.9
7c	1.1	0.7	0.8	0.8
8x	1.1	0.9	0.8	0.7
9c	0.3	2.6	0.5	0.9

* Valor inicial

Tabla 4.5: Modelo C aplicado en los espectros de alto y bajo estados de energía **HS** y **HS**

Observación	Fase MI	Fase HI	Fase LI	Estadística
	$\log U$	$\log U$	$\log U$	χ_{RED}/dof
	$\log N_H$	$\log N_H$	$\log N_H$	
HIGH XMM	$0.45^{+0.03}_{-0.05}$	$1.76^{+0.08}_{-0.03}$	$-0.44^{+0.08}_{-0.06}$	0.74/1481
	$21.47^{+0.02}_{-0.06}$	$22.38^{+0.08}_{-0.04}$	$21.33^{+0.04}_{-0.03}$	
LOW XMM	0.27 ± 0.04	$1.86^{+0.04}_{-0.06}$	$-0.68^{+0.08}_{-0.06}$	0.74/1484

Capítulo 5

Resultados del análisis y discusión

En este análisis encontramos un modelo que ajusta satisfactoriamente cada uno de los espectros, tanto individuales como en los casos extremos de alto y bajo flujo de NGC 3516 de las observaciones tomadas por XMM-Newton y Chandra en octubre de 2006. Encontramos también que no solamente existen diferencias, a lo largo de las 9 observaciones en el flujo de energía observado, sino diferencias en las componentes espectrales que imprimen las fases absorbedoras en la parte de bajas energías. En este capítulo se describen las propiedades espectrales de los absorbedores ionizados en detalle. El fin es dilucidar la causa física de la variabilidad de estos absorbedores e intentar entender si la variabilidad del continuo en tan corta escala de tiempo es intrínseca o un efecto de absorción u obscurecimiento debida a nubes que atraviesan la línea de visión.

5.1. ¿Fases HI, MI y LI en un medio multifase?

Como se mencionó en el capítulo §1 para conocer las características físicas del medio absorbedor se utiliza la llamada curva S ó curva de estabilidad térmica, presentada en la gráfica de $\log(T)$ vs $\log(U/T)$. Con la curva S es posible definir si los medios ionizados se encuentran en equilibrio de presión y con ello inferir si es posible que se encuentren en un medio multifase.

Cabe señalarse que para que un medio sea multifase, en una configuración estable, se requiere que las velocidades de “outflow” (o de flujo saliente) de cada una de sus componentes sean similares, para evitar que fuerzas de fricción entre las componentes las destruyan. Este no es el caso de las componentes **LI**, **MI** y **HI** que tienen velocida-

des diferentes de al menos $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$. Sin embargo, de acuerdo al análisis realizado en espectros de alta resolución en el UV, Kraemer et al. (2002) reportan que los absorbedores ionizados tienen 8 diferentes velocidades de flujo saliente: -376 ± 7 , -183 ± 8 , -36 ± 4 , -1372 ± 9 , -994 ± 16 , -837 ± 7 y $-692 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$. Estas velocidades son similares a las encontradas para la componente **MI**, la siguiente fase cercana en velocidad es la **HI**, existe una diferencia de alrededor de -500 km s^{-1} cantidad del mismo orden de magnitud que la resolución de *RGS* ($\sim 700 \text{ km s}^{-1}$).

Dado que debe de existir una correspondencia entre los absorbedores en UV y los absorbedores ionizados de rayos X, es posible que las componentes de absorción en la banda de altas energías estén compuestas por varias velocidades de flujo, y dado que no están resueltas, solo medimos la que domina (ver por ejemplo Krongold et al. (2003) ó Andrade-Velázquez et al. (2010)). Los datos actuales no nos permiten hacer un análisis con cada componente de velocidad por separado. Sin embargo al analizar la curva de equilibrio térmico podemos explorar si cada componente de velocidad puede ser compatible con un medio multifase. A continuación presentamos la curva de equilibrio térmico de NGC3516 (Figura 5.1).

Para graficar la curva S se tomaron los parámetros de temperatura y grado de ionización definidos por la distribución espectral de energía (*SED*). Cada fase ionizada se ubicó en la curva S , de acuerdo a su temperatura electrónica y grado de ionización U . En la curva se ubican: cerca del extremo superior derecho la fase **HI**, en medio de la curva la fase **MI** y en el extremo izquierdo la fase de más baja ionización **LI**. Como se puede observar en la gráfica 5.1, la curva de equilibrio térmico no es multivaluada en temperatura. Aún así, encontramos que la presión de las componentes **LI** y **MI** dentro de los errores y su presión son consistentes con el mismo valor dentro de un factor de 3. Esto indica que estas fases podrían encontrarse en equilibrio de presión. La fase **HI**, sin embargo tiene una presión ~ 10 veces menor que las otras componentes. Esto indicaría que está fuera de equilibrio de presión.

Sin embargo, la forma de la curva de equilibrio térmico es muy sensible a fuentes adicionales de enfriamiento y calentamiento. La más obvia en el caso de los núcleos activos es el enfriamiento debido a una metalicidad mayor a la solar. Metalicidades significativamente mayores a la solar son esperadas en estos sistemas (e.g. Mihalszki & Ferland (1983); Fields et al. (2007)). El mayor enfriamiento crea una curva S más

¹Se pueden separar en 3 velocidades características: -100 km s^{-1} , -600 km s^{-1} y -1200 km s^{-1} .

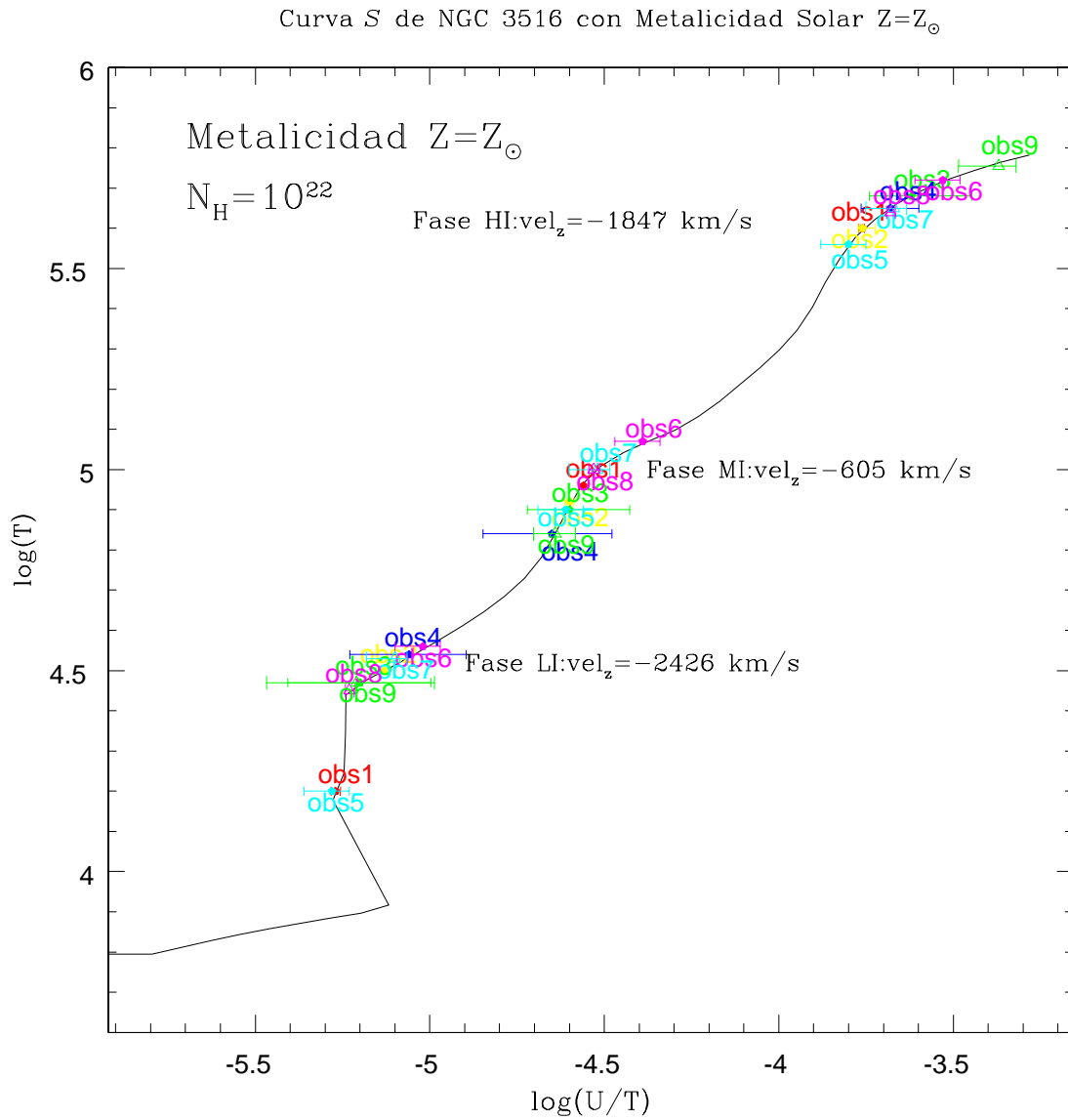


Figura 5.1: Curva de estabilidad térmica S de la galaxia NGC 3516 suponiendo $N_H = 10^{22}$ con metalicidad solar Z_{\odot} . Superpuestas se encuentran las fases absorbedoras **HI**, **MI** y **LI**. Cada color indica un número diferente de observación, obs1:rojo, obs2:amarillo, obs3:verde, obs4:azul, obs5:cielo, obs6:fiucsia, obs7:cielo, obs8:fiucsia, obs9:verde.

vertical y con ello la posibilidad de un medio multifase. Para explorar esta posibilidad, hemos realizado modelos con metalicidades 5 y 10 veces la metalicidad solar ($5Z_{\odot}$ y $10Z_{\odot}$). Las curvas de equilibrio térmico (Figuras 5.2 y 5.3 para $5Z_{\odot}$ y $10Z_{\odot}$ respectivamente) muestran que con estas metalicidades, las 3 componentes de absorción podrían ser consistentes con un sólo valor de la presión. Esto indica que es posible que cada componente de velocidad esté formada por un medio multifase, como ha sido encontrado en otros objetos con metalicidad supra-solar (e.g. Fields et al. (2007)).

5.2. Análisis de la forma del espectro a lo largo de las 9 observaciones

A lo largo de las 9 observaciones el flujo observado está cambiando. Además existe una tendencia que muestra que algunas componentes de absorción varían entre observaciones en su grado de ionización, lo que parece deberse a una reacción del absorbedor al cambio de flujo de energía. Existen otras variaciones posibles, como variaciones del factor de cobertura o de la densidad columnar. Estas variaciones han sido propuestas para explicar los cambios de flujo. Para analizar en detalle estos posibles cambios, se realizó una comparación directa entre los espectros obtenidos.

5.2.1. Cambios en la opacidad del gas como respuesta a las variaciones de continuo

La región que contiene el arreglo no resuelto de transiciones de la capa M de Hierro (*UTA M-shell*² en inglés) se ubica entre 15 y 18 Å, este arreglo es muy útil para conocer los cambios en la opacidad del gas ionizado como lo explican Behar et al. (2001)³ y Krongold et al. (2005)⁴. En NGC 3516 se ajustaron los espectros de alto y bajo flujo de energía (**HS** y **LS** respectivamente) de XMM-Newton, utilizando una ley de potencias local con el fin de comparar el UTA directamente entre los espectros. Utilizamos los espectros **HS** y **LS** porque son los dos estados extremos de flujo de energía, en donde

²UTA:Unresolved Transition Array

³Donde hacen un análisis detallado acerca de las condiciones físicas que genera el arreglo UTA de Fe de la capa M.

⁴Más específico con el arreglo UTA de la capa M producido por absorbedores ionizados de NGC 3783.

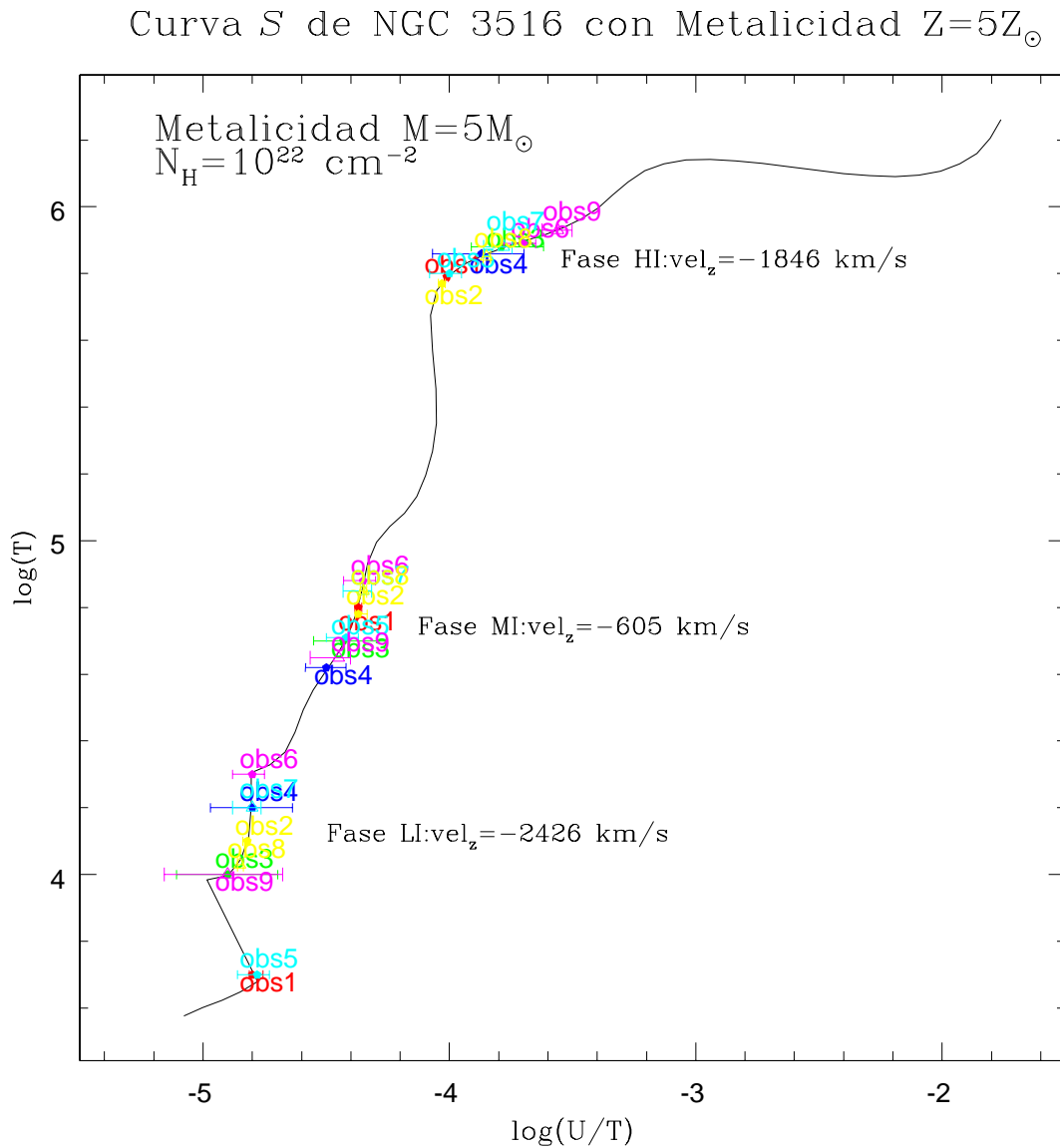


Figura 5.2: Curva de estabilidad térmica S de la galaxia NGC 3516 suponiendo $N_H = 10^{22}$ con una metalicidad 5 veces la solar $5Z_{\odot}$. Superpuestas se encuentran las fases absorbedoras **HI**, **MI** y **LI**. Cada color indica un número diferente de observación, obs1:rojo, obs2:amarillo, obs3:verde, obs4:azul, obs5:cielo, obs6:fiuscia, obs7:cielo, obs8:fiuscia, obs9:verde.

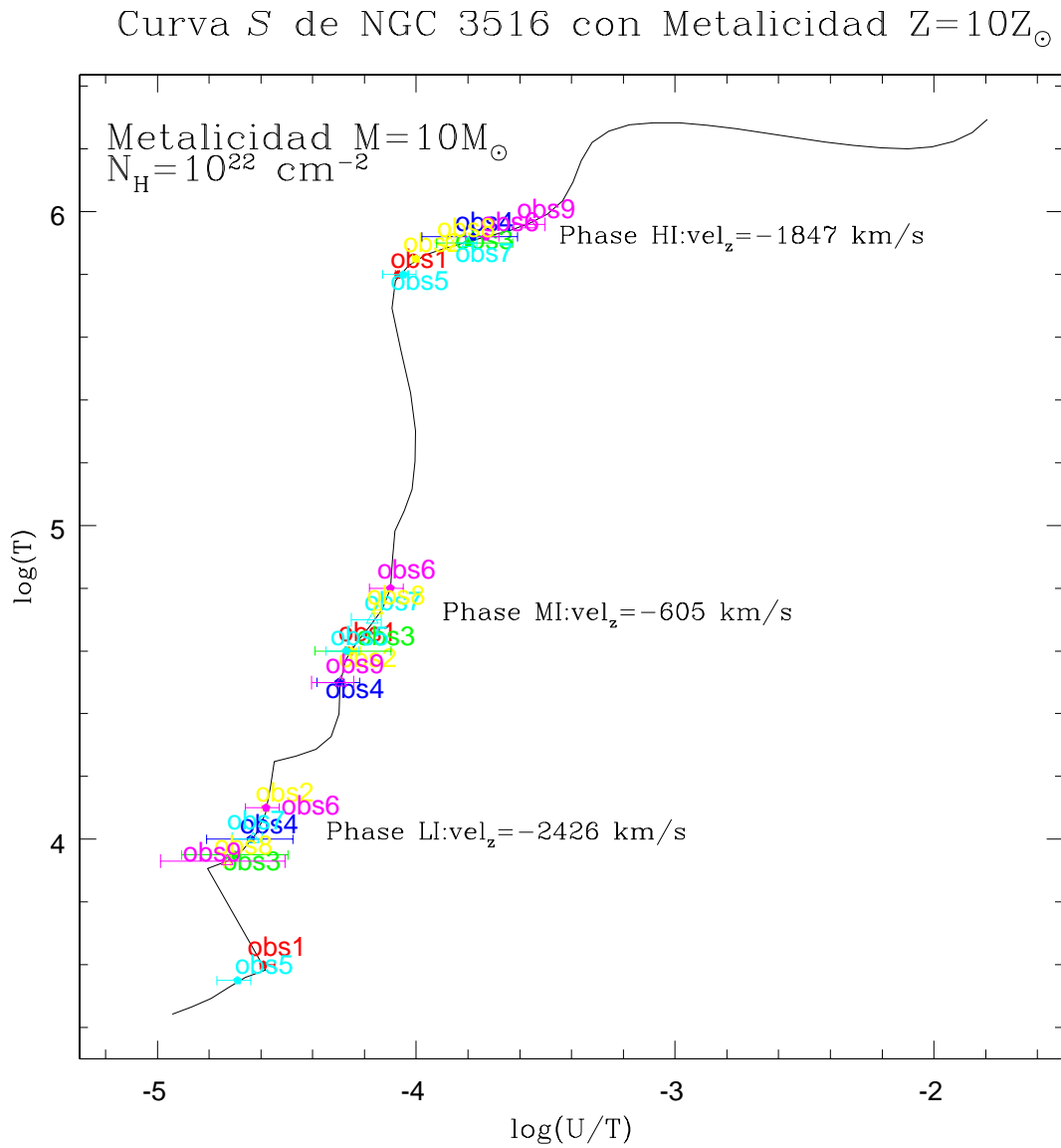


Figura 5.3: Curva de estabilidad térmica S de la galaxia NGC 3516 suponiendo $N_H = 10^{22}$ con una metalicidad 10 veces la solar $10Z_{\odot}$. Superpuestas se encuentran las fases absorbedoras **HI**, **MI** y **LI**. Cada color indica un número diferente de observación, obs1:rojo, obs2:amarillo, obs3:verde, obs4:azul, obs5:cielo, obs6:fiucsia, obs7:cielo, obs8:fiucsia, obs9:verde.

esperamos las variaciones mas grandes y por tanto más fácilmente detectables. Incluimos una comparación entre los espectros **7c** y **9c** de Chandra debido a que también presentan un cambio extremo en el flujo de energía observado.

La Figura 5.4 muestra la comparación entre los espectros **HS** (en rojo) y **LS** (en negro) de *RGS1* y *RGS2* (panel superior e intermedio respectivamente). Para comparar, también graficamos un modelo con un cambio en la opacidad del gas ionizado como respuesta a una variación en el continuo ionizante en un factor de aproximadamente $\sim 2 - 3$ (Figura 5.4 en su panel inferior). El cambio entre el parámetro de ionización es entre $\log U = 0.53$ y $\log U = 0.17$, cuya razón de cambio es de ~ 2.3 , el cambio encontrado entre observaciones de flujo extremo (entre las observaciones **7c** y **9c**). Como se puede ver en los 3 pánels de la Figura 5.4 el cambio del UTA de Fe en los espectros de alto y bajo flujo de XMM-Newton es muy similar al modelo donde se supone una variación de U debida a una respuesta al cambio del continuo ionizante. Las variaciones entre los espectros de alto y bajo flujo de energía muestran un evidente cambio en la opacidad del material ionizado, que genera el arreglo Fe *UTA*. Esto es consistente con lo encontrado en nuestros modelos, en donde se mostraba un claro cambio en el estado de ionización de las fases **MI** y **LI** como respuesta al cambio en el continuo ionizante (Figura 4.3).

El procedimiento anterior se aplicó a los espectros de las observaciones *7c* y *9c* de Chandra como se puede ver en la Figura 5.5. De igual forma se modeló una ley de potencias con el objetivo de comparar directamente ambos espectros de mediana resolución de Chandra (MEG) en la región donde se genera el arreglo Fe *UTA* (Figura 5.5, grafico superior). También se graficó un modelo donde el parámetro U cambia por un factor ~ 2.3 (Figura 5.5, panel inferior). En este caso la señal a ruido no permite distinguir el comportamiento ya que los espectros son muy ruidosos. Sin embargo los datos son consistentes con el cambio esperado.

5.2.2. Cambios en el factor de cobertura

Además del arreglo UTA de Fe, las componentes espectrales más prominentes observadas son las líneas de absorción *OVII*– $K\beta$ y *OVIII*– $K\alpha$. Estas líneas se encuentran totalmente saturadas dado que la opacidad en sus centros es muy grande. En los espectros, las líneas no alcanzan el nivel cero, como en el UV u óptico, debido a la matriz de

respuesta *rmf* de los detectores de rayos-X. Esto se debe a que los fotones detectados en rayos X interactúan con material del detector en un cierto intervalo de energía, por lo que un fotón del continuo puede caer en el intervalo de una absorción, así que el nivel mínimo de una línea de absorción depende de la respuesta del detector, aún si se encuentra saturada. Sin embargo, si existe un cambio significativo en el factor de cobertura entre observaciones se evidenciará en un cambio en la profundidad máxima de la línea entre distintos espectros. Al ser las líneas de absorción $OVII - K\beta$ y $OVIII - K\alpha$ las líneas mejor detectadas en el espectro, podemos estudiar cambios en el factor de cobertura del absorbedor ionizado, estudiando sus profundidades máximas.

Nuevamente utilizamos los espectros en estados extremos de flujo de energía. Cortamos el espectro de 18 a 20 Å que sólo contiene las transiciones de $OVII - K\beta$ y $OVIII - K\alpha$, después ajustamos una ley de potencias con el fin de normalizar los espectros y hacer una comparación directa entre observaciones. La Figura 5.6 muestra las líneas de absorción $OVII - K\beta$ y $OVIII - K\alpha$, en sus paneles superior derecho e inferior izquierdo se encuentran los espectros **HS** y **LS** de *RGS1* y *RGS2* respectivamente. La gráfica inferior derecha contiene las transiciones $OVII - K\beta$ y $OVIII - K\alpha$ en los diferentes estados de flujo **7c** y **9c** de Chandra. Además, el panel superior izquierdo contiene un modelo teórico para el caso de un cambio en el factor de cobertura del material absorbedor, de un valor de 40% a uno de 60% (estos valores son los que se han predicho para explicar los cambios de flujo por Turner et al. (2008)).

Como se muestra en la Figura 5.6, donde se grafican las líneas de absorción $OVII - K\beta$ y $OVIII - K\alpha$ de los espectros de *RGS*, resulta evidente que no existe tal cambio en el factor de cobertura como Turner et al. (2008) lo propusieron estudiando exactamente los mismos datos. Los cambios observados no son significativos, sin embargo es importante notar que el comportamiento resulta exactamente el contrario al esperado por el cambio en el factor de cobertura predicho por Turner et al. (2008): las líneas del espectro de alto flujo son más profundas que las líneas de bajo flujo.

En el caso de los dos estados extremos del espectro *MEG* de Chandra es notorio un cambio más relevante que con *RGS*, sin embargo, al igual que los espectros extremos de energía de XMM-Newton, la variación queda dentro del error característico del espectro y es al revés de lo que se esperararía: las líneas del espectro de alto flujo son más profundas que las líneas de bajo flujo.

En resumen, no se encontró evidencia de algún cambio significativo en el factor de

cobertura en los estados extremos de las observaciones en rayos X de NGC 3516. Los cambios presentes en las líneas de absorción, aunque no significativos, apuntan más hacia un cambio en el estado de ionización, como fue encontrado para el *UTA* de Fe.

5.3. Distancia entre las fases absorbedoras y la fuente de emisión

Los cambios en el estado de ionización del gas proveen información acerca de su densidad. Esto es porque el estado de ionización del gas depende de los procesos de ionización y recombinación, que son dependientes de la densidad. A partir de la dependencia temporal de la fracción de un ión dado ($\frac{dn_i}{dt}$), Nicastro et al. (1999) proponen una relación entre la densidad numérica n_e y la escala de tiempo necesaria para que el gas llegue a equilibrio de ionización con la fuente de fotones, tal expresión está dada por:

$$t_{eq}^{x^i, x^{i+1}} \sim \left\{ \frac{1}{\alpha_{rec}(x^i, T_e)_{eq} n_e} \right\} \times \left\{ \frac{1}{[\alpha_{rec}(x^{i-1}, T_e) / \alpha_{rec}(x^i, T_e)]_{eq} + (n_{X^{i+1}} / n_{X^i})} \right\} \quad (5.1)$$

donde t_{eq} es la escala de tiempo de la respuesta del gas en equilibrio de ionización, T_e es la temperatura electrónica del gas ionizado con coeficiente de recombinación $\alpha_{rec}(x^i)$ para los iones x^i y x^{i-1} y n_e es la densidad numérica del gas. Esta solución analítica es válida cuando un elemento se concentra principalmente en dos iones.

Por lo tanto, estimar el tiempo de equilibrio de fotoionización nos permite constreñir la densidad numérica del gas y con ello, a partir del parámetro de ionización, se puede inferir la distancia de la fase absorbedora a la fuente de emisión.

5.3.1. Ubicación de la Fase MI

Al tener una evidente respuesta al cambio del continuo ionizante, la fase **MI** arroja 2 escalas de tiempo importantes para poder delimitar su densidad numérica. La primer

escala de tiempo es cuando la fase **MI** responde como si existiese equilibrio de ionización y la segunda se da justo cuando la fase **MI** pierde este equilibrio.

Anteriormente ya se había descrito la evolución de la fase **MI** a lo largo de las 9 observaciones. Como se puede ver en la Figura 4.3 del capítulo §4, desde la observación **1x** hasta la **4c**, el gas reacciona casi inmediatamente al cambio del flujo ionizante através de su parámetro de ionización U , por lo que se puede suponer que el gas ionizado se encuentra en equilibrio de fotoionización. A partir de la observación **5x** se pierde el equilibrio y el gas regresa al equilibrio hasta la observación **7c** el cual conserva hasta la última observación.

La mínima escala de equilibrio de ionización se da entre las observaciones **3c** y **4c**. La duración entre ambas observaciones es de $t_1 = 15.12 \text{ kseg}$, entonces la escala de tiempo de equilibrio de ionización entre la fase **MI** y el continuo ionizante es menor que t_1 ó $t_{eq} < t_1$. La segunda escala de tiempo se presenta entre las observaciones **7c** y **8x**, cuando el gas queda fuera de equilibrio de ionización, el tiempo que transcurre entre las observaciones es $t_2 = 13.32 \text{ kseg}$, en este caso la escala de tiempo de equilibrio es mayor que t_2 (i.e. $t_{eq} > t_2$).

En este punto, utilizamos la relación analítica propuesta por Nicastro et al. (1999) entre el tiempo de equilibrio de ionización y la densidad numérica n_e (ecuación 5.1). El parámetro de ionización U depende de la densidad de átomos de Hidrógeno n_H , para abundancias químicas del orden de magnitud de la abundancia solar, como la que se ha supuesto en todo el análisis, se tiene que $n_H \cong 2.3n_e$ en el caso de un gas completamente ionizado, por lo que realizamos la siguiente aproximación $n_H \sim n_e$. De aquí en adelante será indistintamente n_e ó n_H .

Debido a que la fase **MI** imprime en gran medida las absorciones más prominentes de *OVII* y *OVIII*, tomamos los parámetros correspondientes a estos iones. La temperatura electrónica de la fase **MI** es $T_{e^-} \cong 9.795 \times 10^5 \text{ K}$ y el coeficiente de recombinación $\alpha_{rec}(x^i)$ se calculó con la relación encontrada en el artículo de Shull & van Steenberg (1982).

A partir de la escala de tiempo de equilibrio de ionización se obtiene una densidad electrónica de $n_{e^-} \sim 4.9 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, por lo cual la densidad electrónica de la fase **MI** es $n_{e^-,1} \gtrsim 4.9 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. De la segunda escala de tiempo se deriva una $n_{e^-} \sim 5.6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, así que la fase **MI** tiene una $n_{e^-,2} \lesssim 5.6 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Lo anterior implica que la densidad numérica de la fase **MI** está dada entre $4.9 \times 10^6 \text{ cm}^{-3} \gtrsim n_{e^-,MI} \gtrsim 5.6 \times 10^6$

cm^{-3} .

Con la densidad numérica delimitada para la fase **MI** se resuelve la degeneración de $U = Q/4\pi R^2 n_H c$, R que es la distancia en donde se ubica la fase **MI** queda delimitada a partir de n_H . Q se obtiene a partir de la distribución espectral de energía *SED*, en el intervalo de 0.013 a 100 keV, el promedio de las nueve observaciones es $Q \cong 3.967 \times 10^{53}$ fotones/seg. Del modelo se sabe que la fase **MI**, tiene un parámetro de ionización en promedio de las observaciones **3c** y **4c** de $\log U = 0.217$, por lo tanto, $R^2 n_H \cong 6.4 \times 10^{41} cm^{-1}$. En el caso de las observaciones **7c** y **8x**, el promedio de $\log U = 0.488$, entonces $R^2 n_H \cong 3.4 \times 10^{41} cm^{-1}$. De tal manera, utilizando los límites en la densidad numérica $n_{e-,1}$ y $n_{e-,2}$, se encuentra que la distancia entre la fuente central y la fase **MI** está ubicada entre $R_1 \sim 3.6 \times 10^{17} cm$ y $R_2 \sim 2.5 \times 10^{17} cm$ ó $2.5 \times 10^{17} cm \lesssim R_{MI} \lesssim 3.6 \times 10^{17} cm$. Esta distancia corresponde a la zona donde empieza a existir polvo según el cálculo de la temperatura de sublimación del polvo a 1500 K (Salpeter, 1977) en NGC 3516: el polvo puede existir a una distancia $\lesssim 2.6 \times 10^{17} cm$. Lo anterior indica que esta fase queda afuera de la region de líneas anchas (*BLR*), según lo expuesto en el capítulo §2 tal región se ubica a 14 ± 2 días luz de la fuente de emisión, lo anterior en unidades de cm es $\sim 3 \times 10^{16} cm$.

5.3.2. Ubicación de la Fase **LI**

Como se describió en el capítulo §4, la fase **LI** parece responder a los cambios del continuo ionizante. En particular entre los espectros de alto y bajo flujo de energía (**HS** y **LS** respectivamente) el parámetro U cambia con una razón cercana a lo que cambia el continuo ionizante, una tasa de cambio de $\sim 2 : 3$, es decir U disminuye por un factor de ~ 2 mientras que el flujo de energía disminuye un factor de ~ 3 . De tal forma se puede delimitar una mínima densidad numérica a partir del tiempo que pasa entre las observaciones **1x** y **5x**.

Más aún si se observa con cuidado la gráfica 4.3 en las observaciones individuales, se puede considerar que en ciertos intervalos de tiempo la fase **LI** reacciona en equilibrio de fotoionización con la emisión del continuo ionizante. En particular, se puede observar que el gas de la fase **LI** reacciona en equilibrio de fotoionización en 2 intervalos de tiempo: el primero entre las observaciones **2x** y **5x** y el segundo entre las observaciones **5x** y **7c**. Al ser menor el tiempo transcurrido entre las observaciones **5x** y **7c** (con una

duración de 125.28 *kseg*) se tiene una forma de delimitar la densidad numérica $n_{e-,LI}$ de la fase **LI** con el tiempo mínimo de equilibrio de fotoionización $t_{eq,LI} = 125.28$ *kseg*.

Utilizando la ecuación 5.1 con los iones de *OVII* y *OVIII* y la temperatura de la fase **LI** $T_{e-,LI} = 2.951 \times 10^4$ K se tiene que la densidad numérica mínima de esta fase está dada por $n_{e-,LI} \gtrsim 7.8 \times 10^5$ cm^{-3} . A partir de los resultados ya reportados de parámetro de ionización U de la fase **LI** y la tasa de fotones ionizantes promedio emitida por la fuente central se tiene que la distancia máxima en la que se debe encontrar la fase **LI** es $R_{LI} \lesssim 2.9 \times 10^{18}$ cm .

5.3.3. Límite inferior de la ubicación de las fases **HI** y **VH**

Las fases **HI** y **VH** no responden a los cambios del continuo ionizante. Por lo tanto, la escala de tiempo de respuesta debe ser mayor que el tiempo transcurrido durante la observación total, es decir, debe ser mayor que el tiempo sumado desde la primer hasta la última observación: $t_{total} = 639.36$ *kseg*. Bajo esta suposición podemos limitar una densidad numérica máxima de estas 2 fases ionizadas.

Es importante señalar que el coeficiente de recombinación $\alpha_{rec}(x^i)$ depende de la temperatura y del ión del átomo que estamos utilizando, así que para cada fase se calcula una densidad numérica distinta. En el caso de la fase **HI** usamos los iones de *FeXVII* a *FeXIX* y en de la fase **VH** los iones son *FeXXV* y *FeXXVI*. También las temperaturas son distintas, la fase **HI** tiene una temperatura electrónica de $T_{e-,HI} = 4.487 \times 10^5$ K y la fase **VH** $T_{e-,VH} = 6.966 \times 10^5$ K.

Para la fase **HI** se tiene una densidad numérica máxima $n_{e-,HI} \lesssim 2 \times 10^4$ cm^{-3} y finalmente la fase **VH** tiene una $n_{e-,HI} \lesssim 2.2 \times 10^4$ cm^{-3} . Por otro lado, a partir del parámetro U y la tasa promedio de fotones Q se tiene que la distancia mínima donde se podría ubicar la fase **HI** está dada por $R_{HI}^2 n_H \cong 1.1 \times 10^{40}$ cm^{-1} y la distancia mínima de la fase **VH** es $R_{VH}^2 n_H \cong 1.7 \times 10^{38}$ cm^{-1} en la fase de mayor estado de ionización **VH**. Lo anterior implica una que cada una de las fases ionizadas **HI** y **VH** se localizan a una distancia mínima de $R_{HI} \gtrsim 7.2 \times 10^{17}$ cm y $R_{VH} \gtrsim 8.6 \times 10^{16}$ cm respectivamente.

En resumen, la variabilidad de la fase **MI** nos permite delimitar su distancia en el intervalo de 2.5×10^{17} $cm \lesssim R_{MI} \lesssim 3.606 \times 10^{17}$ cm ó en parsecs $0.08pc \lesssim R_{MI} \lesssim 0.12pc$. Mientras que la distancia máxima en la que se ubica la fase **LI** está dada por $R_{LI} \lesssim$

$2.9 \times 10^{18} \text{ cm}$ (en parsecs $R_{LI} \lesssim 0.9pc$). La distancia mínima en la que podrían ubicarse las fases **HI** y **VH** están dadas por $R_{HI} \gtrsim 7.2 \times 10^{17} \text{ cm}$ ($= 0.23pc$) y $R_{VH} \gtrsim 8.6 \times 10^{16} \text{ cm}$ ($= 0.03pc$), suponiendo que su tiempo de respuesta es mayor que el tiempo total de la temporada de observación. Así que las fases absorbedoras podrían encontrarse todas a la misma distancia de la fuente ionizante. Esto requeriría que todas estuvieran a una distancia del orden de unos cuantos $\times 10^{17} \text{ cm}$. Lo cual ubicaría el origen del absorbedor en el disco de acreción, y lo estaríamos observando fuera de la región de líneas anchas. Notamos sin embargo que las fases **HI** y **VH** son consistentes con originarse en el posible toro de polvo.

5.4. Escenarios Alternativos

En esta tesis proponemos un escenario alternativo a los propuestos en la literatura acerca de la emisión en rayos X de NGC 3516. Existen 2 escenarios distintos propuestos recientemente para explicar la extrema variabilidad que se presenta en NGC 3516: uno es la variación intrínseca de la fuente de emisión y la segunda es el obscurecimiento debido a material cruzando por la línea de visión.

Es importante señalar que la emisión de rayos X de NGC 3516 ha sido estudiada desde 1997 por Mathur et al. (1997), ellos proponen que existe una conexión entre los absorbedores encontrados en la banda del UV y los de rayos X. Por otro lado, Mathur et al. (1997) sugieren que los cambios en la emisión de rayos X se deben a un posible cambio en la opacidad de los absorbedores tibios. Más adelante Netzer et al. (2002) proponen un escenario en el cual existe un cambio en la opacidad de los absorbedores ionizados, al igual que Mathur et al. (1997).

Los 3 estudios más recientes de espectros de alta resolución en rayos X son de Turner et al. (2008); Markowitz et al. (2008); Mehdipour et al. (2010). Las siguientes subsecciones describen a detalle cada uno de los escenarios propuestos y el de este estudio.

5.4.1. Cambio del factor de cobertura

Un escenario propuesto es la existencia de nubes muy cercanas a la fuente de emisión. Estas nubes serían responsables de producir los cambios de flujo observados como lo

propone Turner et al. (2008): la variabilidad de NGC 3516 puede deberse a un cambio en el factor de cobertura de una de las nubes ionizadas cercanas al *AGN* de NGC 3516.

Como antecedente, existe un artículo de Turner et al. (2005) en el cual analizan datos de alta resolución de Chandra de NGC 3516 de 2001. El modelo que ajustan consiste en 3 fases ionizadas que absorben el continuo observado con una ley de potencias. Posteriormente, Turner et al. (2008) encuentran una cuarta fase ionizada que genera el conocido complejo de Fe de alta ionización (transiciones de *FeXXV* y *FeXXVI*). La fase de menor grado de ionización la asocian a la encontrada en la banda de UV (Netzer et al., 2002), luego proponen la existencia de 2 fases con estado de ionización intermedio y la cuarta fase es la de mayor ionización. Los detalles de cada fase han sido descritos en el capítulo §1, específicamente en la sección §1.4. En Turner et al. (2008) proponen que sólo un parámetro varía en el tiempo: el factor de cobertura de una de las fases intermedias. Ni el índice Γ intrínseco de la ley de potencias, ni el flujo intrínseco varían. Bajo la suposición de que únicamente cambia el factor de cobertura Turner et al. (2008) modelan una variación de 67% a 37% en el factor de cobertura de una de las fases absorbedoras.

Exploramos el cambio en el factor de cobertura de las líneas de absorción más prominentes *OVII* – $K\beta$ y *OVIII* – $K\alpha$ en la sección 5.2.2. No se encontró evidencia alguna de variación consistente con un cambio en el factor de cobertura. Para explorar en mayor detalle posibles cambios en este parámetro, consideramos aquí un modelo con fases absorbedoras con un factor de cobertura variable menor que la unidad. Realizamos las combinaciones posibles en el modelo de 3 fases ionizadas que imprimen líneas de absorción en la banda de bajas energías, con 1, 2 y 3 fases ionizadas con factor de cobertura. El mejor modelo estadísticamente hablando fué el de una fase ionizada con fracción de cobertura, la fase **HI** cuya densidad columnar es $\sim 10^{22.5} \text{ cm}^{-2}$. Al parecer, esta fase coincide con el “absorbedor pesado” de Turner et al. (2008) cuya densidad columnar está dada por $N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$. Sin embargo, la fracción de cobertura estimada con nuestro modelo no coincide en absoluto con la reportada por Turner et al. (2008) como se puede leer en la Tabla 5.1. Encontramos que la fase **HI** cubre casi por completo la fuente. Al modelar los distintos estados de flujo, efectivamente encontramos una variación de este factor entre observaciones, pero para que el modelo sea estadísticamente aceptable se necesita que las normalizaciones de la emisión de continuo (la de la ley de potencias y el exceso suave) también varíen. Además, el factor de cobertura no se

Tabla 5.1: Valores del factor de cobertura a lo largo de las nueve observaciones

Observación	1x	2x	3c	4c	5x	6c	7c	8x	9c
<i>Cobertura</i>	96 %	89 %	84 %	100 %	100 %	93 %	88 %	99 %	93 %

encuentra correlacionado con el nivel de flujo. Por último, se realizó una prueba F-test entre el modelo con factor de cobertura y sin ella y resultó que no existe la confianza suficiente para afirmar que el modelo con factor de cobertura sea mejor que el modelo sin él (nivel del 57 %).

Por lo tanto, nuestros resultados no respaldan una explicación en los cambios de flujo debido a un cambio en el factor de cobertura de una fase absorbadora. Es importante señalar que Turner et al. (2008) analizaron los espectros de alta resolución de Chandra sólo a energías mayores que 1 keV y sólo analizaron los datos de baja resolución de XMM-Newton. En este análisis utilizamos los espectros de alta resolución incluyendo toda la banda observable, que claramente descartan los modelos de Turner et al. (2008).

5.4.2. Nube neutra atravesando la línea de visión

Otro escenario propuesto para explicar la variabilidad de NGC 3516 es la existencia de filamentos o aglomeraciones de material neutro relativamente cerca de la fuente de emisión de rayos-X (de días luz hasta meses luz) que la atraviesan. Este es el escenario propuesto por Markowitz et al. (2008) quienes estudiaron datos del telescopio espacial Suzaku. Ellos proponen un modelo con dos fases ionizadas que absorben la emisión del continuo que incluye dos leyes de potencias, una para la emisión Compton inversa y otra para ajustar el exceso suave. Una de las fases ionizadas coincide con la encontrada en UV y la segunda con el “absorbedor pesado” propuesto por Turner et al. (2008), con un factor de cobertura menor que uno (los detalles se encuentran en la sección §1.4).

Para investigar este escenario, se introdujo en nuestro modelo un absorbedor neutro cuya densidad columnar quedó libre para variar en el tiempo al igual de su corrimiento al rojo, con el fin de ubicarlo con respecto al corrimiento al rojo de NGC 3516. No encontramos un modelo estadísticamente aceptable en este caso.

5.4.3. Variación de la emisión intrínseca de continuo en el tiempo

El último análisis reportado de los espectros de NGC 3516 de XMM-Newton de 2006, lo presentan Mehdipour et al. (2010) en el cual proponen un escenario donde está variando la emisión intrínseca de continuo a lo largo del tiempo. Su modelo contiene 3 fases absorbedoras, cuyos parámetros no varían en el tiempo, y absorben el continuo conformado por una ley de potencias y un cuerpo negro que ajusta el exceso suave. Mehdipour et al. (2010) no encuentran un “absorbedor pesado” como el propuesto por Turner et al. (2008). No requieren absorbedores con factores de cobertura menor que uno. Sin embargo, reportan que una de las fases ionizadas es consistente con un factor de cobertura tan bajo como el $\sim 60\%$, si dicho parámetro es incluido de manera forzada en los modelos. Este factor de cobertura, sin embargo, no cambia a lo largo de las observaciones.

Lo que Mehdipour et al. (2010) proponen es que la variación extrema de rayos X la produce un cambio de la emisión del continuo observado, reflejado claramente en un cambio de las normalizaciones de las 2 componentes que lo modelan (la ley de potencias y el cuerpo negro).

Sus resultados son consistentes con los encontrados en este estudio. Sin embargo, Mehdipour et al. (2010) no analizan los los espectros contemporáneos de Chandra. De manera aún mas importante, no hacen un análisis detallado de la respuesta de ninguna fase absorbedora con respecto al cambio del flujo ionizante.

5.5. Nuestra propuesta para la emisión de NGC 3516 en rayos X

En resumen, según los resultados del modelo analizado, la fuente ionizante observada presenta variación y por lo menos 2 fases ionizadas responden a esta variación. Estas 2 fases (**MI** y **HI**) son relativamente cercanas a la fuente central de emisión de la galaxia, al agujero negro supermasivo y el disco de acreción, se encuentran cerca de la región donde empezaría a existir polvo o la región del “toroide” de polvo de acuerdo a las discusiones más recientes del modelo unificado (e.g. Bianchi et al. (2012)). No encontramos ningún indicio de que la variabilidad de NGC 3516 en rayos X se deba a algún oscurecimiento de la fuente por alguna nube ionizada más interna a la región del “toroide” de polvo, de hecho el escenario geométrico propuesto es que los absorbedores aquí deducidos crecen desde regiones más internas de la estructura de polvo y justo tal estructura no permite ver a los absorbedores en su totalidad. Si existiese una nube ionizada más interna que produzca la variación del flujo de energía en rayos X, al menos no es posible detectarla con los telescopios actuales.

En este trabajo proponemos que el escenario de una fuente central que varía intrínsecamente continúa siendo pausable, mientras que el escenario de una nube escondiendo la fuente ha sido descartado estadísticamente hablando y por los resultados obtenidos en este estudio que ha desmenuzado toda la información contenida en la serie de 9 espectros de rayos X obtenidos en octubre de 2006 por los telescopios de alta resolución XMM-Newton y Chandra.

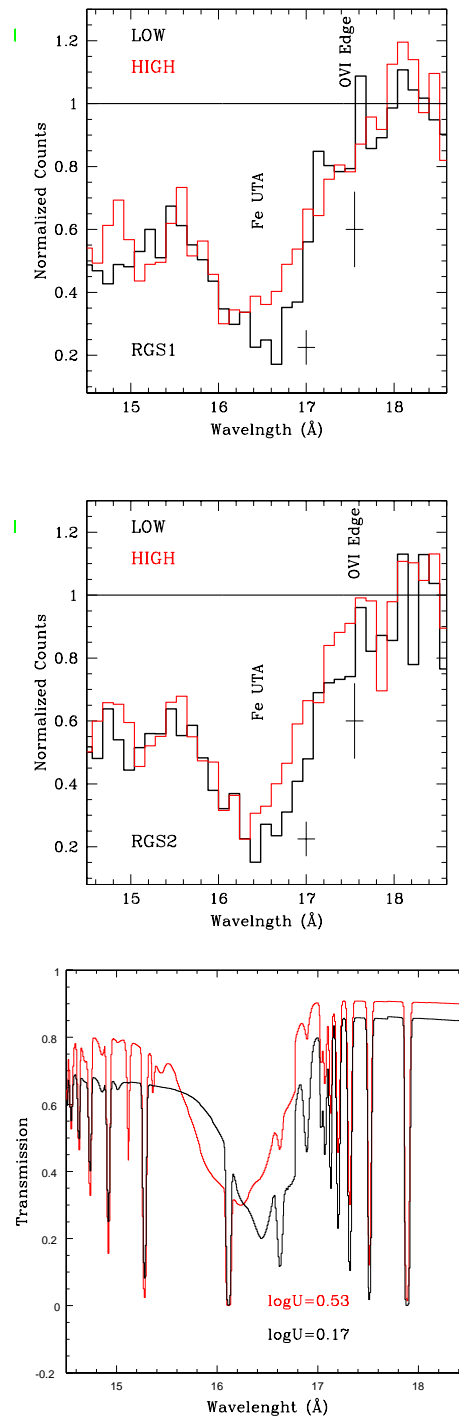


Figura 5.4: Arreglo Fe-UTA, comparación entre los espectros *HS* y *LS* de *RGS* de *XMM-Newton*. El espectro de *RGS1* se grafica en el panel superior, el de *RGS2* en el panel intermedio ambos en el intervalo $[14.5, 18.5 \text{ \AA}]$. La Fase MI con $\log U = 0.45$ y $\log U = 0.27$ se encuentra en el panel inferior exactamente en el mismo intervalo de los espectros de *RGS*.

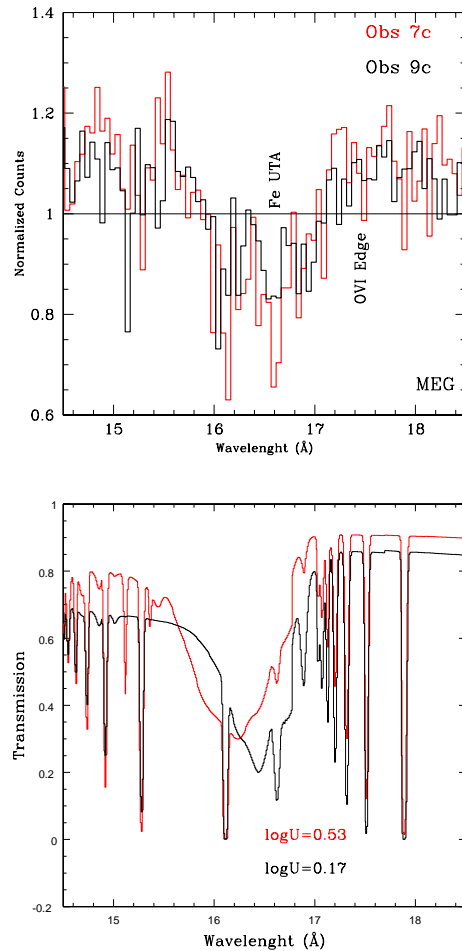


Figura 5.5: Arreglo Fe-UTA, comparación entre los espectros de las observaciones *7c* y *9c* (alto y bajo estado de flujo de energía de *Chandra*). Los espectros de ambos estados son del detector *MEG* (panel superior) en el intervalo de $[14.5, 18.5 \text{ \AA}]$. La fase **MI** correspondiente a $\log U = 0.53$ y $\log U = 0.17$ se grafica en el panel inferior en el mismo intervalo de los espectros de *MEG*.

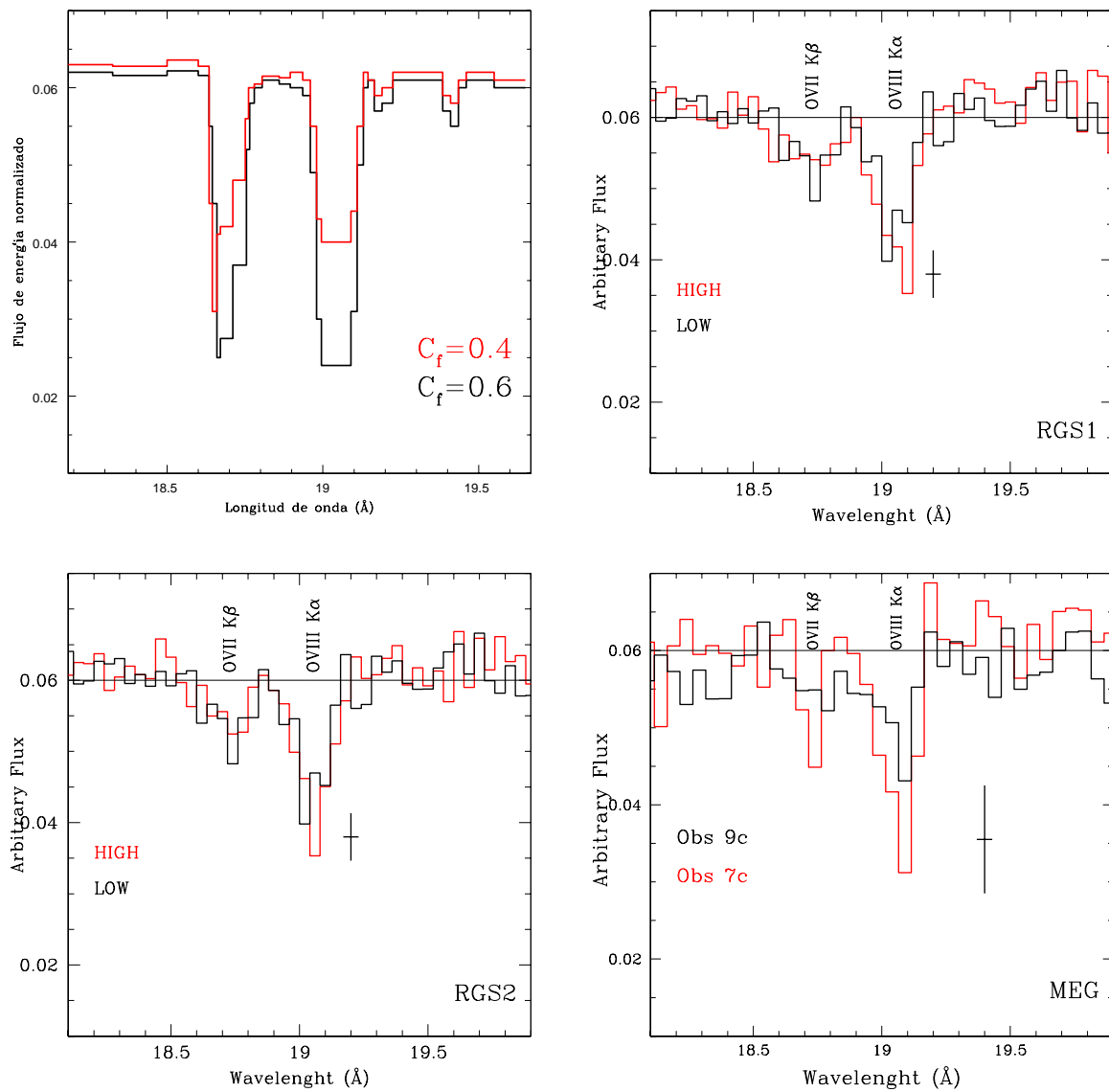


Figura 5.6: Líneas de absorción de $OVII-K\beta$ y $OVIII-K\alpha$, en el panel superior izquierdo se encuentra el modelo en el cual el factor de cobertura cambia, el panel superior derecho contiene los espectros **HS** (color rojo) y **LS** (color negro) de *RGS1*, el panel inferior izquierdo los espectros de *RGS2* de 18 a 20 \AA . El cuarto panel (inferior derecho) muestra los espectros de las observaciones **7c** (negro) y **9c** (rojo) del detector *MEG* de Chandra en [18,20 \AA]

Capítulo 6

Conclusiones

El avance actual del estudio de los *AGN* ha sido significativo; desde la teoría de agujeros negros supermasivos de Shakura & Sunyaev (1973) hasta los últimos modelos teóricos de los *AGN* (e.g Bianchi et al. (2012)), su estado del arte ha avanzado con pasos importantes gracias principalmente a los telescopios que cada vez son más sensibles y presentan mayor resolución, a los modelos teóricos de fotoionización cada vez más precisos y a su posible aplicación en los espectros.

El estudio de los *AGN* se ha centrado principalmente en 2 vertientes o problemas a resolver: el primero es inferir la estructura interna del núcleo activo, la cual ha sido y será imposible inferir por medio de observaciones directas; el segundo es dilucidar si la variabilidad extrema del flujo de energía observado, tan presente en la mayoría de los *AGN*, es intrínseco de la fuente central o es un efecto de oscurecimiento provocado por alguna nube cercana (tan cercana que incluso puede ser parte del núcleo activo). Es importante señalar que la solución a esta cuestión depende de la galaxia estudiada, puede ser que la razón de variabilidad en el flujo de energía observado no es única y es posible que en 2 galaxias diferentes las explicaciones de este efecto sean distintas.

Con el fin de dilucidar la estructura interna del núcleo de NGC 3516, y explicar la razón de su variabilidad del flujo de energía, un proceso frecuente en los *AGN*, en este trabajo se desmenuzó la información contenida, con el máximo detalle posible, en la serie de espectros de rayos X en una temporada de observación relativamente corta de 9 días.

A grandes rasgos la siguiente lista es un resumen de los resultados principales de esta tesis:

1. El mejor modelo estadísticamente hablando muestra una emisión de continuo que varía entre observaciones. Este modelo contiene 9 líneas de emisión de especies ionizadas en la banda suave de rayos X y la línea de emisión $Fe - K\alpha$. El continuo observado se encuentra absorbido por 4 fases o absorbedores tibios con diferentes grados de ionización.

2. Con respecto al modelo aplicado en las 9 observaciones: se encuentra que las 2 fases de menor estado de ionización (**MI** y **LI**) responden casi en equilibrio de fotoionización a los cambios de continuo observado: la fase **MI** responde al cambio de continuo prácticamente en todas las observaciones, mientras que la fase **LI** sólo responde en algunas observaciones. Las 2 fases de mayor ionización (**HI** y **VH**) no cambian en relación con el flujo de energía observado. Incluso la fase de mayor ionización **VH** no presenta cambios significativos entre observaciones.

3. El modelo aplicado en los espectros extremos de flujo de energía (**HS** y **LS**) confirman una variación del grado de ionización de las fases **MI** y **LI** como respuesta al cambio de la emisión de continuo observado. Más aún, se comparó la variación del arreglo *UTA* de Fe entre los 2 estados extremos de energía y se encontró que el cambio es prácticamente el esperado ante una respuesta en opacidad de la o las fases que generan este arreglo, las cuales son **MI** y **LI**. Con lo anterior se confirma la respuesta de las fases **MI** y **LI** a la variación de continuo observado.

4. A partir de la respuesta del grado de ionización de las fases **MI** y **LI** es posible delimitar su distancia: $2.5 \times 10^{17} \text{ cm} \lesssim R_{MI} \lesssim 3.6 \times 10^{17} \text{ cm}$ en el caso de la fase **MI** y una distancia de $R_{LI} \lesssim 2.9 \times 10^{18} \text{ cm}$ con respecto a la fase **LI**. Por otra parte se estima la distancia mínima en la cual se ubicarían las fases **HI** y **VH**, estas son: $R_{HI} \gtrsim 7.2 \times 10^{17} \text{ cm}$ y $R_{VH} \gtrsim 8.6 \times 10^{16} \text{ cm}$ para cada fase respectivamente.

5. Al aplicar los modelos de fotoionización con metalicidades diferentes a las solares de $5Z_{\odot}$ y $10Z_{\odot}$, las fases ionizadas **HI**, **MI** y **LI** se encuentran casi en equilibrio de presiones, en un medio multifase de velocidades, esto es posible también porque prácticamente estas fases se ubicarían en la misma zona (alrededor de $R = 10^{17} \text{ cm}$). El comportamiento del medio esperado a metalicidades mayores es evidencia de que el medio alrededor del *AGN* tiene metalicidades suprasolares, lo cual es de esperarse para el medio evolucionado cercano al agujero negro supermasivo.

Bibliografía

- Andrade-Velázquez, M., Krongold, Y., Elvis, M., Nicastro, F., Brickhouse, N., Binette, L., Mathur, S., & Jiménez-Bailón, E. 2010, *ApJ*, 711, 888
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Bianchi, S., & Matt, G. 2002, *A&A*, 387, 76
- Bianchi, S., Matt, G., Balestra, I., Guainazzi, M., & Perola, G. C. 2004, *A&A*, 422, 65
- Bianchi, S., Maiolino, R., & Risaliti, G. 2012, *Advances in Astronomy*, 2012,
- Branduardi-Raymont, G., Sako, M., Kahn, S. M., et al. 2001, *A&A*, 365, L140
- Behar, E., Sako, M., & Kahn, S. M. 2001, *ApJ*, 563, 497
- Canizares, C. R., Huenemoerder, D. P., Davis, D. S., et al. 2000, , 539, L41
- Costantini, E., et al. 2000, *ApJ*, 544, 283
- Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., Boggess, A., et al. 1999, *ApJ*, 516, 750
- Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & George, I. M. 2003, *ARA&A*, 41, 117
- Di Matteo, T., Springel, V., & Hernquist, L. 2005, , 433, 604
- Dietrich, M., Kollatschny, W., Peterson, B. M., et al. 1993, *ApJ*, 408, 416
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Done, C., Gierliński, M., Sobolewska, M., & Schurch, N. 2007, *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, 373, 121

- Elitzur, M., & Shlosman, I. 2006, , 648, L101
- Elitzur, M. 2007, *The Central Engine of Active Galactic Nuclei*, 373, 415
- Elitzur, M., & Ho, L. C. 2009, , 701, L91
- Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C., et al. 1994, , 95, 1
- Elvis, M. 2000, *ApJ*, 545, 63
- Fabian, A. C. 1989, *Two Topics in X-Ray Astronomy, Volume 1: X Ray Binaries. Volume 2: AGN and the X Ray Background*, 296, 1097
- Fabian, A. C., Iwasawa, K., Reynolds, C. S., & Young, A. J. 2000, , 112, 1145
- Fabian, A. C., Rees, M. J., Stella, L., & White, N. E. 1989, *MNRAS*, 238, 729
- Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31P
- Ferland, G. J. 1991, *The Ohio State University Internal Report*, 565 pages,
- Fields, D. L., Mathur, S., Krongold, Y., Williams, R., & Nicastro, F. 2007, *ApJ*, 666, 828
- Fruscione, A., et al. 2006, *Proc. SPIE*, 6270
- Gierliński, M., & Done, C. 2004, *MNRAS*, 349, L7
- Goad, M. R., Koratkar, A. P., Kim-Quijano, J., Korista, K. T., O'Brien, P. T., & Axon, D. J. 1999, *ApJ*, 524, 707
- Goad, M. R., Koratkar, A. P., Axon, D. J., Korista, K. T., & O'Brien, P. T. 1999, , 512, L95
- Hopkins, P. F., Somerville, R. S., Hernquist, L., et al. 2006, *ApJ*, 652, 864
- Iwasawa, K., Miniutti, G., & Fabian, A. C. 2004, *MNRAS*, 355, 1073
- Jiménez-Bailón, E., Piconcelli, E., Guainazzi, M., et al. 2005, *A&A*, 435, 449
- Kaspi, S., Brandt, W.Ñ., Netzer, H., et al. 2000, , 535, L17

- Kaastra, J. S., Mewe, R., Liedahl, D. A., Komossa, S., & Brinkman, A. C. 2000, *A&A*, 354, L83
- Keel, W. C. 1996, , 111, 696
- Koratkar, A., Goad, M. R., O'Brien, P. T., et al. 1996, *ApJ*, 470, 378
- Kraemer, S. B., Crenshaw, D. M., George, I. M., et al. 2002, *ApJ*, 577, 98
- Kriss, G. A., Krolik, J. H., Otani, C., et al. 1996, *ApJ*, 467, 629
- Kriss, G. A. 2002, *Mass Outflow in Active Galactic Nuclei: New Perspectives*, 255, 69
- Krongold, Y., Nicastro, F., Brickhouse, N. S., et al. 2003, *ApJ*, 597, 832
- Krongold, Y., Nicastro, F., Brickhouse, N. S., Elvis, M., & Mathur, S. 2005, *ApJ*, 622, 842
- Krongold, Y., Nicastro, F., Elvis, M., Brickhouse, N., Binette, L., Mathur, S.,
- Laor, A. 1991, *ApJ*, 376, 90
- Longinotti, A. L., et al. 2010, *A&A*, 510, A92
- Lumb, D. H., Warwick, R. S., Page, M., & De Luca, A. 2002, *A&A*, 389, 93
- Maiolino, R., Salvati, M., Bassani, L., et al. 1998, *A&A*, 338, 781
- Matt, G., Guainazzi, M., Perola, G. C., et al. 2001, *A&A*, 377, L31
- Maccacaro, T., Garilli, B., & Mereghetti, S. 1987, , 93, 1484
- Maoz, D., Markowitz, A., Edelson, R., & Nandra, K. 2002, , 124, 1988
- Markowitz, A., et al. 2008, *PASJ*, 60, 277
- Mathur, S., Wilkes, B. J., & Aldcroft, T. 1997, *ApJ*, 478, 182
- McKernan, B., Yaqoob, T., & Reynolds, C. S. 2007, *MNRAS*, 379, 1359
- Mehdipour, M., Branduardi-Raymont, G., & Page, M. J. 2010, *A&A*, 514, A100
- Mihalszki, J. S., & Ferland, G. J. 1983, *MNRAS*, 205, 1279

- Nandra, K., Mushotzky, R. F., Yaqoob, T., George, I. M., & Turner, T. J. 1997, *MNRAS*, 284, L7
- Nandra, K., George, I. M., Mushotzky, R. F., Turner, T. J., & Yaqoob, T. 1999, , 523, L17
- Nandra, K., O'Neill, P. M., George, I. M., & Reeves, J.Ñ. 2007, *MNRAS*, 382, 194
- Netzer, H., Chelouche, D., George, I. M., Turner, T. J., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & Nandra, K. 2002, *ApJ*, 571, 256
- Nicastro, F., Fiore, F., Perola, G. C., & Elvis, M. 1999, *ApJ*, 512, 184
- Nicastro, F., Fiore, F., Perola, G. C., & Elvis, M. 1999, *ApJ*, 512, 184
- Peterson, B. M., Ferrarese, L., Gilbert, K. M., et al. 2004, *ApJ*, 613, 682
- Perola, G. C., Matt, G., Cappi, M., et al. 2002, *A&A*, 389, 802
- Piconcelli, E., Jimenez-Bailón, E., Guainazzi, M., et al. 2004, *MNRAS*, 351, 161
- Piconcelli, E., Jimenez-Bailón, E., Guainazzi, M., Schartel, N., Rodríguez-Pascual, P. M., & Santos-Lleó, M. 2005, *A&A*, 432, 15
- Porquet, D., & Dubau, J. 2000, , 143, 495
- Pounds, K., Reeves, J., O'Brien, P., et al. 2001, *ApJ*, 559, 181
- Pozdniakov, L. A., Sobol, I. M., & Sunyaev, R. A. 1979, *A&A*, 75, 214
- Reynolds, C. S. 1997, *MNRAS*, 286, 513
- Reynolds, C. S., & Nowak, M. A. 2003, , 377, 389
- Risaliti, G., Maiolino, R., & Bassani, L. 2000, *A&A*, 356, 33
- Risaliti, G., & Elvis, M. 2004, *Supermassive Black Holes in the Distant Universe*, 308, 187
- Shull, J. M., & van Steenberg, M. 1982, , 48, 95
- Smith, R. K., Brickhouse, N. S., Liedahl, D. A., & Raymond, J. C. 2001, , 556, L91

- Reynolds, C. S., & Begelman, M. C. 1997, *ApJ*, 488, 109
- Salpeter, E. E. 1977, *ARA&A*, 15, 267
- Shakura, N. I., & Sunyaev, R. A. 1973, *A&A*, 24, 337
- Stark, A. A., Gammie, C. F., Wilson, R. W., et al. 1992, , 79, 77
- Tanaka, Y., Nandra, K., Fabian, A. C., et al. 1995, , 375, 659
- Turner, T. J., & Pounds, K. A. 1988, *MNRAS*, 232, 463
- Turner, T. J., Kraemer, S. B., George, I. M., Reeves, J.Ñ., & Bottorff, M. C. 2005, *ApJ*, 618, 155
- Turner, T. J., Reeves, J.Ñ., Kraemer, S. B., & Miller, L. 2008, *A&A*, 483, 161
- Turner, T. J., Miller, L., Kraemer, S. B., & Reeves, J.Ñ. 2011, *ApJ*, 733, 48
- Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, , 107, 803
- Vaughan, S., & Fabian, A. C. 2004, *MNRAS*, 348, 1415
- Véron-Cetty, M.-P., & Véron, P. 2006, *A&A*, 455, 773
- Walter, R., & Courvoisier, T. J.-L. 1990, *A&A*, 233, 40
- Wanders, I., van Groningen, E., Alloin, D., et al. 1993, *A&A*, 269, 39
- Yaqoob, T., & Padmanabhan, U. 2004, *ApJ*, 604, 63
- Zhang, F., & Wu, X.-B. 2006, , 6, 165

Apéndice A

Observatorios de rayos X: XMM-Newton y Chandra

Observaciones en rayos X.

Existen varias diferencias entre la radiación del óptico y los rayos X. La primera y más evidente es que la emisión de rayos X no puede penetrar la atmósfera terrestre, razón por la cual los telescopios de rayos X se encuentran en satélites orbitando alrededor de la Tierra, fuera de la atmósfera. Otra diferencia importante es que no existe un calibrador de flujo en rayos X, se conocen los intervalos de energía donde caen los fotones de rayos X; sin embargo no se conoce el flujo intrínseco de la fuente. Para resolver esta ambigüedad lo que se hace es proponer modelos astrofísicos que representen cada componente del espectro. Los modelos se ajustan a través de distintos métodos estadísticos (por ejemplo grid, montecarlo, monte-powell, powell, etc.), los parámetros físicos de cada función se optimizan al mejor valor estadísticamente hablando, y así, se tiene un modelo del cual se puede obtener el flujo intrínseco de la fuente de emisión.

ó

Los espectrómetros de rayos X detectan el número de cuentas por canal $C(I)$ (el tamaño del canal depende del detector). En realidad el número de cuentas está dado por:

$$C(I) = \int f(E)R(I, E)dE \quad (6.1)$$

Donde $R(I,E)$ es la respuesta del instrumento y es proporcional a la probabilidad de que un fotón con energía E sea detectado en el canal I . Idealmente, se quiere determinar el espectro de la fuente dado por el flujo de energía $f(E)$ a partir de $C(I)$, sin embargo es imposible obtener $f(E)$ debido a que se debería invertir la ecuación 6.1 y no existiría una

única solución, además, es inestable ante pequeños cambios de $C(I)$. Lo anterior se describe en el manual de usuarios de Xspec: (<http://heasarc.nasa.gov/xanadu/xspec/manual/XspecSpectralFitting.html>). La solución entonces es proponer un modelo astrofísico que represente $f(E)$.

XspecSpectralFitting.html). La solución entonces es proponer un modelo astrofísico que represente $f(E)$.

Para llegar al espectro del número de cuentas $C(\lambda, \text{energía})$, ya sea en longitud de onda $[\lambda]$ o en energía $[\text{KeV}]$, es necesario generar un par de matrices: **rmf** y **arf**. La primera, **rmf**, contiene las relaciones entre los canales, la longitud de onda λ y la energía, basándose en la información de cada rendija. Con la matriz **rmf** podemos transformar el espectro de canales a longitud de onda a energía y así, analizarlas de acuerdo a cada banda a estudiar. Por otra parte la matriz **arf** refleja la información del detector, específicamente del área del detector y las transformaciones necesarias para corregir directamente la forma o deformaciones del instrumento utilizado. En cada observatorio existen softwares y tareas que generan ambas matrices de transformación.

Finalmente, es importante señalar que en este trabajo cuando analizamos la banda suave del espectro de rayos X (*RGS*, *HEG* y *MEG*) utilizamos longitud de onda λ , mientras que en la parte dura usamos energía en keV.

Observatorio espacial XMM-Newton

El observatorio de rayos X XMM-Newton pertenece a la Agencia Espacial Europea y fue lanzado en diciembre de 1999. Este telescopio contiene tres detectores que cubren la banda de rayos X y un instrumento que detecta emisión del óptico y que observan simultáneamente. Al tener una área efectiva de detección sin precedentes, sus detecciones pueden llegar a tener una señal a ruido excelente en exposiciones largas e incluso en exposiciones cortas. La figura 6.1 muestra un esquema del satélite y sus diferentes detectores. Los detalles del telescopio se pueden encontrar en:

http://xmm.esac.esa.int/external/xmm_user_support/documentation/technical/Spacecraft/index.shtml.

Los detectores a bordo de XMM-Newton en la banda de rayos X son:

RGS: Consiste en dos rendijas de alta resolución *RGS1* y *RGS2* (acrónimos de *Reflection grating spectrometers*). Cada uno de los detectores *RGS* consiste en un arreglo de rendijas de reflexión las cuales difractan la emisión de rayos X y la dirigen a un arreglo de *CCD's* (por las siglas de *Charge coupled devices* que significa dispositivos acoplados

de carga). Los instrumentos *RGS* alcanzan un poder de resolución de 150 a 800 en un intervalo de 5 a 35 Å [0.33 to 2.5 keV]. La mayor área efectiva posible (150 cm²) se da en aproximadamente 15 Å [0.83 keV] para los dos espectrómetros.

EPIC: *EPIC* son las iniciales de *European photon imaging camera* (cámara europea de imágenes de fotones). Es un conjunto de tres cámaras, que permiten obtener imágenes y espectros de resolución extremadamente sensibles sobre un campo de visión de 30 minutos de arco. Cubren el intervalo de energía de 0.15 a 15 keV, con una resolución espectral de $E/\Delta E \sim 20 - 50$ y una resolución angular *PSF* (por las siglas de *Point spread function* y significa función puntual de dispersión) de 6 segundos de arco.

Existen dos tipos de cámaras *EPIC*, dos son *EPIC-MOS* (*MOS* de *Metal oxide semiconductor* ó semiconductor de metal) cámaras *MOS*, y una tercera cámara llamada *EPIC-pn*. La principal diferencia entre *EPIC-MOS* y *EPIC-pn* son sus *CCD's* y el tipo de material del que está compuesta cada cámara. A las cámaras *EPIC-MOS* sólo llega un 44% de la radiación que *RGS* no capta, ya que se encuentran en la misma dirección con respecto a la radiación incidente. Mientras que a *EPIC-pn* el haz de luz es detectado sin obstrucción alguna, por lo tanto colecta un número mayor de fotones que las cámaras *EPIC-MOS*.

XMM-OM: Es el telescopio que detecta radiación en óptico y UV con el objetivo de tener un seguimineto multi-longitudes de onda de los objetos observados. *XMM-OM* (de *XMM-Newton optical monitor* ó monitor óptico de XMM-Newton) cubre un rango entre 1700 Å y 6500 Å en una región cuadrada de 17 minutos² de la fuente central de rayos X.

Observatorio espacial Chandra

Analizamos también espectros del telescopio espacial Chandra (*CXO: Chandra X-ray observatory*, en español observatorio de rayos X Chandra), el cual es una misión de la *NASA*. Fue lanzado en 1999 al igual que XMM-Newton. Chandra contiene cuatro instrumentos científicos: **1.** *ACIS* (*Advanced CCD Imaging Spectrometer* cuyo significado en español es espectrómetro avanzado de imagen), el cual es un arreglo de varios *CCD's* y es útil porque es capaz de generar imágenes de rayos X y sumiltáneamente medir la energía de cada fotón de rayos X. **2.** *HRC* (siglas de *High resolution camera* en inglés, cámara de alta resolución en español), la cual es una cámara de alta resolución que permite observar detalles tan pequeños como 0.5 arcosegundos. Estos dos instrumentos dan información acerca de la emisión de rayos X que capta el telescopio: el número

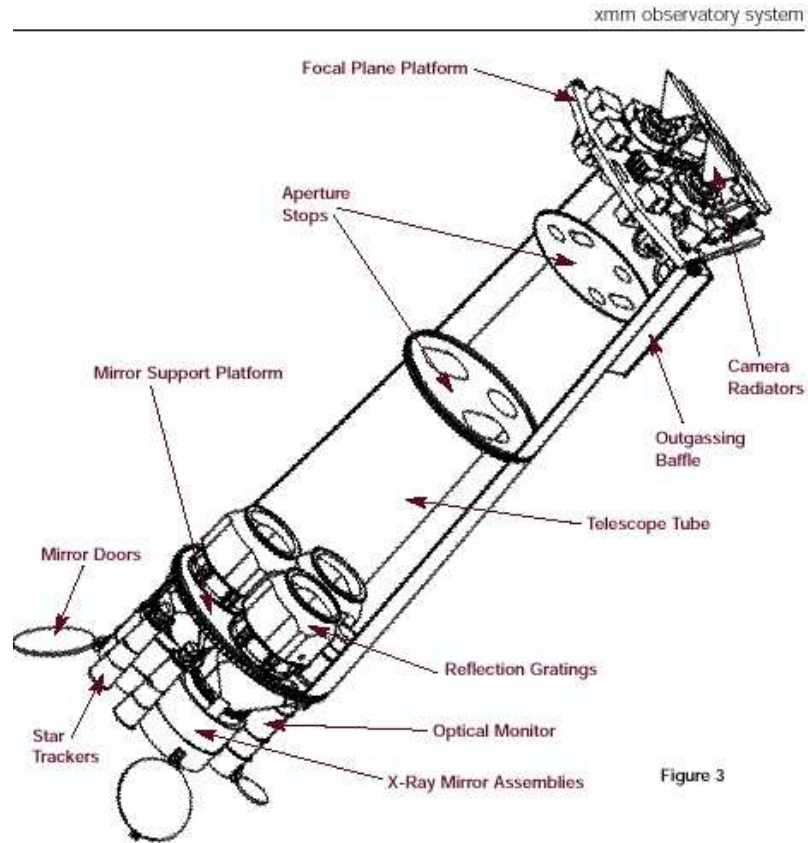


Figura 6.1: Esquema del telescopio XMM-Newton.

de fotones, la posición en el plano del cielo de la fuente, la energía de los fotones y el tiempo de llegada. Los otros dos instrumentos son espectrómetros de alta resolución: **3.** *LETGS* (siglas de *Low energy transmission grating spectrometer* que significa Espectrómetro de rendija de bajas energías) y **4.** *HETGS* (de *High energy transmission grating spectrometer*, Espectrómetro de rendija de altas energías). *LETGS* cubre el intervalo de energía de 0.08 a 2 keV (6 a 155 Å) y consiste en tres elementos para su funcionamiento, un ensamble de espejos de alta resolución, la rendija *LEGT* y un detector sensible a la posición. El espectrómetro *HETGS* está diseñado para cubrir el intervalo de energía de 0.4 a 10 keV (1.2-30 Å), con una resolución espectral de $\lambda/\Delta\lambda = 100 - 1000$ para fuentes puntuales y un área efectiva de 1-180 cm^2 en el intervalo de 1.2 a 30 Å. Contiene dos diferentes rendijas de media y alta resolución espectral: *MEG* (de *Medium energy grating*, rendija de medianas energías) y *HEG* (de *High energy grating*) cuya resolución espectral corresponde a una línea con *FWHM* de ~ 0.02 Å para *MEG* y ~ 0.01 para *HEG* (Canizares et al., 2000).