



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

VIENTOS NUCLEARES
DE
NUCLEOS ACTIVOS
DE GALAXIAS.

T E S I S

PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTORA EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

MERCEDES ANDRADE VELÁZQUEZ

DIRECTOR DE TESIS: DR. YAIR KRONGOLD HERRERA



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.

0.1. AGRADECIMIENTOS

La realización de esta Tesis fue gracias al apoyo, guía, motivación y transmisión de conocimientos por parte de mi asesor el Dr. Yair Krongold Herrera, a quién admiro.

Agradezco a los miembros de mi sinodio, el Dr. Fabrizio Nicastro, el Dr. Vahram Chavusyan, el Dr. Luc Binette y el Dr. Takamitsu Miyaji por sus comentarios que ayudaron a mejorar el manuscrito de Tesis.

Doy gracias a mi familia por su amor y apoyo que siempre me dan y por las pláticas que tenemos.

Gracias a mis amigas con quienes no sólo aprendí Física.

Agradezco a la UNAM y profesores (todos mis profesores desde el kinder) por brindarme la oportunidad de disfrutar a aprender. Y en especial a aquellos que me enseñaron a no rendirme.

Gracias al apoyo de CONACyT.

Gracias a todos en el IA.

Gracias a Castel.

0.2. DEDICATORIA

Esta Tesis la dedico a mis padres (Josué y Ada) a quienes quiero mucho, mucho.
A mis hermanos (Josué, Horacio y Cuitláhuac) por su coacheo, respaldo y cariño y por
que los quiero un montón.

A mi hermana (Viviana) por su motivación y fuerza, te quiero.

A mis abuelitas y a mis abuelitos.

A la familia Andrade y a la familia Velázquez.

A Ale, Alessita, Gaby, Miri e Ian.

A mi asesor con mucho cariño y respeto.

0.3. RESUMEN

La presencia de gas ionizado identificado por medio de características en absorción en los espectros de las regiones de rayos-X y el Ultravioleta de $\sim 50\%$ de galaxias Seyfert 1 y Quásares, debido a transiciones de elementos como Fe, O, C, N, entre otros; ha encaminado numerosos estudios para determinar las propiedades tanto físicas como geométricas de este gas, el cuál es conocido como **Absorbedor Tibio** (Warm Absorber). El propósito de éstos es determinar su importancia dentro de los esquemas de los AGN y de la evolución galáctica, por lo que varios modelos para describir al Absorbedor Tibio han sido propuestos. Entre estos modelos se encuentran, el modelo de un “viento de un medio multifase” y el de “un medio con distribución continua radial de ionización” como destacados.

El trabajo efectuado para esta Tesis consiste de datos observacionales y modelos de fotoionización aplicados a éstos con el fin de determinar cuál de los dos modelos es el correcto para describir al Absorbedor Tibio de la galaxia Seyfert 1 **NGC 5548** y del quásar **IRAS 13349+2438**. Los estudios espectroscópicos de ellos los llevé a cabo usando observaciones del Observatorio Espacial *Chandra* (para la región de rayos-X) y del Telescopio Espacial *HST* (en la región del Ultravioleta para el último objeto). El análisis lo realicé mediante el código PHASE (Krongold et al. 2003), el cuál permite determinar cuatro parámetros físicos del Absorbedor Tibio (el parámetro de ionización, la densidad columnar de Hidrógeno, la velocidad de flujo y la velocidad de turbulencia).

Los resultados del estudio que realicé en la región de rayos-X de NGC 5548 favorecen sólidamente al modelo de Viento multifase, ya que dos sistemas de velocidad de flujo de salida (outflow) son detectados para el Absorbedor Tibio en éste objeto, cada sistema de velocidad está constituido por dos componentes de ionización en equilibrio de presión, es decir dos fases del mismo medio. Además de una fuerte correspondencia entre las densidades columnares iónicas de CIV, NV y OVI predichas por el modelo en rayos-X con las de estudios previos en la región del Ultravioleta lo que indica que el gas que produce la absorción en ambas regiones son parte del mismo fenómeno.

Mientras que los resultados del análisis del Ultravioleta que realicé para el objeto IRAS 13349+2438 muestran dos componentes de velocidad de flujo del gas, el cuál produce absorción por NV y por Ly α . Estas componentes están en correspondencia con los dos sistemas de velocidad de flujo detectados en el estudio de la región de rayos-X para el mismo objeto, este resultado relaciona a ambos absorbedores de esta fuente. Los resultados de la densidad columnar reportados por los dos estudios también indican que posiblemente el absorbedor de rayos-X y el del UV sean el mismo. Es importante notar que las evidencias que encontré del estudio realizado en la región del UV son reportadas por primera vez.

También colaboré en el estudio realizado en la variabilidad de flujo de NGC 5548 y la respuesta del gas absorbedor a éstos, es decir, los cambios de opacidad del Absorbedor Tibio. Los resultados de este análisis, el cuál asume el modelo de Viento multifase con geometría de embudo, muestran que la energía que conlleva el Absorbedor Tibio puede afectar la formación estelar en el entorno del Núcleo Activo de la Galaxia. Esto esta en acuerdo con los modelos teóricos propuestos de evolución que tratan de explicar la relación de la masa del agujero negro del AGN con la dispersión de velocidades estelares.

Por tanto, los resultados de la Tesis muestran que el modelo de “Viento multifase” es

adecuado para describir al Absorbedor Tibio presente en NGC 5548 e IRAS 13349+2438.

Índice general

0.1. AGRADECIMIENTOS	7
0.2. DEDICATORIA	9
0.3. RESUMEN	11
1. Núcleos Activos de Galaxias.	25
1.1. Introducción	25
1.2. Regiones de Líneas de Emisión	26
1.2.1. Región de Líneas Delgadas.	26
1.2.2. Región de Líneas Anchas.	26
1.3. Región de Líneas de Absorción	27
1.3.1. Material Neutro.	27
1.3.2. Material Ionizado.	27
1.4. Clasificación de AGN	28
1.4.1. Quásares.	28
1.4.2. Radio Galaxias.	28
1.4.3. Blazares.	30
1.4.4. LINERS.	30
1.4.5. Galaxias IRAS Brillantes.	30
1.4.6. Galaxias Seyfert.	31
1.4.7. Radiación en diferentes Bandas del Espectro Electromagnético.	33
1.5. Modelos para AGN.	37
1.5.1. Modelo estándar para AGN.	37
1.5.2. Modelo Unificado para AGN.	39
1.5.3. Modelos Alternativos.	41
2. Absorbedor Tibio.	43
2.1. Introducción.	43
2.2. Propiedades Físicas.	43
2.2.1. ¿Gas fotoionizado?	50
2.2.2. Curva de estabilidad térmica.	51
2.3. Modelos del Absorbedor Tibio.	54
2.3.1. Medio Multifase.	54
2.3.2. Distribución de ionización continua.	56
2.3.3. Flujo de gas en expansión.	58
2.3.4. Geometría del Absorbedor Tibio.	59

2.3.5.	Conexión entre el Absorbedor Tibio (rayos-X) y el Absorbedor de líneas delgadas (UV).	61
2.3.6.	Implicaciones Cosmológicas.	65
2.4.	Objetivo de la Tesis.	68
3.	NGC 5548	69
3.1.	Introducción	69
3.2.	THE TWO-PHASE, TWO-VELOCITY IONIZED ABSORBER IN THE SEYFERT 1 GALAXY NGC 5548	70
3.2.1.	Abstract	70
3.3.	Introduction	70
3.3.1.	The Warm Absorber in NGC 5548	71
3.4.	Data Processing	73
3.5.	Modeling	74
3.5.1.	Fitting the HETG data.	74
3.5.2.	Ionized Absorber : fitting with PHASE	75
3.5.3.	Ionized Absorber	79
3.5.4.	Emission Features in the Spectra of NGC 5548	87
3.5.5.	Extrapolation to LETGS	88
3.6.	Discussion	90
3.6.1.	UV Counterparts	93
3.6.2.	Two Multi-phase Absorbing Outflows	95
3.6.3.	Comparison with Previous Works	97
3.6.4.	Possible Geometry of the Ionized Outflow	100
3.7.	Conclusions	100
4.	IRAS 13349 + 2438	103
4.0.1.	Introducción	103
4.1.	TWO VELOCITY SYSTEMS ARE FOUND IN THE IRAS 13349+2438 X-RAY AND UV ABSORBER.	103
4.1.1.	Abstract	103
4.2.	Introduction	104
4.2.1.	IRAS 13349 + 2438	105
4.3.	Data Reduction	106
4.3.1.	X-ray data	106
4.3.2.	Ultra-Violet data	107
4.4.	Modeling	107
4.4.1.	Ultra-Violet Model	107
4.4.2.	X-ray Model	109
4.5.	Discussion	113
4.5.1.	Absorption in UV band	115
4.5.2.	X-ray analysis.	116
4.6.	Conclusions	119

5. NGC 5548. Variabilidad del Absorbedor.	121
5.0.1. Introducción	121
5.1. SUZAKU MONITORING OF THE SEYFERT 1 GALAXY NGC 5548: WARM ABSORBER LOCATION AND ITS IMPLICATION FOR COS- MIC FEEDBACK	122
5.1.1. Abstract	122
5.1.2. Introduction	123
5.1.3. The Ionized Absorber in NGC 5548	125
5.2. Observations and Data Reduction	125
5.3. Monitoring the Gas Response to Continuum Variations I: A Search for Spectral Changes	127
5.4. Spectral Modeling of the NGC 5548 Suzaku Data.	129
5.5. Monitoring the Gas Response to Continuum Variations II: Time Resolved Modeling of the Ionized Absorber	135
5.5.1. Photoionization Equilibrium Timescales	136
5.6. The Large Scale Ionized Absorber in NGC 5548	136
5.6.1. Physical Conditions	136
5.6.2. Location and Structure of the Wind	137
5.6.3. Possible Origin and Geometry of the Ionized Outflow	138
5.7. Wind Mass and Kinetic Energy: Implications for Cosmic Feedback	140
5.8. Conclusions	142
6. Conclusiones Generales.	143
A. NGC 5548 APPENDIX	147

Índice de figuras

1.1.	Espectro del quásar de líneas de emisión delgadas PHL 1811, que se encuentra ubicado a $z=0.192$. Nota PHL es acrónimo de Palomar-Haro-Luyten. FIGURA TOMADA DE LEIGHLY ET AL. (2007).	29
1.2.	Espectro de un objeto BL Lac 1308+326, muestra una línea ancha de emisión de MgII. FIGURA TOMADA DE STICKEL ET AL. (1993).	29
1.3.	Espectro de la galaxia Seyfert 1 NGC 4151, mostrando componentes anchas para las líneas en emisión permitidas, mientras que las líneas prohibidas son delgadas. FIGURA TOMADA DE HUTCHINGS ET AL. (2002). . .	31
1.4.	Espectro de la galaxia Seyfert 2 NGC 2992, el panel superior muestra el espectro sin corrección por el continuo de la galaxia que hospeda, mientras que el panel inferior muestra el espectro ya corregido. FIGURA TOMADA DE TRIPPE ET AL. (2008).	32
1.5.	Representación esquemática de la distribución espectral de energía vista en diferentes AGN. El espectro radio-callado puede ser dividido en tres componentes primarias: la joroba infrarroja, la cuál se piensa se origina de reprocesamiento de emisión en el UV por polvo en un rango de temperaturas y en un rango de distancias; la gran joroba azul (Big blue bump) que está directamente relacionada al mecanismo principal de generación de energía, el cuál puede ser debido a un disco de acreción, y la región de rayos-X, la cuál puede interpretarse como la continuación de alta energía de la gran joroba azul junto con una ley de potencias producida por efecto Compton con material fluorescente y reflexión de material frío. FIGURA TOMADA DE KORATKAR & BLAES (1999).	35
1.6.	El esquema muestra las características de las galaxias Seyferts. En el caso de las Seyfert 2 el toro de polvo oscurece la región de rayos-X y BLR. FIGURA TOMADA DE MUSHOTZKY ET AL. (1993).	40
1.7.	Esquema para un AGN radio-ruidoso. Muestra las principales componentes, el jet, la BLR, la NLR, el toro de polvo, el disco de acreción rodeado por la corona caliente. FIGURA TOMADA DE URRY & PADOVI (1995). . .	41
2.1.	Espectro en la banda de rayos-X de NGC 3783 obtenido por <i>Chandra</i> . La línea roja representa el modelo sobre los datos (línea negra). FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003).	45
2.2.	Transiciones de Fe capa-L y capa-M internas escondidas por los saltos de O VII y O VIII. FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003) . . .	46

2.3.	Desplazamiento del Arreglo sin Resolver de Transiciones (UTA) sobre las longitudes de onda más cortas conforme aumenta el parámetro de ionización. FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003).	47
2.4.	Componentes de velocidad en el espectro de la banda UV de NGC 5548. FIGURA TOMADA DE CRENSHAW ET AL. (2003).	50
2.5.	La figura muestra la curva de estabilidad. La letra P indica un punto sometido a perturbaciones, indicadas por las letras I, G, L; donde las flechas señalan la dirección. I corresponde a una perturbación isobárica térmica inestable. L corresponde a perturbaciones inestables, dada su pendiente menor que la de la curva. Y G muestra perturbaciones estables. FIGURA TOMADA DE BOTTORFF ET AL. (2000).	52
2.6.	Curva de Estabilidad. Arriba: Las fases en equilibrio depende del valor de la pendiente α_{ox} . Abajo: La dependencia en la Metalicidad (Z), la curva se aplana mientras Z disminuye. Curvas señaladas con Fe y X-ray group off, corresponden a absorbedores sin Fe y X-ray group (O,C,Ne,Fe). FIGURA TOMADA DE CHAKRAVORTY ET AL. (2008).	53
2.7.	La gráfica muestra los rangos del parámetro de ionización para IRAS 13349+2438. La separación entre ellos indica el mínimo de la densidad columnar. El panel inferior muestra la densidad columnar integrada sobre el parámetro de ionización. FIGURA TOMADA DE HOLCZER ET AL. (2007).	58
2.8.	Modelo multifase para el Absorbedor Tibio. El disco en colores representa al disco en acreción, mientras que el viento es representado por una estructura de embudo compuesta por nudos blancos que representa la BEL. FIGURA TOMADA DE ELVIS (2000).	60
2.9.	Perfil de líneas en función de la velocidad de flujo del gas absorbedor. FIGURA TOMADA DE ARAV (2003).	63
2.10.	Límites para la densidad columnar del gas en rayos-X y en el UV, datos de <i>Chandra</i> para los primeros para los segundos de <i>HST</i> y <i>FUSE</i> . La parte sombreada en amarillo corresponde a la línea de OVI sin saturar. FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003).	66
3.1.	NGC 5548 light curve for the observations analyzed in this work. Points 2 and 3 correspond to HETGS observations and points 1, and 4-7 to LETG observations.	75
3.2.	Model A plotted over <i>Chandra</i> -MEG data (1.6-24.5 Å) of NGC 5548. The model (red thick line) consists of a powerlaw and a black-body component plus four strong emission lines (blue labels). Another four possible emission lines are also marked. Possible transitions due to the ionized absorber are indicated with red labels.	78
3.3.	Spectral Energy Distribution used in this analysis (black solid line) to model the ionized absorber in the <i>Chandra</i> data of NGC 5548 (the SED is based on our observations and NED data, see §3.5 for details). Blue labels mark different observational bands (see § 3). The slopes adopted in each band are marked with red labels (this slope relates to the photon index as $\Gamma=s+2$). The dashed green line represents the SED used by Steenbrugge et al. 2005.	79

3.4.	Model B plotted over <i>Chandra</i> -MEG data (1.6-25 Å). This model (red thick line) includes the same components of model A plus one absorbing component. Emission and absorption lines are marked as in Figure 3.2.	80
3.5.	Model B and residuals in selected regions of the spectrum showing that the presence of additional absorbing material with higher and lower ionization is required by the data.	81
3.6.	Detailed line profile for several absorbing features that are not well fitted by only one broad absorbing component. The dotted lines correspond to the outflow velocity of the UV components (Crenshaw et al. 2003). Significant residuals are found with outflow velocity consistent with UV component 1.	84
3.7.	As Figure 3.4, but for model C, which includes two absorbing components. This model can fit transitions by both high and medium ionization level ions such as Fe _{XXIII-XXIV}	85
3.8.	As Figure 3.4, but for model D (red thick line), which includes three absorbing components. The contribution of the lower ionization component is observed in transitions such as Mg _{IX-XI} and O _{VII}	86
3.9.	Model F (red thick line; corresponding to model E plus 4 additional emission lines, see § 3.4) plotted over the MEG spectra (5-24.5 Å) of NGC 5548. Two velocity components, each formed by two phases, are required to fit the data. The upper labels correspond to the absorption lines, while the lower labels mark the emission features.	87
3.10.	Model F (red thick line) plotted over the HEG spectra (1.6-8.84 Å) of NGC 5548.	88
3.11.	MEG spectrum and model between (5 and 24.5) Å showing only the contribution of the low outflow system. The left panel shows the contribution by the Higher Ionization Phase (HIP) and the right panel shows the Low Ionization Phase (LIP).	89
3.12.	MEG spectrum and model between (5-24.5) Å showing only the contribution of the HV-HIP, and the right panel the HV-SHIP.	90
3.13.	Model F (blue thick line) plotted against selected HEG and MEG spectral regions, showing the best fit lines profiles. The two outflow velocity systems are marked with letter E at the top of the panels, and correspond to -1180 and -400 km s ⁻¹ . The fit with a single broad profile (model B, red thick line) is also shown. The corresponding velocity of this model (-740 km s ⁻¹) is marked with the letter B and a dashed vertical red line. The UV velocity systems (Crenshaw et al. 2003) are marked with dotted lines.	91
3.14.	The best fit for WA on the HETGS data extrapolated to the LETG data (model G). This model shows a good fit on the LEG spectral region (9-41.6 Å). The O _{VII} , N _{VI} , Ne _{IX} and C _V emission lines are marked with dotted blue lines.	92
3.15.	As Figure 3.6, but over the LETGS spectrum. The line profiles of the low ionization phase suggest the presence of 5th absorbing component, i.e. a low ionization phase at high outflow velocity.	94

3.16.	Confidence regions (at 1, 2, and 3σ) for the ionization parameter vs. column density diagram constrain the possible values of these for High Velocity - Low Ionization Phase ($\log U = -0.47$ and $\log N_H = 20.35$).	98
3.17.	Thermal equilibrium (S-curve) for the SED used in the present analysis. Left: The two absorbing components forming the Low Velocity system are plotted in the $\log(U/T)$ vs $\log(T)$ diagram, where $\log(U/T) \propto \log(P^{-1})$. Right: The diagram for two absorbing components forming the High Velocity system. In both systems the pressure balance between the components is evident. The values for HV-LIP might be consistent with pressure balance as well.	101
4.1.	In the top panel, the thick red line is the model over the UV data. The bottom panel show the residuals for the model for the emission and continuum.	108
4.2.	The red thick line show the model fitted over the UV STIS data. The two flow systems (blueshift and redshift) are marked for Ly α and NV with blue and red labels (repectively).	109
4.3.	Model A (a power law pomponent plus a black body component) plotted against the HETG data is showed in the figure, and is possible see strong residuals due warm absorber (WA).	111
4.4.	IRAS 13349 + 2438 Spectral Energy Distribution	112
4.5.	Figure show the fit and residuals by two absorption components against HETG data (model C). The features correspond to the high as so low ionization level.	113
4.6.	Figure show to Model C (two absorbing components) fit on absorption lines as Fe XVII , Ne IX , Mg XI , that indicate another absorbing component at low velocity.	114
4.7.	Model D (blue thick line) improve to the fit. The included third component fits to the features (O VIII, Mg XI, Ne IX-X) with low ionization. The red line corresponding to the Model C fit.	116
4.8.	The Warm Absorber final model (red thick line) on the MEG data. . . .	117
4.9.	The Warm absorber final model (red thick line) on the HEG data. . . .	118
5.1.	0.5 – 10 keV light curve of NGC5548. RXTE and Swift data were taken from Liu et al. (2009) and Grupe et al. (2010).	126
5.2.	XIS-FI Suzaku Spectra of NGC5548. All the spectra are re-scaled with respect to Observation 3, for easy comparison. The data are presented with nominal binning (though the spectral analysis was carried out on data binned including at least 25 cts. per channel). No spectral variations are present between 0.6 and 1.6 keV (8 to 20 Å), indicating no response from the WA to the continuum changes. The changes above 2 keV are due to variations in the X-ray spectral energy distribution of the source (Grupe et al. 2010).	128

5.3. Ratio between each XIS-FI observation, and observation 3. The data are presented unbinned (though the spectral analysis was carried out on binned data). In the Warm Absorber region, between 0.6 and 1.6 keV (8 to 20 Å), the ratios are almost flat, confirming the lack of variability in the opacity of the absorbing gas. Changes below 0.6 keV are likely produced by the O VII emission triplet (see text for details). 129

5.4. Simulated Spectra for the expected spectral variation of an absorber in photoionization equilibrium for a factor ~ 4 in ionizing flux. The exposure times and continuum levels correspond to Suzaku observations 1 and 3. Clearly, such changes would be easily detectable in the data. 130

5.5. Residuals of three different models over Suzaku Obs 3. Panel (a). Residuals to a single powerlaw fit between 2 and 5 keV. The presence of the ionized absorber is evident in the data. Panel (b). Residuals to a fit over the whole spectral range, including a single powerlaw attenuated by one absorbing component. Panel (c). As for panel (b) but including two absorbing components. 131

5.6. Theoretical transmission spectrum of the three absorption components at 0.001 Å resolution. The HV-SHIP is presented in black, the (HV+LV)-HIP in red, and the LV-LIP in blue. While in the 5–15 Å range most of the opacity is produced by the the HV-SHIP, in the 15–20 Å range the LV-LIP dominates. The different absorption lines blend into broad troughs that allow us to study the WA properties with low resolution CCD data (see Fig. 5.5). 132

5.7. Ionization Parameter vs. Photon Index confidence regions (1, 2 and 3 σ) for the fit to Observation 3. Both parameters can be measured independently from the data. 133

5.8. Panel (a): Fluxed lightcurve of NGC 5548. The arrows mark the time regions when the object was observed by Suzaku and *Chandra*. Panel (b): Log of the Ionization parameter of the the HV-SHIP vs. time for the 7 Suzaku observations of the source. The analysis on the 2000-2005 *Chandra* data by AV10 is also presented (points with negative time). Panel (c): as panel (b) but for the LV-LIP. The red circles represent expectations for gas in photoionization equilibrium. 134

5.9. Schematic diagram (in logarithmic scale) of the distance to the central source of the different AGN components in NGC 5548 139

Capítulo 1

Núcleos Activos de Galaxias.

1.1. Introducción

Los Núcleos Activos de Galaxias liberan grandes tasas de energía (luminosidades bolométricas $L_{bol} \sim 10^{42-47}$ erg/s) comparadas con los núcleos de galaxias como la nuestra ($L_{bol} \sim 10^{38-43}$ erg/s). Son comúnmente conocidos en el área de astrofísica con el acrónimo AGN, de su nombre en inglés Active Galactic Nuclei, y el cuál será usado en el texto.

La primer emisión grabada de un AGN fue obtenida por Fath (1909) en el régimen óptico, la cuál correspondió a la galaxia NGC 1068, mostrando en su espectro fuertes líneas en emisión. Se le asignó un corrimiento al rojo (z ; redshift) de 0.00379 a dichas líneas del espectro observado para poder identificarlas. Antes de utilizar este método, no se podía identificar las líneas producidas en los espectros de objetos lejanos, además indicaba que este objeto se estaba alejando con velocidad $= cz$ y por tanto se encontraba a una distancia de 15.6 Mpc ($v=Hr$; Ley de Hubble). En 1943 Carl Seyfert realizó un estudio sistemático de 6 galaxias espirales (NGC 1068, NGC 1275, NGC 3516, NGC 4051, NGC 4151 y NGC 7469) con espectros también inusuales, es decir con líneas en emisión que cubrían un amplio rango de estados de ionización ($H\alpha, H\beta$, $[OIII]\lambda 4959, 5007$, $[OI]\lambda 6300$, $[NII]\lambda 6583$, $[SII]\lambda 6716, 6731$). Entonces a estas galaxias se les clasificó como AGN y se les conoce en particular como Galaxias Seyfert, en honor al astrónomo con dicho apellido.

El primer Núcleo Activo de Galaxia al que le fue posible identificar las líneas en emisión presentes tanto en su espectro en radio como en el óptico fue al objeto 3C 273 por Schmidt en 1963, a este AGN se le clasificó como cuáasar (se empleará también la palabra quáasar indistintamente). El nombre proviene a causa del parecido que tenía el perfil fotométrico de esta fuente de emisión con el de una estrella, ya que su nombre se refiera a cuasiestelar, y por ser una fuente de radio, del inglés quasi-stellar radio sources. Sin embargo, el continuo producido por los AGN no se puede reproducir por la función de distribución Planckiana, la cuál se usa para modelar los continuos estelares producidos por emisión térmica, sino que son reproducidos con una ley de potencias. Este resultado implicaba que los mecanismos involucrados en la generación de radiación en los AGN debían corresponder a procesos como sincrotrón o Bremsstrahlung, es decir procesos no térmicos. Otra característica que muestran los espectros de estos objetos son la variabilidad tanto en el flujo de líneas como en el continuo. También se conoce

como AGN a las regiones nucleares HII, galaxias con brotes estelares y galaxias muy luminosas en el lejano infrarrojo conocidas como IRAS brillantes (descubiertas por el satélite Infrared Astronomical Satellite; Blandford, Netzer y Woltjer, 1990).

La emisión del continuo de los AGN va desde los rayos-X duros hasta el radio, esta emisión proviene de una zona compacta menor a 0.1 pc. La emisión en radio que muestran es debido a lóbulos extendidos y a un jet. Mientras que las líneas en emisión observadas en el óptico provienen de dos diferentes regiones conocidas como Región de Líneas Anchas (RLA o sus siglas en inglés BLR) y Región de Líneas Delgadas (RLD o NLR; acrónimo en inglés). Algunas de las líneas de alta ionización que se observan en los espectros de AGN son $[\text{OIII}]\lambda 4959,5007$ y Ne III ; estas líneas son producidas por fotoionización o ionización colisional. Sin embargo, para que este último proceso se lleve a cabo se requiere que las temperaturas en el gas sean mayores a las observadas.

1.2. Regiones de Líneas de Emisión

1.2.1. Región de Líneas Delgadas.

La región de líneas delgadas (NLR) es una zona extendida y es llamada de esta forma debido a que el gas de esta región se mueve a velocidades de cientos km s^{-1} , produciendo entonces ensachamiento de líneas de este orden ($\sim 500 \text{ km s}^{-1}$). Varias de las líneas en emisión observadas provenientes de esta región son prohibidas, por lo que se sugiere que la densidad en ella es baja pues la desexcitación colisional del electrón tiene una muy baja probabilidad de que ocurra. También se observan líneas de emisión permitidas. La temperatura y densidad electrónica de la región se determina a partir de los cocientes de las intensidades de las líneas ($T \sim 1500 \text{ K}$, $n_e \sim 30000 \text{ cm}^{-3}$; Osterbrock 1990). Los cocientes de líneas de distintos iones dan distintas temperaturas y densidades, lo que indica que existen fluctuaciones en las propiedades físicas dentro de la región NLR. Por otro lado, Ferland y Netzer (1983) mediante ajuste de espectros obtuvieron las intensidades de las líneas y encontraron que pueden coexistir los iones de altos grados de ionización como O III con los de baja ionización como es el caso de $[\text{OI}]\lambda 6300$ y $[\text{SII}]\lambda 6716,6731$. La estructura de la NLR indicada por Filippenko (1985), corresponde a gas con un gradiente de densidad radial o que es un medio agrupado (clumpy) debido a que la emisión por $[\text{OIII}]\lambda 4959,5007$ proviene de una región diferente para $[\text{SII}]\lambda 6716,6731$. La distancia a la que se encuentra la NLR es unos cuantos pc o un poco más (pero puede ser menor a 10 pc si la región tiene muy alta densidad).

1.2.2. Región de Líneas Anchas.

La región de Líneas Anchas (BLR) esta conformada por un gas ionizado y que se encuentra moviéndose a altas velocidades ($15\ 000 \text{ km s}^{-1}$). No es claro si esta región esta dominada por movimientos radiales, rotacionales o turbulentos dentro del gas, ya que diferentes objetos muestran diferentes comportamientos (Denney et al. 2010). El ensanchamiento de las líneas también indica existencia de flujo de masa. Algunas de las líneas en emisión observadas con estos anchos son FeII, HI, HeI, HeII; la presencia de FeII en los espectros sugiere que la temperatura puede ser menor a 3500 K, ya que si la temperatura fuese mayor el hierro se encontraría colisionalmente ionizado en FeIII. Las

densidades del gas en BLR está entre 10^{6-8} cm^{-3} . Tratar de modelar a la BLR es complejo, sin embargo se han hecho consideraciones sobre su profundidad óptica, suponiéndola como finita, además de que excitaciones colisionales entre los átomos sean llevados a cabo (Netzer 1975 y Adams 1975). Krolick, McKee y Carter en 1981, determinaron que existe un balance entre los procesos producidos en el gas, como es el calentamiento por fotoionización y el enfriamiento por Bremstrahlung, lo que produciría un equilibrio de fases, esto es, nubes densas y frías embebidas en un medio caliente y rarificado, tal equilibrio ocurrirá sólo para un rango de parámetros de ionización ($U = \frac{Q}{4\pi r^2 n c}$).

Las líneas de alta ionización son producidas por la región más cercana a la máquina central (ver sección Modelo Unificado) con densidades de 10^{15} m^{-3} . Las líneas de alta ionización son corridas al azul con respecto a las líneas de baja ionización. Estas dos zonas de líneas comprenden a la BLR, y se cree que las de baja ionización se originan de la atmósfera del disco de acreción. Estudios teóricos sobre la parte central del AGN, indican que es requerido un viento (ver siguiente capítulo para detalle) que caliente a las nubes de la BLR, este proceso producirá radiación de rayos-X que es emitida isotrópicamente y que iluminará el disco de acreción, el cuál entonces será calentado; además este viento podría confinar a la nubes de la BLR. Esto puede explicar el corrimiento al azul observado en algunas líneas en emisión como CIV. Algunos estudios han propuesto la región de líneas Intermedias (ILR), debido a componentes en las líneas en emisión con anchos mayores (Full Width at Half Maximum= ancho a potencia media; FWHM $\leq 4000 \text{ km s}^{-1}$) a los observados en líneas de la NRL, y también requieren de componentes muy anchas (VBLR; VeryBLR) para poder explicar las alas de estas líneas. Sin embargo, se ha mostrado que las propiedades de estas líneas como la densidad electrónica corresponde a la BLR. Entonces la IRL y la VBLR no son más que la BLR y la NLR mezcladas, donde existe un gradiente de densidad (Sulentic et al. 2010).

1.3. Región de Líneas de Absorción

1.3.1. Material Neutro.

Existe evidencia de absorción por polvo en las galaxias Seyfert 2 (ver sección §1.4.6) mediante bandas y líneas producidas por silicatos en la región del cercano infrarrojo. Estas características se debe a polvo, que podría estar en la cercanía del disco de acreción, lo que ha sugerido que el polvo forma nubes en un viento (Elitzur 2008). Sin embargo, se ha supuesto que el polvo tiene una distribución en forma de toro, que absorbe la mayor parte de radiación que lo intersecta.

Evidencia adicional de absorción por Hidrógeno neutro proviene de las observaciones en rayos-X. Los espectros en esta región muestran que muchas (no todas) las galaxias Seyfert 2 tienden a estar fuertemente atenuadas o completamente oscurecidas por grandes cantidades de material neutro. Se ha asumido que el polvo y el hidrógeno neutro son parte de la misma distribución de material alrededor del AGN.

1.3.2. Material Ionizado.

En algunas galaxias Seyfert 1 y quásares se ha observado absorción en la región del UV y rayos-X producida por material ionizado. Esta sección se discutirá en el siguiente

capítulo.

1.4. Clasificación de AGN

Los AGN son clasificados según sus características espectrales observadas en la región del óptico, ultravioleta y radio, dependiendo de si el núcleo es obscurecido y de la orientación de nuestra línea de visión hacia éste (Lawrence 1987; Urry y Padova 1995). En esta clasificación están los objetos de tipo 1, que muestran líneas de emisión permitidas anchas ($\text{FWHM} \sim 10 - 10000 \text{ km s}^{-1}$) y un brillante continuo, mientras que aquellos que muestran líneas delgadas ($\text{FWHM} \sim 10 - 1000 \text{ km s}^{-1}$) y un débil continuo son asignados como de tipo 2. Las líneas amplias, y cuyos anchos son del orden de miles de km s^{-1} se cree que se originan en una región localizada a una distancia de más o menos 1 pc de distancia al disco de acreción del agujero negro supermasivo, la cuál se conoce como BLR, en cambio los anchos que apenas alcanzan los miles de km s^{-1} se originan en NLR y esta situada a una distancia de más o menos 10 pc a 1 kpc.

1.4.1. Quásares.

Tienen apariencia estelar, continuo no-térmico, variable en distintas longitudes de onda y un fuerte exceso de emisión en el Ultravioleta (UV). Muestran líneas de emisión anchas permitidas. Aquellos con grandes corrimientos al rojo muestran absorción y polarización en sus espectros. Los menos luminosos ($M_V \leq -23$) son 100 veces más luminosos que una galaxia normal en este rango del espectro. El 10 % son fuertes emisores en la banda de radio (radio fuertes) mientras que el 90 % no lo son (radio callados y se conocen como QSO). Son objetos tipo 1. La diferencia entre éstos dos grupos es la emisión observada en la región de rayos-X, la cuál tiende a ser más débil para los radio callados pero en el óptico las emisiones son similares. El cuásar más famoso y brillante es 3C 273 ($z \sim 0,158$), mientras que Mrk 478 se encuentra a $z=0.077$. Los quásares radio-ruidosos de alta luminosidad muestran espectros planos (FSRQ; acrónimo en inglés) o espectros pronunciados (SSRQ; acrónimo en inglés). Los radio quásares muestran luminosidades más alta de [O III] que las radio galaxias (Jackson & Browne 1990), sin embargo la línea parece ser emitida anisotrópicamente debido al obscurecimiento parcial de un toro de polvo grueso.

1.4.2. Radio Galaxias.

Las Radio Galaxias tienen luminosidades en el rango de $10^{42-45} \text{ ergs}^{-1}$ (Carrillo 1998). Blandford (1990) las divide en potentes y débiles, con una frontera situada en la potencia $P_{1,AGHz} = 10^{25} \text{ W/Hz}$. Son objetos de tipo 1 ó 2. Las radio galaxias de líneas en emisión delgadas (NLRG; acrónimo en inglés) corresponden a tipo 2 y se dividen en dos tipos morfológicos, las que tiene baja luminosidad son clasificadas como FR I y las FR II son de alta luminosidad con jets bien enfocados, FR corresponden a Fanoroff & Riley (1974). La principal característica de estas fuentes son dos grandes lóbulos de plasma situados a distancias del orden de Mpc del núcleo. Algunas presentan chorros desde el núcleo hasta los lóbulos y el continuo de radio suele ser polarizado. Se les asocia en la mayoría de los casos una galaxia elíptica gigante. Mientras que las radio galaxias

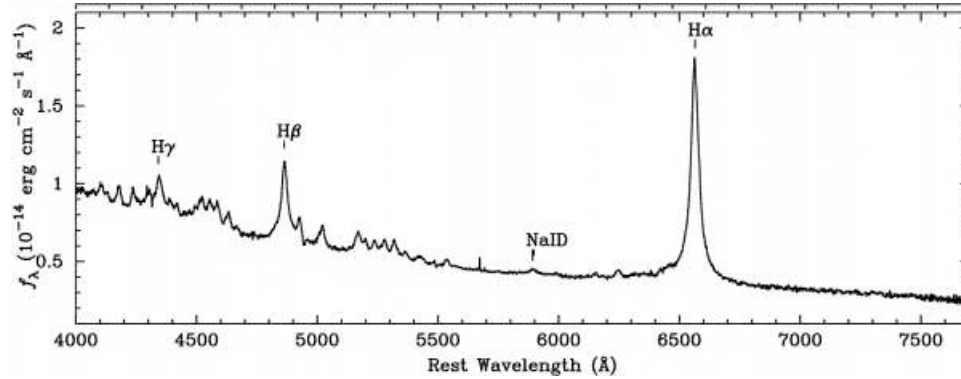


Figura 1.1: Espectro del quásar de líneas de emisión delgadas PHL 1811, que se encuentra ubicado a $z=0.192$. Nota PHL es acrónimo de Palomar-Haro-Luyten. FIGURA TOMADA DE LEIGHTLY ET AL. (2007).

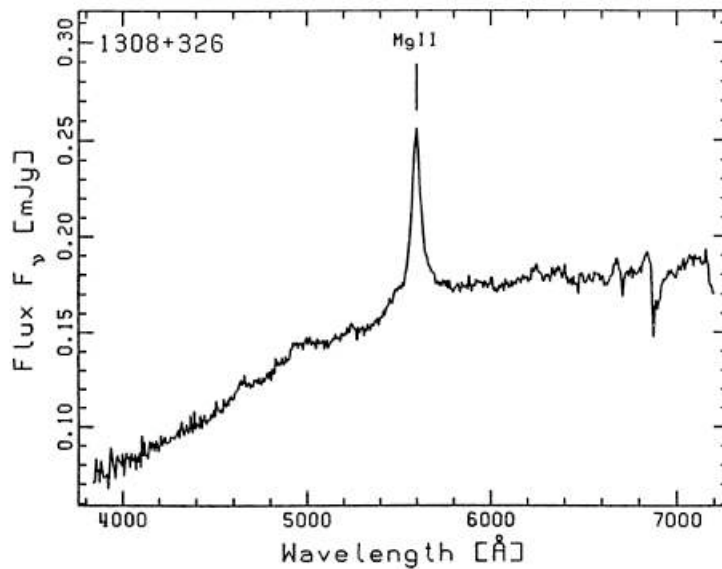


Figura 1.2: Espectro de un objeto BL Lac 1308+326, muestra una línea ancha de emisión de MgII. FIGURA TOMADA DE STICKEL ET AL. (1993).

de líneas anchas (BLRG; acrónimo en inglés) corresponden a tipo 1. Las FR II muestran débiles líneas de [O III] en comparación con líneas de Hidrógeno (Laing et al. 1994). La luminosidad de la línea de [O III] también es menor para los objetos FR I, esto podría deberse a que es emitida anisotrópicamente como el caso de los FR II y radio quásares. Las líneas anchas de los FR I podrían ser ocultadas por un toro de polvo (Lawrence et al. 1991). Las galaxias que hospedan tanto a los BL Lac (ver siguiente subsección) como a los FR I son elípticas gigantes (Falomo et al. 1995).

1.4.3. Blazares.

En 1968 se descubrió el objeto BL Lac (de la constelación del Lagarto) que presentaba un espectro muy parecido al de los quásares pero con mayor polarización y prácticamente sin líneas en emisión. Con el descubrimiento de líneas en absorción se pudo determinar su corrimiento al rojo ($z \sim 0,07$). Sin embargo, existen objetos tipo BL Lac que muestran altos corrimientos al rojo y también luminosidades, en algunos casos en estado de bajo brillo presentan algunas líneas en emisión (Rieke et al. 1976; figura 1.2). Muestran rápida variabilidad (cambios en el nivel de flujo en tiempos cortos de tiempo \sim horas) para los cuales se invoca efectos relativistas (Benítez 1997). La emisión de varios objetos es altamente polarizada y en algunos casos muestran exceso en rayos-gamma. Los BL Lac muestran líneas de emisión anchas de MgII. Existen otros objetos similares a los BL Lac pero muestran líneas de emisión y son violentamente variables en el rango óptico del espectro electromagnético (Angel y Stockman, 1980) de ahí su nombre como objetos OVV. A éstos últimos y a los BL Lac variables se les conoce como Blazares.

1.4.4. LINERS.

Las fuentes de Regiones de Emisión Nuclear de Baja Ionización (LINER; acrónimo en inglés) fueron identificadas por Heckman, sus espectros están dominados por líneas de baja ionización, y cuyo FWHM es similar al de las líneas delgadas de las galaxias Seyferts. El nivel de ionización se determina mediante la intensidad de las líneas $[\text{OII}]\lambda 3727$, $[\text{OIII}]\lambda 5007$ y $[\text{OI}]\lambda 6300$. Los LINERs representan el extremo de baja luminosidad de los AGN, sin embargo sigue siendo un debate, ya que la fuente de ionización de estos objetos no es bien conocida. Algunos LINERs han sido explicados en el contexto de ionización por choques supersónicos de material (Dultzin-Hacyan & Ruano). Otros han sido entendidos como resultado de fotoionización por fuentes térmicas, como estrellas muy masivas (Filippenko & Terlevich 1992). Recientes estudios en los rayos-X muestran emisión de continuo muy compacta de algunos de estos objetos que los relaciona con los AGN (Omairi et al. 2009).

1.4.5. Galaxias IRAS Brillantes.

Las galaxias IRAS emiten la mayor cantidad de energía en la banda de $60\mu m$, muestran una luminosidad infrarroja de $\log L_{IR}/L_{\odot} > 11$. A mayores luminosidades infrarrojas $\log L_{IR}/L_{\odot} > 12$ se conocen como galaxias infrarrojas ultraluminosas (ULIRG; acrónimo en inglés). Las galaxias IRAS brillantes no necesariamente representan un tipo particular de núcleo activo, o no lo son necesariamente, ya que su alta luminosidad infrarroja no necesariamente se produce por acreción de un agujero negro central. El mecanismo es de origen térmico, consiste en la emisión reprocesada del polvo interestelar caliente de una galaxia. Cuando el polvo se calienta, re-emite la energía absorbida como cuerpo negro, la temperatura de sublimación del polvo esta entre 1500 y 2000 K, y la emisión de cuerpo negro cae en la región infrarroja. Sin embargo, un núcleo activo también puede producir el calentamiento del polvo, produciendo las luminosidades infrarrojas observadas. Como no podemos observar la fuente primordial directamente que calienta el polvo, existe todavía un debate sobre si las galaxias IRAS brillantes son AGN o no.

1.4.6. Galaxias Seyfert.

Carl Seyfert (1911 - 1960) astrónomo norteamericano, reporta en 1943 su trabajo realizado durante su estancia en el Mt. Wilson Observatory en 1942 sobre un estudio espectroscópico de seis nebulosas extragalácticas (como se les conocía antes de que Hubble propusiera que estas eran galaxias) con núcleos brillantes que producen líneas en emisión (1943 ApJ...97...28S-Seyfert, Carl K.). Los espectros correspondían a las galaxias NGC 1068, NGC 1275, NGC 3516, NGC 4051, NGC 4151 y NGC 7469, y que al compararlos con espectros de galaxias normales, las primeras mostraron líneas en emisión anchas que cubre un amplio rango de estado de ionización. La mayoría de estas seis galaxias eran espirales pero mostraban un núcleo inusual tipo semi-estelar y brillante. Este tipo de galaxias se conocen como Seyfert en honor a este astrónomo que las estudio.

En 1974 Khachikian y Dan Weedman modificaron la clasificación basada solamente en propiedades espectroscópicas, tomando en cuenta que un grupo de espectros mostraban tanto líneas de emisión prohibidas como permitidas con mismo ancho, mientras que un segundo grupo mostraba diferencias entre los anchos de las líneas prohibidas y permitidas. A las primeras se les llamo **Seyfert 2**, cuyos anchos completos a altura media (FWHM) para ambos tipos de líneas de emisión son casi iguales y corresponden a 1000 km s^{-1} . Y a las segundas **Seyfert 1**, las cuales muestran FWHM correspondientes a velocidades de $2000\text{-}10000 \text{ km s}^{-1}$ para líneas permitidas y para las prohibidas muestran FWHM velocidades alrededor de 1000 km s^{-1} .

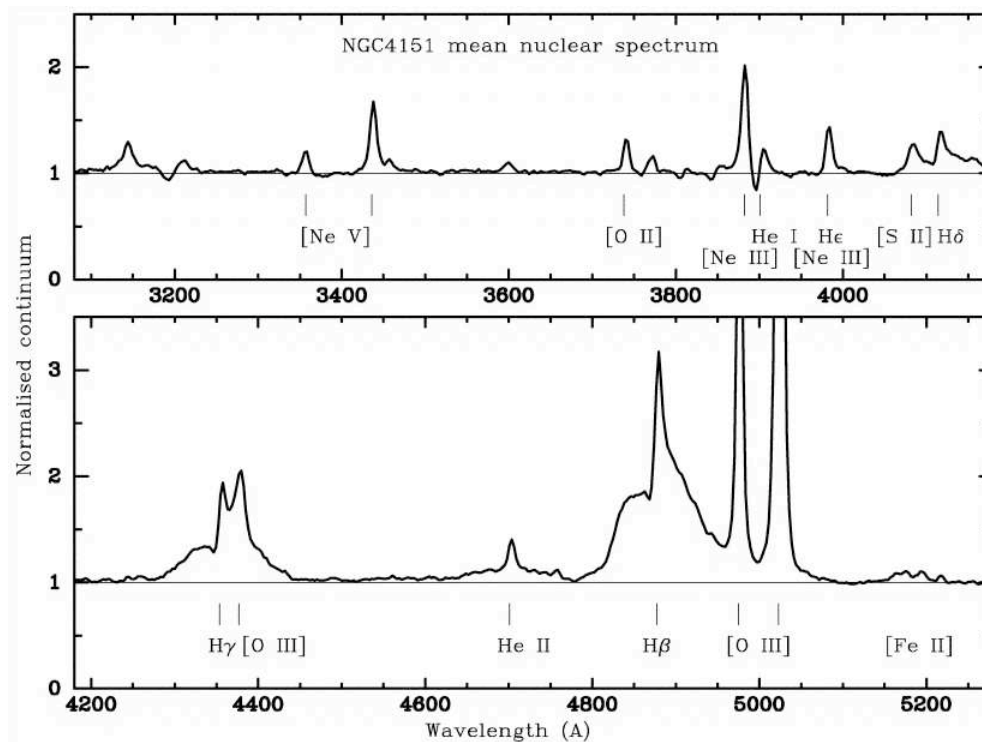


Figura 1.3: Espectro de la galaxia Seyfert 1 NGC 4151, mostrando componentes anchas para las líneas en emisión permitidas, mientras que las líneas prohibidas son delgadas. FIGURA TOMADA DE HUTCHINGS ET AL. (2002).

Con el mejoramiento de la espectroscopía se pudo determinar que las líneas delgadas

permitidas tienen 2 componentes, la línea está formada de un fuerte centro delgado superimpuesto a una base muy ancha y más débil. Los espectros de galaxias que muestran líneas de emisión de Hidrógeno compuestas por las dos componentes se clasifican como Seyfert 1.5. Mientras que las Seyfert 1.8 son las que muestran una intensa componente ancha de $H\alpha$ y una débil componente de $H\beta$, las Seyfert 1.9 se extiende hacia las Seyfert 2, donde el ensanchamiento en la línea de $H\beta$ no se ve (Osterbrock et al. 1981). Se propuso que debía existir una zona que oscurecía la BLR y debido a un efecto de selección las Seyfert 2 no muestran tal región en sus espectros.

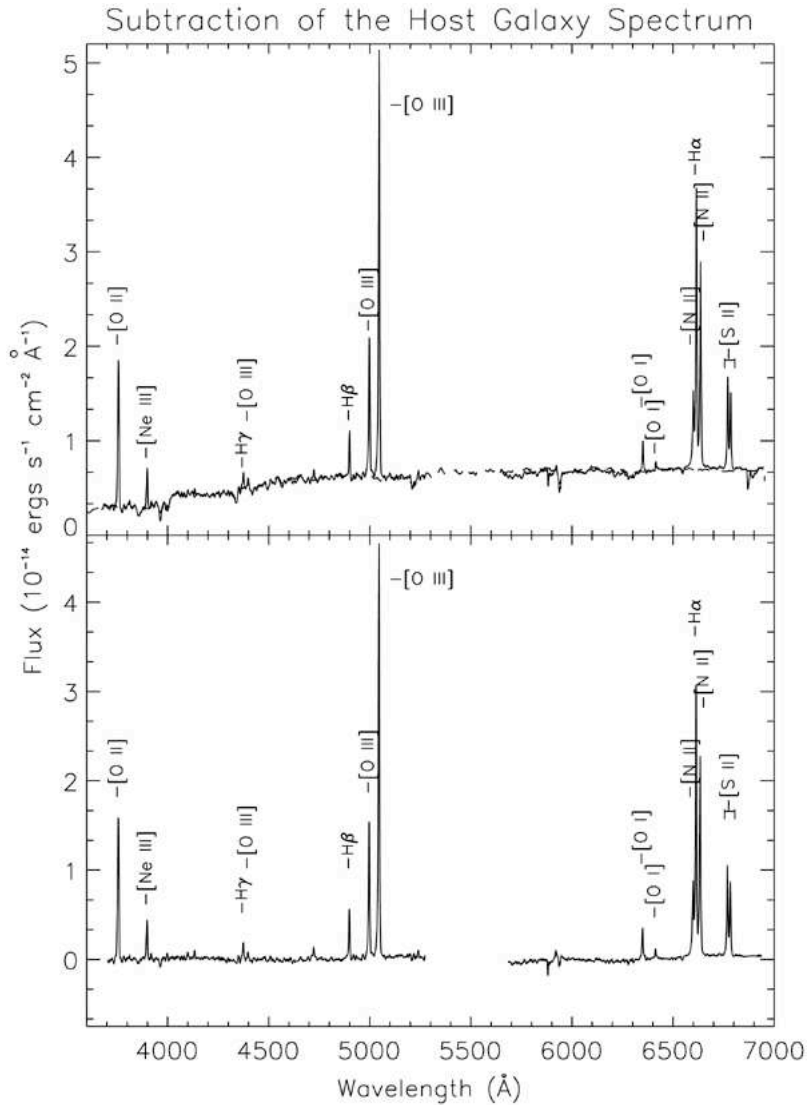


Figura 1.4: Espectro de la galaxia Seyfert 2 NGC 2992, el panel superior muestra el espectro sin corrección por el continuo de la galaxia que hospeda, mientras que el panel inferior muestra el espectro ya corregido. FIGURA TOMADA DE TRIPPE ET AL. (2008).

Por ejemplo la galaxia NGC 1068, es una Seyfert 2, ésta muestra en su espectro líneas de la BLR en luz polarizada (lo cual puede deberse a reflexión o dispersión por electrones u otras partículas; Young et al. 1995), lo que llevó a proponer que la zona de oscurecimiento es una zona de polvo entre la BLR y la NLR y que no fuese de

geometría esférica sino tipo toro. Entonces debido a la orientación de la zona nuclear y el toro hacia nuestra línea de visión se explica la existencia de tales diferencias entre las galaxias Seyferts. Sin embargo, existen estudios espectropolarimétricos detallados (Tran 2003) que muestran que no todas las Seyfert 2 tiene una BLR oscurecida y otros que no muestran señales de oscurecimiento en la región de rayos-X, indicando que se ve a la fuente central directamente (Bianchi et al. 2008). Otra característica observada en los estudios sobre las galaxias Seyfert es la variabilidad del nivel de flujo dependiente del tiempo, Wandel & Mushotzky (1986) notan que las Seyfert 2 parecen variar más lentamente que las Seyfert 1 en la región de 2-20 keV. En las Seyfert 2 se ha encontrado que si la luminosidad disminuye los anchos de las líneas también y muestran una razón de $L_{HX}/L_{IR} \sim 10^{-2}$, donde L_{HX} es la luminosidad en la región de rayos-X duros y L_{IR} es la luminosidad en el infrarrojo. La producción de radiación de rayos-X duros puede ser debido a producción de pares (electron-proton) por fotones que interaccionan cerca del agujero negro y las cascadas de interacción producen la ley de potencias de fotones con energías en rayos-X o bien por efecto Compton inverso, por medio de electrones cercanos a la atmósfera del disco de acreción o sobre la superficie del agujero negro, por tanto están a una temperatura alta, es decir son muy energéticos.

Las galaxias que hospedan a las Seyfert son galaxias espirales y son de tipo temprano (Sa-Sb). Las galaxias Seyfert 1 se encuentran más en galaxias tipo Sa (Masegoza & Márquez 2007), mientras que las Seyfert 2 en galaxias tipo Sb principalmente. Hay unas cuantas veces más Seyfert 2 que Seyfert 1. El rango de luminosidades de las galaxias Seyfert va de 10^{11} a $5 \times 10^{12} L_{\odot}$. Las galaxias más luminosas son las que tienen un núcleo activo poderoso. La emisión del continuo crece de los rayos-X al óptico y tiene un pico alrededor de los $100 \mu\text{m}$ y cae rápidamente al radio. La emisión en el cercano infrarrojo al lejano infrarrojo se cree es debido a emisión térmica de polvo calentado. Las galaxias Seyfert, como los QSO, se encuentran casi seis veces más frecuente que las galaxias normales con compañeras cercanas.

1.4.7. Radiación en diferentes Bandas del Espectro Electromagnético.

La emisión producida por los AGN es observada desde el Radio hasta los rayos Gamma, indicando que diferentes procesos radiativos son llevados a cabo y a continuación se describen:

RADIO:

Los objetos que exhiben radiación en esta banda de manera significativa, son las Radio galaxias (RG), los Objetos de violenta variabilidad y los objetos Bl Lac. La principal fuente de producción de este tipo de emisión es el proceso Sincrotrón proveniente de la región central de la galaxia y de los lóbulos extendidos, los últimos en el caso de RG. El espectro es ajustado con una ley de potencias ($F_{\nu} \propto \nu^{-\alpha}$; donde α es el índice espectral). Aquellos que cuya emisión proviene de estos últimos se les conoce como “fuentes de espectros pronunciados” (SSRG), sin embargo, el espectro no crece sin límite conforme la frecuencia disminuye debido a que el plasma llega a ser opaco al mismo sincrotrón, es el efecto de autoabsorción de sincrotrón o por polvo. Mientras que sí la

emisión proviene de la región central entonces a los objetos se les conoce como “fuentes de espectro plano” (FSRQ). Esta radiación indica que un importante mecanismo de aceleración de electrones relativistas esta presente. En el caso de la emisión proveniente de la región nuclear se atribuye a la presencia de un jet relativista y que cuyo valor del campo magnético es del orden de 10^{-5} T (0.1 gauss), el cuál fue posible determinar por medio del cambio de pendiente del espectro alrededor de 1 mm.

INFRARROJO:

Así como en el medio interestelar la emisión observada en la banda del infrarrojo es atribuída al calentamiento de polvo. Dado que la pendiente espectral a longitudes de onda más grandes es alrededor de $\alpha = 3.8$. Sin embargo, alrededor de los $100\mu\text{m}$ (lejano-infrarrojo) la emisión puede ser debido tanto a emisión térmica de polvo como a emisión sincrotrón (cuál tiene un índice espectral de $\alpha = 2.5$), pero para poder discriminar entre ambos se requiere observar una rápida variabilidad (alrededor de una semana) entonces poder atribuirle a la emisión sincrotrón, o detectar polarización, la cuál no es observada en los espectros de los objetos radio-callados pero si en 3C 273, un quasar radio-ruidoso, que al presentarse un flare también incrementa la luminosidad del infrarrojo al milimétrico exceptuando en el cercano infrarrojo. Con el cambio de pendiente en $4\mu\text{m}$, el campo magnético presente se estima sea de casi 10^{-2} T, el cuál es tres ordenes de magnitud menor que el detectado en el radio. Del mediano infrarrojo al infrarrojo se tiene un ajuste de ley de potencias para la distribución espectral de energía en esta región, lo que puede no deberse a emisión no térmica sino a emisión en un rango de temperaturas del polvo (el lado de Wien del pico). En el cercano infrarrojo existe una característica conocida como joroba infrarroja (alrededor de $3.5\mu\text{m}$) que se debe a polvo caliente situado cerca de la fuente central (ver sección Modelo Unificado) y sobre el punto de evaporación de polvo. Estudios de polarimetría de imagen en el IR de la galaxia NGC 1068 muestran una estructura de tamaño de 200 pc, esta estructura es perpendicular a la emisión de [O III] y la emisión de los lóbulos de radio (Alexander et al. 1999) y también muestra un pico de absorción debido a silicatos en $9.7\mu\text{m}$. En el caso de la galaxia Circinus un flujo bipolar es detectado en estudios realizados a $1.25\mu\text{m}$ (Ruiz et al. 1999).

OPTICO-UV:

En galaxias normales la emisión que domina desde el IR-óptico-UV es la que proviene de la luz estelar. En el caso de AGN la emisión en óptico-UV proviene del disco de acreción (propuesto por Greg Shields). En esta región del espectro electromagnético las características presentan doblamiento de líneas de un sólo ion (FeII), así que a baja resolución este doblamiento forma un tipo continuo en el régimen de 1800 a 3500 Å. Junto con la radiación de Balmer, la cuál forma una especie de joroba conocida como pequeña joroba a 3000 Å y que al incrementar hacia longitudes de onda más cortas (UV) también incrementa la intensidad por lo que se conoce como la gran joroba azul (big blue bump; BBB). Matt Malkan al remover el continuo debido a otros procesos encuentra que la big blue bump permanece y cree que es emisión proveniente del disco de acreción, correspondiente a emisión térmica con temperatura entre 25,000 y 35,000 K (ver figura 1.5).

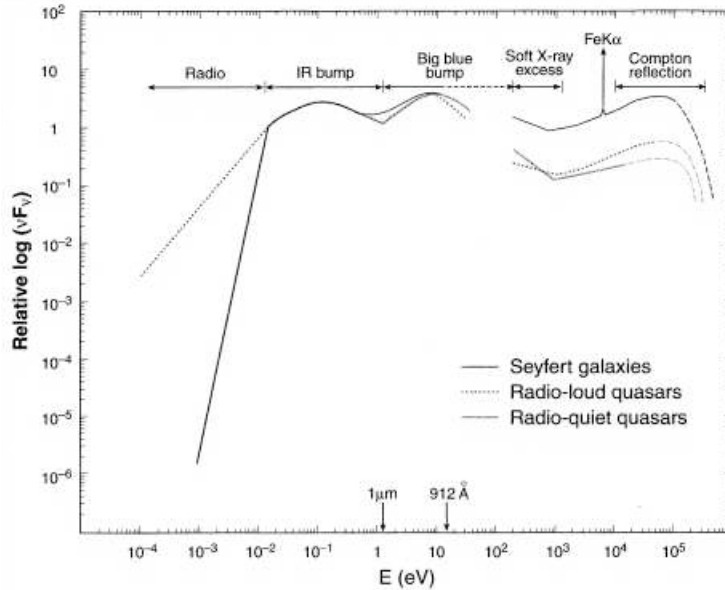


Figura 1.5: Representación esquemática de la distribución espectral de energía vista en diferentes AGN. El espectro radio-callado puede ser dividido en tres componentes primarias: la joroba infrarroja, la cuál se piensa se origina de reprocesamiento de emisión en el UV por polvo en un rango de temperaturas y en un rango de distancias; la gran joroba azul (Big blue bump) que está directamente relacionada al mecanismo principal de generación de energía, el cuál puede ser debido a un disco de acreción, y la región de rayos-X, la cuál puede interpretarse como la continuación de alta energía de la gran joroba azul junto con una ley de potencias producida por efecto Compton con material fluorescente y reflexión de material frío. FIGURA TOMADA DE KORATKAR & BLAES (1999).

Sin embargo, estudios de variabilidad han mostrado que como cambia la luminosidad la forma de la BBB cambia, emisión libre-libre produce un espectro “plano”, que proviene de un plasma de alta ionización en las cercanías de la máquina central. Las propuestas de soluciones para el continuo observado no son totalmente seguras, pues también se ha observado absorción por material frío y no altamente ionizado, lo que indica que podría ser la emisión por material neutro. Una de las características importantes observadas en el espectro es la emisión de [OIII], que en algunos objetos describe al material en forma de un cono ionizado (Marconi et al. 1994).

EUV:

En el Extremo Ultravioleta se expande en el rango de 1000 \AA a 124 \AA (0.1 keV). Sin embargo se tiene la dificultad de que los fotones en esta región tienen sección eficaz de alta interacción con el material frío de nuestra Galaxia. Por lo que saber la forma espectral es difícil, así que se extrapola del UV a bajas energías de rayos-X, una de las maneras es usando una extrapolación lineal (Krongold et al. 2005, Haro-Corzo et al. 2007).

RAYOS-X Y RAYOS- γ :

Una de las características comunes en las galaxias activas es la emisión en rayos-X (Elvis et al. 1978). En la región de rayos-X a bajas energías (< 13.6 eV para objetos a bajo z) no es posible detectar emisión debido a la absorción del medio interestelar de nuestra galaxia. En la región de Rayos-X se ha detectado emisión nombrada como el “exceso en los rayos-X suaves”, conocida de esta manera debido a que existe un exceso en emisión con respecto a una extensión a energías más bajas de la ley de potencias general (2-20 keV). El espectro en la región de 0.1 a 10 keV es posible ajustarse con una ley de potencias, donde el índice espectral $\alpha = -(\Gamma - 1)$ está relacionado con el índice de fotones de la distribución espectral de Energía ($F(E) = CE^\Gamma$). En un principio esta característica se asociaba con la BBB proponiéndola como una extensión de la misma. Sin embargo, el exceso suave de los rayos-X es una característica independiente de la BBB como ha sido mostrado por estudios de variabilidad (Czerny & Elvis 1987), los cuales indican que el exceso suave proviene de un material más caliente, con temperatura $\leq 10^6$ K.

En el caso de las galaxias Seyfert, las Seyfert 2 muestran ser menos luminosas que las Seyfert 1, además de mostrar una forma diferente del exceso suave, indicando que la ley de potencias de altas energías no puede extrapolarse directamente a bajas energías, debido a la existencia de material que reprocesa a los rayos-X suaves (como la superficie (corona) del disco de acreción interno por medio de reflexión Compton), es decir que a bajas energías observamos radiación del disco mientras que a altas energías la radiación dispersada. No obstante, algún material ópticamente grueso, como el disco de acreción intercepta y reprocesa algunos rayos-X produciendo la llamada joroba de reflexión Compton sobre ~ 10 keV y una fuerte línea de emisión fluorescente de Fe $K\alpha$ (George & Fabian 1991). En el caso de las Seyfert 2 la radiación no se observa directamente debido al toro (ver sección modelo unificado).

Otra diferencia que muestran los objetos tipo 1 respecto a los tipo 2, es que son pocos los objetos que muestran absorción fría intrínseca, la mayoría muestra absorción fría correspondiente a nuestra Galaxia (Mushotzky, Done & Pounds 1993) en lugar del Medio Interestelar en la galaxia que hospeda. En cambio, los objetos tipo 2, muestran absorción con densidades de 10^{24}cm^{-2} , por material frío, que de acuerdo con el modelo unificado corresponde al toro de polvo (ver siguiente sección).

Existe una correlación para los AGN, aquellos que muestran una mayor luminosidad producen un espectro en rayos-X a bajas energías más pronunciado, en cambio para las Seyfert 2 esto se refleja en un espectro más plano. También existe una correlación entre la intensidad de las líneas de FeII con el espectro cuando es más pronunciado, sin embargo se esperaría ver un aumento en la luminosidad de rayos-X cuando el espectro es plano y entonces un incremento en la intensidad de las líneas de FeII.

Respecto a la emisión de rayos- γ , el origen en primer orden es dispersión de Compton inverso. Sin embargo, la semilla de fotones no es clara, pero una posibilidad es que sean fotones sincrotrón producidos por los electrones en el jet relativista de cuántares. Por tanto, la detección de esta radiación es limitada al factor de enfocamiento (beaming), es decir, la razón del ángulo sólido de enfocamiento con respecto al ángulo sólido de la emisión isotrópica (4π).

1.5. Modelos para AGN.

1.5.1. Modelo estándar para AGN.

El modelo estándar más aceptado para explicar la fenomenología de los Núcleos Activos de Galaxia, consiste en un agujero negro rodeado de un disco de acreción. Los AGN muestran diferencias entre sí, como es la ausencia o presencia de líneas de emisión anchas, al igual que la intensidad de radio y la emisión en rayos-X, así como similitudes, un núcleo compacto brillante, un amplio continuo y variabilidad temporal, sin embargo, a todos se les atribuye un agujero negro (Shields et al. 2003) como la máquina central encargada de generar las altas luminosidades observadas; ya que la manera más eficiente de generar energía luminosa es por medio de pérdida de energía potencial (Zeldovich & Novikov 1964; Blandford & Rees 1992) a través de la caída de material en el disco de acreción del agujero negro.

La masa de los agujeros negros de AGN son del orden de $10^{6-9}M_{\odot}$. El disco de acreción que rodea al agujero negro emite energía térmica mediante disipación viscosa y emite energía a la temperatura local del agujero negro, esta radiación se identifica en el espectro como el máximo de emisión en la región ultravioleta y contribuye significativamente a la cantidad total de energía emitida. También se produce energía no térmica, esto ocurre en el borde interno del disco de acreción debido a la conversión de energía gravitacional en radiación del material que es tragado al agujero negro. La eficiencia del proceso es del 10 al 40 %, es el equivalente de la energía contenida en la masa en reposo del material antes de que caiga al agujero negro y se convierta en energía luminosa (el 10 % corresponde a un agujero negro en reposo y puede llegar al 40 % para uno con espín). La última órbita estable en el borde del disco es 3 veces el radio de Schwarzschild ($r_s = 2GM/c^2$, donde M es la masa del agujero negro, G la constante de gravitación y c la velocidad de la luz), y es donde se libera la mayor parte de energía. La energía no térmica es debido a producción de pares (cascadas) de electrones ultrarelativistas y por procesos de radiación coherente de plasma, entre otros (Blandford & Rees 1992). La radiación sincrotrón que se observa frecuentemente en la región infrarroja del espectro podría provenir de una corona de electrones calientes (a temperaturas mayores a millones de grados Kelvin) que rodea al disco de acreción. Esta corona también podría explicar la emisión no térmica observada en los rayos-X, a través de dispersiones Compton inverso.

Los parámetros importantes del modelo, son la masa del agujero negro central, la tasa de acreción de masa (el flujo en el cual la materia cae al agujero negro), el ángulo de visión (es el ángulo que forman nuestra línea de visión y el plano del disco), el tipo de galaxia que hospeda, el momento angular del agujero negro y del material que cae.

En el modelo estándar se considera un disco de acreción geoméricamente delgado (su grosor es mucho menor que su radio) y ópticamente grueso (los fotones no alcanzan a cruzar al otro lado del disco sin ser absorbidos o dispersados por el material que lo conforma). Lo que determina el modo de acreción es el momento angular específico \mathbf{h} (momento angular por unidad de masa) del material que cae al agujero negro. Si $h > \sqrt{12}r_s c$, el flujo de acreción se considera esférico o radial, pero si $h < \sqrt{12}r_s c$ entonces se debe reducir el momento angular del material acretado mediante fuerzas viscosas antes de cruzar el horizonte de eventos y por tanto formarse un disco de acreción.

Existe un límite superior para la luminosidad de un AGN, definido por el balance de la fuerza de radiación sobre el material que cae hacia el agujero negro con la fuerza gravitacional del material. Este límite se conoce como la luminosidad de Eddington definida como:

$$L_{edd} = \frac{4\pi M m_p c}{\sigma_T} \approx 1,3 M_s \text{ergs}^{-1}$$

donde M_s es la masa del agujero negro central en unidades de $10^8 M_\odot$, m_p es la masa del protón y σ_T es la sección eficaz de Thompson. Para agujeros con masa $\sim 10^9 M_\odot$, la máxima luminosidad corresponde a $\sim 10^{47} \text{ergs}^{-1}$, que es consistente con los valores máximos observados en AGNs.

Es importante notar que sería prácticamente imposible que la energía liberada se debiera a estrellas o a objetos de apariencia estelar donde se producen reacciones termonucleares. Tomando una eficiencia del 1%, que es la eficiencia del quemado nuclear, entonces se tendrían que quemar $250 M_\odot \text{año}^{-1}$ para producir estas luminosidades. Por lo que, la hipótesis de que la radiación se produce por estrellas jóvenes calientes parece no ser sostenible ya que para producir la luminosidad que se observa en un AGN, se necesitaría la presencia de aproximadamente 10^7 estrellas de tipo espectral O en un volumen de 10^{-7} años luz cúbicos (ver sección §1.5.3). Los modelos de agujeros negros logran explicar la rápida variabilidad de la luminosidad asumiendo variaciones temporales de la tasa de acreción de material.

Suministro de combustible del Agujero Negro Central.

Una de las preguntas importantes que debe contestar el modelo estándar es de donde proviene el material que es acretado al agujero negro. La luminosidad nos da información acerca de la tasa de acreción de masa, $L = \eta \dot{M} c^2$, donde η es la eficiencia de conversión de energía gravitacional en radiación y \dot{M} es la tasa de acreción de masa. Entonces, la pregunta importante es como pierde su momento angular el material. Para que el material pueda llegar de regiones externas de la galaxia a las regiones nucleares, la viscosidad del disco de acreción pueda ser un procesos efectivo, su momento angular debe decrecer por 5 órdenes de magnitud. Actualmente, no se sabe bien cual es el proceso por el cual esto ocurre, pero la presencia de un potencial gravitacional no axisimétrico perturbando a la galaxia debe de ser importante. Por lo que las interacciones entre las galaxias y las fusiones de estas han sido considerados fundamentales para la alimentación de los AGN.

Evidencia de Agujeros Negros en AGN.

Aunque el modelo estándar es favorecido para explicar a los AGN, obtener evidencia de su existencia ha sido difícil. Probablemente la forma más directa de probarla sean los efectos esperados por la teoría de la Relatividad General de Einstein. De acuerdo a esta teoría, el material rotando muy cerca del horizonte de eventos de un agujero negro supermasivo sufre efectos que pueden observarse, por ejemplo, una línea de emisión que es emitida en el disco de acreción del agujero negro, entonces el perfil de la línea se debe observa como un doble pico, uno corrido al azul y el otro al rojo. Esto se debe a que el efecto Doppler desplazará a los fotones emitidos de la parte del disco que se mueven

en dirección hacia el azul (en dirección nuestra) y a los que se mueven en dirección contraria (al rojo). Entonces, el material que se encuentra muy cerca del horizonte de eventos mostrará velocidades relativistas, por lo que debido a la relatividad especial, se producirá una colimación en la emisión de fotones en la dirección de movimiento del material (efecto Doppler relativista) produciendo que el pico azul de la línea de emisión aparezca más brillante que el pico rojo. No obstante, la teoría de la Relatividad General indica que los fotones emitidos perderán energía y serán desplazados hacia el rojo, por lo que se produce una línea de emisión con un perfil típico ensanchado, es decir que se vea asimétrica (con el pico azul más intenso) y se desplace hacia el rojo. Por tanto, una de las maneras de probar no sólo el campo gravitacional intenso y la existencia del agujero negro supermasivo, sino también de la teoría de la Relatividad General, es buscar estas líneas en emisión. Estas líneas son diferentes de las que se observan en el espectro óptico de los AGN, que son producidas en regiones más externas, pues estas generalmente son producidas por Fe y son observadas en la región de rayos-X. La primer evidencia de esta línea fue detectada en el espectro de rayos-X de la galaxia Seyfert 1 MCG-6-30-15 (Tanaka et al. 1995). La emisión de esta línea puede estar entre 40 y 60 radios gravitacionales del agujero negro, con lo que muestra la existencia de agujeros negros supermasivos en AGN. Este tipo de líneas sólo han sido detectadas en menos de una docena de objetos.

Cuadro 1.1: Taxonomía de los AGN

Radio nivel	TIPO I	TIPO II	Inusual
	Sy1	Sy2	
Radio callados	NELG QSO	IR quasar	BAL QSO
Radio ruidosos	BLRG SSRG FSRQ	FRI FR II	BL Lac Objects FSRQ

1.5.2. Modelo Unificado para AGN.

Entonces un esquema de unificación fue propuesto por Antonucci (1993), Urry & Padovani (1995), que trata de explicar la diversidad de Núcleos Activos de Galaxias observada dependiendo de la orientación de la línea de visión hacia la fuente central del AGN y si son o no oscurecidos por algún material mediante un modelo que consiste de una geometría tipo toro compuesto de gas ópticamente grueso y polvo (toro de polvo), la cuál es utilizada para describir las dos diferentes clases de objetos detectados en radio y que son llamados como callados o ruidosos, dependiendo del valor de su luminosidad en esta longitud de onda. La presencia de este toro también determina si el AGN es una fuente de tipo 2 o tipo 1. Esto significa lo siguiente: Sí se ve al AGN de cara, la visibilidad del disco de acreción y de la BLR es permitida, las cuales son mostradas como la gran joroba azul (BBB), en la distribución Espectral de Energía y como las líneas de emisión anchas respectivamente, en esta clasificación se encuentran las galaxias Seyfert 1 y quasars radio callados. Mientras que sí se ve de canto al AGN, este toro de polvo

lo oscurecerá (o esconderá), de tal manera que la BLR es ocultada, lo que explica la ausencia de las líneas de emisión anchas en los espectros de estos AGN. Entre estos objetos se encuentran aquellos que se clasifican como galaxias con Líneas de Emisión Delgadas (NLRG) y las Seyfert 2 (ver figura 1.6). El esquema de los AGN radio fuertes

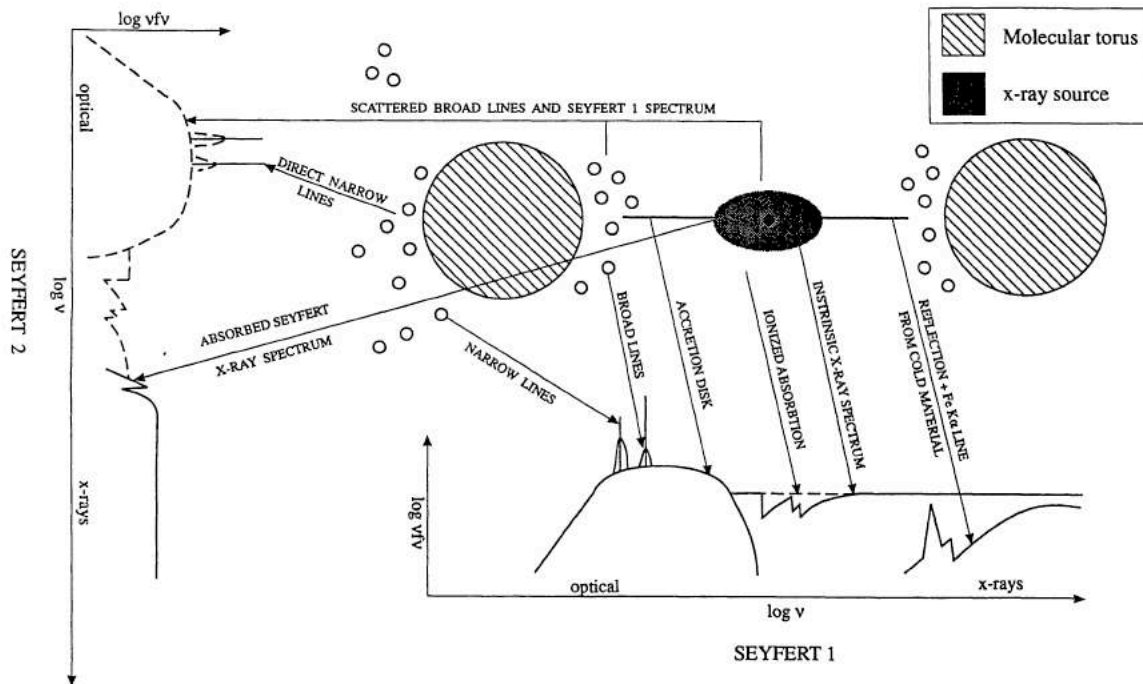


Figura 1.6: El esquema muestra las características de las galaxias Seyferts. En el caso de las Seyfert 2 el toro de polvo oscurece la región de rayos-X y BLR. FIGURA TOMADA DE MUSHOTZKY ET AL. (1993).

combina el efecto de beaming en un radio-jet y la existencia de un toro de polvo (ver figura 1.7). Cuando el radio jet es colocado en un ángulo grande con respecto a la línea de visión del observador, es decir, si la punta del jet esta sobre la línea de visión, la fuente nuclear del AGN llega a ser directamente visible y el objeto se clasifica como un quásar radio fuerte (la emisión del AGN sobrepasa a la emisión de la galaxia anfitriona) o la de la BLR (cuando la emisión del AGN es similar a la de la galaxia). En ángulos pequeños a la línea de visión del observador, la emisión cae en el cono de beaming del jet relativista y la emisión del AGN es dominada por la radiación del beaming, en este caso el observador estaría viendo a los Blazars.

El esquema de unificación para AGN predice que existe un correspondiente tipo 2 para cada tipo 1 (ver Cuadro 1.1). Zakamska et al. 2006, prueba dicha existencia con observaciones obtenidas mediante el Sloan Digital Sky Surveir (SDSS) en un rango de corrimientos al rojo ($0.3 \leq z \leq 0.8$). Este esquema ha sido construido en base a efectos de anisotropía y orientación, provistos por el toro de polvo y el radio jet respectivamente. La primera evidencia directa del toro es obtenida de observaciones interferométricas en escalas de parsecs en galaxias Seyfert 2: NGC 1068 (Jaffe et al. 2004; Raban et al. 2008) y la galaxia circinus (Tristram et al. 2007). La evidencia observacional del beaming en jets relativistas fue encontrada en el objeto PKS 0116+082 por Cohen et al. (1997)

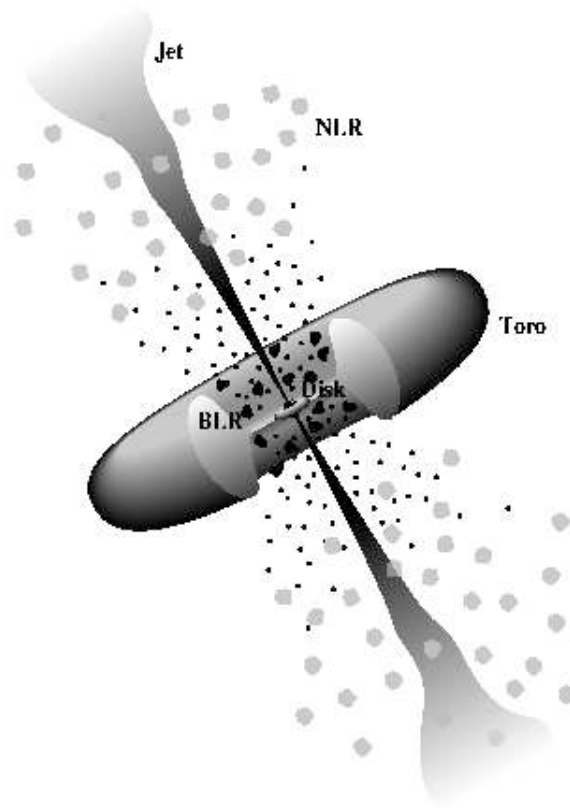


Figura 1.7: Esquema para un AGN radio-ruidoso. Muestra las principales componentes, el jet, la BLR, la NLR, el toro de polvo, el disco de acreción rodeado por la corona caliente. FIGURA TOMADA DE URRY & PADOVI (1995).

usando el Very Long Baseline Interferometry (VLBI).

Observaciones en rayos-X y en IR (Risaliti et al. 2002, Suganuma et al. 2006) muestran que la absorción en rayos-X, las líneas de emisión y obscurecimiento por el polvo y el reprocesamiento son producidos por una sólo distribución continua de nubes. Las diferentes señales radiativas reflejan el cambio en la composición de la nube a través del radio de sublimación, R_d . Moviéndose hacia adentro de las regiones de polvo/nuclear, en algunos radios pequeños, el polvo es destruido por el continuo de ionización y la composición del disco llega a ser atómica y ionizada.

En este escenario, cuando la razón de Eddington L_{Bol}/L_{Edd} es del orden de 10^{-6} la luminosidad puede sostener la estructura de este. Sí la razón de Luminosidad del disco a la de Eddington es menor a 0.01 entonces la densidad del disco es muy pequeña para poder enfriar eficientemente a la energía producida por la viscosidad del disco y entonces se crea un toro sostenido por iones calientes.

1.5.3. Modelos Alternativos.

Existen casos en los cuáles (NGC 4151 y NGC 7582) el espectro óptico cambia entre tipo 1 y tipo 2 sobre un período de unos cuantos años (Penston y Perez, 1984; Arextaga et al. 1999) y algunos LINERs han sido observados en desarrollo de características de

Seyfert 1 o en un tiempo de escala similar (Storchi-Bergmann et al. 1993; Bower et al. 1996). Con ésto se sugiere al AGN como un objeto dinámico y en evolución.

Krongold et al. 2003 propone una secuencia evolutiva para las galaxias Seyferts, mediante estudios del entorno de estas galaxias, encontrando que las Seyfert 1 tienen menor número de compañeras que las Seyfert 2. La interacción entre galaxias compañeras puede producir un brote de formación estelar circumnuclear, lo que es observado en algunas galaxias Seyferts 2, además de una baja tasa de acreción de masa por lo que no se puede producir una BLR (Seyfert 2 sin BLR, Nicastro 2000). Mientras que si la tasa de acreción aumenta entonces se puede encender el núcleo tipo 1 y estar oscurecida por el polvo, lo que explica como se vería una Seyfert 2 a través del polvo. Después de 10^{8-9} años, la compañera se aleja, dejando a una galaxia Seyfert tipo 1 aislada. Si el polvo tiene suficiente momento angular se puede aplanar y entonces formarse un toro. Entonces la secuencia se puede entender como ángulos de visión en los cuáles se observa oscurecimiento o que hay oscurecimiento completo de Seyfert 1 o no. Este esquema se planteo inicialmente para las galaxias Seyferts pero es válido para AGN oscurecidos y no oscurecidos, independientes de su luminosidad. Entonces las fusiones entre galaxias formarían a las galaxias IRAS superbrillantes, que serían los precursores de los quásares.

Otro esquema (brotes estelares; Telervich et al. 1992) que ha sido propuesto se debe a que el continuo del AGN de baja luminosidad como las galaxias Seyfert pueden ser representados con una distribución de espectros de supernovas (SN) tipo II, sin embargo el problema de éste consiste en determinar una función continua de formación de estrellas supermasivas para la generación de supernovas en nubes moleculares densas. Por otro lado, estudios realizados por el satélite IRAS de NGC 1068, NGC 253 y M82 ha mostrado que altas tasas de formación estelar son producidas en volúmenes importantes de tales objetos. Pero este modelo no puede explicar las propiedades observadas en el Radio, la presencia de fotones de rayos-X duros o la variabilidad observada en rayos-X, al igual que las altas luminosidades de los quásares.

Capítulo 2

Absorbedor Tibio.

2.1. Introducción.

El absorbedor tibio es observado por primera vez en el espectro del quasar MR 2251-178, en la banda de rayos-X con el telescopio *Einstein*, y fue reportado por Halpern en 1984. Las características espectrales que lo revelaron fueron los saltos producidos por O VII y O VIII cuyas energías de transición son 0.72 keV y 0.86 keV, respectivamente. Sin embargo, la resolución espectral en aquellos espectros no fue suficientemente buena (0.5 keV a 1.25 keV) para poder resolver transiciones ligado-ligado. Fueron también detectados estos saltos en el espectro de MCG-6-30-15, las observaciones fueron llevadas a cabo por el satélite Roentgen Satellite (ROSAT; Nandra & Pounds 1992), sin embargo se le dio otras interpretaciones como cobertura parcial del continuo por material frío (10^2 K) o un exceso suave complejo. Posteriormente con observaciones del satélite Ginga se sugiere que $\sim 50\%$ de galaxias Seyferts 1 muestran absorción en rayos-X suaves con una densidad columnar de Hidrógeno del orden o mayor a 10^{21}cm^{-2} , sugiriendo que la absorción es compleja y probablemente es debido a gas ionizado (Nandra & Pounds 1994). No obstante, con datos del telescopio espacial Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics (ASCA), Reynolds et al. (1997) ya había reportado que el 50% de galaxias Seyfert 1 muestran absorción por gas tibio. Dado que este interesante fenómeno es encontrado en numerosos AGN (ver Tabla 2.1), diversos estudios sobre el absorbedor tibio han sido llevados a cabo desde la década de los 90's con el fin de determinar las propiedades físicas del mismo, como son: el parámetro de ionización, la densidad columnar, temperatura, densidad, presión, velocidad de flujo, incluyendo el número de componentes de ionización de las que se conforma.

2.2. Propiedades Físicas.

- **Transiciones Atómicas.** Uno de los puntos importantes dentro del estudio del absorbedor tibio, es conocer las transiciones atómicas que se llevan a cabo en él, ya que esto no sólo nos da información del grado de ionización del medio sino también de la composición del mismo. Como ya se mencionó anteriormente, la primera vez que se detectó al gas absorbedor en espectros de rayos-X, fue debido a los saltos producidos por los iones de O VII , O VIII , cuya configuración electrónica

Cuadro 2.1: AGN con Absorbedor Tibio.

Galaxia	z^a	L^b	Autor
MR 2251-178	0.063980	$L_{2-10keV} = 1,62 \times 10^{44} ergs^{-1}$	Ramírez et al. (2008)
NGC 3783	0.009760		Krongold et al. (2003)
NGC 4051	0.002336	$L_{bol} = 2,5 \times 10^{43} ergs^{-1}$	Krongold et al. (2007)
NGC 985	0.042740		Krongold et al. (2005)
Mrk 279	0.030000		Fields et al. (2007)
NGC 3516	0.008836		Turner et al. (2005)
NGC 4593	0.008400	$L_{2-10keV} = 6,1 \times 10^{42} ergs^{-1}$	McKernan et al. (2003)
IRAS 13349 + 2438	0.107640		Andrade-Velázquez et al.
NGC 7469	0.016390		Scott et al. (2005)
MGC 6-30-15	0.007749	$L_X = 10^{43} ergs^{-1}$	Holczer, Behar y Arav (2010)
NGC 3227	0.003859	$L_{2-6keV} = 2 \times 10^{43} ergs^{-1}$	Markowitz et al. (2009)
NGC 5548	0.017175	$L_{2-6keV} = 2 \times 10^{43} ergs^{-1}$	Andrade-Velázquez et al. (2010)
	$^a z =$	Corrimiento al rojo (redshift).	
	$^b L =$	Luminosidad.	

corresponde a 1s2p o 1s2s para el primero y para el segundo 1s. Con los nuevos telescopios *Chandra* y *XMM-Newton*, y la nueva generación de sus instrumentos (con una resolución espectral más alta, 0.005 Å para la rejilla de mediana energía MEG-*Chandra*; ver figura 2.1), ha permitido identificar transiciones de iones tipo H y tipo He de elementos como Fe. Además de O principalmente, Si, S, C, N, Ne y Mg, en algunos estudios han sido reportadas las correspondientes a Ca y Ni. Las transiciones observadas de la capa interna denominada como K, $n=1 \rightarrow 2, 3, \dots, 10$ son características del medio (figura 2.2). Para mostrar el alto nivel de ionización del gas absorbedor, a diferencia del que se encuentra en las atmósferas estelares o medio interestelar, son enunciados algunos iones, Fe XXIV, O VIII, Si XIV, Fe XXIII, Fe XXI, Si XIII, además de iones como O VII, Ne IX-X, Fe XVII-XXII, N VI-VII (Krongold et al. 2003). Mientras que las transiciones de baja ionización (con respecto a las anteriores) son aquellas producidas por C VI, Mg VII, Mg VIII, Ne V, Ne VI, OVI (Krongold et al. 2003).

Una de las características espectrales importantes del Absorbedor Tibio, es conocida como **UTA** (BEHAR, et al. 2001): Unresolved Transitions Array (Arreglo de transiciones sin resolver; el concepto fue introducido por Bauche-Arnoult et al. 1979). Cuando un arreglo no es resuelto se puede identificar a través del espectro por su longitud de onda promediada y anchos completos a altura media (FWHM). Un arreglo es la totalidad de líneas resultantes de transiciones entre dos configuraciones, es claro que su significancia Física es si solamente ambas configuraciones relevantes son puras, es decir, si la configuración de mezclado en el esquema de campo central tiene efectos despreciables. Tal situación ideal puede ser encontrada en los espectros en la parte de baja energía (Bauche et al. 1987; para detalle de descripción del calculo de arreglos de transición a través de configuraciones mezcladas). Las transiciones que conforman al UTA, son producidas por iones de Fe, por los iones Fe I-XVI, y las cuáles se deben a la capa M interna de la capa 2p

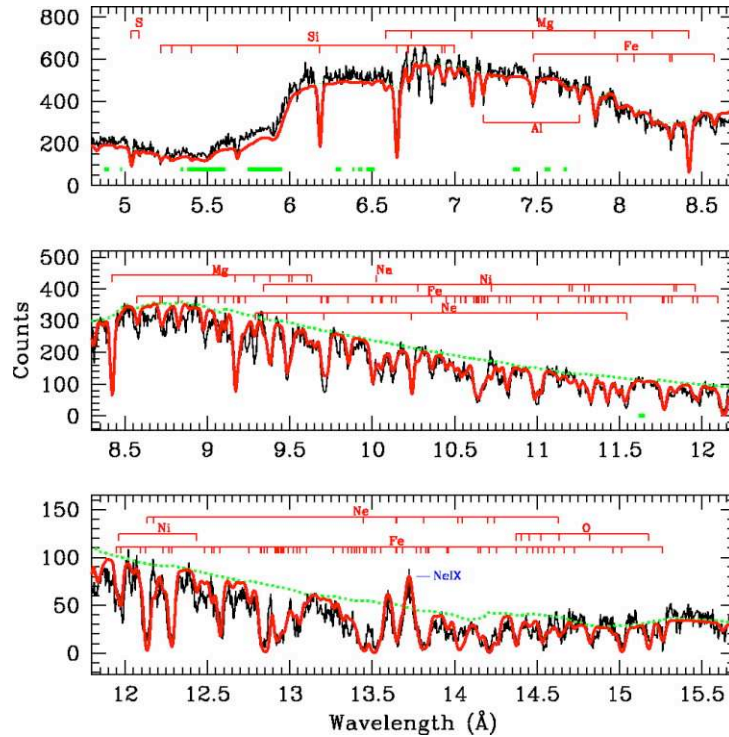


Figura 2.1: Espectro en la banda de rayos-X de NGC 3783 obtenido por *Chandra*. La línea roja representa el modelo sobre los datos (línea negra). FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003).

a la 3d. Estas transiciones corresponden a energías en la región de rayos-X suaves. Sin embargo, también son absorbidos fotones del UV y del extremo UV (EUV).

Chenais-Popovics et al. (2000), estudiaron la opacidad de una lámina delgada de Hierro, el experimento consistió en calentarla por medio de un láser con un fuerte iluminador en rayos-X, ellos detectaron fotoabsorción de la capa interna $n=2-3$ sin poder resolverla para FeV (Fe $^{4+}$; donde el signo más indica carga positiva y el número es cuantas veces) a FeX (Fe $^{9+}$) alrededor de 17 \AA , usando códigos de opacidad (SCO y STA; Blenski, Grismaldi & Perrot 1997)) obtuvieron modelos asumiendo equilibrio termodinámico local para esta característica. La primera vez que se reporta observada una característica similar (FeVII- FeXII) fue en el espectro del cuásar IRAS 13349+2438 (Sako et al. 2001) (debido a que este AGN presenta algunas características similares a las Seyfert 1, también es clasificada así; ver sección de IRAS 13349+2438), el espectro fue obtenido con el espectrómetro de rejilla de reflexión (reflection grating spectrometer (RGS)) abordo del telescopio *XMM-Newton*.

Un estudio posterior por Behar et al. (2001), reporta que cuando crece U se ensancha el UTA y se recorre a longitudes de onda menores. El ensanchamiento se debe a que el espacio entre los estados de carga es más grande para especies altamente ionizadas. El ancho equivalente (EW) de las líneas incrementa con el estado de carga, debido al incremento gradual en la fuerza del oscilador total con la carga iónica, el cual se atribuye a la apertura de más vacantes en la capa $n=3$. La saturación

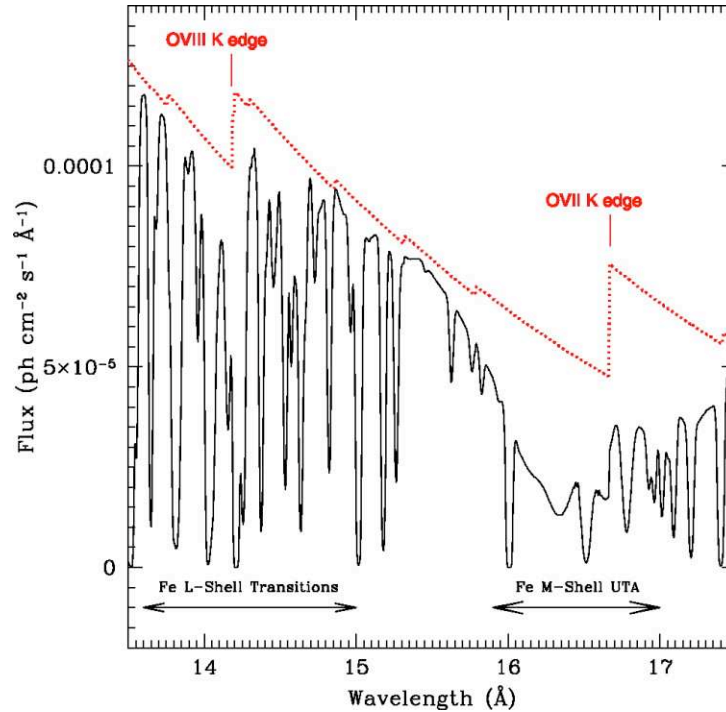


Figura 2.2: Transiciones de Fe capa-L y capa-M internas escondidas por los saltos de O VII y O VIII. FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003)

se da, excepto para Fe8+, que tiene cerrada esta capa y presenta sólo tres líneas, a una densidad de 10^{17}cm^{-2} , y la fuerza del oscilador total es concentrada en 2 de estas líneas, consecuentemente se saturan a densidades más bajas. Mientras que los saltos producidos de la capa-L y M pueden afectar el espectro observado entre 10-20 Å, a una densidad columnar iónica de 10^{18}cm^{-2} , sin embargo esta densidad no es vista en los Núcleos Activos de Galaxias. Entre las transiciones por fotoexcitación del nivel base están 2p-3d y 2s-3p, las más fuertes, de las cuales, las últimas no son posibles para iones de FeIX y más bajos, ya que la subcapa 3p esta llena. Mientras que para FeXVI, también se toma en cuenta la transición 2p-3s, pues hay vacantes. Entonces las líneas prominentes para los iones Fe I-VIII (Fe0+-Fe7+) son debido a la transición 2p-3d y van de 16.6-17 Å. Mientras que para FeX-XVI (Fe9+-Fe15+) se deben a las transiciones de 2s-3p (detectadas en longitudes de onda menores a 15 Å; en 14.9 Å para Fe9+ y 14 Å para Fe15+). Esta transición se da para FeI-XVI pero usualmente se traslapan con otras transiciones y no se detectan en el espectro. Behar et al. proporciona datos abreviados de longitud de onda, fuerza de oscilador y tasas de autoionización para estas transiciones. Esta característica ha sido empleada como diagnóstico del estado de ionización y densidad columnar del gas absorbedor de baja ionización detectado en rayos-X suaves, como es mostrado por Krongold et al. (2003) para el caso del absorbedor en la galaxia Seyfert 1 NGC 3783 (ver figura 2.3), el espectro no muestra transiciones espectrales por FeXIV-XVI. Aparte de IRAS 13349+2438 (Sako et al. 2001) y de NGC 3783 (Kaspi, 2001;Blustin, 2001;Krongold et al. 2003), se ha observado dicha característica en Markarian 509 (Pounds 2001), entre muchas otras.

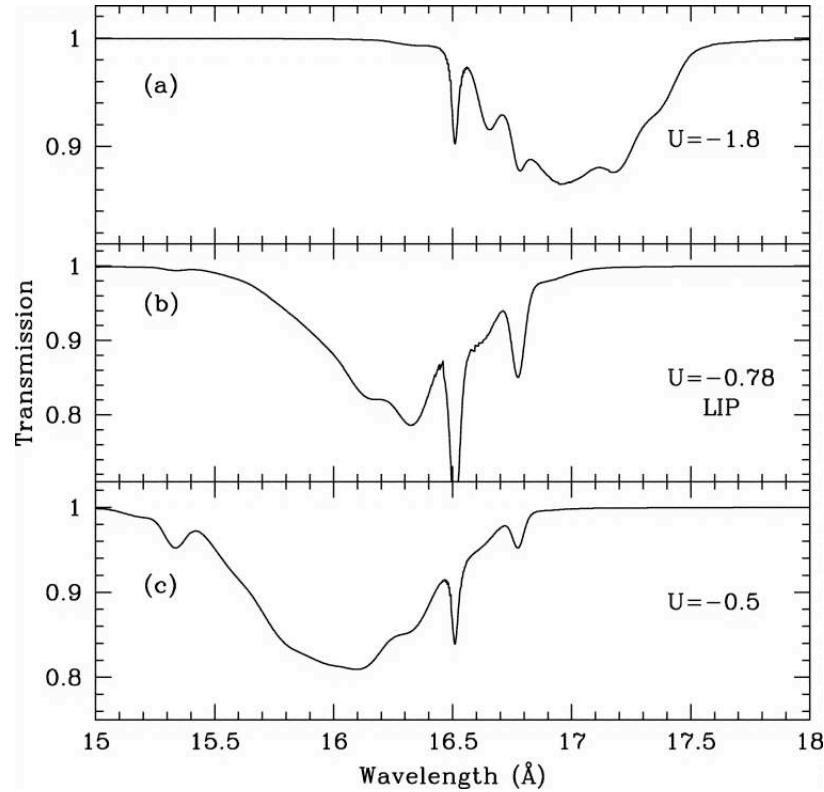


Figura 2.3: Desplazamiento del Arreglo sin Resolver de Transiciones (UTA) sobre las longitudes de onda más cortas conforme aumenta el parámetro de ionización. FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003).

iones Fe XVII-XXIII (de capa-L) son bien conocidos sus parámetros atómicos

- **El Parámetro de Ionización.** La manera de determinar el grado de ionización del gas es mediante el cociente de la tasa de fotones ionizantes ($Q(H)$; ionizantes de Hidrógeno, es decir, con energías ≥ 13.6 eV) por segundo entre la densidad de partículas ($n(H)$) del gas, que a continuación se define como

$$U = \frac{Q(H)}{4\pi r^2 n(H) c} = \frac{\text{Flujo de fotones}}{\text{Flujo de partículas}}$$

donde r es la distancia del gas a la fuente ionizante, c es la velocidad de luz; también se puede definir como U_X , donde el subíndice indica que se toma en el rango de energía de 0.1-10 keV (Netzer 1996). Existe otra definición de este cociente que también es utilizado para el análisis del absorbedor tibio y se nombra con la letra griega ξ , en este caso se emplea la Luminosidad de la fuente en unidades de Rydbergs, de 1-1000 ryd ($\xi = \frac{L}{n(H)r^2}$; Tarter et al. 1969), por tanto para cambiar entre una y otra definición sólo debe multiplicarse por un valor que depende de la luminosidad de la fuente para una distribución espectral de energía (SED; acrónimo en inglés) dada (ξ/U ; ver Netzer 1996). Es importante notar que el grado de ionización depende de la SED empleada al modelar los datos espectrales. Este efecto es importante para los WA's como fue mostrado en el análisis de NGC 3783

realizado por Krongold et al. (2003), quienes reportan que al usar una diferente SED de la original para los mismos datos obtienen valores de U diferentes para las dos componentes que los obtenidos con el mejor modelo ajustado (para detalle ver Krongold et al. 2003.)

■ Componentes de Ionización.

Para describir el gas absorbedor presente en los espectros de galaxias Seyfert 1, tanto en UV como en rayos-X, se utilizan modelos que ajusten las transiciones de los iones más significativos, así como las líneas en absorción menos intensas. Estudios como el de Mathur et al. (1994) encuentra que una sola componente de gas ionizado puede producir los saltos de O VII y O VIII detectados en el espectro obtenido de las observaciones del telescopio ROSAT para el cuásar 3C 351 y la absorción producida por las transiciones de OVI $\lambda\lambda 1031.9, 1037.6$; NV $\lambda\lambda 1238.8, 1242.8$; CIV $\lambda\lambda 1548.2, 1550.8$ en el espectro en el rango UV obtenido con el HST, este estudio fue hecho mediante modelos de fotoionización y del cuál se propone que ambos absorbedores (UV y rayos-X) son el mismo (sobre esta conclusión se hablará más adelante).

Por otra parte, Reynolds (1997) reportó del análisis hecho de una muestra de galaxias Seyfert 1 sobre el absorbedor tibio que éste se encuentra descrito por los saltos de O VII y O VIII; al tratar de ajustar al absorbedor con un modelo de una zona de fotoionización, vió que éste debía ser más complejo, dado que saltos de la capa-K de OVI y NeIX deberían ser observados también.

Dos años después, en un estudio de 17 galaxias Seyfert 1, Crenshaw et al. (1999) reporta que la absorción encontrada en la banda del UV esta presente en 10 de ellas. Los perfiles de las líneas en absorción son ajustados con varias componentes cinemáticas, también varias componentes en condiciones físicas se encuentran presentes, como es el grado de ionización del medio, ya que son observadas líneas en absorción de CIV, NV y $L\alpha$, las cuáles indican un alto grado de éste, mientras que la presencia de absorción por SiIV o por MgII indica un nivel de ionización menor. Por lo que sólo una componente de ionización no podría ajustar a todas estas características.

Con los nuevos instrumentos y su mejor resolución espectral (0.005 \AA o 136 km s^{-1} a 11 \AA para *Chandra*) en los rayos-X se ha podido detectar diferentes transiciones atómicas ligado-ligado de elementos como O, Fe, Ne, N, Mg, Si. Sin embargo, el número de componentes que pueda describir el amplio rango de las características observadas en los espectros, no ha sido único. En el caso de NGC 3783, Kaspi et al. (2001) reporta que el absorbedor tibio puede ser modelado con dos capas de similar densidad columnar pero que tienen diferentes parámetros de ionización. Para este mismo objeto Krongold et al. (2003) reporta dos componentes de ionización para el gas absorbedor (de alto y bajo nivel de ionización, ver Tabla 2.2) y sugiere la existencia de una tercera que produzca líneas por las transiciones O VII, con grado de ionización bajo. Mientras que Netzer et al. (2003) reporta que tres componentes son necesarias para reproducir las características en absorción observadas, dos con similar ionización que las reportadas por Krongold et al. y una componente con nivel de ionización mayor que éstas se necesita para poder reproducir las

características observadas de Si XIV-XVI. Por otro lado, Steenbrugge et al. (2005) reporta que son necesarias por lo menos 5 componentes de ionización para poder describir las líneas en absorción de los diferentes iones observados en el espectro de rayos-X de NGC 5548. Pero Andrade-Velázquez et al. (2010; AV10) reporta que 3 componentes son suficientes para modelar las líneas en absorción del espectro de NGC 5548 (ver capítulo de NGC 5548). Por otro lado, Holczer et al. (2007; 2010) reporta que es necesario rangos de componentes de ionización para ajustar la absorción presente en el espectro MCG-6-30-15 y para IRAS 13349 + 2438, sin embargo este rango es discontinuo (ver sección modelos para detalle).

Por tanto, el número de componentes para modelar el gas absorbedor ionizado depende de las transiciones observadas en el espectro y del método empleado para modelar los datos.

- **Densidad Columnar.** Es definida como la densidad columnar equivalente de Hidrógeno (N_H) del gas absorbedor presente en los diferentes AGN a lo largo de la línea de visión entre nosotros y la fuente emisora. La determinación de ésta puede ser realizada al mismo tiempo que el parámetro de ionización o después de determinar a éste sobre los datos (análisis en la banda del UV principalmente, también ver la sección de modelos). En la mayoría de los estudios realizados se ha propuesto que existe una correlación entre ellos, ya que se ha observado que los parámetros de ionización con valores grandes tienen asociada una densidad columnar también grande. En la tabla 2.2 están listadas las densidades columnares para algunas galaxias Seyfert 1. Más adelante se hablará sobre la determinación o medida de las densidades columnares iónicas.
- **Velocidades de flujo.**

Como se ha mencionado, recientemente, gracias a las observaciones de alta resolución, las cuales son llevadas a cabo por los telescopios espaciales *Chandra* y *XMM-Newton*, han revelado que estas líneas en absorción están corridas a longitudes de onda más cortas (al azul; blueshift) con respecto al sistema de referencia del Núcleo Activo de Galaxia. Ésto indica que el material está fluyendo hacia nosotros (normalmente se antepone un signo menos), lo que sugiere que forma un viento cuyas velocidades de salida (outflow) van de $v_{out} \approx -500$ a -2100 km s⁻¹.

Sin embargo, a pesar de la buena resolución de los instrumentos en rayos-X, todavía no es posible separar las componentes de velocidad de outflow que son reportadas en los estudios de la banda UV. La resolución en los instrumentos en esta banda puede ser hasta del orden de 7 km s⁻¹. Por tanto estudios como el Crenshaw et al. (2003) para NGC 5548 reporta en el UV cinco componentes de velocidad (-166, -336, -530, -667, 1041 km s⁻¹; ver figura 2.4). Las galaxias Seyfert 1 que muestran en sus espectros de UV líneas de absorción intrínseca por CIV a ciertas velocidades, también presentan absorción por NV y L α a las mismas velocidades de flujo que CIV y el número de componentes depende de la resolución espectral (Crenshaw et al. 1999). Es importante notar entonces que la cinemática en UV pueden restringir la cinemática de las características de absorción observadas en los rayos-X.

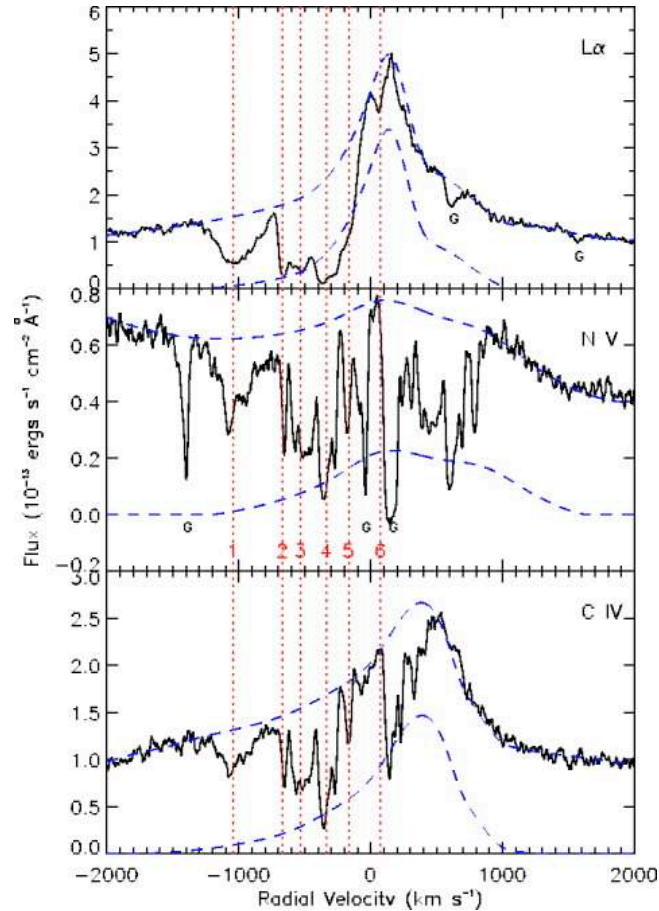


Figura 2.4: Componentes de velocidad en el espectro de la banda UV de NGC 5548. FIGURA TOMADA DE CRENSHAW ET AL. (2003).

■ Temperatura.

Otra propiedad física de este gas que se ha determinado, es la temperatura, la cual comprende un rango de $T \sim 10^4 - 10^6$ K (Krongold et al. 2003) o inclusive alcanzar $T \sim 10^7$ (Chakravorty et al. 2007). Los modelos en rayos-X, muestran que las componentes de alta ionización se encuentran en el rango de $T \sim 10^5 - 10^6$, mientras que las componentes de menor grado de ionización son del orden de $T \sim 10^4$. Esta última es asociada al gas absorbedor responsable de las características en absorción en la banda de UV.

2.2.1. ¿Gas fotoionizado?

En muchos objetos en los cuáles se ha estudiado el absorbedor tibio, se ha encontrado que no puede ser modelado con sólo una región fotoionizada, o por material ionizado colisionalmente, sino con al menos dos regiones de absorción fotoionizadas, las cuáles son consistentes en estar en equilibrio de presión (Rózańska et al. 2006). Para determinar si el gas es ionizado por colisión o por fotones, Nicastro et al. (1999) reporta un estudio sobre NGC 4051 y en el caso colisional se espera que NeIX sea abundante y que Carbono este prácticamente ionizado (despojado de sus electrones), además de que la característica

Cuadro 2.2: Parámetros

AGN	Parámetro de Ionización	$\log N_H$	Vel_{out}^a	No. ^b
MR 2251-178	$\log \xi = 0.6$	21.30	-600, -2000, -3000	1
NGC 3783	$\log U = 0.76$ y -0.78	22.20 y 21.61	-750	2
NGC 4051	$\log U_X = -0.76$ y -2.90	21.42 y 20.73	-530	2
NGC 985	$\log U = -0.03$, 1.06 y 1.50	21.27, 21.47 y 21.82	-141, -150 y -234	3
Mrk 279	$\log U = -0.73$ y $+0.93$	19.66 y 19.5	-290	2
NGC 3516	$\log U = -0.80$, 1.7 y 1.2	21.85, 22.2 y 23.4	-400 a -1400, -1100	3
NGC 4593	$\log \xi = 2.52$	21.73	-140	1
IRAS 13349 + 2438	$\log U = 0.92$, -0.62 y 0.13	21.59, 21.32 y 21.04	-502 y +136	3
NGC 7469	$U = 1$	20.0	-560	rango(1)
MGC 6-30-15	$-1.5 \leq \log \xi \leq 0.5$ y $1.5 \leq \log \xi \leq 3.5$	21.72	-100 y -1900	rango(2)
NGC 3227	$U=1$ y 40	21.04 y 21.38	-420 y -2060	2
NGC 5548	$\log U = 1.23$, 0.67 y -0.49	21.73, 21.06 y 20.75	-1100 y -490	3

^aVelocidad a la que el gas fluye (km s⁻¹).

^bNo. de componentes.

de absorción de O IX se espera sea dominante en el espectro. Por otro lado en el caso de fotoionización los iones dominantes de Fe son Fe XVIII-XXIII y Ne XI es ionizado completamente. En el caso de que el mecanismo de ionización sea el dominante, la temperatura electrónica del gas es más alta que la esperada en un caso de equilibrio de pura fotoionización.

Cuando el gas absorbedor responde a cambios del continuo de ionización, esta en parte fotoionizado. Los estudios de variabilidad del gas absorbedor realizado por Krongold et al. (2005, 2007); Detmers et al. (2008) han mostrado que este gas responde a los cambios del continuo. El tiempo que requiere el gas para alcanzar su equilibrio después de presentar un cambio en el nivel de fotoionización, depende inversamente de su densidad, entonces monitoreando la respuesta de la opacidad del gas a variaciones del flujo ionizantes, es posible determinar n_e y entonces la ubicación del viento (Krongold et al. 2005).

2.2.2. Curva de estabilidad térmica.

La curva de estabilidad es usada como herramienta para describir la naturaleza del medio ionizado. Esta curva se encuentra definida en el espacio fase de temperatura-presión, donde la presión es definida como el cociente de T y el parámetro de ionización U del gas (T/U). O bien $\Xi = \frac{L/(4\pi r^2)}{c(nkT_e)}$, esta expresión asume que la radiación ionizante es confinada a un pequeño ángulo sólido y que incide normal sobre la nube, y que al integrar sobre el ángulo sólido resulta $\Xi = \frac{\xi}{4\pi ckT_e}$, obteniendo la razón de la presión de radiación a la presión del gas (Krolik, McKee, & Tarter 1981). Esta curva representa los posibles estados en los que se podría encontrar el gas, delimitando las regiones de los procesos de enfriamiento (Λ_{enfri} , lado izquierdo) y de calentamiento (Λ_{calent} , lado derecho) que sufre el gas (Chakravorty et al. 2008; ver figura 2.5). La estabilidad térmica del gas es determinada como la diferencia entre ambos procesos:

$$L = \Lambda_{enfri} - \Lambda_{calent}$$

si $L = 0$ se tiene equilibrio, si $(\partial L / \partial T)_P > 0$ a temperaturas cercanas a la de equilibrio, entonces el gas es estable a perturbaciones isobáricas y si $(\partial L / \partial T)_P < 0$ es inestable

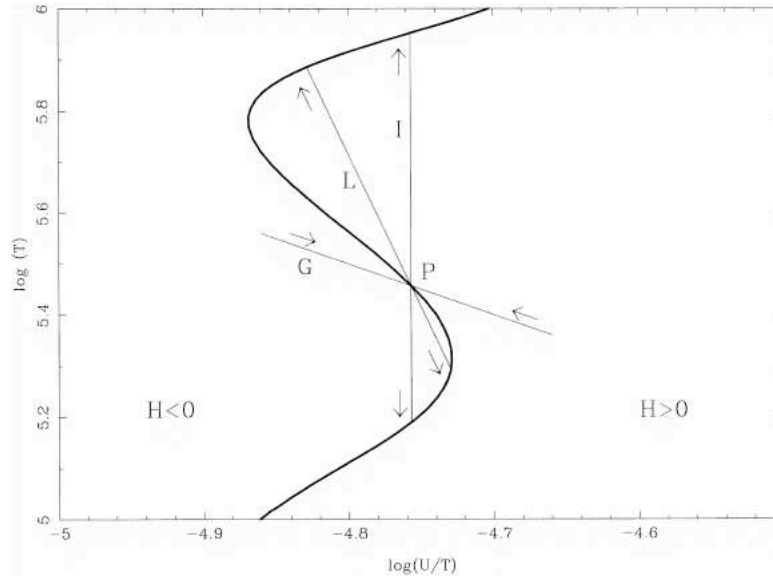


Figura 2.5: La figura muestra la curva de estabilidad. La letra P indica un punto sometido a perturbaciones, indicadas por las letras I, G, L; donde las flechas señalan la dirección. I corresponde a una perturbación isobárica térmica inestable. L corresponde a perturbaciones inestables, dada su pendiente menor que la de la curva. Y G muestra perturbaciones estables. FIGURA TOMADA DE BOTTORFF ET AL. (2000).

(Krolik, McKee, & Tarter 1981).

Entonces esta curva es el resultado del balance alcanzado mediante procesos como la fotoionización y calentamiento Compton con el enfriamiento colisional, la recombinación, excitación de líneas, Bremsstrahlung y el enfriamiento Compton, entre los fotones del continuo de ionización y los absorbedores que conforman el gas, de tal manera que determine el estado térmico del mismo. El calentamiento Compton y el enfriamiento Compton inverso llegan a ser importantes a una alta temperatura, que es determinada solamente por la forma del continuo y típicamente es $T \geq 10^7$ K para una distribución espectral de energía estándar de Seyfert 1. A esta temperatura las nubes pueden realizarse siempre y cuando el número de fotones de rayos-X duros sea significativo (Chakravorty et al. 2008). Krolik, McKee & Tarter (1981) muestran que un estado estable existe a $T \sim 10^4$ K para una nube fotoionizada que esta bajo enfriamiento colisional. Sin embargo, otra posible zona estable se forma a $T \sim 10^8$ K, donde una fuente de calentamiento externa, como el continuo de rayos-X duros es suficiente para formar nubes frías embebidas en un medio caliente. Para un gas ionizado ópticamente delgado con temperaturas en el rango de de 10^5 y 10^7 K se encontrará en las zonas de la curva de estabilidad inestables, donde el principal mecanismo de enfriamiento son las líneas espectrales.

Sí la curva presenta segmentos en los cuales su pendiente es positiva, entonces la región es estable. Por lo que los procesos que perturben el estado del gas serán compensados de igual manera para que éste se mantenga en estabilidad, así que la tasa de enfriamiento es dominada por las transiciones de los iones O^{+5} , Ne^{+7} , libre-libre, en la región de $\log U=1-2$, mientras que en la región de $\log U=2-3.5$ por transiciones de iones de $Fe^{+19-+23}$ y para $\log U \geq 3.5$ domina el enfriamiento Compton, y la tasa

de calentamiento es dominada por transiciones de He^{+1} , $\text{O}^{+6 \rightarrow +7}$, $\text{Fe}^{+7 \rightarrow +10}$; $\text{Fe}^{+17 \rightarrow +23}$, Compton; $\text{Fe}^{+24 \rightarrow +25}$ en los mismos rangos respectivamente. Por otro lado si la pendiente es negativa se tiene una región térmicamente inestable, dado que las perturbaciones isobáricas permitirán que el gas se enfríe o caliente rápidamente sin ningún proceso que lo compense.

El absorbedor tibio se encuentra en la región

donde los mecanismos dominantes son la recombinación y excitación de líneas. La evolución de las fases térmicas en temperaturas de 10^4 K (nebular) a 10^6 K (coronal; colisional) depende de la física atómica detallada de varios elementos que contribuyen al calentamiento fotoeléctrico como al enfriamiento por recombinación y excitación colisional. Las tasas de recombinación son más grandes para iones tipo $\text{Si}^{+10 \rightarrow +11}$, Fe^{+21} y Fe^{+22} los cuáles son agentes enfriadores significativos en el rango $\log U = 2-3.2$, que muestran gran diferencia en temperatura de equilibrio.

Por lo que las tasas de recombinación dielectrónicas (DRRC; Dielectronic Recombination Rate Coefficient) son factores importantes en la determinación de la curva de estabilidad y del grado de ionización,

este efecto es más importante para las especies de baja ionización (Chakravorty et al. 2008).

La curva de estabilidad depende de factores como la distribución espectral de energía (Spectral Energy Distribution; SED) y de la metalicidad del gas absorbente (Krongold et al. 2005). En el caso de la SED, uno de los factores importantes en la construcción de la misma es conocer como se conecta la región entre los rayos-X y el extremo UV (EUV), el cuál no es posible observar debido a que el H presente en nuestra galaxia absorbe esta radiación. Sin embargo, se ha conectado a ambas regiones con la pendiente:

$$\alpha_{ox} = -0.384 \log \left\{ \frac{F_\nu(2keV)}{F_\nu(2500)} \right\}$$

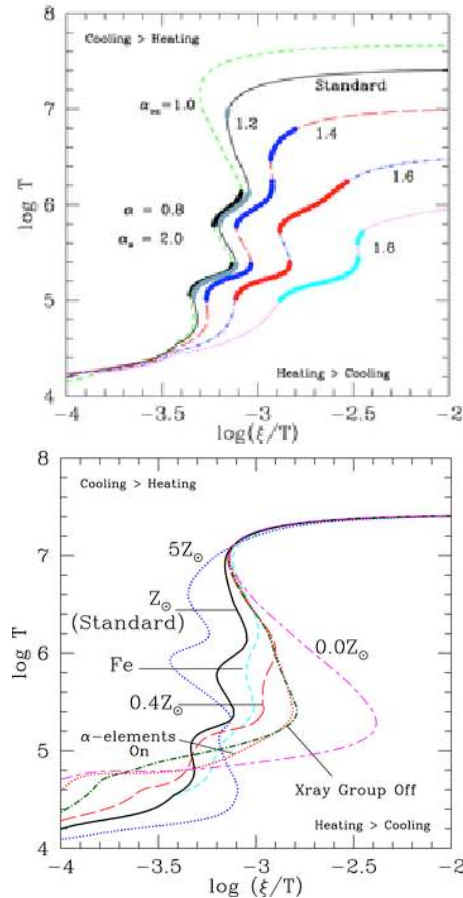


Figura 2.6: Curva de Estabilidad. Arriba: Las fases en equilibrio depende del valor de la pendiente α_{ox} . Abajo: La dependencia en la Metalicidad (Z), la curva se aplana mientras Z disminuye. Curvas señaladas con Fe y X-ray group off, corresponden a absorbentes sin Fe y X-ray group (O,C,Ne,Fe).

FIGURA TOMADA DE CHAKRAVORTY ET AL. (2008).

(Tananbaum et al. 1979). Chakravorty et al. (2008) muestra que la existencia del Absorbedor Tibio es independiente de esta pendiente del continuo de ionización, pero sí puede influenciar en la determinación multifase, encuentran que si α_{ox} es muy grande (≥ 1.3) la posibilidad de que esto ocurra es menor pero se encuentra una distribución de presiones (ver Figura 2.6). También reporta que el corte a energías altas en la SED (a partir de $E = 50$ keV) no afecta la existencia del Absorbedor Tibio o su naturaleza multifase, sin embargo al incremento de éste también se tiene un incremento en la temperatura de Compton.

Mientras que la metalicidad del gas afecta a la naturaleza multifase si ésta disminuye, es decir también la probabilidad de encontrar un Absorbedor Tibio multifase disminuye (Komossa & Mathur 2001). Chakravorty et al. (2008) sugiere que para que un Absorbedor Tibio exista en el rango de 10^5 K a 10^7 K es necesario que existan metales en él.

2.3. Modelos del Absorbedor Tibio.

La sección anterior muestra las propiedades físicas conocidas del Absorbedor Tibio (AT). Podemos ver que uno de los problemas importantes es determinar la estructura física del mismo, ya que algunos estudios como Holczer et al. (2007) indican que la estructura del gas se caracteriza por rangos en el parámetro de ionización, sin embargo otros estudios soportan sólidamente que las componentes del gas son fases discretas (Krongold et al. 2003), y que las velocidades de flujo del gas parecen indicar (Steenbrugge et al. 2005) o no una relación con el nivel de ionización del mismo, algunos estudios revelan que podría haber polvo en el AT (Reynolds et al. 1997). Tratar de acordar entonces entre los diferentes modelos propuestos para describir al Absorbedor Tibio no ha sido fácil, ya que las propiedades físicas no pueden resolverse directamente de las observaciones, sino que depende de los modelos.

2.3.1. Medio Multifase.

El modelo multifase, es el medio conformado por dos o más fases del mismo que coexisten, es decir, que se encuentran en equilibrio de presión. Un modelo similar para las líneas en emisión había sido propuesto anteriormente por Krolik, McKee & Tarter (1981) mediante la curva de estabilidad (S-curve) o de equilibrio térmico.

Krongold et al. (2003) muestra que el espectro de NGC 3783 puede reproducirse con un modelo de dos fases, tomando en cuenta que las transiciones observadas por cada ion no necesariamente deben producirse a un parámetro de ionización en el cuál se tiene un máximo en la densidad columnar. El ajuste realizado se hace de manera autoconsistente en el sentido de que ninguna suposición a priori sobre los parámetros físicos involucrados es hecha, de tal manera que el modelaje de los saltos como las líneas en absorción de todos los iones se hace al mismo tiempo y se obtienen los valores de la densidad columnar y el parámetro de ionización del medio absorbedor para cada componente de absorción, entonces se fija el balance de ionización global del medio. Este modelo incluye mecanismos de ensanchamiento de la línea así como las reglas que gobiernan las transiciones del ion, en una manera autoconsistente, una solución global final consiste con todos estos procesos obtenidos. Este procedimiento evita las

inconsistencias que pueden originarse en la estructura de ionización del gas, así como los efectos de saturación despreciada, que están presentes en los análisis donde solamente se considera el ajuste de las características mediante ion por ion (o línea por línea). Además, el continuo intrínseco y la absorción del gas fueron ajustados simultáneamente. Entonces, se itera muchas veces hasta obtener la SED final de los rayos-X. Este procedimiento es hecho para cada componente. En el caso de las líneas de emisión, se toma en cuenta el efecto de llenado de las líneas de absorción, entonces, se requiere modelar la geometría y la cinemática del gas absorbedor. El gas de las líneas de emisión anchas (BLR, ver sección 2.1) en los AGN es claramente estratificado, como es mostrado por mapeos de reverberación (Peterson et al. 1999), con un rango de parámetros de ionización. Esta región es producida por la contribución de todas las nubes alrededor del AGN, las cuáles pueden tener diferentes condiciones de ionización (simplemente porque están a diferentes distancias de la fuente central o por diferentes densidades electrónicas), dando origen al rango de parámetros de ionización. Sin embargo, la absorción es producida por solamente aquellas pocas nubes que interceptan nuestra línea de visión. Entonces, un valor discreto del parámetro de ionización para la fase de baja ionización (LIP) puede en principio ser reconciliado con el gas LIP-BLR. Este modelo propone que la fase más caliente (o de más alta ionización; HIP) se encuentra confinando a la más fría (de más baja ionización; LIP) manteniéndose contra las fuerzas disruptoras porque se co-mueven a la misma velocidad, ya que ambas fases se encuentran en equilibrio de presión (ver sección Curva de Estabilidad). En este modelo Krongold propone que el tiempo de escala hidrodinámico (t_H) en el medio confinado tiene que ser más corto que el tiempo de escala en el cual el gas reaccione a cambios del continuo, en el caso del flujo de rayos-X y no cambios bolométricos. Lo que lleva nuevamente a concluir que la densidad columnar del absorbedor resultaría de la contribución de nubes individuales. Otro punto es el de si ambas fases muestran igual cinemática y similar presión, entonces estas pueden ser ubicadas en la misma posición, esto obviamente no coincide con un viento de distribución radial de ionización, lo que implica también que el viento debe verse en dirección transversal a la línea de visión.

PHASE

Photoionized Absorption Spectral Engine (PHASE), es el código desarrollado por Krongold et al. (2003) con la finalidad de modelar absorción producida por plasma ionizado, que a continuación se describe. PHASE trabaja básicamente con cuatro parámetros libres, el parámetro de ionización U (definido en la sección anterior), la densidad columnar de H (N_H), la velocidad de flujo del gas (v_{out}) y la velocidad de turbulencia del mismo (v_{turb}). El código cuenta con datos de ~ 4000 líneas que se originan del nivel base, estos datos fueron obtenidos de la base The Astrophysical Plasma Emission Database (APED)¹ para los 14 elementos más abundantes H, He, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe, y Ni. Además de líneas del Atomic Data for Permitted Resonance Lines (Verner, Verner & Ferland 1996), que cumplen con $|\Delta L| \leq 1$, $|\Delta S| = 0$, y $|\Delta J| \leq 1$ (donde L es el momento orbital, S es el spin y J es el momento angular total). Además incluye los datos abreviados para las transiciones de Fe de la capa interna M de Behar, Sako & Kahn (2001). El balance de ionización se calcula mediante el código CLOUDY

¹APED es parte del proyecto ATOMDB; <http://cxc.harvard.edu/atomdb>

(version 90.04; Ferland 1997) con una distribución de energía espectral (SED) elegida a ser consistente con la intrínseca de la fuente. PHASE supone una geometría descrita por una fuente central emisora cuya radiación ionizante interactúa con nubes de gas que interceptan nuestra línea de visión. PHASE ajusta espectros sintéticos de absorción apartir de calcular la opacidad ($\tau_{nu} = N_{ion} \frac{\pi e^2}{mc} f_{ij} \phi_{\nu}$; donde N_{ion} es la densidad columnar iónica, e es la carga del electrón, c es la velocidad de luz, m es la masa del electrón, f_{ij} es la fuerza del oscilador y ϕ_{ν} es el perfil de la línea, suponiendo un medio ópticamente delgado) correspondiente para cada transición, ligado-libre, para entonces sumar las contribuciones producidas por las líneas en absorción y los saltos, de tal manera que se obtenga el espectro en absorción resultante, el cuál se compara con las observaciones y es corrido en z (redshift) para determinar la velocidad de flujo del gas. Mientras que la velocidad de microturbulencia y térmica son sumadas en cuadratura como el ensanchamiento total Doppler.

Parte de la evidencia de un modelo de fases discretas está en que no todos los iones son encontrados en el gas, puesto que no hay huella (transiciones) de éstos en el espectro, como es el caso de Fe XIV-XVI (Krongold et al. 2003). Netzer et al. (2003) con modelos de ionización indican que una combinación de tres absorbedores ionizados, que se ajustan en dos componentes cinemáticas, puede explicar la intensidad de casi todas las líneas de absorción y saltos ligado-libre. Además, todas las tres componentes son térmicamente estables y parecen tener la misma presión del gas. Entonces, las tres fases puede coexistir en el mismo volumen del espacio. Ésta es una detección de un gas multifase y en equilibrio. Inclusive este análisis muestra que el gas se encuentra constituido por diferentes componentes de ionización que están fluyendo a la misma velocidad, es decir, iones de alta y baja ionización presentan la misma velocidad. Esta evidencia también muestra que el nivel de ionización del viento no tiene ninguna dependencia con la velocidad de outflow del mismo. En este mismo estudio, Krongold et al. muestran que de la razón del grosor entre las fases ($R_{thick} \sim N_H(\text{HIP})r(\text{HIP})^2 U(\text{HIPr})/N_H(\text{LIP})r(\text{LIP})^2 U(\text{LIP})$; donde HIP y LIP son acrónimos en inglés de Fase de Alta Ionización y Fase de Baja Ionización y $r(\text{HIP})$ y $r(\text{LIP})$ corresponden a la distancia de cada fase respectivamente) HIP es 140 veces más grande que LIP, por tanto LIP se encuentra embebida por HIP. Resultados como los reportados por Krongold et al. (2005) para NGC 985, soportan la idea de que el medio es un absorbedor compacto y que estamos viendo el flujo en dirección transversal a éste. En este análisis se supone que el gas se encuentra en equilibrio de fotoionización, es decir que el tiempo de escala de fotoionización del medio debe ser más corto que el tiempo de escala de variabilidad de la fuente central.

2.3.2. Distribución de ionización continua.

Steenbrugge et al. (2003) propone una relación entre la densidad columnar y el parámetro de ionización para cada ion. Este modelo es basado en un análisis espectral de las líneas en absorción de ion por ion, tomando en cuenta que la transición de cada uno se realiza a un parámetro de ionización en el cuál se tiene el máximo de densidad columnar. Dado este análisis es esperado tener un rango de valores para el parámetro de ionización, por tal motivo se sugiere que haya una distribución continua de ionización del medio. La obviedad de este modelo ha llevado al mismo grupo a mejorar el análisis de tal manera que ya no asumen la concentración máxima para la producción del ion

sino que existe un rango de valores para el parámetro de ionización en el que el ion es formado (Steenbrugge et al. 2005), ésta suposición es una consecuencia en el modelo propuesto por Krongold et al. (2003) y el cuál será discutido más adelante. Sin embargo, Steenbrugge et al. (2005) vuelve a ajustar el espectro de NGC 5548 mediante el método de ion por ion, el cuál lleva efectos de saturación en las líneas (ver Krongold et al. 2003 para detalle), de tal manera que fija los parámetros físicos para cada uno, esto nuevamente lleva una distribución de ionización (Scott et al. 2005). Un punto importante a mencionar es que frecuentemente se observa en los análisis espectrales una tendencia de los iones de más alta ionización a encontrarse a velocidades outflow más altas, esto último no necesariamente es una regla como se verá más adelante, lo que ha llevado a sugerir que la distribución de ionización muestra una dependencia radial (Crenshaw et al. 2003). Un modelo similar ha sido sugerido para las galaxias Seyfert 2 (Sy2), apartir de estudios de NGC 1068 que es una de las Sy 2 más estudiadas, en el cuál se propone como un flujo de viento ionizado, el cuál se origina apartir de que la fuente central de radiación calienta capas internas del toro de polvo (modelo de unificación para AGN ver capítulo anterior) hasta la temperatura de sublimación del polvo, de tal manera que lo evapora y fluye a lo largo del eje polar del AGN, es decir se encuentra en la dirección perpendicular al toro.

Recientemente también en este modelo se ha encontrado que no es continuo, es decir que existe un rango en el cuál la densidad columnar tiene un valor mínimo y por tanto no producir líneas en absorción (ver figura 2.7). Holczer et al. (2007) y Holczer et al. (2010) proponen que en este mínimo las transiciones correspondientes no son observadas en los espectros de las fuentes. Sin embargo, ellos agrupan un rango de parámetros de ionización en dos grupos, los cuáles están separados por ausencia de iones de Fe (FeXII-XVI), debido a que existe inestabilidad en un rango de temperaturas ($10^{4.5-5.0}$ K), la cuál ocurre en un medio multifase. Cabe mencionar que las componentes de ionización muestran la misma velocidad de outflow y tienen similares velocidades turbulentas, lo que indica cinemática similar y por tanto podrían estar posicionadas a una misma distancia. Es importante notar que apesar de que muestran un rango de componentes de ionización para ajustar la amplia variedad de características de absorción, Mckernan et al. (2007), emplea solamente dos componentes que caen en el rango de ambos grupos de ionización de Holczer et al. Ésto podría ser explicado por el razonamiento de que las transiciones de todos los iones no se crean en el pico de abundancia del mismo. Ellos encuentran también que iones muestran dos componentes de velocidad, donde el de más alto nivel de ionización (SiXIV) muestra más prominente la componente de mayor velocidad, mientras que el de menor ionización (MgXII) tiene menor significancia, esto esta en correspondencia con resultados encontrados para NGC 5548, que existe una débil presencia de una componente de baja ionización a alta velocidad (ver capítulo de NGC 5548). Encuentran que la posición del absorbedor (11 días luz) es de unas cuantas veces la distancia de la región de líneas anchas (4 días luz) esto es para la componente de más alto nivel de ionización con energía cinética de $1.06 \times 10^{41} \text{ergs}^{-1}$. El ajuste sigue el procedimiento de ion por ion, primero ajustan el continuo de banda ancha, después ajustan todas las características producidas por las líneas de absorción y los saltos fotoeléctricos para cada ion, que varia con la velocidad de turbulencia y su densidad columnar.

Sin embargo, un comportamiento similar ha sido encontrado en los análisis con un

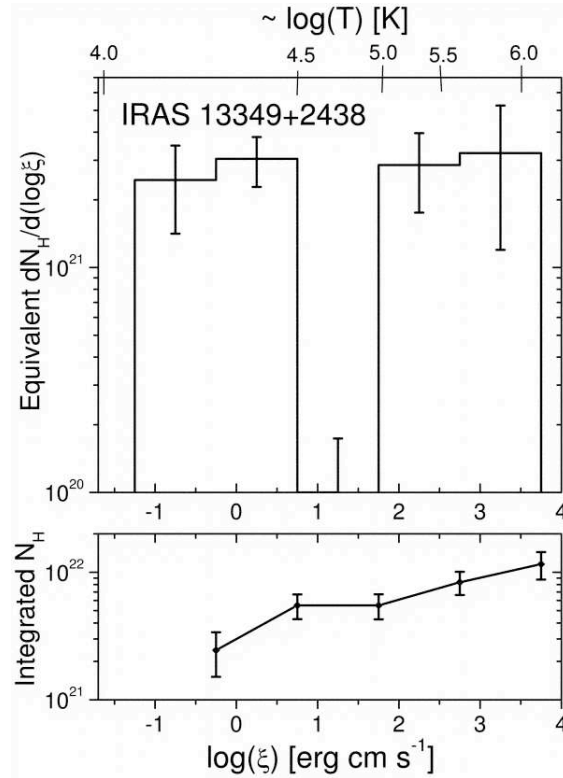


Figura 2.7: La gráfica muestra los rangos del parámetro de ionización para IRAS 13349+2438. La separación entre ellos indica el mínimo de la densidad columnar. El panel inferior muestra la densidad columnar integrada sobre el parámetro de ionización. FIGURA TOMADA DE HOLCZER ET AL. (2007).

modelo de fases discretas, es decir, ¿por qué el gas tiende a dar preferencia a valores especiales del parámetro de ionización? Krongold et al. 2005 (NGC 985). Pues al igual que NGC 3783 (Krongold et al. 2003) no se encuentra absorción significativa por transiciones de los iones de Fe XIV-XVI. Probando nuevamente que un modelo de un rango continuo de ionización es desfavorecido. Con esta similitud presente en estos objetos, la cuál se ve que no se debe al método empleado ya que Holczer et al. (2007) y Holczer et al. (2010) lo encuentran también para IRAS 13349 + 2438 y MGC-6-30-15, sino que es una propiedad intrínseca del gas absorbedor, probablemente relacionado a las brechas inestables de la curva de equilibrio térmico.

2.3.3. Flujo de gas en expansión.

Doron & Netzer (2001) propone que para distinguir entre un modelo de viento y otro conformado de nubes, es necesario tener observaciones simultáneas de múltiples longitudes de onda. Y se espera que para un modelo de viento, las características espectrales estén asociadas con un rango grande de estados de ionización que toman en cuenta la estructura de densidad estratificada, mientras que un modelo de nubes se caracteriza por una estructura de ionización más uniforme.

En análisis del UV, muchas componentes cinemáticas muestran FWHM de las líneas mucho más grandes de los esperados en un gas fotoionizado térmicamente estable (FWHM

$\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ a una temperatura de 10^5 K ; Crenshaw et al. 1999). En este modelo, suponen que el flujo es manejado por fuerza de presión de radiación, gradientes de presión térmica, o una combinación de los dos.

En el caso de flujo manejado por presión de radiación, se propone que la metalicidad del gas deba exceder a la solar, para que se cumpla $M > \Gamma^{-1}$. Además de que esta deba exceder a la fuerza de gravedad cerca del punto donde se origina.

La propuesta de una estructura de densidad del flujo es debido a que se cumple $U_{OX} \propto v$; donde U_{OX} es definido en el rango de energía de 0.54-10 keV (Netzer et al. 2003). Toman en cuenta la condición de continuidad como expansión esférica: $\rho(r)_{min} \propto r^{-2}v(r)^{-1}$ para poder definir la ecuación de movimiento, y resolverla. Suponen que la densidad volumétrica sigue una distribución, $\rho \propto \xi^\beta$ donde ξ es la escala física y β es el índice de la ley de potencias (el cuál se determina de las observaciones y se asume constante), encuentran que el parámetro de ionización más alto corresponde a la densidad más baja y que es proporcional a la velocidad más alta también. Sin embargo, esto no es observado en el espectro de NGC 3783 (Krongold et al. 2003; Netzer et al. 2003). En este modelo concluyen que la opacidad de la línea (τ) depende de la velocidad de flujo. Ésto está en acuerdo con estudios realizados en la banda del UV por Arav 2003 (ver más adelante). Sin embargo, suponen que el flujo se expande esféricamente, por tanto sigue una distribución radial. El gas absorbedor es un flujo de multifases que se encuentran en equilibrio de presión, en acuerdo con los estudios realizados por Krongold et al. (2003, 2005, 2007). También concluyen que existe un espectro de densidad, sin embargo ésta es una suposición a priori, pero determinan que el modelo consiste de un rango continuo de densidad, lo cuál no ajusta a observaciones como es mostrado por Holczer et al. (2007 y 2010).

2.3.4. Geometría del Absorbedor Tibio.

Uno de los problemas más importantes a resolver sobre las propiedades físicas del absorbedor es su ubicación en el AGN y entonces determinar su origen. La manera con la que se cuenta para esto es mediante el parámetro de ionización, el cuál es definido en la primera sección, y podemos ver que cuenta tanto con características observables como es el número de fotones y las variables de densidad y distancia, ésto muestra una ambigüedad para determinar cualquiera de las dos últimas, dado que no se tiene manera sencilla de separarlas. Para ésto se requieren de métodos sofisticados como el propuesto por Nicastro et al. (1999) y el cuál consiste en estudios de variabilidad de la fuente ionizante. Krongold et al. (2005) y (2007) muestra que cambios en el nivel de flujo del continuo pueden reflejarse en cambios en la opacidad del gas absorbedor mejor que cambios en su densidad. Se espera que sí el gas sufre alguna perturbación, éste deba entonces llegar a un estado de equilibrio nuevamente. Como se ha mencionado anteriormente, el gas absorbedor se encuentra en interacción con el campo de radiación de la fuente central, y los procesos involucrados, probados, es principalmente la fotoionización. Por lo que es necesario conocer el tiempo de respuesta del gas, éste es conocido como el tiempo de recombinación, el cuál depende de la densidad del gas de la siguiente manera:

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

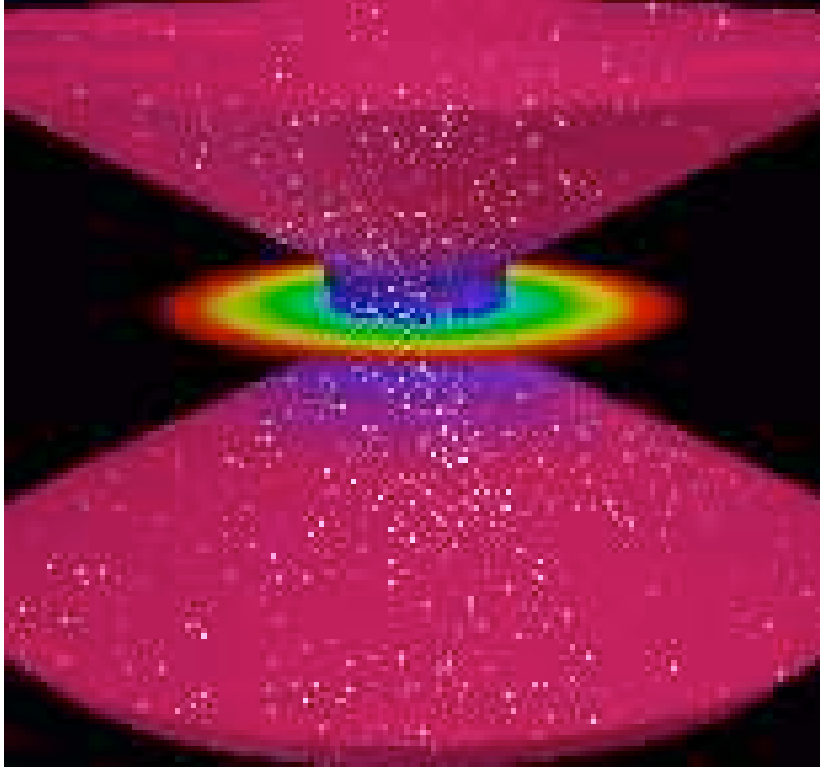


Figura 2.8: Modelo multifase para el Absorbedor Tibio. El disco en colores representa al disco en acreción, mientras que el viento es representado por una estructura de embudo compuesta por nudos blancos que representa la BEL. FIGURA TOMADA DE ELVIS (2000).

donde n_e es la densidad electrónica del gas, α_{rec} es el coeficiente de recombinación, T_e es la temperatura electrónica del gas y X^i es el ion. Es importante notar que si el gas está en equilibrio con el campo de radiación, es decir, si la densidad en el gas es suficientemente alta para que la respuesta del gas a los cambios del continuo ionizante sea rápida, entonces se dice que el gas se encuentra en equilibrio de ionización, es decir, que el número de ionizaciones y recombinaciones por unidad de tiempo son iguales. De tal manera que conociendo éste tiempo es posible determinar la densidad electrónica del gas, en algunos casos se determina al menos una cota inferior a ésta. Entonces el análisis consiste en relacionar el tiempo en el cuál el flujo de la fuente cambia con los cambios espectrales observados. El tiempo de recombinación es generalmente mucho más grande que el tiempo de equilibrio (Nicastro et al. 1999). Una conclusión importante de este trabajo es que los diferentes elementos alcanzan su abundancia de equilibrio en diferentes tiempos de escala. Por lo que, en la misma nube de gas el C (carbono) podría estar en equilibrio mientras que el O (oxígeno) no estarlo.

Conociendo la densidad electrónica es posible entonces determinar la distancia a la fuente mediante el parámetro de ionización (ver ecuación 1). La determinación de la distancia del gas ionizado absorbedor ha sido colocada en diferentes posiciones del AGN, encontrándose en el rango de (0.01-25 pc), desde el toro de polvo hasta el disco de acreción. Conocer esta distancia es colocar una restricción en la geometría del absorbedor tibio (AT), además de conocer su dinámica. En el caso de un medio multifase, el origen

del AT ha sido situado en el disco de acreción Krongold et al. (2005, 2007) siendo consistente con el modelo propuesto por Elvis (2000) para quásares (ver sección anterior), posiblemente en la misma posición de BLR. Como no todos los objetos Seyfert muestran las líneas en absorción por gas ionizado (Reynolds 1997), entonces la geometría del viento no es esféricamente simétrica, por lo que tiene forma bicónica. La evidencia en UV de líneas de absorción delgadas (NAL), indica que la estructura de velocidad es fina mostrando que el movimiento del gas es transversal (Crenshaw et al. 1999). Por otro lado la evidencia de las líneas de absorción anchas (BAL; Telfer et al. 1998), indica que las velocidades del gas que las produce son grandes ($\gtrsim 2500 \text{ kms}^{-1}$) y se está observando en la dirección del flujo del mismo (Elvis 2000), entonces no sólo la forma es bicónica sino de embudo (ver figura 2.8). Ya que esta geometría indica que el flujo es vertical cerca del punto donde se origina, mostrando NAL, en algún punto este flujo es doblado de tal manera que ahora vemos en la dirección de flujo y observamos características BAL. Tomando en cuenta que el viento se origina en el disco de acreción (Krongold et al. 2005, 2007; Ricci et al. 2010), y dada la geometría de arriba, se espera que el viento se origine en sólo un número de radios para poder ver las características NAL (Elvis 2000). Krongold et al. 2007 encuentra distancias para las componentes de absorción menores a $8.9 \times 10^{15} \text{ cm}$ para NGC 4051, además de que el grosor para una de las componentes es menor a tres ordenes de magnitud de la distancia, mientras que esta misma componente es menor al 1% de la componente de más alta ionización, lo que sugiere que la última está embebiendo a la primera. Mientras que el medio de distribución continua coloca el origen en la parte interna del toro de polvo ó entre la BLR y NLR. Notámos que sí este modelo es utilizado, se debe a que en algunos objetos como IRAS 13349+2438 (Brandt et al. 1996) se reporta polvo en las características espectrales de absorción. Sin embargo, Holczer et al. 2007 y AVXX. no encontraron evidencia de éste (ver sección de IRAS 13349+2438). Kraemer et al. (2000) sugiere que es improbable que el polvo pueda sobrevivir dentro del gas de alta ionización. La descripción del gas absorbedor como un medio de tres fases, ha sido propuesto por otros estudios (Krongold et al. 2003, Netzer et al. 2003). Por otro lado Holczer et al. (2010) explica que para datos con alta calidad espectral sólo necesitan dos o tres componentes de ionización para modelar al absorbedor tibio, indicando que no es necesaria una distribución.

2.3.5. Conexión entre el Absorbedor Tibio (rayos-X) y el Absorbedor de líneas delgadas (UV).

Un fenómeno similar en las Seyfert 1 y quásares es encontrado en sus espectros de la banda del Ultravioleta, es decir líneas de absorción corridas al azul. Este fenómeno se observó por primera vez en datos del International Ultraviolet Explorer (IUE) del objeto NGC 4151 (Boksenberg et al. 1978, Davidsen & Harting 1978, Penston et al. 1981). Otras galaxias Seyfert 1 mostraron solamente características en absorción por transiciones de $\text{Ly}\alpha$, NV y CIV, indicando ionización más alta que la encontrada en NGC 4151. Con las observaciones obtenidas por IUE, Ulrich (1988) estimó que solamente del 3- 10 % de las galaxias Seyfert muestran absorción intrínseca en UV. Los iones (NV, OVI) detectados en UV pueden ser detectados también en los rayos-X para algunos objetos. Mathur et al. (1995) propone que ambos gases absorbedores (UV y rayos-X) son el mismo, dado el nivel de ionización del medio encontrado para ambos en el mismo objeto (NGC 5548),

no obstante para el quásar 3C 351 ya había sido esta propuesta clamada (Mathur et al. 1994). Sin embargo, la conexión entre ambos gases absorbedores no es fácil de determinar debido a discrepancias encontradas en las densidades columnares de los iones detectados en UV y los mismos predichos por los análisis en rayos-X (Brotherton et al. 2002). Estas discrepancias se deben en parte a que el factor de cobertura del gas absorbedor en análisis del UV es función de la velocidad de flujo, como es mostrado por Arav (2003), se describirá más adelante, y que no es posible determinar en todos los datos de UV; además porque las líneas pueden encontrarse traslapadas, o no son posibles de resolver (Crenshaw et al. 2003b). Por eso, existen diferentes métodos para determinar la densidad columnar tanto para las características en rayos-X como en el UV y que a continuación se describen.

Para el ajuste de saltos, se hace una suma de una series de éstos en absorción más un continuo ancho hasta que sea obtenido un aceptable modelo, así entonces se puede derivar el parámetro de ionización apartir de los mejores valores de la densidad columnar iónica y de la forma del continuo. El segundo método es computar el espectro sintético de un arreglo de modelos de fotoionización que son ajustados al espectro observado y simultáneamente se deriva la densidad columnar equivalente de Hidrógeno, el parámetro de ionización y los parámetros del continuo.

Para las líneas sin resolver, se hace una suposición (igual que en estudios de las líneas del Medio Interestelar) sobre el perfil intrínseco de la línea en absorción (dado que éste no es conocido debido a que el ancho de la línea puede ser menor que la resolución instrumental), el cuál se piensa como una distribución de velocidades que siguen una función gaussiana o ésta más una función Lorentziana (esta última composición es conocida como perfil de Voigt) la última distribución describe el comportamiento microturbulento observado en las alas de la línea. Entonces se convoluciona el perfil intrínseco y el perfil instrumental para así ajustar la línea en absorción y obtener el ancho equivalente de ella. En el caso ópticamente delgado se utiliza la siguiente expresión:

$$N = \frac{1.13 \times 10^{17} W_{\lambda}(m\text{\AA})}{\lambda^2 f} \quad (\text{Spitzer 1978}),$$

la cuál corresponden a la parte lineal de la curva de crecimiento, ésta describe el crecimiento del ancho equivalente de una línea en absorción al incrementar la densidad columnar (Spitzer 1978). En este caso se puede determinar la densidad columnar de manera directa siempre y cuando se tengan suficientes líneas del mismo ion (ésto es posible en los espectros de rayos-X). Sin embargo, si se cuenta con unas cuantas líneas (como son los espectros observados en el UV) se utiliza dicha curva para determinar los anchos equivalente de estas líneas y ver si son consistentes con las densidades columnares produciadas por un modelo.

Para perfiles resueltos, los cuáles son disponibles en espectros del UV, el método consiste en normalizar el perfil de absorción, el espectro se divide por el ajuste del continuo más la línea en emisión, con ésto se obtiene el factor de cobertura en la línea de visión (C_f) y se define como la fracción de luz que es ocultada por el absorbedor y puede ser una función de la velocidad radial (v_r). Entonces la densidad de columnar iónica se obtiene al integrar la profundidad óptica a través del perfil:

$$N = \frac{m_e c}{\pi \lambda e^2 f} \int \tau(v_r) dv_r \quad (\text{Savage \& Sembach 1991}),$$

donde λ es la longitud de onda, f es la fuerza del oscilador (Morton et al. 1988).

Dentro de esta categoría se encuentra el “método del doblete”, el cuál en estudios tempranos de absorción intrínseca, los miembros rojos de pares de dobletes fueron frecuentemente encontrados a ser más profundos que sus relativos, los miembros azules. Lo que indica un efecto de saturación. La presencia de estas líneas llevó a interpretar la existencia de una cobertura parcial de la emisión nuclear de fondo por un gas absorbedor (Wampler, Bergeron, & Petitjen (1993), Barlow & Sargent (1997), Hamann et al. (1997)); otras posibilidades son la dispersión producida por una región extendida o la emisión de una fuente extendida no relacionada con la máquina central del AGN (Binette, Fosbury & Parker 1993; Cohen et al. 1995; Goodrich & Miller 1995; Kraemer et al. 2001).

Factor de cobertura y saturación. El factor de cobertura puede influenciar grandemente en la determinación de la densidad columnar de tal manera que es posible subestimarla, por tal motivo es preciso tener un valor del factor de cobertura confiable. La expresión para la absorción observada, incluyendo los efectos de factor de cobertura en la línea de visión (C) y la profundidad óptica (τ) es:

$$I(v) = (1-C(v)) + C(v) e^{-\tau(v)} ; \text{ Gabel et al. 2005,}$$

donde I es el flujo normalizado, y todas las cantidades son escritas como una función de la velocidad radial, v .

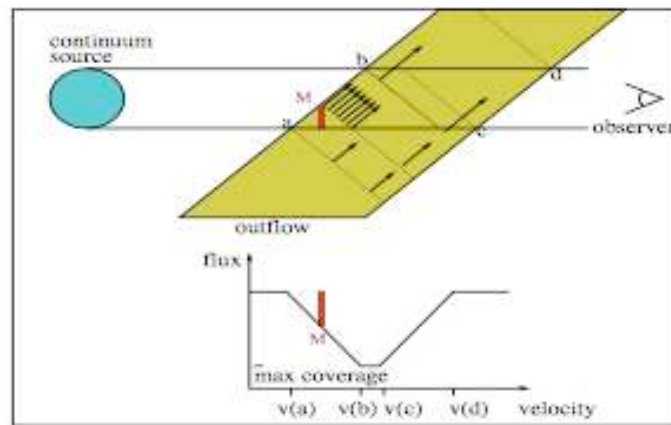


Figura 2.9: Perfil de líneas en función de la velocidad de flujo del gas absorbedor. FIGURA TOMADA DE ARAV (2003).

Si la razón entre la intensidad residual de los pares de dobletes no es 2:1, entonces el factor de cobertura y la profundidad óptica se resuelve para cada doblete (Hamann et al. 1997). Las expresiones resultantes son:

$$C = \frac{I_r^2 - 2I_r + 1}{I_a - 2I_r + 1} ;$$

$$\tau = -\ln\left(\frac{I_r - I_a}{1 - I_r}\right) ; \text{ Arav, Korista \& Kool (2002)}$$

donde los subíndices r y a se refieren a la componente roja y azul del doblete. Estas expresiones son evaluadas para dobletes en absorción suficientemente delgados (sin doblar), es decir, que cada miembro del doblete pueda ser resuelto individualmente. En espectros con alta resolución espectral y señal a ruido (S/N) se puede determinar a éste como función de la velocidad radial (Arav et al. 1999). Arav (2003) muestra que un factor de cobertura en función de la velocidad (ver figura 2.9) determina mejor la forma del perfil (opacidad) de la línea que si se asume un valor constante de él. Ya que la subestimación de la densidad columnar iónica por un factor de 5, puede sobrepredecir valores del parámetro de ionización por 10 veces y un valor de 100 veces más para la densidad columnar equivalente de Hidrógeno (Arav et al. 2001).

Sin embargo, la emisión de fondo no proviene sólo de una fuente uniforme, sino de varias que físicamente son distintas (teniendo diferentes tamaños, morfologías y distribuciones de flujo) como es el continuo y la región de líneas de emisión. Entonces las fuentes son tomadas como discretas y se tiene la siguiente expresión:

$$I_j = \sum_i (R_j^i (C_j^i e^{-\tau_j} + 1 - C_j^i));$$

donde la i^{th} fuente de emisión contribuye con la fracción de $R_j^i = F_j^i / \sum_i (F_j^i)$ al flujo intrínseco total y tiene un factor de cobertura C_j^i . El factor de cobertura “efectivo” para cada línea es la combinación pesada de factores de cobertura individuales:

$$C_j = \sum_i C_j^i R_j^i$$

(Ganguly et al. 1999). Entonces los factores de cobertura efectivos pueden ser diferentes para líneas diferentes del mismo ion, debido a que el flujo en una posición espectral debajo de una línea a otra no es el mismo. Por lo que el factor de cobertura derivado de un doblete de un ion no puede ser usado para calcular la densidad columnar de otro ion u otras líneas. Existe una intensidad residual en las líneas, la cuál no es cubierta por el medio. La explicación a este efecto se atribuye a una fuente de emisión aparte del continuo y BLR, tal vez la ILR (Crenshaw et al. 2009), aunque el mecanismo de producción de fotones es desconocido (ver capítulo anterior). Hamann et al. 1997 deriva un tamaño de las nubes de ~ 0.01 pc de la cobertura parcial del continuo y de la variabilidad temporal. Suponen que el gas está muy cerca de la fuente de emisión, es decir que está localizado en el disco de acreción, por lo que el viento aparte de fluir también rota, entonces las líneas podrán parecer estar en redshift (Ganguly et al. 1999). Sin embargo, esta componente sólo será detectada por medio de un estudio temporal para cada observación y de variabilidad en el flujo.

Por otro lado, a pesar de que los espectros en el UV cuentan con mejor resolución espectral que en los rayos-X, la desventaja que presentan es que cuentan con pocos números de iones (3-4), haciendo este punto otro de los problemas para poder determinar la densidad columnar iónica. No obstante en rayos-X, ésto ha sido posible gracias a los modelos sintéticos empleados para reproducir las características observadas de un gran número de iones (ver figura 1.1), lo que permite determinar una densidad columnar más confiable.

Por tanto, tomando en cuenta todos estos puntos en la determinación de la densidad columnar iónica encontrar un acuerdo entre las medidas por los estudios en UV y las predichas por los estudios en rayos-X no es tan fácil (ver figura 2.10). Un ejemplo es NGC

5548, uno de los objetos más estudiados, el cuál presenta discrepancias en la densidad columnar de OVI (Brotherton et al. 2002), cuya discrepancia no sólo ha sido exclusiva de este objeto, sino que es presente en varios más (Mathur, Wilkes & Elvis 1998). Con esta evidencia se había argumentado que ambos absorbedores son distintos. Recientemente, con la inclusión de nuevos códigos como PHASE (Krongold et al. 2003; ver subsección PHASE) y mejores análisis en el UV (Crenshaw et al. 2009), esta discrepancia ha sido borrada (AV10) y la cuál se discutirá más adelante. Esta nueva evidencia a favor de que ambos absorbedores son parte del mismo gas es el resultado del modelo de fases discretas propuesto Krongold et al. (2003) y (2007).

Además de estos resultados sobre la densidad columnar, evidencia de una conexión entre los absorbedores (UV y rayos-X) es soportada por su cinemática. Los estudios en rayos-X sobre NGC 3783 reporta que se ha encontrado la velocidad de outflow del gas absorbedor para una de sus componentes a la misma velocidad ($v_{out} = -750 \text{ km s}^{-1}$; Krongold et al. 2003) que en estudios de UV (Gabel et al. 2003). Para NGC 985 también una componente (Krongold et al. 2005) está en correspondencia con la componente encontrada en estudios del UV (Arav 2002). Para Mrk 279 el rango de velocidades encontrado en los análisis de UV es -300 a -540 km s^{-1} (Arav et al. 2007), mientras que en los rayos-X Fields et al. (2007) reporta que encuentra una componente de ionización en -290 km s^{-1} . Turner et al. (2005) reporta una velocidad promedio de -1140 km s^{-1} para las líneas en absorción de gas en espectros de rayos-X para NGC 3516, mientras que Kraemer et al. 2002 reporta velocidades arriba de -1300 km s^{-1} encontradas en los datos del UV. Kaspi et al. 2004 reporta un sistema de absorción a -580 km s^{-1} que coincide con -600 km s^{-1} de una posible componente de absorción mostrada por C VI $\lambda 33.736$ (Ramírez et al. 2008). Scott et al. 2005 reporta también velocidad de outflow (-560 km s^{-1}) en correspondencia con una de las componentes detectadas en UV (Kriss et al. 2003) para NGC 7469 y posiblemente también para otra componente (-1900 km s^{-1}). Esta evidencia ya había sido encontrada en 1998 para PG1114+445 también (Mathur, Wilkes & Elvis 1998). La conexión cinemática entre los dos absorbedores da pista que ambos sean ubicados en la misma posición, evidencia importante para poder determinar su geometría.

Hemos dejado por último a NGC 5548, cuyo estudio en el UV reporta 5 sistemas de velocidad de outflow (Crenshaw et al. 2003) y de los cuáles tres coinciden con los sistemas medidos en rayos-X (Steenbrugge et al. 2005), para pasar al siguiente capítulo (“Dos fases, dos velocidades del Absorbedor Ionizado en la Galaxia Seyfert 1 NGC 5548”) y se detalla el estudio realizado en los rayos-X para este objeto.

2.3.6. Implicaciones Cosmológicas.

Estudios del entorno de quásares (en las regiones de BLR y NAL) muestran tener metalicidades del orden de la solar o unas cuantas veces mayores a ésta (no más de 10). Solamente de la región de BLR se tiene que la metalicidad es mayor para quásares más luminosos (Hamann & Ferland 1999). Por lo que estos objetos proveen pistas de la evolución galáctica y formación estelar a altos corrimientos al rojo. Inclusive podrían probar la formación de estrellas en estructuras masivas que colapsarán después del big bang (Hamann & Ferland 1999). Así como el calentamiento no gravitacional observado en gas caliente anómalo en cúmulos (Tornatore et al. 2003) y el bajo nivel de fondo

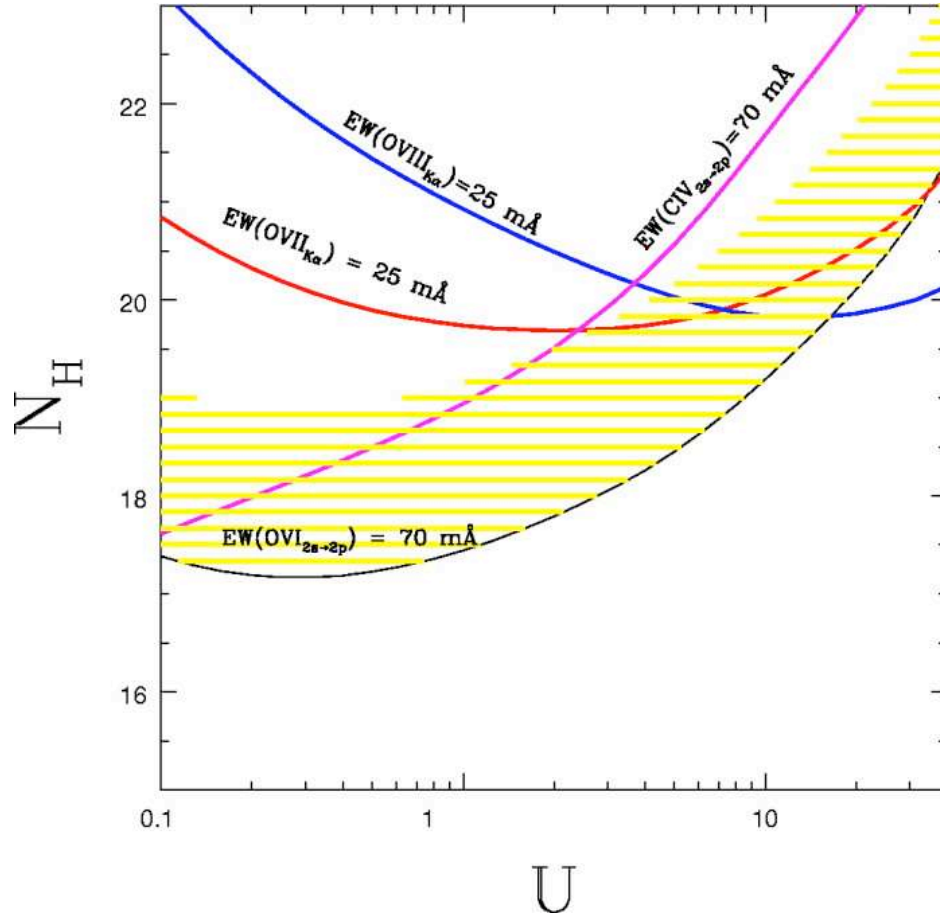


Figura 2.10: Límites para la densidad columnar del gas en rayos-X y en el UV, datos de *Chandra* para los primeros y para los segundos de *HST* y *FUSE*. La parte sombreada en amarillo corresponde a la línea de OVI sin saturar. FIGURA TOMADA DE KRONGOLD ET AL. (2003).

en rayos-X (Penn 1999). Por lo que los AGN son señalados como los responsables, debido a sus luminosidades bolométricas ($> 10^{44} \text{ ergs}^{-1}$; Inoue & Sasaki 2001), ya que vientos de supernova masivas no cuentan con la suficiente energía para calentar el gas, que requiere 1 keV por partícula (Cavaliere et al. 1998, Borgani et al. 2001, Babul et al. 2002). Osterbrock et al. (1993) propone de observaciones que los quásares se originan de fusiones de galaxias, ya que su morfología es afectada (Smith et al. 1986). Los quásares son potenciados por agujeros negros supermasivos (Blandford & Znajek 1977) y muestran una correlación entre la masa del agujero negro y la dispersión de velocidades de las estrellas del bulbo galáctico ($M_{BH}-\sigma_c$) sugiriendo que la formación de quásares está muy relacionada con la formación del bulbo, la cuál puede haber sido provocada por fusiones (Barnes & Hernquist 1992). El tiempo dinámico del material que rodea al agujero negro es del orden de $10^7(1+z)^{-3/2}$ años comparable al

tiempo de Salpeter ($10^7 \epsilon/0.06$ años, donde ϵ es la eficiencia radiativa; Scannapieco & Oh 2004). Ferrarese (2002) apartir de observaciones indica que la relación entre M_{BH} es proporcional a σ_c a la potencia de 4.58. Fabian (1999) propone que el agujero negro de galaxias es rodeado por un esferoide de gas frío y neutro cuya densidad columnar es

mayor a 10^{24}cm^{-2} , lo que obscurece al agujero negro. La retroalimentación (feedback) del AGN se espera entonces que resuelva dos problemas de hace tiempo en la evolución galáctica (Feruglio et al. 2010); el pequeño número observado de galaxias masivas comparado con las predicciones de modelos (que no toman en cuenta el feedback del AGN) y el color rojo, indicativo de población estelar vieja (Granato et al. 2004, Di Matteo et al. 2005). Cuando la fase de eyección del viento es terminada se dice que el quásar muere, y puede ser revivido por un merger (fusión) u otra fuente de combustible para el agujero negro. Esta última etapa es la que se observa a $z < 0.5$ y es muy diferente de la fase de crecimiento que es obscurecida y cuyas características del agujero negro no puede ser extrapoladas con las de los más recientes. El material frío que obscurece al agujero negro puede ser rico en metales, además podría contener polvo. Inclusive puede contener metalicidades mayores a las solares cerca del agujero negro, lo que podría explicar el espectro de fondo de rayos-X (Wilman & Fabian 1999) y la alta metalicidad en la región de líneas anchas (BLR, Hamman & Ferland 1999). Después de la fase de eyección, filamentos ricos en metales pueden ser mezclados con el medio intragrupo dependiendo de la velocidad del gas eyectado y entonces explicar los gradientes de metalicidad como los encontrados en espectros de rayos-X de galaxias cD en cúmulos (Fukazawa et al. 1994). Estudios en galaxias elípticas y bulbos de espirales muestran una relación de masa-metalicidad (Faber 1973, Zaritsky et al. 1994, Cozial et al. 1997), debido a vientos galácticos. Scannapieco & Oh (2004) pudieron reproducir la baja luminosidad a bajos z de AGN así como el calentamiento del gas para alentar la acreción del agujero negro supermasivo mediante el modelo semianalítico de Wyithe & Loeb (2002, 2003) y la inclusión de los vientos (outflows) de AGN en vez de merger (fusiones).

Wu, Fabian & Nulsen (1999) indican que este viento puede tener un efecto importante en el medio que rodea al gas intracúmulo, de tal manera que al calentarlo, pueda ser mejor descrito por un cambio en la pendiente de 2 (predicha) a 3 (observada) en la relación de $L_X \propto T_X^\alpha$. Wu et al. (1999) indica que calentará el medio intergaláctico a una temperatura de 10^7 K a $z \sim 1-2$. Estudio realizado sobre la relación de $L_X \propto T^\beta$ predice que el gas en los grupos a $z \simeq 1$ se debe a la actividad del AGN y que está en el proceso de apagarse, entonces el gas evoluciona adiabáticamente de tal manera que la luminosidad en rayos-X disminuye y β es igual a 5 (Thacker et al. 2006). En el caso de calentamiento no gravitacional se tiene la relación de $L_X \propto T^\beta$ con $\beta = 2$ (Kaiser 1989).

Los estudios sobre el WA presente en los AGN muestran que se puede determinar la tasa de pérdida de masa (\dot{M}_{out}). Krongold et al. (2007) determinan que este gas puede ser modelado por dos componentes de absorción para la galaxia Seyfert 1 NGC 4051, encuentran que para la componente de alta ionización, la \dot{M}_{out} es del orden de $(0.7-1.4) \times 10^{-4} M_\odot \text{año}^{-1}$ y para la componente de menor ionización es menor a $0.9 \times 10^{-4} M_\odot \text{año}^{-1}$, comparándola con la tasa de acreción ($\dot{M}_{accr} = 4.7 \times 10^{-3} M_\odot \text{año}^{-1}$), suponiendo una eficiencia del 10% se tiene que $\dot{M}_{out} = (0.02-0.05) \dot{M}_{accr}$, es decir que la masa del viento es una pequeña fracción (2-5%) de la masa acretada y que es mucho menor que la encontrada por previas estimaciones (Ogle et al. 2004); la diferencia entre los estudios, se debe a las posiciones estimadas respecto de la fuente central en las cuáles son ubicadas las componentes de ionización, para distancias grandes se tiene $\dot{M}_{out} \sim$ unas cuantas veces la \dot{M}_{accr} . Krongold et al. también nota que la masa del viento es del orden o menor a $1 \times 10^5 M_\odot$, la cuál parece no influir en el entorno del AGN en NGC 4051, sin embargo este AGN tiene una baja luminosidad ($L_{bol} = 2.5 \times 10^{43} \text{ergs}^{-1}$; Ogle

et al. 2004) así como la masa de su agujero negro ($M_{BH} = 1.9 \times 10^6 M_{\odot}$; Peterson et al. 2004) por lo que se espera que en quásares más poderosos ($L_{bol} = 2,5 \times 10^{47} \text{ ergs}^{-1}$ y $M_{BH} \sim \times 10^9 M_{\odot}$) la masa del viento sea más grande ($M_{out} \sim 10^8 M_{\odot}$). La energía depositada en el medio interestelar (ISM) o intergaláctico (IGM) de NGC 4051 es del orden de 10^{54} erg, mientras que para un poderoso quasar es del orden de unos cuantos 10^{57} erg, la cuál no tiene efecto sobre su entorno. Cabe mencionar que este cálculo se realizó con velocidades del orden de 1000 kms^{-1} , la cuál es mucho menor que las velocidades de escape ($4000\text{-}6000 \text{ kms}^{-1}$) calculadas para las componentes de absorción en NGC 4051, por lo que se espera que el gas no pueda escapar. Por tanto se puede suponer que el gas es observado antes de que sea acelerado como es propuesto por los modelos de vientos (Proga & Kallman 2004) y que corresponde a un factor de 2-10 (estimado de la razón entre las velocidades observadas en BAL y del WA), teniendo en cuenta ésto se tiene que la energía liberada es del orden de 10^{59} erg, la cuál es comparable con la predicha por Scannapieco & Oh 2004. Por otro lado, para NGC 5548, que tiene un agujero negro con una $M_{BH} = 6,7 \times 10^7 M_{\odot}$ (Peterson et al. 2004), presenta una tasa de acreción de $\dot{M}_{accr} = 0.1 M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Mathur et al. 1995, asumiendo un 10% de eficiencia), en este caso se pudo determinar sólo un límite inferior en la posición para una de las componentes de absorción y que corresponde a la de más alto nivel de ionización. Entonces un límite inferior para la pérdida de masa se determinó, $\dot{M}_{out} > 0.08 \dot{M}_{accr}$, al igual que para la masa del viento de $M_{out} > 5,6 \times 10^6 M_{\odot}$, por tanto la energía inyectada al medio ISM es $> 1,2 \times 10^{56}$ erg, la cuál esta en acuerdo con la energía determinada por Scannapieco & Oh (2004) para regular la formación estelar en el bulbo.

2.4. Objetivo de la Tesis.

Determinar las propiedades físicas (nivel de ionización, densidad columnar, temperatura, presión) del Absorbedor Tibio mediante el empleo del código PHASE en galaxias Seyfert 1, para definir cual es el modelo correcto del Absorbedor Tibio, así como su relación con otras características de los AGN y cual es su implicación cósmica.

Capítulo 3

NGC 5548

El Absorbedor Ionizado de dos fases y dos sistemas de velocidad en la galaxia Seyfert 1 NGC 5548.

3.1. Introducción

El primer estudio realizado fue hecho sobre el WA de la galaxia NGC 5548 localizada a $z=0.01717$, una galaxia Seyfert 1 que ha sido extensivamente estudiada en diferentes longitudes de onda (óptico a rayos-X). Los resultados obtenidos del análisis fueron reportados en un artículo publicado en *Astrophysical Journal* con clasificación 711 (2010) 888-906. El continuo de emisión en la región de 0.2 a 8.0 keV de este objeto (NGC 5548) fue ajustado con una ley de potencias con un índice de fotones (Γ) de 1.6 y una componente de cuerpo negro con una energía de $kT = 0.1$ keV. Encontramos que el Absorbedor Tibio en este AGN puede ser modelado de una manera simple con dos diferentes sistemas de velocidad de outflow, $v_{out} = -1100$ y -490 km s⁻¹ cada uno con dos fases en equilibrio de presión. El sistema de alta velocidad está conformado por las dos componentes de absorción, cuyos niveles de ionización corresponden a $\log U = 1.23$ y $\log U = 0.67$. La componente de alta ionización y alta velocidad produce absorción por estados de carga de Fe XXI-XXIV, mientras que la otra componente del sistema de alta velocidad, la de baja ionización produce absorción por Ne IX-X, Fe XVII-XX, O VII-VIII. El sistema de baja velocidad también requiere dos componentes de absorción, una con $\log U = 0.67$ que produce la absorción por Ne IX-X, Fe XVII-XX, O VII-VIII, y otra con $\log U = -0.49$, produciendo absorción por O VI-VII y transiciones de la capa interna M de Fe. Una vez que son consideradas estas componentes, los datos no requieren ninguna otra. En particular un modelo que consiste de un continuo radial de estructuras de ionización, como había sido sugerido por previos análisis, no es requerido. Las dos componentes en cada sistema de velocidad están en equilibrio de presión cada una con la otra. Esto sugiere que cada sistema de velocidad consiste de un medio multifase. Esta es la primera vez que diferentes sistemas de velocidad de outflow han sido modelados independientemente en los rayos-X para esta fuente. Las componentes cinemáticas y las densidades columnares iónicas encontradas en la banda de los rayos-X están en acuerdo con las principales componentes cinemáticas del absorbedor reportado en la banda del UV. Esto soporta la idea de que el gas absorbedor de UV y rayos-X son parte del mismo fenómeno.

3.2. THE TWO-PHASE, TWO-VELOCITY IONIZED ABSORBER IN THE SEYFERT 1 GALAXY NGC 5548

Mercedes Andrade-Velázquez, Yair Krongold, Martin Elvis, Fabrizio Nicastro, Nancy Brickhouse, Luc Binette, Smita Mathur & Elena Jiménez-Bailón

3.2.1. Abstract

We present an analysis of X-ray high quality grating spectra of the Seyfert 1 galaxy NGC 5548 using archival *Chandra*-HETGS and LETGS observations for a total exposure time of 800 ks. The continuum emission (between 0.2-8 keV) is well represented by a power law ($\Gamma = 1,6$) plus a black-body component ($kT = 0,1$ keV). We find that the well known X-ray warm absorber in this source consists of two different outflow velocity systems. One absorbing system has a velocity of -1110 ± 150 km s⁻¹ and the other of -490 ± 150 km s⁻¹. Recognizing the presence of these kinematically distinct components allows each system to be fitted independently, each with two absorption components with different ionization levels. The high velocity system consists of a component with temperature of $2,7 \pm 0,6 \times 10^6$ K, $\log U = 1,23$ and another component with temperature of $5,8 \pm 1,0 \times 10^5$ K, $\log U = 0,67$. The high-velocity, high-ionization component produces absorption by charge states Fe XXI-XXIV, while the high-velocity, low-ionization component produces absorption by Ne IX-X, Fe XVII-XX, O VII-VIII. The low-velocity system required also two absorbing components, one with temperature of $5,8 \pm 0,8 \times 10^5$ K, $\log U = 0,67$, producing absorption by Ne IX-X, Fe XVII-XX, O VII-VIII. The other with lower temperature ($3,5 \pm 0,35 \times 10^4$ K), and lower ionization ($\log U = -0,49$); producing absorption by O VI-VII and the Fe VII-XII M-shell UTA. Once these components are considered, the data do not require any further absorbers. In particular, a model consisting of a continuous radial range of ionization structures (as suggested by a previous analysis) is not required.

The two absorbing components in each velocity system are in pressure equilibrium with each other. This suggests that each velocity system consists of a multi-phase medium. This is the first time that different outflow velocity systems have been modelled independently in the X-ray band for this source. The kinematic components and column densities found from the X-rays are in agreement with the main kinematic components found in the UV absorber. This supports the idea that the UV and X-ray absorbing gas is part of the same phenomenon. NGC 5548 can now be seen to fit in a pattern established for other warm absorbers: 2 or 3 discrete phases in pressure equilibrium. There are no remaining cases of a well studied warm absorber in which a model consisting of a multi-phase medium is not viable.

3.3. Introduction

In $\sim 50\%$ Seyferts 1 and quasars there is an interesting phenomenon, the ionized absorber or warm absorber (WA) (Reynolds 1997; Crenshaw et al. 2003a; Piconcelli et al. 2005). This phenomenon was observed in the X-ray band for the first time in the spectrum of the quasar MR2251-178 by Halpern (1984) with the Einstein Observatory.

More recently, high resolution observations by *Chandra* and *XMM-Newton* have revealed the presence of blueshifted absorption lines ($v_{out} \approx -500$ to -2300 km s $^{-1}$ with respect to the AGN host rest frame; Collinge et al. 2001; Kaspi et al. 2002), produced by warm ionized gas ($T \sim 10^4 - 10^6$ K; Krongold et al. 2003). These reveal the nature of the WA as an outflowing wind. The absorbing gas usually shows several components with different states of ionization, as it is demonstrated, for instance, by the different transitions of Oxygen (O VII, O VIII), or the different transitions of Iron (Fe VII-XII and Fe XVII-XXII). Transitions by CIV, NV, and OVI are observed in both the X-ray and UV spectra of these sources (with similar outflow velocities, suggesting a connection between the narrow absorption line systems in the UV and the WA (Crenshaw et al. 1999, Kaastra et al. 2000; Kaspi et al. 2002; Krongold et al. 2003; Steenbrugge et al. 2005).

The possibility that the absorbing components with different ionization states are in pressure equilibrium with each other, has been suggested by the analysis of several Seyfert 1 galaxies: NCG 3783 (Krongold et al. 2003, Netzer et al. 2003), NCG 985 (Krongold et al. 2005; 2009), NGC 4051 (Krongold et al. 2007), Mrk 279 (Fields et al. 2007). These results strongly suggests that the absorbers consist of a discrete multi-phase medium. Is important point out that these studies were carried out by fitting observations using photoionization models. A detailed model for the WA consisting of a thermal multiphase wind, with a density-size spectrum has been presented by Chelouche & Netzer (2005); Chelouche (2008). Another representation of the absorber (which includes calculations of line radiative transfer, but does not fit directly the data) may be a constant pressure medium with a radially stratified density distribution (Rózańska et al. 2006).

3.3.1. The Warm Absorber in NGC 5548

NGC 5548 (classified as a Seyfert 1 with Broad Emission Lines, Full Width Half Maximum ($FWHM_{H\beta}$) = 5610 km s $^{-1}$; Turner et al. 1999) is at a redshift $z = 0,017175 \pm 0,000023$ (De Vaucouleurs, 1991; the determination of z was performed with the detection of an HI emission line with negligible error in the velocity, Heckman et al. 1978), and has a luminosity of $L_{2-6keV} = (2,0 - 2,8) \times 10^{43}$ erg s $^{-1}$ (Branduardi-Raymont, 1986; Nicastro et al. 2000; present work).

This galaxy has been studied many times in the optical, UV, and X-ray bands. The optical variability of the source allows detailed reverberation mapping studies of the Broad Emission Line Region (BELR; e.g. Peterson, 1993), yielding a central black hole mass of $6,7 \pm 2,6 \times 10^7 M_{\odot}$ (Peterson 2004). This is ~ 33 times larger than, for instance, the NGC 4051 black hole mass ($2 \times 10^6 M_{\odot}$, Peterson et al. 2004)¹, for which the WA has been extensively studied and has been described as an accretion disk wind (Krongold et al. 2007). The BELR radius calculated using the H β emission line for NGC 5548 is $21.2 \pm 2,4$ l-d (Kaspi et al. 2000) and the He II BELR is 16.2 l-d (Bottorff 2002). This is ~ 3 and ~ 5 times larger, respectively, than the NGC 4051 BELR radius.

The X-ray flux is variable (Branduardi-Raymont, 1989; Nandra et al. 1991; Chiang et al. 2000; Markowitz et al. 2003). The long-term X-ray and optical continuum light

¹However, note that Marconi et al. (2008) suggested that the black hole mass of Narrow Line Seyfert 1 galaxies (like NGC 4051) is underestimated by a factor ~ 5 , when radiation pressure is taken into account in the virial theorem.

curves are highly variable and are correlated (Uttley et al. 2003). It has been suggested that these variations are due to thermal instabilities in the inner disk (Treves et al. 1988). The short-term X-ray variability may be more concentrated toward the center of the accretion flow (Uttley et al.).

Low resolution X-ray studies (e.g. Nicastro et al. 2000, using *BeppoSAX* satellite observations) showed the presence of an ionized absorber, as the data presented transitions consistent with bound-free absorption by H-like and He-like ions of O. The first high resolution spectrum of NGC 5548, obtained with the *Chandra* Low Energy Transmission Grating Spectrometer (LETGS), confirmed the presence of the ionized absorber with many absorption lines from transitions such as C VI, N VII, O VII-VIII, and Ne IX-X (Kaasstra et al. 2000). In the UV band, spectra obtained with the Goddard High-Resolution Spectrograph (GHRS) on the Hubble Space Telescope (HST) presents multiple velocity components, with intrinsic absorption lines such as $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1549$, and $\text{NV}\lambda 1242$ (Mathur et al. 1999, Crenshaw et al. 2003b). Five different kinematic blueshift components are observed with velocities corresponding to -166, -336, -530, -667, and -1041 km s^{-1} (components 5 to 1 in Crenshaw et al. 2003b). Far Ultraviolet Spectroscopic (FUSE) spectra also show intrinsic OVI and $\text{Ly}\beta$ absorption (Brotherton et al. 2002).

NGC 5548 is the first Seyfert galaxy for which a possible connection between the X-ray and UV absorbers was suggested (Mathur et al. 1995) given the ionization state of the medium (though a connection has already been suggested for the quasar 3C 351 by Mathur et al. 1994). However, the exact nature of this connection in NGC 5548 has been controversial. Brotherton et al. (2002) disputed this conclusion by the discrepancies in the OVI ionic column densities inferred in the two bands. Arav et al. (2003) then found consistency between these columns, once the effects of velocity-dependent covering fraction in the UV band are considered. However using simultaneous *Chandra*-LETGS and HST-STIS² observations, Crenshaw et al. (2003)b report that the ratio $\frac{N(\text{OVI})}{N(\text{CIV})}$, in the UV component 1, is 2.5, which suggests a gas with low ionization state, implying low O VII and O VIII column densities. Crenshaw et al., then suggested no relation between the UV and X-ray absorbers. Using *Chandra* High Energy Transmission Grating Spectrometer (HETGS) and LETGS data, Steenbrugge et al. (2005) proposed again a link between that X-ray and UV absorbers, given the similar kinematics seen in the absorption lines in the two bands. A new study based on 2002 UV spectra suggested that at least a part of UV component 3 should produce absorption in X-rays range (Crenshaw et al. 2009). While it is clear that some connection exists, the exact relation between the UV and X-ray absorbers remains uncertain.

NGC 5548 is perhaps an exception to the idea that the WA is a multi-phase medium possibly in pressure balance (§3.3). A continuous radial range of ionization states was suggested for the structure of the WA in this source (Steenbrugge et al. 2005). It should be noted that NGC 5548 has an unusually low Galactic column density ($1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, Murphy et al. 1996), so the X-ray spectrum remains less absorbed at soft X-ray wavelengths than in most AGN. This broader wavelength range exposes extra atomic transitions that can provide additional constraints on WA conditions (for instance NGC 3783, has a very well studied absorber, but has a substantially higher Galactic column density than NGC 5548, $9.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, Murphy et al. 1996). Thus, it is worthwhile to test the multi-phase scenario for the absorber in this object.

²(Hubble Space Telescope-Space Telescope Imaging Spectrograph)

For these reasons, an analysis of all the seven *Chandra* datasets seems in order. We re-analyzed archival *Chandra* LETGS and HETGS high resolution spectra of NGC 5548. Despite previous results that suggest that only a continuous radial flow could model the absorber (Steenbrugge et al. 2005), we show that its physical structure is also consistent with a multi-phase medium. We contrast our results with previous studies of this source. In section 2 we describe the observations and data reduction. In section 3 we describe our data modeling. In § 4 we discuss our results, and in § 5 their implications.

3.4. Data Processing

NGC 5548 was observed seven times with the *Chandra* X-ray Observatory (Weisskopf et al. 2000) between 1999 and 2005 (see Table 3.1). Two observations were carried out with the HETGS (Canizares et al. 2000) with the light dispersed on to the Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS; Garmire et al. 2003). The remaining five observations were obtained with the LETGS (Brinkman et al. 2000) and the High Resolution Camera (HRC; Murray et al. 2000). We retrieved the primary and secondary data products of the observations from the *Chandra* data archive³. The data reduction was performed with the *Chandra* Interactive Analysis of Observations software (CIAO v.3.4⁴; Fruscione et al. 2002). We followed the data analysis threads provided by the *Chandra* X-ray Center⁵. Negative and positive first order spectra were extracted and response matrices created for each observation. In this paper, we explore the time-averaged properties of the spectra, focusing on the best possible determination of the different ionization and velocity components of the well-known ionized absorber in this AGN. Thus, we co-added the spectra obtained with each instrument to get the maximum signal to noise ratio (S/N). This gave a total net exposure time of 236 ks for the MEG and HEG spectra, and 564 ks for the LEG spectrum. The source shows flux differences among observations. The change in flux between the 2 HETGS observations is ≈ 1.7 . The change in flux among the LETGS data is a factor of 6 during the six years of observations (see Fig.3.1). The change in flux in short time scales between consecutive (LETGS) observations is ≈ 1.2 - 1.6 (see Table 3.1), (for observations separated by 3 days). A time-evolving analysis is postponed to a forthcoming paper (Andrade-Velazquez et al. in preparation). However, we discuss the possible effects that these variations in our analysis in Section 3.5.2.

We have analyzed the data in the range between (1.57 to 10.81) Å ((1.15 to 7.90) keV) for the HEG, (2.46 to 24.58) Å ((0.50 to 5.04) keV) for MEG, and (8.85 to 49.15) Å ((0.25 to 1.40) keV) for LEG. All the data were binned by a factor of 2, corresponding to 0.005 Å, 0.01 Å, and 0.025 Å per bin for the HEG, MEG and LEG, respectively.

³<http://cxc.harvard.edu/cda/>

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

⁵<http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/index.html>

Cuadro 3.1: Observations Log of NGC 5548.

Observation	UT Start Date	Exposure ^a	Flux _{0.47-1.7keV} ^b	S/N(22Å)
HETG/ACIS-S				
(2)837	2000-02-05 15:37	82.3	1.14	6.63
(3)3046	2002-01-16 06:12	153.9	1.96	4.69
TOTAL		236.2		8.12
LETG/HRC-S				
(1)330	1999-12-11 22:51	85.98	2.99	34.27
(4)3045	2002-01-18 15:57	169.68	1.38	35.71
(5)3383	2002-01-21 07:33	171.02	2.19	33.32
(6)5598	2005-04-15 05:18	116.43	0.56	14.45
(7)6268	2005-04-18 00:31	25.19	0.46	9.38
TOTAL		568.3		62.09

^aIn ks^bIn 10⁻¹¹ erg s⁻¹cm⁻¹

3.5. Modeling

We have used the CIAO software Sherpa⁶ (Freeman et al. 2001) to perform spectral fits to the data. In all the models described below, the attenuation due to the Galactic absorption was accounted for with a neutral absorber (see § 1). We first focus on the HETGS (HEG and MEG) data. Then, we compare the final HETGS model with the LETGS data, and find a good fit at both short and long wavelengths (see below).

3.5.1. Fitting the HETG data.

MODEL A: No Absorption Components.

Initially, we fit the data with a power law, following previous analysis (Reynolds et al. 1997: Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics -*ASCA*; Nicastro et al. 2000 *BeppoSAX*) and a black-body component (Kaastra & Barr 1989, Steenbrugge et al. 2005), see Table 3.2, Model A. We further added four Gaussians to model the evident emission lines (see Table 3.3⁷).

Three emission lines are resolved, with FWHM between 500-700 km s⁻¹ (MEG has an FWHM resolution of $\simeq 155$ km s⁻¹ at 19 Å). These lines are in the soft band (consistent with Ne IX λ 13.69, O VII λ 22.10, and N VI λ 23.27). The short wavelength (≤ 5 Å) region of the spectra shows the presence of the fourth emission line. This corresponds to the commonly found low-ionization (\leq Fe XVII) Fe K $_{\alpha}$ line (6.4 keV, Nandra et al. 2007), and is located at 1.937 Å (without any shift from the rest frame of the host galaxy). Yaqoob et al. (2001) report an EW of 133 eV and a width of 4515^{+3525}_{-2645} km s⁻¹ and suggest a possible origin in the outer Broad Line Region (BLR). We report a full width half maximum (FWHM) of 2644 ± 2469 km s⁻¹ consistent with the value reported by Yaqoob et al. We find a slightly lower EW than this authors, EW $\sim 92.2 \pm 43.9$ eV, however, a detailed analysis of this line is beyond the scope of this paper.

⁶<http://cxc.harvard.edu/sherpa>

⁷This Table lists eight emission lines, as a detailed analysis of the spectra §3.4 revealed the presence of another four emission lines

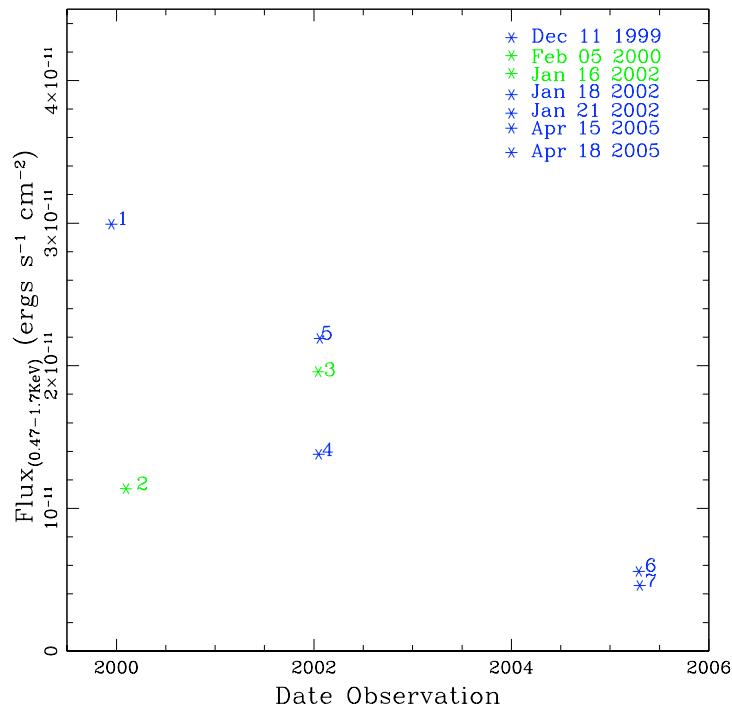


Figure 3.1: NGC 5548 light curve for the observations analyzed in this work. Points 2 and 3 correspond to HETGS observations and points 1, and 4-7 to LETG observations.

Though model A was statistically acceptable ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 3813/4112$), strong negative residuals between (5-24.5) Å are present, consistent with absorption features by ionized atoms (Fe XVII-XXII, O VII-VIII, Ne IX-X, Si XIII-XIV, N VI-VII, and Mg XI-XII) due to the well-known WA in this source (see Fig.3.2).

3.5.2. Ionized Absorber : fitting with PHASE

To model the features produced by the ionized absorber, we used the code PHASE (Krongold et al. 2003). The code has 4 free parameters per absorbing component, namely 1) the ionization parameter at the illuminated face of the absorber $U = \frac{Q(H)}{4\pi r^2 n_H c}$, where $Q(H)$ is the rate of H ionizing photons, r is the distance to the source, n_H is the hydrogen number density and c is the speed of light; 2) the hydrogen equivalent column density N_H , 3) the outflow velocity of the absorbing material V_{out} and 4) the micro-turbulent velocity V_{turb} of the material. Usually, the micro-turbulent velocity is not left free to vary, because the different transitions due to ionized gas are heavily blended, or because the different velocity components are also blended and cannot be resolved (e.g. Krongold et al. 2003, 2005 for NGC 3783). In the case of NGC 5548, with the HETGS data resolution, it is possible to distinguish two velocity components (see below). So, despite the fact that the individual absorption lines cannot be resolved, we have left the micro-turbulent velocity free to vary (at least for the strongest absorbing components, see below). PHASE

Cuadro 3.2: Models used to fit the NGC 5548 spectra.

M	Continuum parameters				EL ^d
	Power Law		Blackbody		
	Γ	A_{pwlw}^a	kT(keV)	A_{BB}^b	
A	1.52±0,006	4.87±0,02 × 10 ⁻³	0.012± ^c	1.00×10 ⁻⁹ ± ^c	4
B	1.560±0,007	5.20±0,03 × 10 ⁻³	0.085±0,005	6.98±1,36 × 10 ⁻⁵	4
C	1.568±0,007	5.00±0,03 × 10 ⁻³	0.083±0,005	7.28±1,54 × 10 ⁻⁵	4
D	1.595±0,008	5.00±0,05 × 10 ⁻³	0.099±0,006	5.65±1,07 × 10 ⁻⁵	4
E	1.597±0,009	5.40±0,05 × 10 ⁻³	0.110±0,007	5.17±0,85 × 10 ⁻⁵	4
F ^e	1.598±0,010	5.46±0,05 × 10 ⁻³	0.116±0,009	4.51±0,75 × 10 ⁻⁵	8
G	1.778±0,02	7.84±0,05 × 10 ⁻³	0.083±0,002	5.93±0,02 × 10 ⁻⁵	7

Goodness of the tested models					
	SHIP _{HV}		WA		Goodness $\chi^2, dof, chi^2/dof$
	HIP _{HV}	HIP _{HV}	HIP _{LV}	LIP _{LV}	
A	–	–	–	–	3813, 4112, 0.93
B	–	✓	--	–	3053, 4108, 0.74
C	✓	✓	--	–	2987, 4104, 0.73
D	✓	✓	✓	--	2946, 4100, 0.72
E	✓	✓	✓	✓	2904, 4096, 0.71
F ^e	✓	✓	✓	✓	2885, 4102, 0.70
G	✓	✓	✓	✓	2013, 1618, 1.24

^a In	units of	10 ⁻³ phs ⁻¹ cm ⁻² keV ⁻¹	at 1keV.		
^b In	units of	10 ⁻⁵ L ₃₉ /D ₁₀ ² , where	L ₃₉ is the	source	luminosity in units
	of	D ₁₀ ² is the distance to	the source	in units of 10	kpc.
^c The	uncertains	cannot be found due to	the presence	of the	absorber.
^d EL:	Emission	Lines.			
^e F=	Model E	plus the other lines	remain	(see Table 3).	

has the advantage of producing a self-consistent model for each absorbing component, because the code starts without any prior constraint on the column density or population fraction of any ion. We have assumed solar elemental abundances (Grevesse & Noels 1993). So, given the intrinsic Spectral Energy Distribution (SED, the approximation of this input parameter is explained in the next subsection) of the source, the column density, and the ionization parameter of the absorbing media, the ionization balance is fixed.

In all the models described below, we have assumed that the continuum source (including the soft excess) is fully covered by the ionized absorbing gas while the emission lines are produced outside the region where the absorbing material is located.

Spectral Energy Distribution

The X-ray to radio SED of NGC 5548, used to calculate the ionization balance of the gas, was defined in the following way: Between the radio and the near UV ranges, we used (non simultaneous) data from NED (NASA/IPAC Extragalactic Database⁸, references are attached in Appendix §A). In the range between 100 μ m and 912 \AA , we performing a linear fit to the over 100 references of flux measurements found in NED. For the region between (0.25-7.90) keV ([1.57 - 49.15] \AA), we used the power law (Γ) as well as the black-body contribution, as inferred from the fits to the continuum presented

⁸<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

Cuadro 3.3: Emission lines in the NGC 5548 spectrum

ION	Rest Frame $\lambda(\text{\AA})$	Measure $\lambda(\text{\AA})$	FWHM (kms^{-1})	EW(m \AA)
HETG SPECTRUM				
Fe K_{α}	1.937	$1.9368^{+0.0086}_{-0.0070}$	2644.4 ± 2469	$27.9^{+48.4}_{-13.3}$
Si XIII	6.648	$6.739^{+0.005}_{-0.005}$	754 ± 938	$3.7^{+1.4}_{-1.4}$
Ne IX	13.699	$13.678^{+0.005}_{-0.006}$	485 ± 593	$22.6^{+31.7}_{-}$
O VII	21.607	$21.597^{+0.018}_{-0.018}$	936 ± 636	$35.9^{+19.6}_{-19.7}$
O VII	21.807	$21.785^{+0.005}_{-0.007}$	928 ± 299	$73.2^{+28.5}_{-25.5}$
O VII	22.101	$22.075^{+0.007}_{-0.008}$	915 ± 311	$244.2^{+54.8}_{-54.1}$
N VI	23.024	$23.035^{+0.014}_{-0.304}$	327 ± 373	$26.2^{+17.0}_{-17.0}$
N VI	23.277	$23.306^{+0.010}_{-0.010}$	673 ± 398	$80.9^{+29.3}_{-27.3}$
LETG SPECTRUM				
Ne IX	13.699	$13.677^{+0.016}_{-0}$	60.7 ± 822	$5.9^{+2.1}_{-2.2}$
O VII	21.607	$21.623^{+0.022}_{-0.019}$	944 ± 513	$34.9^{+9.8}_{-7.9}$
O VII	21.807	$21.760^{+0.025}_{-0.013}$	935 ± 554	$42.8^{+23.1}_{-8.0}$
O VII	22.101	$22.075^{+0.004}_{-0.004}$	923 ± 159	$119.0^{+10.1}_{-10.1}$
N VI	29.534	$29.502^{+0.021}_{-0.016}$	462 ± 884	$23.9^{+13.0}_{-9.5}$
N VI	29.081	29.029^a	10^a	$11.5^{+7.1}_{-0}$
C V	41.472	41.429^a	20 ± 452	$121.1^{+38.8}_{-38.8}$
^a The	uncertainties	cannot be	found.	

Cuadro 3.4: The Best Continuum Parameter

Power Law		
Photon Index (Γ)	Normalization ^a	N_{HGal} (cm^{-2})
HETGS 1.59 ± 0.010	54 ± 0.5	1.83×10^{20}
LETGS 1.77 ± 0.02	78 ± 0.5	
Thermal component		
kT (keV)	Normalization ^b	—
HETG 0.11 ± 0.009	0.45 ± 0.08	—
LETG 0.083 ± 0.0016	0.59 ± 0.002	—
^a In 10^{-4} photons	$\text{keV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	at 1 keV.
^b In $10^{-4} L_{39}/D_{10}^2$,	where L_{39} is	the source
luminosity in	units of $10^{39} \text{erg s}^{-1}$	and D_{10} is the
distance to	the source in units	of 10 kpc.

in Table 3.4. For energies ≥ 8 keV, we extrapolated the derived Γ in our fits up to 130 keV, where a cut-off is observed (Nicastro et al. 2000). Given that the UV SED shape has only a second order effect on the ionization balance of the X-ray species, as these charge states have ionization potentials larger than 0.1 keV (see Netzer 1996, Steenbrugge et al. 2003), we have connected the unobservable region of the SED between 912 \AA and 0.25 keV with a simple power law (Haro-Corzo et al. 2007). The radio region (at 21 cm) was connected with the infrared (100 μm) also with a simple power law. Figure 3.3 shows the final SED used in this work.

Modelling Averaged Spectra

An important caveat of averaging the different datasets is that the the physical properties of the absorbers might have changed among observations, either because of intrinsic changes or because of changes induced by the variations in the flux level. We

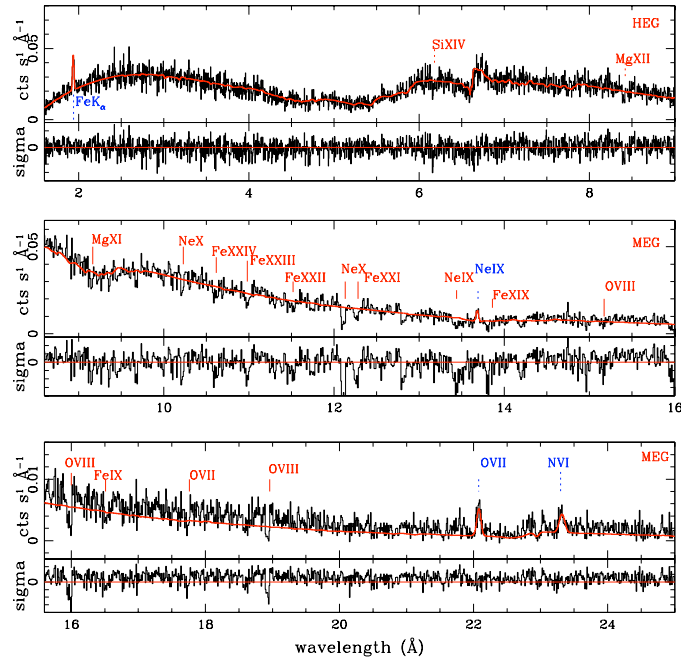


Figure 3.2: Model A plotted over *Chandra*-MEG data (1.6-24.5 Å) of NGC 5548. The model (red thick line) consists of a powerlaw and a black-body component plus four strong emission lines (blue labels). Another four possible emission lines are also marked. Possible transitions due to the ionized absorber are indicated with red labels.

note, that Kaastra et al. 2002 and Steenbrugge et al. 2005 report similar values for the Hydrogen equivalent column density (within the uncertainties) for the 1999 and 2002 observations (see Table 3.1). Then, we do not expect a significant change in the equivalent Hydrogen column density among the seven observations. The same is true for the outflow velocity of the absorbing gas.

However, the flux level changes between the observations used in this work. Assuming the gas is in photoionization equilibrium, this would drive changes by the same factors observed in the ionization parameter (U) of the gas (producing changes in the gas opacity; Nicastro et al. 1999). There is a flux variation by a factor of 1.7 between the HETG observations, thus, the expected variation between these two observations will be $\Delta(\log U) = 0.23$. For the LETG observations, there is a large change in flux (by a factor of 6 during 6 years; see Fig. 3.1) between the first and last two observations. In photoionization equilibrium this would produce a change $\Delta(\log U) = 0.77$ in the ionization parameter. Thus, our determination of this parameter in the co-added data will represent a weighted average over the different observations. We note that for the LETG, the 1999 and 2002 observations have the higher S/N and similar fluxes (different by a factor $\sim 2,19$, and also similar to the HETG observations). Then, the best fit value of the absorbing gas ionization parameter on the LETG co-added spectrum will be highly dominated by these observations (the inclusion of the 2005 fainter observations

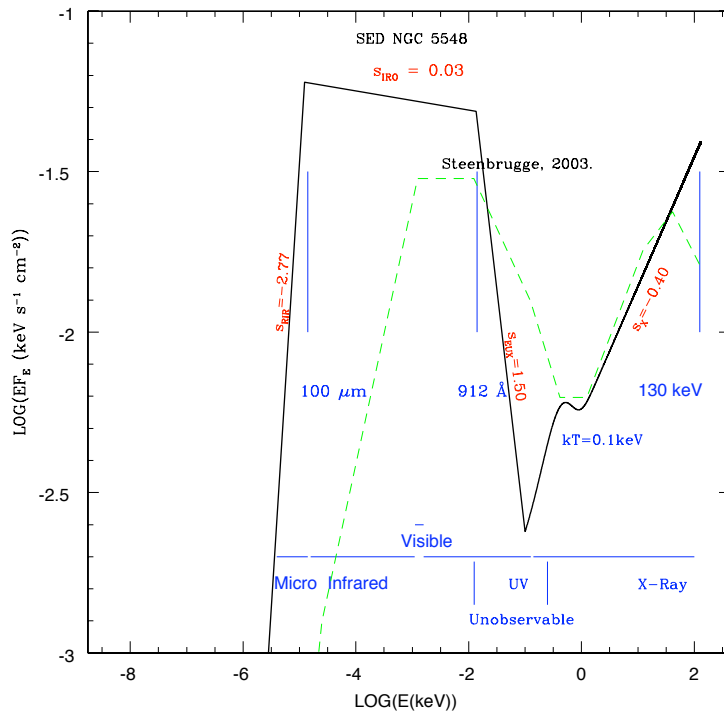


Figure 3.3: Spectral Energy Distribution used in this analysis (black solid line) to model the ionized absorber in the *Chandra* data of NGC 5548 (the SED is based on our observations and NED data, see §3.5 for details). Blue labels mark different observational bands (see § 3). The slopes adopted in each band are marked with red labels (this slope relates to the photon index as $\Gamma=s+2$). The dashed green line represents the SED used by Steenbrugge et al. 2005.

contribute to increase the S/N by $\sim 10\%$).

3.5.3. Ionized Absorber

Model B: One Ionized Absorber Component.

We made a new model, B, by including a single ionized absorbing component to model A. Table 3.5 shows the best fit parameters values for this model. The outflow velocity is $\sim 740 \pm 150$ km s $^{-1}$ and could correspond to the UV component 2, which has a value ~ 667 km s $^{-1}$. Given the ionization parameter ($\log U_B$) and column density ($\log N_{HB}$) of this component (see Table 3.2), this model fits the absorption lines produced by ions such as Fe XVII-XXII, Ne IX-X, Si XIII, Mg XI-XII, and O VIII (see Fig. 3.4). The fit gives a significant improvement over model A ($\chi^2 = 3053$ for 4108 d.o.f.; $\Delta\chi^2 = 760$). An F-test gives a higher than 99,99% confidence level for the presence of the absorber (see Table 3.2). The absorbing component can reproduce ~ 20 absorption features (including blends) in the wavelength region (5 - 20) Å. However, significant residuals remain at 6.18 Å, which are probably due to a Si XIV transition ($\lambda 6.182$), and at 10.62 Å and 11.01 Å, probably corresponding to transitions by Fe XXIV ($\lambda 10.619$)

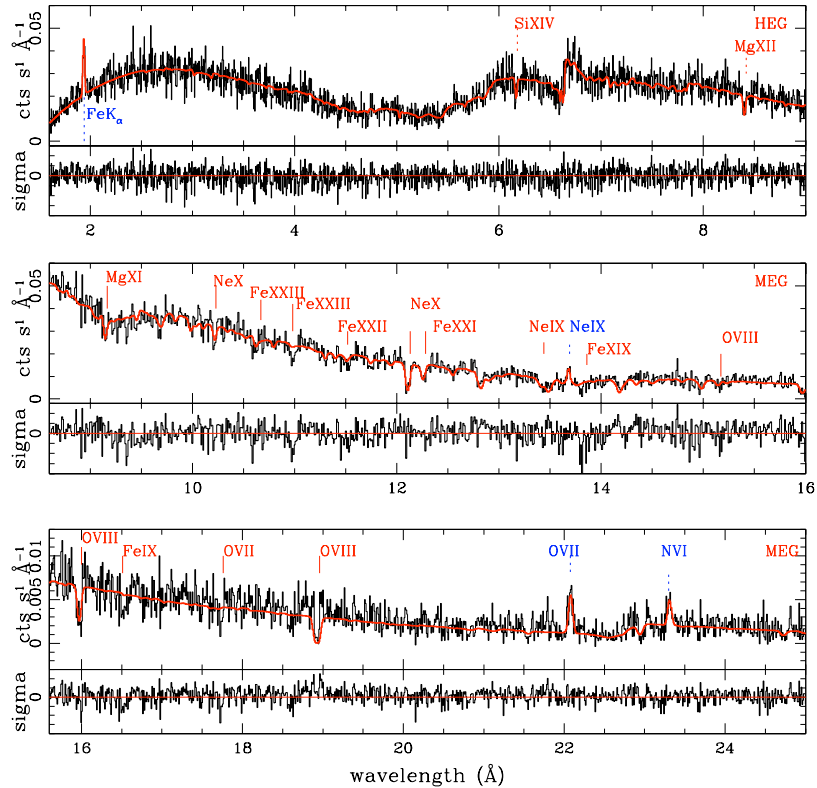


Figure 3.4: Model B plotted over *Chandra*-MEG data (1.6–25 Å). This model (red thick line) includes the same components of model A plus one absorbing component. Emission and absorption lines are marked as in Figure 3.2.

and FeXXIII($\lambda 11.019$), see Figure 3.5; indicating the possible presence of another absorbing component of gas with higher ionization. Strong residuals found close to 16.5 Å, could correspond to inner transitions of FeIX, further suggesting the possible presence of another absorber with lower ionization state.

In addition, a detailed inspection of the spectrum near the absorption lines fit by this model (MgXI, NeIX, FeXVII, and SiXIV) reveals a complex structure in the line profile, with additional absorption with an outflow velocity of ~ -1040 km s $^{-1}$ (see Fig. 3.6). These results, implying additional components and complex velocity structure, are consistent with the analysis of Steenbrugge et al. (2005). We will model these additional components in the following sections.

Model C: Two Ionized Absorber Components.

Model C includes two absorbing components, whose parameters are again free to vary. This model gives a $\chi^2 = 2987$ for 4104 d.o.f., significantly improving over model B ($\Delta\chi^2 = 66$, an F-test, gives a confidence of larger than 99,99% for the addition

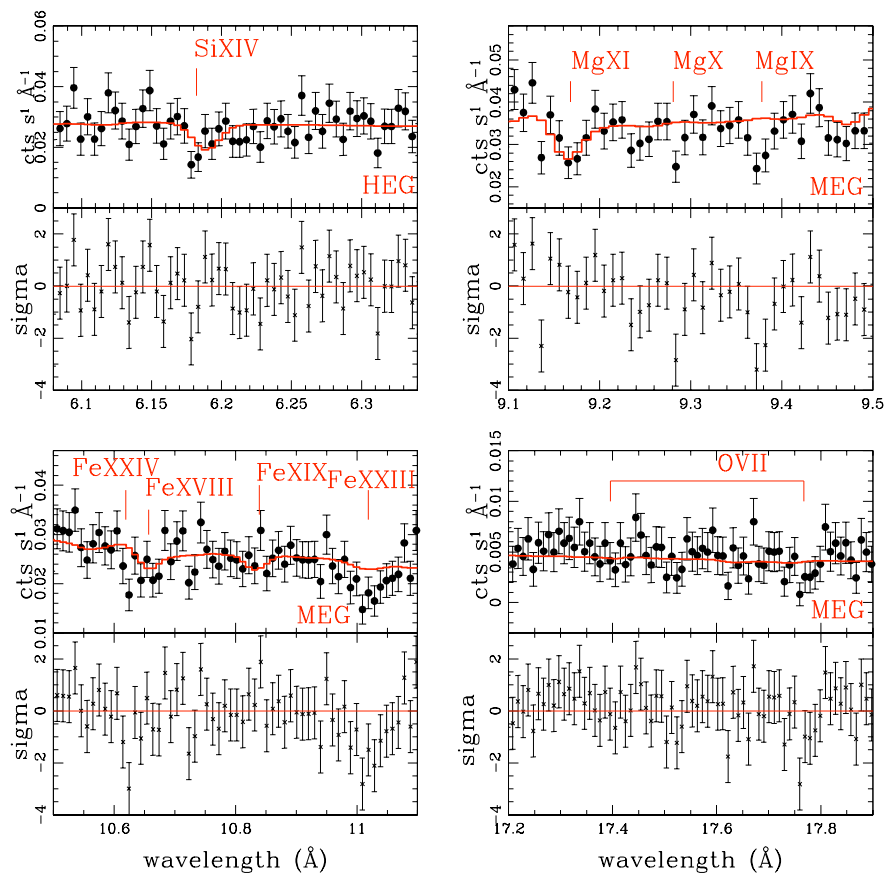


Figure 3.5: Model B and residuals in selected regions of the spectrum showing that the presence of additional absorbing material with higher and lower ionization is required by the data.

of these parameters). The ionization parameters ($\log U_{C1}$ and $\log U_{C2}$) are different by almost a factor of 3 (see Table 3.5). The component with lower ionization (with $\log U_{C2}$ slightly lower than $\log U_{B1}$) models the transitions already fitted in model B: Si XIII–XIV, Ne IX–X, Mg XI–XII, Fe XVII–XXII, and O VIII (see Fig. 3.7). The higher ionization component (with $\log U_{C1} \sim 1.4 \times \log U_{B1}$) contributes weakly to fit these ions, but fits the transitions due to Fe XXIII–XXIV (not fitted in model B). The two components have different outflow velocities ($V_{outC1} = -1120 \text{ km s}^{-1}$ and $V_{outC2} = -450 \text{ km s}^{-1}$). We note that while model B partially fits the Si XIV line, the higher ionization component in model C ($\log U_{C1}$), which has also higher outflow velocity, improves the fit to the Si XIV line, i. e. this component fits the residuals that model B left around 6.18 \AA (see Fig. 3.7). While model C does reproduce, then, the lines produced by Si XIV, Fe XXI–XXIV, it cannot model the complex absorption profile observed also for other lines.

Cuadro 3.5: Models B-D Parameters for the Ionized Absorber

COMPONENT	logU	log N_H (cm $^{-2}$)	Vel $_{out}$ (km s $^{-1}$)	Vel $_{turb}$ (km s $^{-1}$)
B1	0.75±0.02	21.58±0.03	-740±150	536±35
C1	1.06±0.10	21.59±0.06	-1120±150	117±26
C2	0.63±0.02	21.28±0.04	-450±150	241±37
D1	1.14±0.02	21.71±0.08	-1120±150	113±42
D2	0.67±0.02	21.30±0.04	-450±150	275±117
D3	-0.49±0.08	20.74±0.10	-590±150	105±47

Model D: Three Ionized Absorber Components.

Motivated by the line profile residuals, we built a new model, D, by adding a third absorbing component, whose parameters are again free to vary, as are those of the other two components. Model D gives a $\chi^2 = 2946$ for 4100 d.o.f., improving significantly model C ($\Delta\chi^2 = 41$, F-test confidence level of 99,99%). All the three absorbing components have different ionization level. Two of the three absorbing components have similar values of logU to those found in model C. The third component has a much lower ionization level (by at least a factor ~ 14 , see Table 3.5), and fits the N VI-VII, O VII, Mg IX-XI lines, as well as the Fe VII-XII M-shell Unresolved Transitions Array [UTA] (see Fig. 3.8). The three absorbing components group in two different outflow velocity systems. One system, with outflow velocity in the range between -450 ± 150 and -590 ± 150 km s $^{-1}$, contains the systems with intermediate ($\log U_{D2}$) and low ($\log U_{D3}$) ionization level. The other velocity system ($V_{out} = -1116 \pm 150$ km s $^{-1}$) is formed by the high ionization component.

We note that model D still leaves some residuals around 16.5 Å, where an Fe IX transition lies. The reason for this discrepancy may be due to our use of the abbreviated data to model the UTA (see Krongold et al. 2003 and Behar et. al 2001 for further details).

Model E: Four Ionized Absorber Components.

Model D does not solve the problem of the line profile for several absorption lines with intermediate ionization state, in particular the Fe XVII and Ne X transitions. Therefore, model E was built by adding a fourth absorbing component to model D. This case gives a $\chi^2 = 2904$ for 4096 d.o.f. ($\Delta\chi^2 = 42$), which is statistically better than that of model D (an F-test shows that the fourth absorber is required at the 99,99% confidence level). The best-fit parameters value for each absorbing component are listed in Table 3.6, and the global fit to the HETGS data is shown in Figures 3.9 (for MEG data) and 3.5.3 (for HEG data). Model E again consists of two outflow velocity systems (hereafter High Velocity or HV for the system with $V_{out} = -1110 \pm 150$ km s $^{-1}$, and Low Velocity or LV with $V_{out} = -490 \pm 150$ km s $^{-1}$), each having two different ionization components⁹. The ionization parameter of the high ionization phase in the LV system (hereafter LV-HIP) is $\log U = 0.67$ with a column density of $\log N_H = 21.25$. The low ionization phase (LV-LIP) has $\log N_H = 20.74$ and $\log U = -0.49$. The features fitted by this system are the same ones

⁹The velocities for the HV and LV systems were calculated taking the average of the two components forming each system (see Table 3.6)

fitted in model D by the components similar to that model. The contribution of this velocity component to the global fit is shown in Figure 3.11.

The HV system has two absorbing components. One of the absorbing components of this system has a high ionization level ($\log U=0.671$, hereafter called HV-HIP), and a column density of $\log N_H=21.03$, and the other absorber has an even higher ionization level (hereafter called HV super-high ionization phase or HV-SHIP) with $\log U=1.23$ and $\log N_H=21.73$. Figure 3.12 shows the contribution of the HV system to the global fit of the spectrum. The HV-SHIP fits the same features model D does.

The HV-HIP of this system fits the same absorption lines as the LV-HIP (given that the ionization parameters of these two components are quite similar). The difference between these two components lies mainly in their outflow velocities, finally improving the fit to the line profile (as seen in Fig. 3.13). We note that this result is obtained without any constraint in the main parameters of the absorbers, which further confirms the presence of the two velocity systems. Separating the two components was possible given the excellent resolution of the HETGS, $\approx 155 \text{ km s}^{-1}$ (19 \AA) for MEG¹⁰.

¹⁰The resolution here and anywhere else is given with respect to the factor of 2 binning used in this analysis.

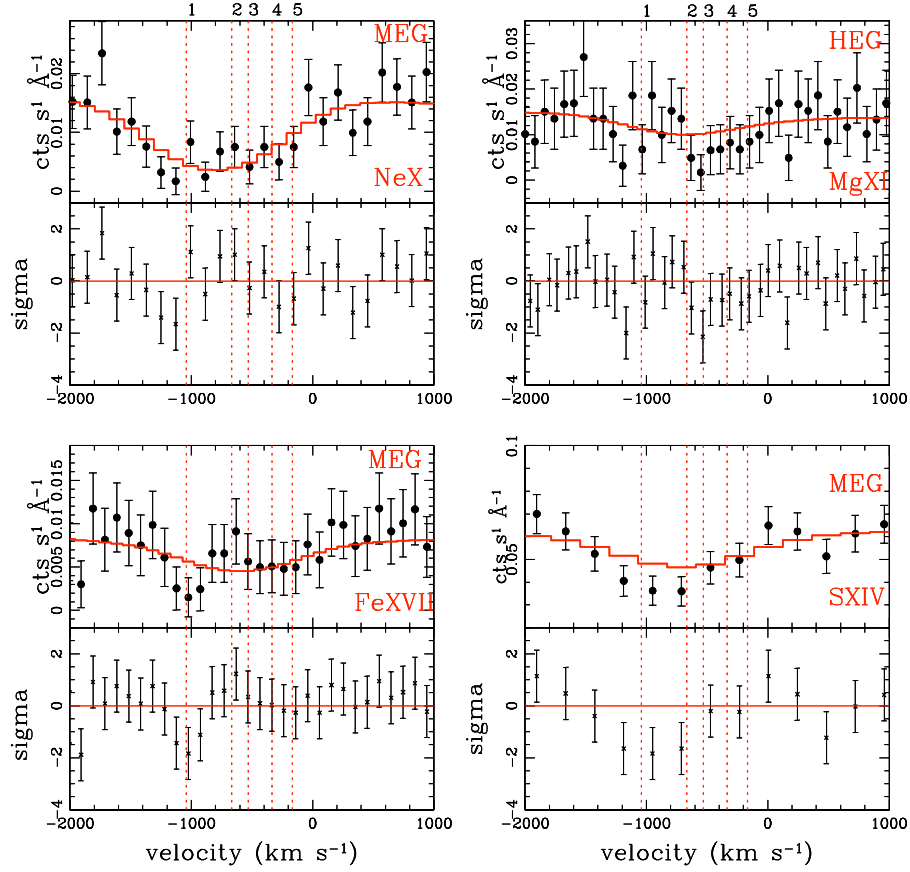


Figure 3.6: Detailed line profile for several absorbing features that are not well fitted by only one broad absorbing component. The dotted lines correspond to the outflow velocity of the UV components (Crenshaw et al. 2003). Significant residuals are found with outflow velocity consistent with UV component 1.

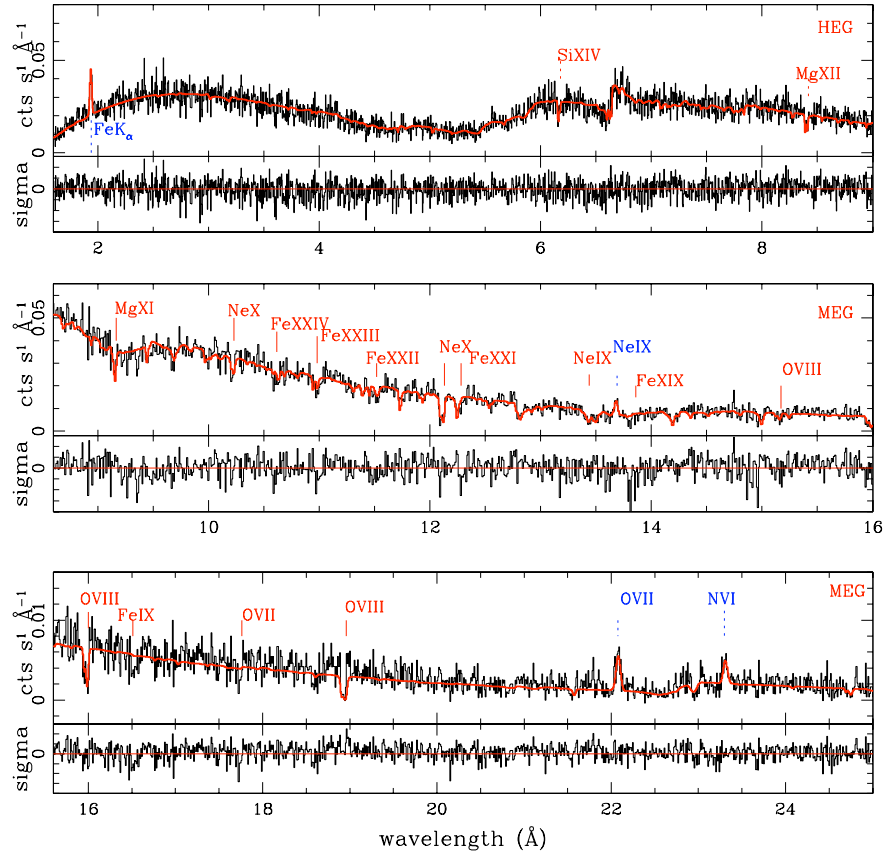


Figure 3.7: As Figure 3.4, but for model C, which includes two absorbing components. This model can fit transitions by both high and medium ionization level ions such as Fe_{XXIII–XXIV}.

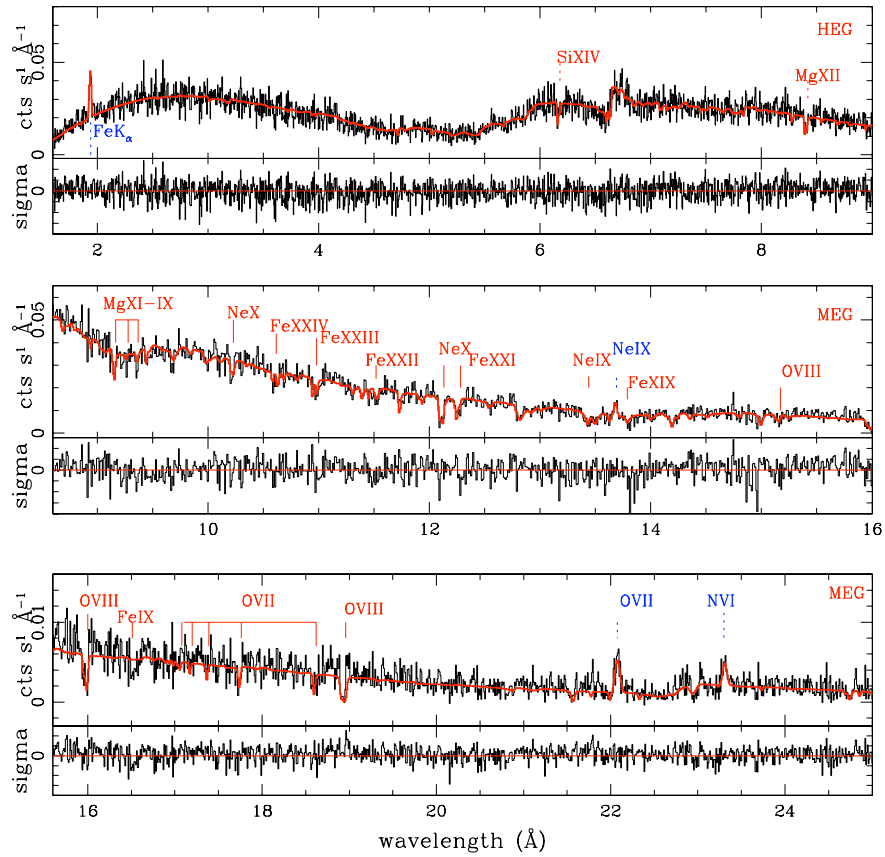


Figure 3.8: As Figure 3.4, but for model D (red thick line), which includes three absorbing components. The contribution of the lower ionization component is observed in transitions such as Mg_{IX-XI} and O_{VII}.

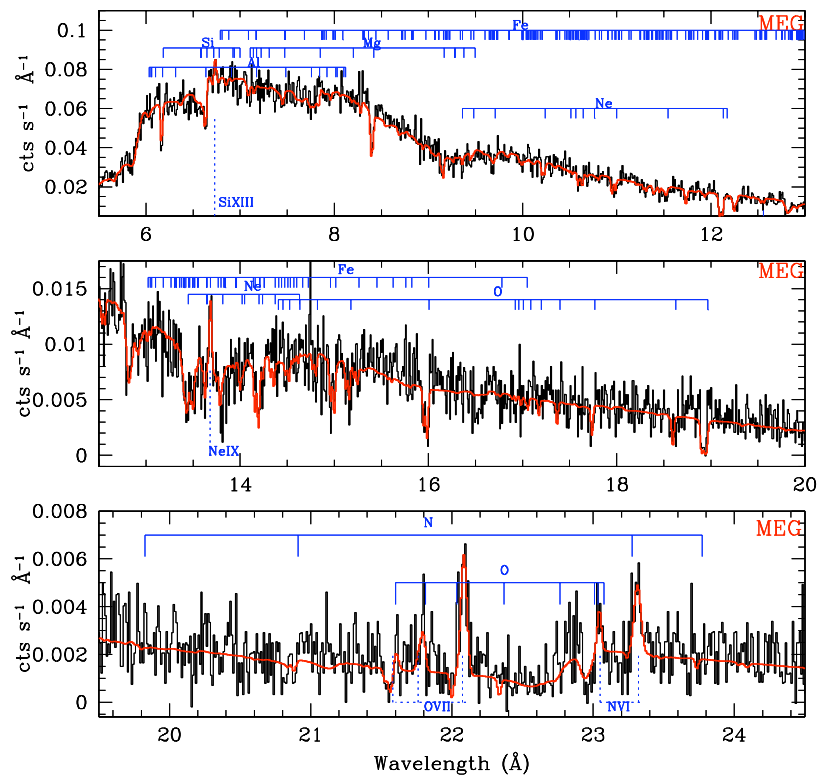


Figure 3.9: Model F (red thick line; corresponding to model E plus 4 additional emission lines, see § 3.4) plotted over the MEG spectra (5–24.5 Å) of NGC 5548. Two velocity components, each formed by two phases, are required to fit the data. The upper labels correspond to the absorption lines, while the lower labels mark the emission features.

3.5.4. Emission Features in the Spectra of NGC 5548

In the previous models we fitted four strong emission lines (the Fe K_{α} line, and the Ne IX, O VII, and N VI forbidden transitions). However, in the MEG data, there are four additional emission lines that can be detected with a significance level $> 2\sigma$ once the absorbers are properly modelled. These lines correspond to the resonant and intercombination transitions of O VII, the resonant transition of N VI and Si XIII line. We produced a new model including these lines (model F). The best fit parameters for the eight absorption lines included to fit the HETG data are given in Table 3.3. Figure 3.9 already includes these features.

Our analysis does not require the inclusion of broad emission features (as was reported by Steenbrugge et al. 2005). The forbidden (z), resonant (w), and intercombination (x+y) lines of He-like ions (Gabriel & Jordan 1969) can be used to derive the physical conditions of photoionized plasma (Porquet & Dubau 2000). In particular, the ratio between the forbidden and intercombination lines serve as a diagnostic of the electronic density n_e ($R(n_e) = \frac{z}{x+y}$). Using the R value of the O VII lines ($R(n_e) = 2.23 \pm 1.6$), and following Porquet & Dubau (their Figure 8), we find that the gas must be photoionized

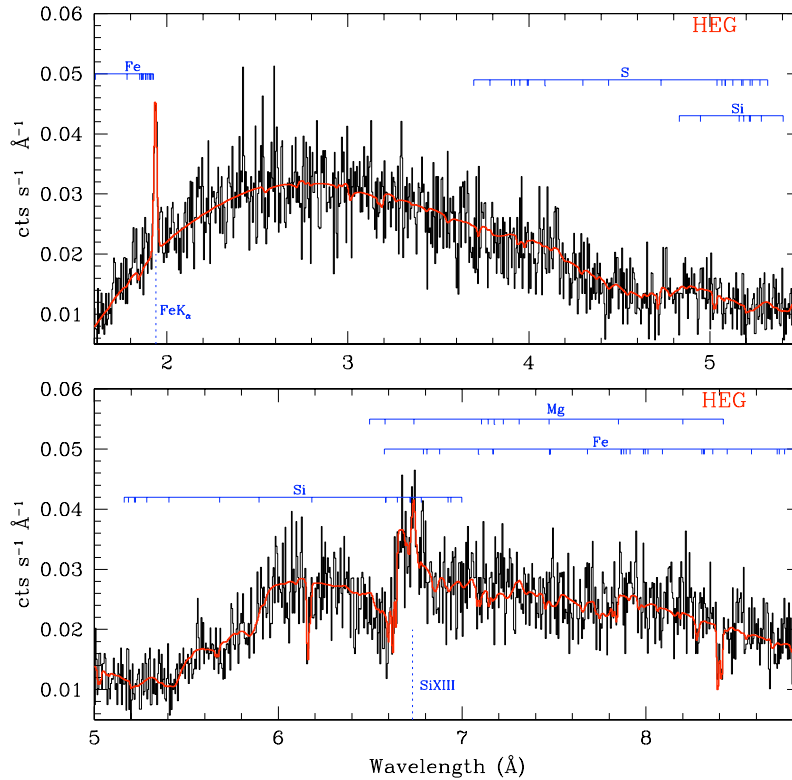


Figura 3.10: Model F (red thick line) plotted over the HEG spectra (1.6-8.84 Å) of NGC 5548.

and must have a density $n_e = 2,0 \pm 0,8 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$. Kaastra et al. (2000) report an upper limit for $n_e < 7.0 \times 10^{10} \text{cm}^{-3}$, with a $R(n_e) = 2.22 \pm 3,45$, which is in agreement with our result.

3.5.5. Extrapolation to LETGS

The final model (F) for the ionized absorber in the MEG and HEG spectra of NGC 5548 can be further tested by extrapolating to the LETGS data (the LETGS resolution is a factor ~ 2.5 worse than the MEG resolution at 19 Å). In doing this, we implicitly assume no significant opacity variations between the co-added HETGS and LETGS spectra that may arise from flux variability (Nicastro et al. 1999, Krongold et al. 2005b, 2007). Given that the average flux level in these two spectra differs by only 30 % (Steenbrugge et al. 2005), this is a reasonable assumption¹¹. To fit the LEG spectrum, we used model F, with the 4 absorbing components' parameters fixed to the values obtained for the HETGS data (hereafter model G). We also used the same continuum components (a power law and a black-body), but we allow these parameters to vary freely in the fit,

¹¹This is not the case between individual observations, where opacity changes might be present. See Andrade-Velazquez et al. (in preparation) for a full analysis of variability of the absorber to continuum changes.

Cuadro 3.6: Final Best Fit Ionized Absorber Parameters (Model E and F)

Parameter	$V_{hi} = -1110 \text{ km s}^{-1}$		$V_{lo} = -490 \text{ km s}^{-1}$	
	SHIP	HIP	HIP	LIP
$\text{Log } U^a$	$1.23 \pm 0,06$	$0.67 \pm 0,03$	$0.67 \pm 0,03$	$-0.49 \pm 0,09$
$\text{Log } N_H \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$21.73 \pm 0,12$	$21.03 \pm 0,07$	$21.26 \pm 0,04$	$20.75 \pm 0,10$
$V_{Turb} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	$175 \pm 67,0$	$100 \pm 23,0$	$177 \pm 39,0$	$105 \pm 29,0$
$V_{Out} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	-1040 ± 150	-1180 ± 150	-400 ± 150	-590 ± 150
$T \text{ (K)}^a$	$27,0 \pm 5,6$	$5,8 \pm 1,0$	$5,8 \pm 0,8$	$0,35 \pm 0,04$
$(\text{Log } T \text{ (K)})$	$6.47 \pm 0,12$	$5.89 \pm 0,06$	$5.72 \pm 0,12$	$4.54 \pm 0,02$
$\text{Log } T/U \text{ (}\propto P^b\text{)}$	$5.21 \pm 0,17$	$5.15 \pm 0,15$	$5.04 \pm 0,14$	$5.06 \pm 0,1$

^aIn units of 10^5 Kelvin.

^bThe pressure $P \propto n_e T$.

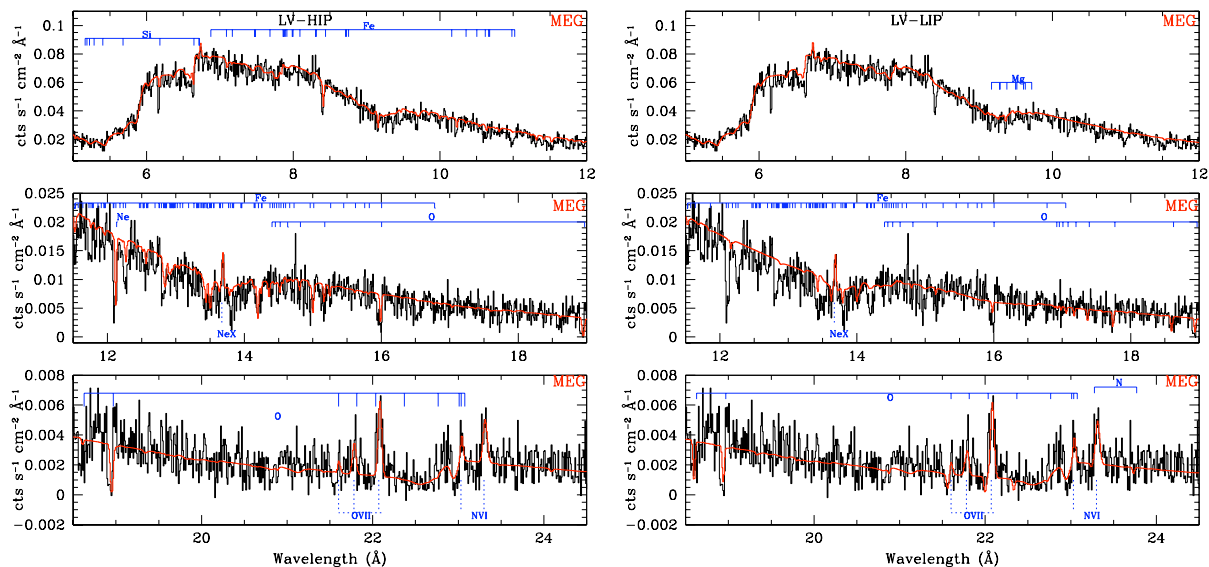


Figure 3.11: MEG spectrum and model between (5 and 24.5) Å showing only the contribution of the low outflow system. The left panel shows the contribution by the Higher Ionization Phase (HIP) and the right panel shows the Low Ionization Phase (LIP).

as the continuum level and spectral shape might be different (in addition, the LETGS is more sensitive to low energy photons and so these data allows for a better determination of the black-body temperature). In model G we also let free to vary the parameters for the emission lines detected in the HETGS spectra (except for the Fe $k\alpha$ and Si XIII lines that lie outside the spectral range of the LETG). We further added three additional emission lines, (located in wavelengths larger than 25 Å, the lower bound of the MEG data), corresponding to N $\nu\lambda 29,502$, N $\nu\lambda 29,029$, and C $\nu\lambda 41,429$).

An acceptable fit is obtained to the LETGS spectrum with this simple method ($\chi^2/d.o.f. = 2013/1618$), implying that the HETGS spectra alone can constrain in a reliable way the properties of the ionized absorber. The best-fit continuum parameters for the LETGS spectrum are collated in Table 3.4. Table 3.3 presents the parameters for the emission lines.

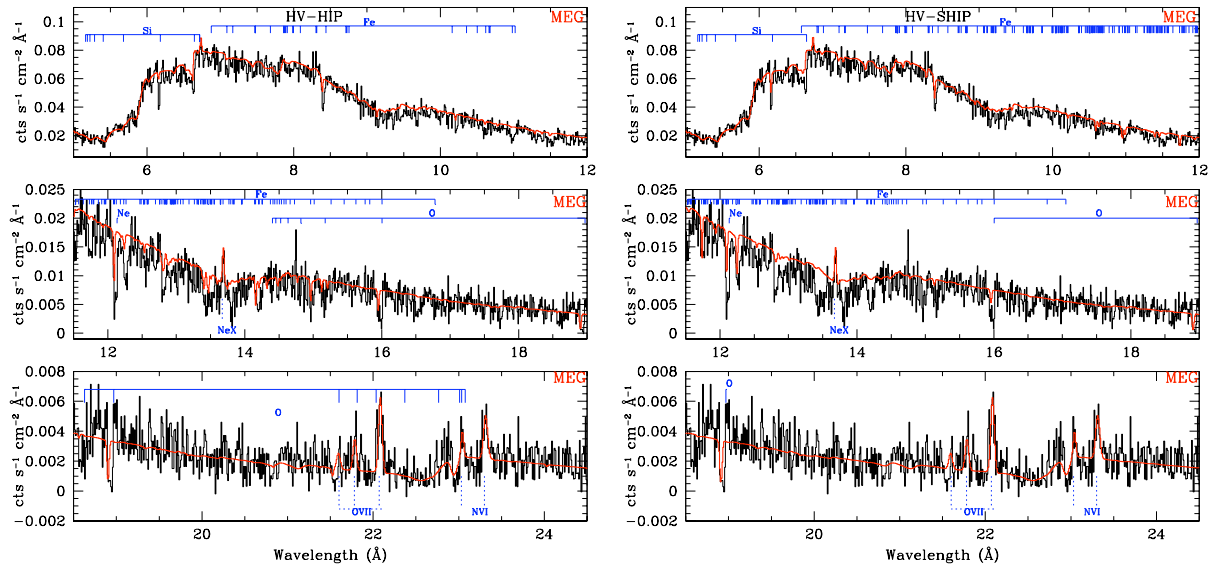


Figura 3.12: MEG spectrum and model between (5-24.5) Å showing only the contribution of the HV-HIP, and the right panel the HV-SHIP.

The best-fit model over the data is presented in Figure 3.14 (see also Table 3.2). This figure shows that most absorption lines observed in the HETGS data are well reproduced by the model in the LETGS spectrum. It also shows that model G fits well more than 12 low ionization absorption lines in the region (26-49) Å. These lines correspond to transitions of ions such as C V, N V-VI, and S XII. In the UTA region there are discrepancies between data and model, but as for the HETGS data, they are produced likely due to the use of the abbreviated data to model this feature.

We note that some low ionization lines show residuals consistent with an outflow velocity of -1040 km s^{-1} as shown in the Figure 3.15. This may indicate the presence of a HV-LIP (see §3.6). However, attempting to model these residuals with an additional absorbing component does not improve the fit in a statistical way.

3.6. Discussion

The best fit model of the WA for the Seyfert 1 galaxy NGC 5548 requires two outflow velocity systems, each with two different ionization phases (§3.5). Figure 3.13 shows that the profiles of the absorption lines (produced by ions such as Ne X, Fe XVIII, O VIII, and Mg XI) are fit better with two narrow line profiles than with a single broad component. Each of these two velocity components requires absorption by gas with very different ionization level. The LV component consists of gas with two different ionization states (the LV-LIP and the LV-HIP). The HV component requires also two absorbers with different ionization (the HV-SHIP and the HV-HIP). These four absorbers, divided into two velocity systems, can reproduce all the spectral features observed in the spectra (Fe VII-XXIV, O VI-VIII, Ne IX-X, Mg IX-XII, Si XII-XIV, C V-VI, S IX-XII, and Ar XI-XII).

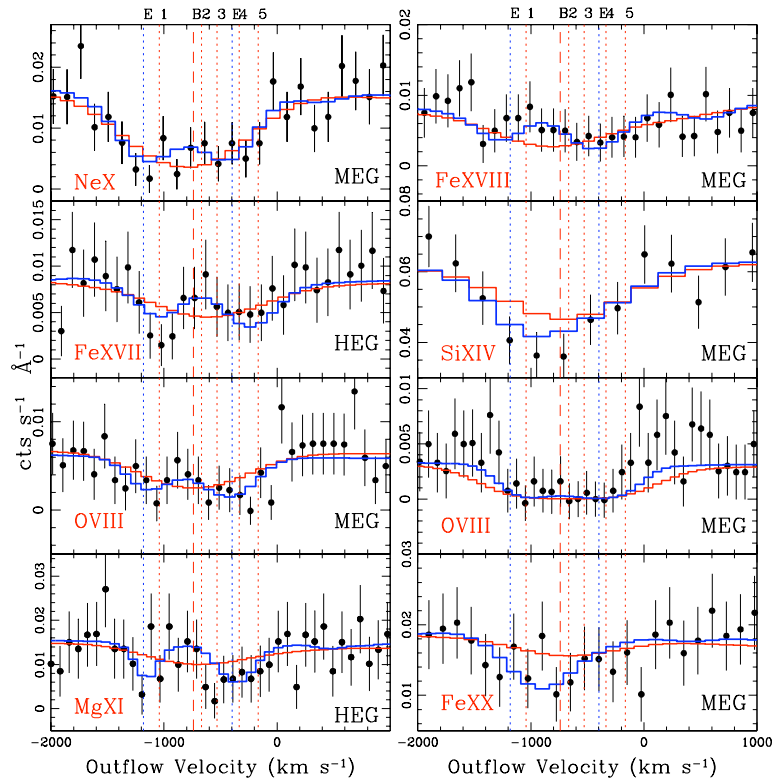


Figure 3.13: Model F (blue thick line) plotted against selected HEG and MEG spectral regions, showing the best fit lines profiles. The two outflow velocity systems are marked with letter E at the top of the panels, and correspond to -1180 and -400 km s^{-1} . The fit with a single broad profile (model B, red thick line) is also shown. The corresponding velocity of this model (-740 km s^{-1}) is marked with the letter B and a dashed vertical red line. The UV velocity systems (Crenshaw et al. 2003) are marked with dotted lines.

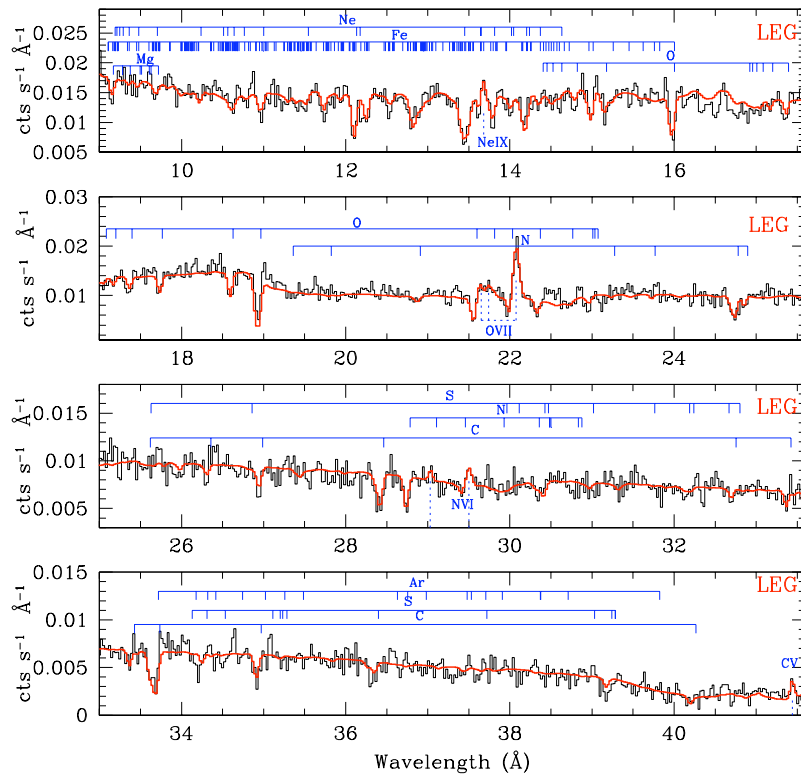


Figura 3.14: The best fit for WA on the HETGS data extrapolated to the LETG data (model G). This model shows a good fit on the LEG spectral region (9-41.6 Å). The O_{VII} , N_{VI} , Ne_{IX} and C_V emission lines are marked with dotted blue lines.

We note that the HV system might also have an additional, low ionization component (HV-LIP). Figure 3.15 shows a double line profile for several low ionization level lines, suggesting a LIP with higher outflow velocity (-1041 km s^{-1}). While the inclusion of this component is not statistically required by the data, its physical properties appear to be well constrained (as can be observed in in Figure 3.16, where the 1, 2, and 3σ confidence regions for the ionization parameter vs. the column density of this component are presented). Further evidence for the presence of this component arises from the fact that UV system 1 can be associated with the HV absorber (see §3.6.1), and the HV-SHIP and HV-HIP have a very high ionization state to produce such absorption ((see Tables 3.7 and 3.8). We conclude that the data clearly shows a shift to higher ionization material at higher velocity in NGC 5548 WA, with the LIP becoming weak and the SHIP dominating in the HV system. On the other hand, the LV system does not show the presence of the SHIP.

The separation between components is a new and important feature in X-ray spectra of ionized absorbers, and could be achieved because of the large difference in velocity between the two systems ($\sim 500 - 600 \text{ km s}^{-1}$), as well as the different dominant ionization levels between them (see also Steenbrugge et al. 2005).

3.6.1. UV Counterparts

In the study of the narrow OVI, NV, and CIV absorption lines in the UV region, Crenshaw et al. (2003) finds five separate kinematic components in *HST* -STIS and *FUSE* spectra. Our analysis reports two kinematic components (HV and LV systems). The HV system shows similar outflow velocity to the UV absorbing component 1 (-1041 km s^{-1}). According to Crenshaw et al. (2003)b, the gas producing absorbing component 1 should produce only a weak X-ray WA, which is consistent with the marginal detection of the HV-LIP in the *Chandra* data (§ 3.6).

There is also a correspondence between the X-ray LV system and UV absorbing components 2 and 3 (with outflow velocities -667 and -530 km s^{-1} , respectively). Crenshaw et al. (2003)b and Crenshaw et al. 2009 suggest that at least component 3 (and possibly component 2) should produce absorption in the X-ray range. This is consistent with the detection of the LV-LIP. There is no X-ray detection of UV absorbing systems 4 and 5 (with velocities -336 and -166 km s^{-1} respectively), although we cannot rule out a possible contribution from component 4 to the LV-LIP, given the uncertainty in the outflow velocity of the X-ray systems. According to the analysis of the UV data by Crenshaw et al., system 5 has the lowest column density ($\log N_H = 19.27$). Krongold et al. (2003) discuss how the difference in sensitivity of the current X-ray and UV detectors may affect the detection or non-detection of a given UV component in the X-rays. Their Figure 11 shows the observational lower limits for the equivalent widths of the CIV $\lambda\lambda 1548, 2, 1551$, OVI $\lambda\lambda 1038, 1032$, O VII $\lambda 21,602$, O VIII $\lambda 18,968$ lines detectable in the UV and X-ray bands, as a function of the ionization parameter and H equivalent column density. Thus, given their ionization state and column density, systems 4 and 5 are consistent with not being detected in the X-rays, given the limited sensitivity of the X-ray observations.

While a kinematic connection between the components is evident, an important question is how the predicted/measured column densities for the different analyses compare

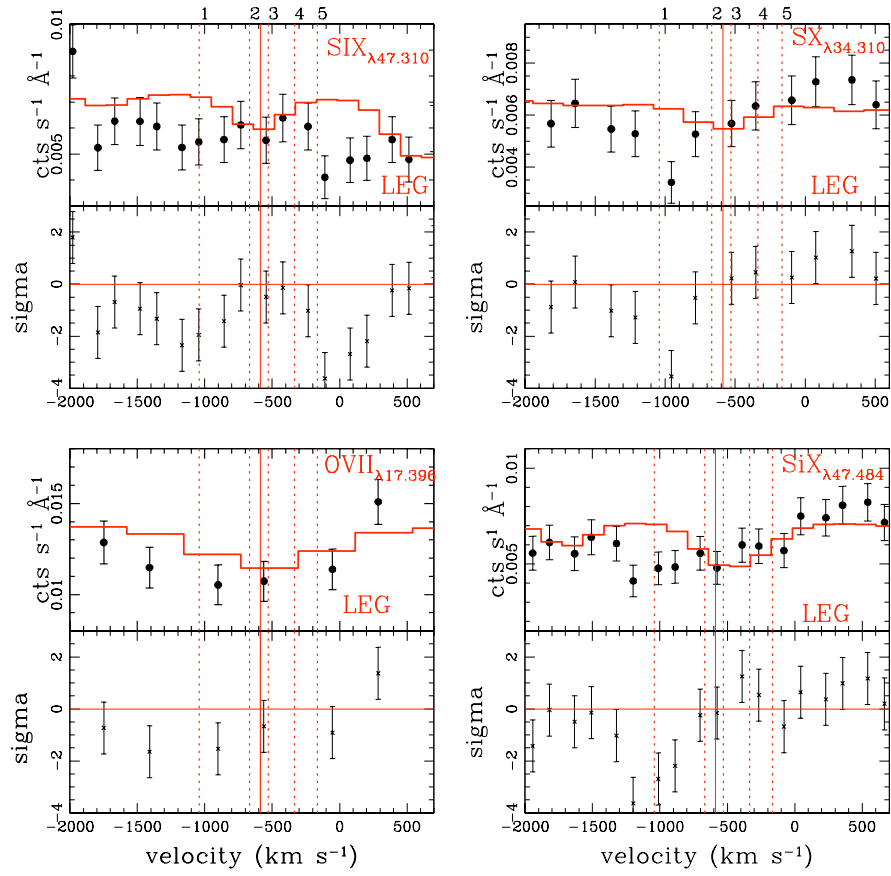


Figure 3.15: As Figure 3.6, but over the LETGS spectrum. The line profiles of the low ionization phase suggest the presence of 5th absorbing component, i.e. a low ionization phase at high outflow velocity.

between them. The ionic column densities predicted by our model are now listed in Table 3.7 and 3.8 for the LV and HV systems, respectively. In these Tables, we also list the column densities predicted (or measured) by Crenshaw et al. (2009), based on UV data, and by Steenbrugge et al. (2005), based on the LETG 2002 data (their model B, see §3.6.3). The column densities for ions CIV, NV y OVI between our predicted values and those measured by Crenshaw et al. (2009) in the UV differ by factors of 16, 4 and 1.2, respectively. We note that OVI (where no difference is found) is detected in the X-ray analysis as well. The differences between the UV and X-ray columns could be produced because of 3 different factors: 1) The blending of UV components 2 and 3 in the X-rays (and maybe an additional contribution from UV component in our LV-LIP model. 2) The different SEDs used in the 2 analysis: The SED used by Crenshaw et al. includes much more photons in the far (unobservable) UV, and 3) A detailed analysis on the dependence of the covering factor on velocity could not be performed in the analysis of the UV line profile. This could underestimate the columns as shown by Arav et al. 2003. Taking into account these effects, we consider that the predictions of our model for the columns measured in the UV are very reasonable, and conclude that the LV-LIP component can produce the absorption features produced by UV component 3 (and maybe 2 and 4). However, we note that the values predicted by Crenshaw et al. for the high ionization charge states differ from those measured in this analysis. The reason for this discrepancy, is that these ions are not observable in the UV, and only three ions (CIV, NV y OVI) were used in the UV model.

With these considerations, and given the strong coincidence in kinematics between the UV and X-ray outflows, we conclude that a common origin is not only possible, but quite likely. Such connection was originally suggested by Mathur et al. (1994) for NGC 5548, and has also been suggested for several other objects (NGC 985- Krongold et al. 2005; NGC 3783-Gabel et al. 2003, Krongold et al. 2003, Netzer et al. 2003; NGC 7469-Blustin et al. 2003, Kriss et al. 2003). Thus, these studies on the WA may represent a general feature of the structure for quasars, as proposed by Elvis (2000).

3.6.2. Two Multi-phase Absorbing Outflows

The presence of two different absorbing components with different temperature but similar outflow velocity suggests that the absorber may be formed by a multi-phase medium (e.g. Elvis, 2000; Krongold et al. 2003). Given the two velocity systems in NGC 5548, we could be seeing the presence of two different outflows (with different outflow velocity), each being a multi-phase medium.

This is further supported by the pressure equilibrium of the two absorption components in each velocity system. In Figure 3.17 we show the thermal stability curve of the gas (also known as the "S-curve", Krolik et al. 1981) for the SED used in our analysis (§3.2.1; Fig. 3.3). The S-curve marks the points of thermal equilibrium in the T vs. U/T plane, where T is the photoionization equilibrium temperature of the gas, and U/T is inversely proportional to the gas pressure ($U/T \propto P_{rad}/P_{gas}$).

In Figure 3.17a, the position on the S-curve of the two LV absorbing components is shown. The LV-HIP and the LV-LIP have quite different temperatures but, within the errors, are consistent with a single value of the U/T, and so can be in pressure equilibrium. Figure 3.17b shows the HV-SHIP and HV-HIP on the S-curve. Again,

Cuadro 3.7: Ionic Column Densities for the LV system

ION	$\log N_{LIP}$	$\log N_{HIP}$	$\log N_{SUM}$	$\log N_{iC}$	$\log N_{iS}$
C IV	15.20	10.13	15.20	13.99	—
C V	16.75	13.76	16.75	16.90	17.20
C VI	17.03	16.03	17.07	18.10	17.60
N V	15.53	11.07	15.53	14.93	—
N VI	16.46	14.06	16.46	17.20	17.20
N VII	16.26	15.86	16.41	18.0	17.50
O V	16.36	11.11	16.36	15.70	16.80
O VI	16.89	13.15	16.89	16.80	16.60
O VII	17.40	15.68	17.41	18.50	18.18
O VIII	16.78	17.06	17.24	18.70	18.53
Ne IX	15.92	16.10	16.32	18.00	17.20
Ne X	14.70	16.88	16.88	17.60	17.90
Mg XI	15.04	16.20	16.23	17.30	17.00
Mg XII	13.31	16.51	16.51	16.50	17.30
Si VIII	15.46	12.06	15.46	16.70	16.20
Si IX	15.83	13.40	15.82	17.20	16.00
Si XI	15.44	14.34	15.47	16.80	16.00
Si XIII	13.81	16.45	16.45	16.40	17.00
Si XIV	11.74	16.39	16.39	15.20	17.00
S XI	15.35	14.99	15.51	16.90	16.00
S XII	14.84	15.63	15.70	16.70	16.20
Fe XVII	13.82	15.73	15.74	15.10	16.30
Fe XVIII	13.54	16.19	16.19	—	—
All	columns	are in	units of	cm^{-2} .	

the pressure equilibrium between the two components is allowed. Note that, given the possible range of ionization parameters of the tentative HV-LIP (Figure 3.16), this component, if indeed present (as suggested by our results and by those by Crenshaw et al. 2009), could also be in pressure equilibrium with the higher ionization ones that form this system. Thus, both the HV and the LV systems are formed by a two-phase medium (or maybe three-phase for the HV system), with one component pressure confining the others (see Krongold et al. 2005a for a more detailed explanation).

NGC 5548 thus joins the group of AGNs for which pressure equilibrium applies: NGC 3783 (Krongold et al. 2003, Netzer et al. 2003), NGC 985 (Krongold et al. 2005, 2008), NGC 4051 (Krongold et al. 2007), Mrk 279 (Fields et al. 2007), UGC 11763 (Cardaci et al. 2009). No other well studied WA in a Seyfert galaxy is inconsistent with the description of a multi-phase medium. We note however, that we will further test this idea for the WA over a large sample of objects (Andrade-Velazquez et al. in preparation). NGC 5548 is the first AGN in which a two-phase WA medium is likely for two velocity systems. The presence of a multi-phase medium obviously requires that the different ionization components that form it lie at the same distance from the ionizing continuum. We do not have the means to test this requirement (though see Krongold et al. 2010). However, for NGC 4051, Krongold et al. (2007) measure the distance of the two absorbing components and found that they were indeed consistent with being co-located, giving further plausibility to multi-phase absorbing winds.

The SHIP of the HV system and the HIP of both the LV and HV systems lie on unstable regions of the S-curve, implying a possible inconsistency with the multi-phase

Cuadro 3.8: Ionic Column Densities for the HV system

ION	$\log N_{HIP}$	$\log N_{SHIP}$	$\log N_{SUM}$	$\log N_{iS}$
C IV	10.36	9.04	10.38	—
C V	12.98	12.74	13.18	17.20
C VI	16.26	15.63	16.35	17.60
N V	11.30	9.57	11.31	—
N VI	14.30	12.96	14.32	17.20
N VII	16.09	15.50	16.19	17.50
O V	10.86	9.30	10.87	16.80
O VI	13.37	11.30	13.37	16.60
O VII	15.90	14.51	15.92	18.18
O VIII	17.29	16.76	17.40	18.53
Ne IX	15.86	14.68	15.89	17.20
Ne X	16.65	16.55	16.90	17.90
Mg XI	15.96	15.10	16.02	17.00
Mg XII	16.28	16.44	16.67	17.30
Si VIII	11.83	7.98	11.83	16.20
Si IX	13.16	7.98	13.16	16.00
Si XI	14.10	11.85	14.10	16.00
Si XIII	16.22	15.75	16.35	17.00
Si XIV	16.16	16.71	16.82	17.00
S XI	14.17	9.71	14.17	16.00
S XII	14.75	12.37	14.75	16.20
Fe XVII	15.49	13.24	15.49	16.30
Fe XVIII	15.96	14.12	15.97	—

All columns are in units of cm^{-2} .

scenario. However, the shape of this curve depends on the exact shape of the SED of the source, which has major uncertainties, particularly in the extreme UV region (Haro-Corzo et al. 2007). The chemical composition of the absorbing gas has an important effect on this curve also (see Komossa & Mathur, 2001, Fields et al. 2007). In addition, recent studies of the S-curve with new and more reliable dielectronic recombination rate coefficients (Badnell et al. 2006) show that there is a larger probability of having a thermally stable WA at 10^5 K, (Crenshaw et al. (2009) obtain a $T \sim 1 \times 10^5$ for the UV component 3), and then a greater plausibility for its multiphase nature (Chakravorty et al. 2008).

3.6.3. Comparison with Previous Works

Steenbrugge et al. (2005) analyzed three *Chandra* grating observations of NGC 5548 (those carried out on 2002, Table 3.1) with a total exposure time of 494 ks. They presented a model showing that a continuous distribution of column densities and ionization parameters could fit the data. They further concluded that the data was not consistent with discrete phases of material in pressure equilibrium.

This conclusion is in contradiction to the results presented here, making a detailed comparison of both analysis necessary. In their model C, Steenbrugge et al. (2005) explored a model similar to the one presented here. They used a self-consistent model that takes advantage of photoionization balance calculations to make a global fit to the data. They concluded that following this approach, and fitting Fe separately, a good

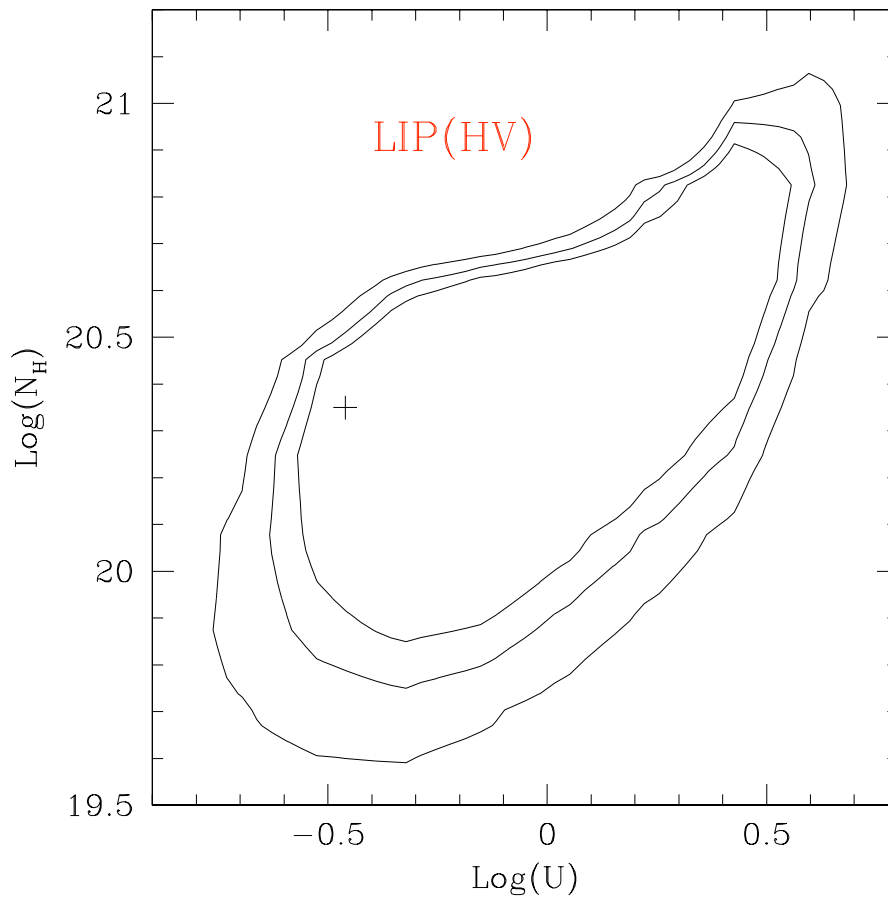


Figura 3.16: Confidence regions (at 1, 2, and 3 σ) for the ionization parameter vs. column density diagram constrain the possible values of these for High Velocity - Low Ionization Phase ($\log U = -0.47$ and $\log N_H = 20.35$).

fit could be obtained, but constraining only two absorbing components. They further tested the presence of discrete components by adjusting equivalent H column densities and ionization parameters to the absorbing components of their model B, where ionic column densities were measured on an ion by ion fit. In this case they find that at least five different components with different ionization state were required. This approach led them to conclude that discrete components were not a good representation of the data.

The most fundamental difference between the analysis carried out by Steenbrugge et al. (2005) and the present analysis is that their models B and C used only a single velocity outflow with a large turbulent broadening to fit the data. However, as they report in their paper, and as discussed here, the data are better fitted with two different velocity components, the HV system and the LV system. Furthermore, as shown here (and as also noted by Steenbrugge et al.) the degree of ionization is different for the different velocity components, as the HV system becomes dominant for high ionization states. This led them to conclude that more and more ionization components were required to fit the data and thus a structure of discrete clumps of gas was unlikely. However, here we have shown that, when each velocity component is modelled independently, both can be well described by two ionization components, making the presence of discrete components plausible and likely. Furthermore, the addition of extra components does not improve the fit. So, given the difference between number of free parameters from the different models, we can claim by Occam's razor that our global approach is preferable. Table 3.7 and 3.8 show the column densities for our model and the Steenbrugge et al. model B. The differences found between our analysis and that by Steenbrugge et al. (that analysis shows systematically larger columns than ours) are likely produced because only one velocity component was used by Steenbrugge et al. to model the line profile produced by the two velocity systems. A detailed fitting including the line profile of each velocity system produces more reliable column densities.

Steenbrugge et al. (2005) further tested whether their five discrete components could be in pressure balance, and they concluded that they could not. In fact, their S-curve (their Fig.10) has no region where the slope is negative, making it impossible for the gas to be in pressure balance. We stress again that the shape of the S-curve depends strongly on the metallicity of the absorbing gas, and the shape of the SED used to produce it (in this work we use the best multiwavelength data available extracted from NED). Given this, and the new results by Chakravorty et al. (2008), we conclude that the possibility that the different phase are in pressure equilibrium cannot be discarded. Here we have shown that when the velocity systems are modelled independently, each one is consistent with pressure balance. We further note that Chelouche (2008) also find that the WA in NGC 5548 can be described by a multiphase medium. The author models the ionized flow assuming a thermal wind. While his model is more physically driven than ours, it does not take into account the two different velocity systems revealed by the data. However, given the similar results, the idea of a multi-phase medium absorber is reinforced.

3.6.4. Possible Geometry of the Ionized Outflow

The presence of two different velocity systems, each formed by gas with very different ionization state, can give a clue about the structure of the flow. In a continuous **radial** range of ionization structures, the wind must extend in our line of sight for parsecs (or more), forming a large scale outflow along our line of sight. We find difficult to reconcile such a distribution of material with the two velocity systems found in NGC 5548, even if inhomogeneities in the flow (like those suggested by Ramirez et al. 2005) are invoked. The presence of the two velocity components, then, suggests that we are not seeing the wind in a radial direction.

On the other hand, the presence of the different kinematic components can be naturally explained if we are looking at an outflow in a transverse direction, which is consistent with the detection of transverse motion in the UV absorbers (Marthur et al. 1995, Arav et al. 2002, Crenshaw et al. 2003). In this case, an important component of the velocity (and acceleration) of the wind could take place in the direction perpendicular to our line of sight. Such a configuration for the wind is further supported by the finding that the different phases observed at each velocity form a single multi-phase outflow.

If the wind arises from the inner accretion disk (Konigl & Kartje, 1994, Elvis et al. 2000, and Krongold et al 2007), and flows in a transverse direction with respect to our line of sight, the two velocity components could be simply explained as forming in different regions of the disk (Elvis, 2000). The two velocity components in NGC 5548 are consistent with originate in the accretion disk, as discussed by Krongold et al. (2010). Furthermore, Crenshaw et al. (2009) suggest that UV component 3 (clearly associated to the LV-LIP), should be accelerated by magnetocentrifugal forces, and thus should form at an accretion-disk scale (Bottorff et al. 2000). We note that an accretion-disk wind does not imply a small scale outflow. The wind could still extend for large scales, but our line of sight would cross it only at a given distance from the central ionizing source.

3.7. Conclusions

We find that the WA of NGC 5548 can be modelled in a simple way with two different velocity systems ($V_{out} = -1110 \text{ km s}^{-1}$ and $V_{out} = -490 \pm 49 \text{ km s}^{-1}$) each with two phases of gas in pressure equilibrium. This results strongly suggests that the structure of the absorber in NGC 5548 could consist of two different outflows (with different outflow velocity), each formed by a multi-phase medium in pressure balance. The ionized absorber in NGC 5548 now fits a pattern established for the other well studied systems. There are no remaining cases in which a multi-phase medium is inconsistent with the observations.

The presence of two velocity systems, each formed by a multi-phase medium suggests that we are looking at the flows in a transverse direction with respect to our line of sight (as also suggested by the UV data).

The velocity of the two X-ray absorbing systems is in agreement with components 1, 2, and 3 found in the UV band (Crenshaw et al. 2003b). The X-ray data are further consistent with the non detection of UV components 4 and 5, given the limited sensitivity

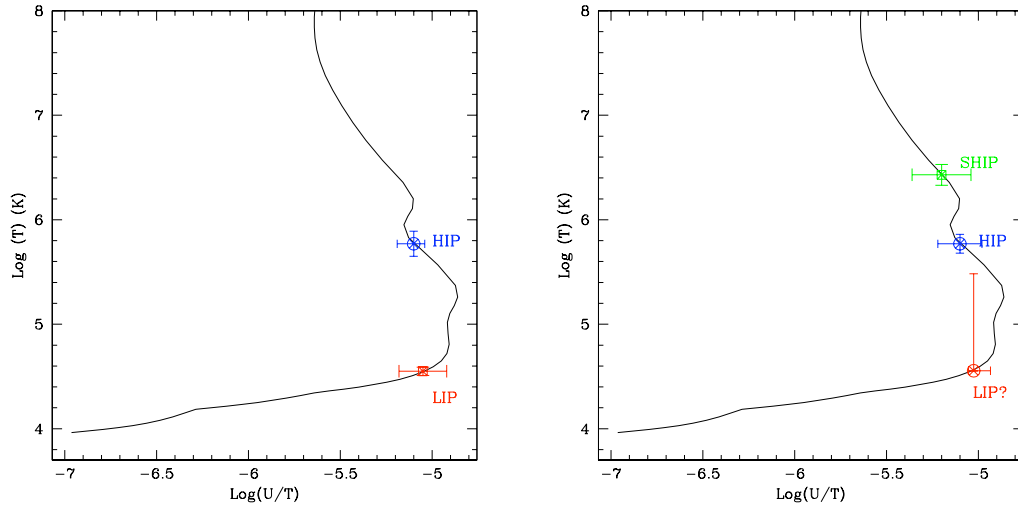


Figure 3.17: Thermal equilibrium (S-curve) for the SED used in the present analysis. Left: The two absorbing components forming the Low Velocity system are plotted in the $\log(U/T)$ vs $\log(T)$ diagram, where $\log(U/T) \propto \log(P^{-1})$. Right: The diagram for two absorbing components forming the High Velocity system. In both systems the pressure balance between the components is evident. The values for HV-LIP might be consistent with pressure balance as well.

and resolution of the current X-ray (compared to those in the UV). There is also a reasonable agreement in the column densities of CIV, NV, and OVI predicted by our X-ray analysis, and those measured in the UV. Thus, our models elegantly solve the long-standing problem of apparent discrepancies between the UV and X-ray absorbers, and give further support to the idea that UV and X-ray absorbers are part of the same outflow.

Capítulo 4

IRAS 13349 + 2438

Dos sistemas de velocidad son encontrados en los absorbedores de rayos-X y UV de IRAS 13349 + 2438.

4.0.1. Introducción

Presentamos un estudio del Absorbedor Tibio del quásar IRAS 13349+2438 por medio de análisis espectrales de observaciones contemporáneas del año 2002 llevadas a cabo con los telescopios *HST* y *Chandra*. La cinemática del gas absorbedor encontrada en el estudio de los rayos-X (-502 km s^{-1} and $+136 \text{ km s}^{-1}$) es consistente con las dos componentes de velocidad de flujo del absorbedor del UV. Esta es la primera vez que tales velocidades son reportadas y sugiere que el absorbedor podría ser el mismo. Otra de las pistas de esta relación es la densidad columnar iónica determinada del análisis del UV con la predicha por el análisis de los rayos-X, con un orden de magnitud de diferencia. El Absorbedor Tibio es descrito por tres componentes de ionización, dos de ellas están a la misma velocidad de flujo (-502 km s^{-1}) con $\log U = 0.92$ y $\log U = -0.65$. Estas componentes modelan características como Fe XVIII, Si XIV, O VIII, O VII, Ne X, Ne IX, Mg XI, y UTA (transiciones de Fe de la capa-M). La tercer componente con $\log U = 0.13$ y una velocidad de $+136 \text{ km s}^{-1}$ contribuye a modelar las transiciones de Mg XI, O VIII, Fe XVII. Estos resultados muestran que el Absorbedor Tibio de IRAS 13349+2438 puede ser modelado con componentes discretas de ionización.

4.1. TWO VELOCITY SYSTEMS ARE FOUND IN THE IRAS 13349+2438 X-RAY AND UV ABSORBER.

Mercedes Andrade-Velázquez, Yair Krongold.

4.1.1. Abstract

We present a study of the quasar IRAS 13349+2438 Warm Absorber mean spectral analyses of the observations contemporaneous carried out with *HST* and *Chandra* telescopes on 2002. The absorber gas kinematic components found in the X-ray (-502 km s^{-1} and $+136 \text{ km s}^{-1}$) are consisting with two flow velocity components in the UV absorber.

This is the first time such velocities are reported and suggest that the both absorber could be the same one. Other clue of this link is the Nv column density determined in UV analysis with the one predicted by the X-ray analysis, one order of magnitude is the difference. The Warm Absorber is described by three ionization components, two of them are at the same outflow velocity (-502 km s^{-1}) and have $\log U = 0.92$ and $\log U = -0.65$. These components model features as Fe XVIII, Si XIV, O VIII, O VII, Ne X, Ne IX, Mg XI, and UTA (Fe-M shell transitions). The third component with $\log U = 0.13$ and flow velocity of $+136 \text{ km s}^{-1}$ contribute to model the transitions of Mg XI, O VIII, Fe XVII. This result shows that the IRAS 13349+2438 Warm Absorber can be modeled by discrete ionization components.

4.2. Introduction

Much of our understanding of the Active Galactic Nuclei lies on spectroscopic analyses in different wavelengths. Prototypical features in the X-ray band include the Fe K α emission line (Yaqoob et al. 2007), continuum reflection, a strong soft excess, as well as ionized absorption lines blueshifted (detected in about 50% of Seyfert 1 galaxies and quasars, Crenshaw et al. 2003). This latter phenomenon, so called “Warm Absorber” corresponds to an outflow of gas producing lines by many different charge states, like Fe XVII-XXII, O VI-VIII, Ne VII, Si IX-XII, Si XIII-XIV, (Kaastra et al. 2002; Netzer et al. 2003; Krongold et al. 2003; Steenbrugge et al. 2005, Detmers et al. 2008, Andrade-Velazquez et al. 2010). Blueshifted absorption lines by transitions of CIV, NV, OVI, are also observed in the Ultra-Violet (UV) spectra (Mathur et al. 1995, 1999; Kraemer et al. 2001; Crenshaw et al. 2003, 2009; Gabel et al. 2005). Several studies have found a connection between the absorbing gas observed in both spectral regions (Mathur et al. 1995; Krongold et al. 2003; Scott et al. 2005; Crenshaw et al. 2009; Krongold et al. 2010; Andrade-Velazquez et al. 2010) indicating that they are the same phenomenon. Determining the physical and geometrical properties of this gas, however, has proven to be difficult. Several analyses (Netzer et al. 2003, Krongold et al. 2003, 2005, 2007, 2009; Fields et al. 2007, Chelouche et al. 2008, Cardaci et al. 2009, Andrade-Velazquez et al. 2010) have shown the absorbing gas probably forms a multiphase-medium. In addition, these studies have provided important clues about the geometry and structure of AGN. It is not clear how the absorbing material relates to other gaseous components of AGN, but suggestions have been made for possible connection to the BLR (and the accretion disk, Elvis 2000; Krongold et al. 2005, Ricci et al. 2010), the NLR and the putative dusty torus (Ebrero et al. 2010). Recent reverberation mapping studies on the H β line show that the BLR kinematics correspond to material in motion of outflow, inflow and virial for three different objects, NGC 3227, NGC 3516 and NGC 5448 respectively (Denney et al. 2009). There has been suggestion of absorbing gas detected redshifted, which would indicate inflow (Ganguly et al. 1999, Romano et al. 2002). If these kinematics are due to accretion, so, this could indicate that the material is part of the accretion disk. However, the current evidence is scarce and controversial.

4.2.1. IRAS 13349 + 2438

IRAS 13349+2438 is a powerful radio quiet quasar, with a bolometric luminosity $\geq \times 10^{46} \text{ergs}^{-1}$ (Brand et al. 1996), with a $H\beta$ Full Width High Maximum (FWHM) $\sim 2800 \text{ km s}^{-1}$ and strong Fe II emission (with a $\text{FeII}/H\beta = 1.25$; Grupe et al. 2004). Siebert et al. (2001) report a luminosity of $4.6 \times 10^{44} \text{ergs}^{-1}$ in the 0.1-2.4 keV region with *ROSAT* observations. We measured in the region of 0.47 to 1.18 keV a $L = 6.77 \times 10^{42} \text{ergs}^{-1}$. IRAS 13349+2438 is at a redshift $z = 0.107641 \pm 0.000270$ (Kim et al. 1995; De Vaucouleurs, 1991), and it is located in the sky region of low Galactic extinction ($E(B-V) \leq 0.012$ Burstein & Heiles 1984, Hines et al. 2001). It has a modest HI column density of $1.1 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ (Murphy et al. 1996). *ASCA* observations have shown a 50 % increase in the flux within 5 hours, and with this time scale the X-region source size is found to be between 20 to 30 UA, (desregarding any possible beaming effect, Brinkmann et al. 1996).

IRAS 13349 + 2438 has been considered as a Narrow-Line Seyfert 1 (NLSy1), due to some of its optical ($[\text{OIII}/H\beta]$ ratio) and its X-ray properties (steep spectrum, rapid variability) typical for this class of narrow line type 1 Active Galaxy Nuclei (AGN) (Siebert et al. 1999). This object was the first Quasistellar Object (QSO) first discovered by IRAS satellite (Beichman et al. 1986). The optical total flux density spectrum of IRAS 13349 + 2438 is red compared with typical optically selected QSOs (Beichman and Wills et al. (1992)), which suggests reddening by dust. Wills suggest that dust or scattering electrons are responsible for the observed polarization, which is similar for the broad emission lines and the continuum. These authors suggest that the scattering material is located between the BLR and the NLR with a inclination angle between 52° and 69° to our line of sight and with biconic geometry shape perpendicular to the host galaxy plane.

In the X-ray range, Brandt et al. (1996,1997) reported the presence of ionized gas, by means of absorption features of ionized oxygen *ROSAT* data. They suggested the presence of dust within the so-called warm absorber in order to explain the apparent discrepancy between the observed optical reddening and the absence of any cold absorption in excess of the Galactic. Siebert et al. (1999) try to explain both the optical and X-ray features, using *ROSAT*, *ASCA* and optical data, with a single-zone absorber using a gas to dust ratio typical of our Interstellar medium (ISM), but they concluded that the optical extinction is implemented by dust in a physically distinct zone.

IRAS 13349+2438 shows an X-ray spectrum in *ASCA* observations with a steep power law ($\Gamma \sim 2.2$) (Brandt et al. 1996,1997). Sako et al. 2001a, using *XMM-Newton* Reflection Grating Spectrometer (RGS) 0.3-2.5 keV data confirms the warm absorber presence, reporting L-shell absorption of Fe XVII-Fe XX but no clear evidence of absorption edges even from O VII. IRAS 13349+2438 was the first source in which the Fe M-shell Unresolved Transitions Array (UTA) was identified. It was also suggested that a low ionization absorbing component was responsible for the optical reddening.

Longinotti et al. (2003) report a value for the ionization parameter of $\xi=12 \text{ erg cm s}^{-1}$, and a $N_H \sim 2.5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ suggesting that are consistent with the ones report by Sako et al. (2001) for the WA, and that the absorption around the feature of Fe $K\alpha$ could not be produced by the WA. By other hand, a new study show that the WA is formed by a range of ionization components but this is not continue, there is a gap

that correspond to the transitions by Fe (Fe XII-XVI; Holczer *et al.* 2007). However, all absorption features are model with only one outflow velocity.

In this work we have analyzed contemporaneous *Chandra* and *HST* data to determinate the possible correspondence between the absorbing components of the IRAS 13349+2438 in its X-ray and UV spectra. The paper is organized as follows: in section 2 describe the observations and their reduction. The modeling on the data is described in section 3. While, the results are reported in section 4. Finally in the section 5 are the conclusions.

4.3. Data Reduction

4.3.1. X-ray data

We have retrieved the primary and secondary data from *Chandra Data Archive*¹ corresponding to the February 22 and 24, 2004 observations (see Table 4.1). The observations were carried out with the combination of the High Energy Transmission Grating and Advanced CCD Imaging Spectrometer (HETG²/ACIS; Canizares *et al.* 2000 and Garmire *et al.* 2003). The data reduction was done with the *Chandra* Interactive Analysis of Observations (CIAO v3.4) following the threads provided by the *Chandra* X-ray Center³. We combined the first negative and positive order spectra of each observation, as well as the response matrix (RMF) and ancillary response (ARF) files. To study the

Cuadro 4.1: Observations Log of IRAS 13349 + 2438.

Observation	UT Start Date	Exposure ^a	Flux ^b _{0.48–2.48keV}	S/N(23Å)
HETG/ACIS-S				
4820	2004-02-22 06:41	135	2.37	4.74
4819	2004-02-24 13:54	159	2.83	4.79
TOTAL		294		6.25
HST STIS/G140L				
O8WP01010	2004-02-22 08:09	2.00	—	—
O8WP01020	2004-02-22 09:31	2.63	—	—
O8WP01030	2004-02-22 11:08	2.63	—	—
O8WP01040 ^c	2004-02-22 12:44	2.63	—	—
TOTAL		7.26		—

^aIn ks.

^bIn $10^{-12} \text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

^cOnly this observation correspond to G230L.

properties of the warm absorber we have co-added the observations, obtaining a total exposure time of 294 ks and a signal to noise ratio (S/N) of 6.4 at 20.76 Å for MEG. We note that the flux changed by a factor 1.2 between the observations, having two days of time difference. Therefore, we do not expect important effects introduced by possible flux changes in the analysis.

To increase the S/N, the data were binned by a factor of 4, getting 0.01 Å and 0.02 Å per bin for HEG and MEG spectra, respectively. The studied wavelength range goes

¹<http://cxc.harvard.edu/cda/>

²HETG consist of the two grating: High Energy Grating (HEG) and Medium Energy Grating (MEG)

³<http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/index.html>

from 1.44-13.54 Å (0.92-8.61 keV) for HEG and 2.25-24.37Å (0.51-5.51 keV) for MEG. The total counts number in MEG is 23421 and 9366 for HEG, with a total 32787 in the HETG spectrum.

4.3.2. Ultra-Violet data

The (UV) data were retrieved from the Space Telescope Science Institute (*STScI*) Space archive. They consist of four observations carried out by the Space Telescope Imaging Spectrograph (STIS; Woodgate et al. 1998) during February 22, 2004 (see Table 3.1) with the detector MAMA in the Far UV (FUV) range. The dispersed spectra were obtained with the G140L and G230L gratings through a $52 \times 0.5''$ aperture. G140L (bin size is 0.6 Å per pix) was used for three of all observations and G230L (bin size of 1.58 Å per pix) for the fourth one. For the data reduction we used the Telescope Science Data Analysis System (STSDAS) IRAF package following the standard procedure provided by *STScI*. We have focused the analysis only on the G140L observations, (in the range between 1300 Å to 1400 Å), with a resolution power ($\frac{\lambda}{2\Delta\lambda}$) ranging from 1083 to 1166 (FWHM = 257-277 km s⁻¹). We did not use the G230L data because the CIV absorption lines lie at the edge of the spectrum, making impossible a meaningful analysis. The G140L observations were co-add and have a total exposure time of 7260 seconds. These observations are contemporaneous to the X-ray *Chandra* data.

4.4. Modeling

4.4.1. Ultra-Violet Model

Two strong emission lines are detected in the UV spectra, Lyman $\lambda\lambda 1215.6682, 1215.67$ and NV $\lambda\lambda 1238.8, 1242.8$. Both lines show the presence of absorption features superimposed on these emission lines. The absorption lines are not black saturated, possibly indicating that the absorbing material do not cover completely continuum source.

Cuadro 4.2: UV Continuum and Emission Lines Parameters.

	Power Law	Line	λ (Å)	λ_{obs} (Å)	z_{obs}	FWHM (km s ⁻¹)
α	A_{pwlw}^a					
0	1.649×10^{-15}	L α	1215.67	1213.74	0.1060	3326
		Nv	1238.80	1236.83	0.1060	3326
		L α	1215.67	1218.04	0.1096	11600
		Nv	1238.80	1241.22	0.1096	11600

^aIn ergs⁻¹cm⁻²

We fit the IRAS 13349+2438 data with the SHERPA software using two Gaussians components for each emission line. The lines correspond to a broad and a very broad component, and could be identified like the Intermediate Line Region (ILR) and Broad Line Region (BLR) (Crenshaw et al. 2009; see next section). Any attempt to include narrow emission features provided no improvement in the model. The continuum around the emission lines was fit with a powerlaw. The best fit values are listed in Table 4.2, and the model is shown in Figure 4.1.

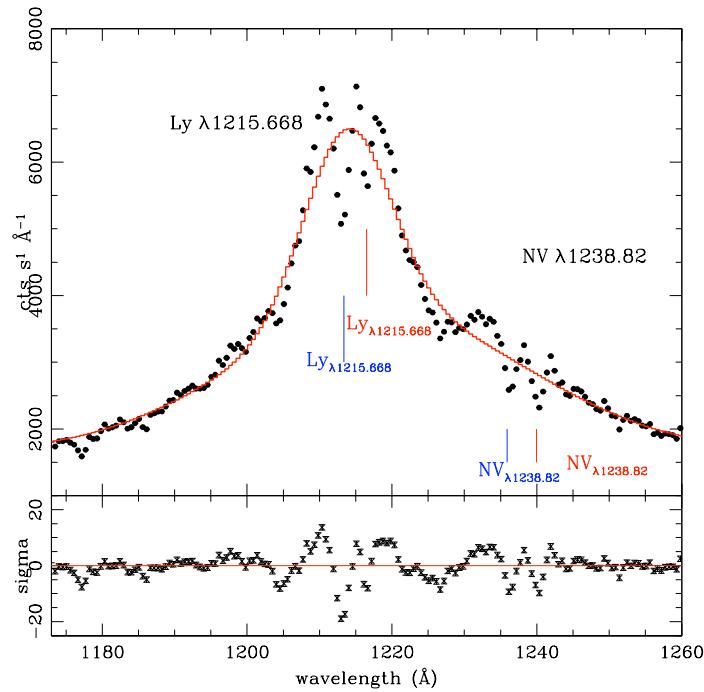


Figura 4.1: In the top panel, the thick red line is the model over the UV data. The bottom panel show the residuals for the model for the emission and continuum.

Absorption Lines

We identified the strongest absorption lines with the Ly α $\lambda\lambda$ 1215,668, 1215,6736 and Nv $\lambda\lambda$ 1238,82, 1242,804 doublets. We fit these doublets with a Gaussian for each doublet line. We note that the Ly α doublet is blended. For these lines we assumed the same FWHM. We found two different velocities in absorption.

One Ly α system has an outflow velocity of -629 ± 130 km s $^{-1}$ and the other system has a velocity $+205 \pm 130$ km s $^{-1}$ (see Table 4.3 for details), consistent with the rest frame of the object, or indicating a possible inflow (see discussion in §4.5.1). The two velocity systems are also detected in Nv with velocities consistent with those of Ly α (-556 ± 130 km s $^{-1}$ and 281 ± 130 km s $^{-1}$). We note that for Nv the red line of the first velocity system blends with the blue line of the second system.

We still observed the existence of residuals at λ 1177.1, 1185.94, 1194.02, 1204.52, 1224.73, 1226.73, 1247.82 Å, indicating the presence of additional absorption lines, that were modelled with Gaussian components. These lines were identified as transitions from Si II λ 1190.416, 1194.500, 1222.276, 1224.245, 1226.798, 1229.383, 1248.426, Å, Si III λ 1178.012, 1206.5 Å, N III λ 1184.514, and N IV λ 1188.005 Å. However, there are lines that show a different outflow velocity, -230 km s $^{-1}$, and other ones are in the rest frame of the host galaxy (see Table 4.3), all these lines could correspond to transitions by Si II. One additional line could be Si III λ 1178.012 if the outflow velocity is -230 km s $^{-1}$. However, we note that there is not counterpart of the Ly α line at these velocities

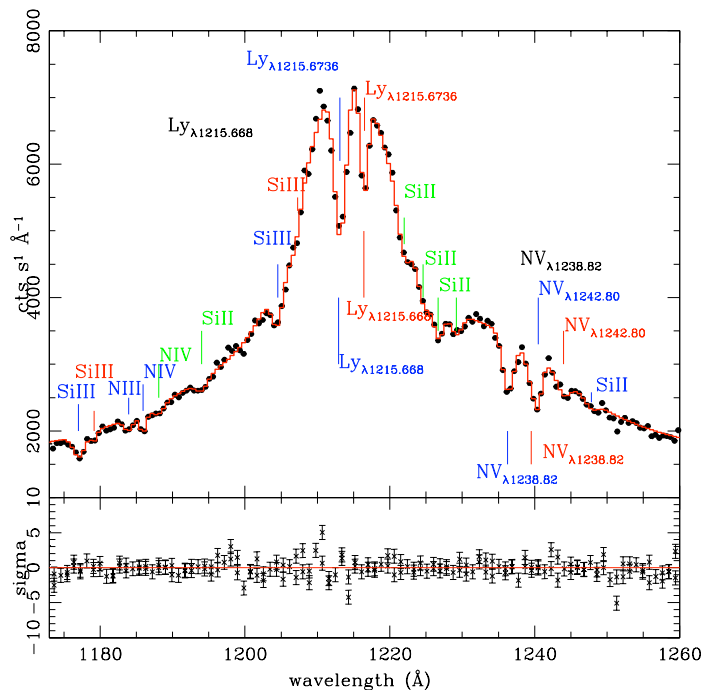


Figure 4.2: The red thick line show the model fitted over the UV STIS data. The two flow systems (blueshift and redshift) are marked for Ly α and NV with blue and red labels (repectively).

(see Figure 4.2). These lines, whose nature is uncertain, are quite likely not related to the ionized absorber and won't be further discussed in the paper.

The equivalent widths ratio for each doublet is $\frac{Ly\alpha_{1215.668}}{Ly\alpha_{1215.670}} = 1.40$ and 1.04 , and $\frac{NV_{1238.820}}{NV_{1242.804}} = 1.94$ and 1.47 , for the blueshifted and redshifted components, respectively. These ratios indicate saturation in both velocity components. Thus, we can only determine a lower limit on the column density. The fact that the lines do not reach the zero intensity level implies the possible presence of a partial covering factor of the material. However, this is not likely (see next section).

4.4.2. X-ray Model

All X-ray models included the absorption due to our Galaxy in the direction of the source with a gas neutral column density of $1.1 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$ (Murphy et al. 1996).

Model A: without warm absorber

We have done a first fit on the HETG data with a model (**A**) of two components for the continuum emission ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 1799/2559$). A power law component ($\Gamma = 1.86$) plus a black body component ($kT = 0.075$; see Table 4.4), this later is required for the larger wavelength region ($\lambda > 15 \text{\AA}$; the so called soft X-ray excess). These components

Cuadro 4.3: UV absorption lines parameters

ION	$\lambda_{rest}(\text{\AA})$	$\lambda_{obs}(\text{\AA})$	$vel_{flow}(kms^{-1})$	FWHM (kms^{-1})	EW(\AA)	$\log N_{uv}^a$
Ly α	1215.6736	1212.94	-674.58	518	0.163	13.953
Ly α	1215.6736	1216.50	+203.93	325	0.115	13.801
Ly α	1215.668	1213.30	-584.37	518	0.303	13.922
Ly α	1215.668	1216.35	+168.30	419	0.097	13.427
Nv	1238.820	1236.35	-598.39	505	0.332	14.192
Nv	1238.820	1239.53	+171.69	436	0.163	13.883
Nv	1242.804	1240.48	-560.98	333	0.169	14.201
Nv	1242.804	1243.99	+296.28	507	0.117	14.042
Si III	1206.500	1204.59	-488.58	522	0.242	13.048
Si III	1206.500	1206.82	+95.89	522	0.130	12.778
Si III	1178.012	1179.18	+297.450	259	0.049	13.077
Si III	1178.012	1177.11	-229.71	535	0.225	13.739
N III	1184.514	1183.95	+297.450	421	0.090	
N IV	1188.005	1185.93	-523.99	293	0.102	
N IV	1188.005	1188.06	+13.88	530	0.083	
Si II	1194.500	1194.03	-118.04	527	0.083	12.955
Si II	1226.798	1226.71	-21.52	466	0.197	13.414
Si II	1229.383	1229.10	-69.06	512	0.128	
Si II	1222.276	1221.98	-158.02	515	0.160	14.257
Si II	1224.245	1224.67	-520.38	513	0.167	14.372
Si II	1246.740	1247.83	-143.22	500	0.066	13.220
^a Column density,	optically	thin	case	(cm^{-2})		

have been used in previous analysis (Holczer et al. 2007) of this source.

As expected, there are strong residuals, which corresponding to absorption features by Ne X, Fe XVII-XIX, O VI-VIII, and Mg IX ions transitions (see Figure 4.3) of the known Warm Absorber (WA) in this source.

Models of the WA

To fit the WA we have used PHASE (Krongold *et al.* 2003). The code run with four free parameters: the ionization parameter ($U = \frac{Q(H)}{4\pi r^2 n_H c}$; where $Q(H)$ is the rate of H ionizing photons, r is the distance to the source, n_H is the hydrogen number density and c is the speed of light); the hydrogen equivalent column density (N_H), the outflow velocity of the absorbing material (V_{out}) and the micro-turbulent velocity (V_{turb}) of the material. To calculate the ionization balance, we built the Spectral Energy Distribution for IRAS 13349 + 2438 (SED; see Haro-Corzo *et al.* 2007 and AV10 for details). The Radio to UV data were taken of NASA EXTRAGALACTIC DATABASE⁴ (NED) and the X-ray region from our model (see Fig. 4.4). We have used solar elemental abundances (Grevesse & Noels 1993). We have assumed that the continuum source (including the soft excess) is fully covered by the ionized absorbing gas while the emission lines are produced outside the region where the absorbing material is located.

We have started the fit on WA adding to the model A one absorbing component (**model B**), with all four parameters free to vary ($\chi^2 / \text{d.o.f.} = 1534 / 2555$). The ionization parameter for this model component has a value of $\log U = 0.47$ (and $\log N_H =$

⁴<http://nedwww.ipac.caltech.edu/>

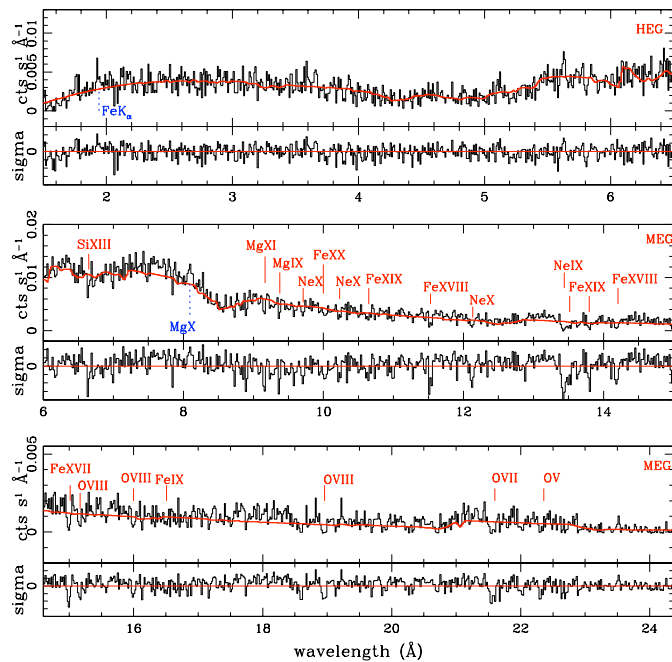


Figure 4.3: Model A (a power law component plus a black body component) plotted against the HETG data is showed in the figure, and is possible see strong residuals due warm absorber (WA).

21.587) and fits transitions as Si XIII, Si XII, Mg XI, and O VII-VIII. However, there remain strong residuals at 9.380 Å, 13.649 Å, 16.25- 16.72 Å, 21.567 Å that may correspond to transitions like Mg IX (9.378 Å), Ne VIII (13.648 Å), O VII (21.601) (Holczer et al. 2007). As has been found in previous studies, only one component is not enough to model the WA.

We added to model B a second absorbing component to build **Model C**, with the four parameters of each component free to vary ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 1447/2551$ and 99.99% confidence level). We have not assumed a priori values for any parameter, in particular for the ionization parameter or the hydrogen equivalent column density, because different ions with different ionization levels could co-exist (Krongold et al. 2003). The component with $\log U = -0.55$ and $\log N_H = 21.41$ (hereafter the Low Ionization Phase, or LIP) fits transitions corresponding to Mg X (9.283 Å), Mg IX (9.378 Å), Ne VIII (13.648 Å), Fe XIX (13.551, 13.795, 14.534 Å), and O VI (21.812, 22.034 Å), O V (22.369 Å) transitions, and to the Unresolved Transitions Array (UTA) (16.27-17.175 Å; see Figure: 4.5). The component with $\log U = 0.87$ and $\log N_H = 21.57$ (High Ionization Phase, or HIP) fits to the Si XIV (6.182 Å), Fe XVIII (10.544 Å), Ne IX (11.001 and 11.544 Å), Ne IX (14.820 Å), O VIII (14.634 Å), Fe XVII (15.261, 16.780 Å), O VII (17.396, 18.627 Å) absorption lines. Note that both the LIP and HIP contribute to model lines as Mg XI (9.168 Å), Ne IX (11.544, 13.447 Å), O VII (21.601 Å), O VIII (15.176 Å), and blends like O VIII (16.005 Å) and Fe XVIII (16.004 Å), O VIII (18.968 Å) and Ne VII (18.975 Å).

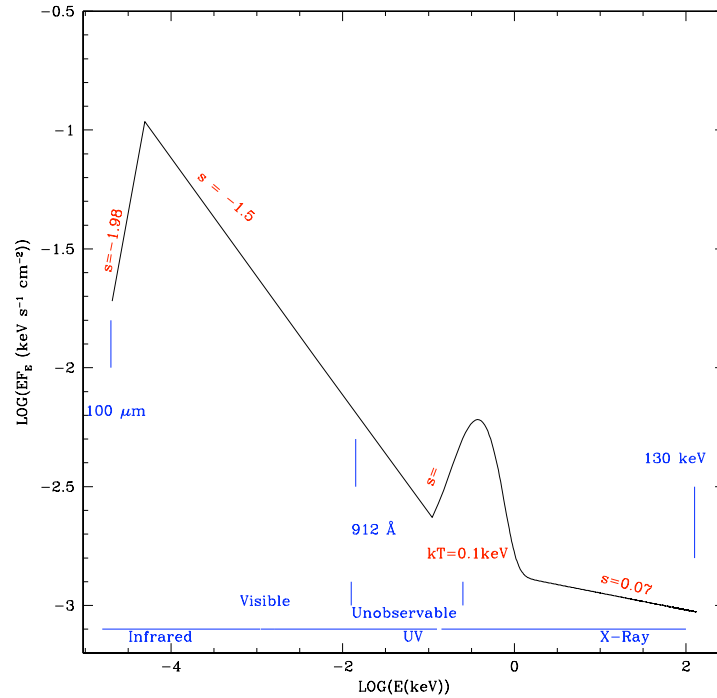


Figura 4.4: IRAS 13349 + 2438 Spectral Energy Distribution

A close look to the absorption line profiles, we note that ions as Mg XI, Ne IX-X, and Fe XVII show residuals at 9.19, 11.56, 12.1429, 15.04 Å, that possibly correspond to the same transitions but with a different systemic velocity than that found for the components in Model B (see Fig. 4.6. We note that Sako et al. 2001 reports a second component with a velocity of 20 km s⁻¹ consistent with the host galaxy rest frame). Therefore, we have included a third absorbing component to model these features.

Therefore **Model D** ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 1435/2547$), has three absorbing components with $\log U_{D1} = 0.92$, $\log U_{D2} = -0.65$, $\log U_{D3} = 0.14$, velocities -512, -492, and +136 km s⁻¹, respectively (see Table (4.5) for details). The inclusion of a third component is significant to a confidence level of 99% (according to an F-test). We note that components D1 and D3 have similar ionization states ($\Delta \log U_{D1-D3} = 0.84$), and differ mainly in outflow velocity. D3 and D1 contribute to fit lines (and line profiles) as Ne X (10.238, 12.133 Å), Ne IX (11.544, 13.447 Å), Fe XVII (15.014 Å), O VIII (15.176, 18.969 Å), Fe XVIII (16.004 Å). Transitions by O VII (17.768, 18.627 Å), and O VIII (18.969 Å) and the Fe M-shell UTA are fitted by components D3 and D2 (see Figure 4.7)

It is interesting to note that two absorbing components (D1 and D2) have similar outflow velocities (~ 500 km s⁻¹). We therefore have called D1 as HIP-HV (HIP high velocity), and D2 as LIP-HV (LIP- high velocity). D3 is called as HIP-LV (High Ionization Phase-Low Velocity).

The uncertainty associated to the host galaxy redshift is 81 km s⁻¹. Thus, the HIP-LV is consistent with the rest frame of host galaxy. However, the UV *HST*-STIS results supports the presence of this component (see Fig. 4.2 and section 4.4.1).

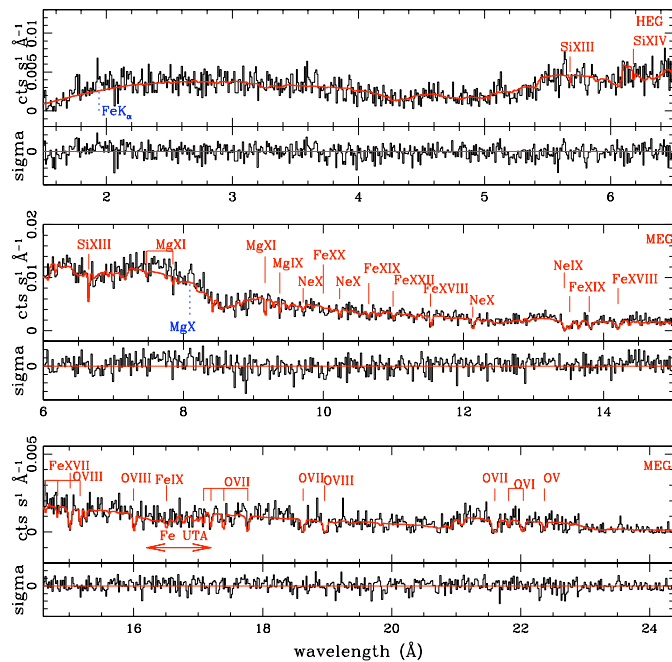


Figure 4.5: Figure show the fit and residuals by two absorption components against HETG data (model C). The features correspond to the high as so low ionization level.

Small residuals are still present around 22.369 \AA and 22.777 \AA and could correspond to transitions of O V (22.3696 \AA) and O IV (22.764 \AA) at higher outflow velocity (-1092 km/s). However, the addition of a fourth absorbing component does not provide a significant better fit. In addition, this component were not detected in the UV data.

As a final test, we produced an additional model **Model E**, leaving also the abundances of Fe, O, N, Ne, Mg free to vary (see Table 4.6). For the HIP-LV component the abundances of Ne and N are 2.8 and 2 solar. The LIP-HV component have decreased to 10% and to 40% for N and O respectively (see next section). However, we note that model **E** ($\chi^2/\text{d.o.f.} = 1417/2541$) does not show a statistical difference from model **D**.

4.5. Discussion

We have fitted the *Chandra* IRAS 13349+2438 X-ray spectra with a power law and a black body component, absorbed by three different components. The final model consist of two velocity systems. Two components (HIP-HV and LIP-HV) have similar outflow velocity (-502 km s^{-1}), while the second velocity system ($+136 \text{ km s}^{-1}$) contain only one absorbing component HIP-LV. These velocity systems are consistent with the velocity components found in the UV data (-629 and $+205 \text{ km s}^{-1}$), which are reported here for the first time (see Table 4.3).

The presence of a redshifted absorbing system in IRAS 13349+2438 is an interesting

Cuadro 4.4: Models used to fit the IRAS 13349 + 2438 spectra.

Continuum parameters				
M	Power Law		Blackbody	
	Γ	A_{pwl}^a	kT(keV)	A_{BB}^b
A	$1.86 \pm 0,019$	$0.99 \pm 0,014 \times 10^{-3}$	$0.075 \pm 0,003$	$9.70 \pm 2,08 \times 10^{-5}$
B	$1.970 \pm 0,024$	$1.16 \pm 0,028 \times 10^{-3}$	$0.087 \pm 0,003$	$7.07 \pm 0,96 \times 10^{-5}$
C	$2.04 \pm 0,02$	$1.27 \pm 0,023 \times 10^{-3}$	$0.098 \pm 0,003$	$8.62 \pm 0,87 \times 10^{-5}$
D	$2.05 \pm 0,02$	$1.30 \pm 0,025 \times 10^{-3}$	$0.099 \pm 0,003$	$8.78 \pm 0,87 \times 10^{-5}$
E	$2.08 \pm 0,02$	$1.35 \pm 0,024 \times 10^{-3}$	$0.092 \pm 0,003$	$10.1 \pm 1,28 \times 10^{-5}$
Goodness of the tested models				
M	WA			Goodness
	HIP _{HV}	LIP _{HV}	HIP _{LV}	χ^2 , dof, $\frac{\chi^2}{dof}$
A	-	-	-	1799, 2559, 0.70
B	✓	-	-	1534, 2555, 0.60
C	✓	✓	-	1447, 2551, 0.57
D	✓	✓	✓	1435, 2547, 0.56
E	✓	✓	✓	1417, 2541, 0.56
^a In	units of	$10^{-3} \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1}$	at 1 keV	

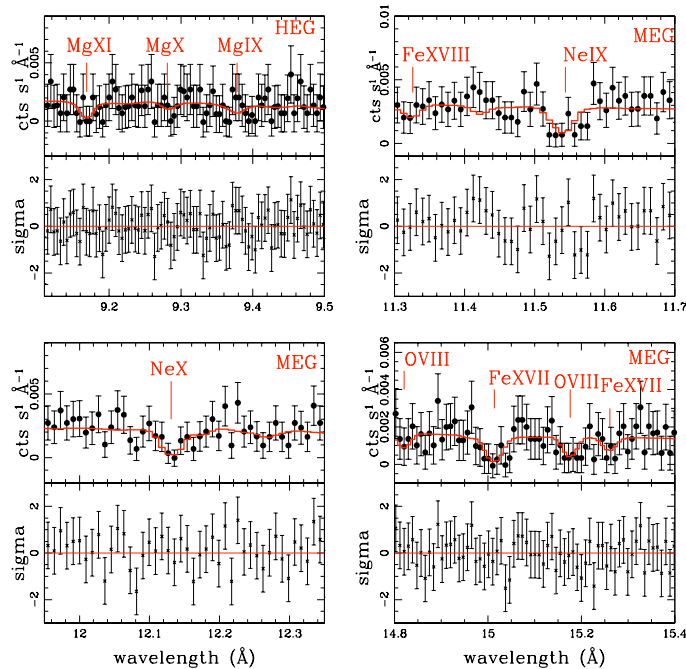


Figura 4.6: Figure show to Model C (two absorbing components) fit on absorption lines as FeXVII , Ne IX , Mg XI , that indicate another absorbing component at low velocity.

result. Romano *et al.* (2002) found a similar situation in Ark 564, i.e., two absorbing components, one consistent with blueshift and the other with redshift. Ganguly *et al.* (1999) reports that two quasars (QO450-132, radio-quiet; PG 1222 + 228, radio loud) show this behaviour too, and point that while the radio-quiet object shows absorption

Cuadro 4.5: Final Best Fit Ionized Absorber Parameters (Model D).

Parameters	$V_{hi} = -502 \text{ km s}^{-1}$		$V_{in} = +136 \text{ km s}^{-1}$
	HIP	LIP	HIP
Log U	$0.92 \pm 0,08$	$-0.62 \pm 0,1$	$0.13 \pm 0,13$
Log N_H (cm^{-2})	$21.59 \pm 0,07$	$21.32 \pm 0,08$	$21.04 \pm 0,17$
V_{Turb} (km s^{-1})	170 ± 50	295 ± 80	91 ± 47
V_{Out} (km s^{-1})	-512 ± 150	-492 ± 150	$+136 \pm 150$
T (K) ^a	$3,4 \pm 0,4$	$0,45 \pm 0,06$	$1,3 \pm 0,15$
Log T (K)	$5.53 \pm 0,04$	$4.65 \pm 0,05$	$5.11 \pm 0,05$
Log T/U ($\propto P^b$)	$4.61 \pm 0,03(0,12)$	$5.27 \pm 0,20(0,15)$	$4.98 \pm 0,62(,18)$

^aIn Kelvin^b $P \propto n_e T$.

Cuadro 4.6: Model E Abundance relative to the Solar

Component	Fe	Ne	N	O	Mg
HIP-HV	$0.61^{+0,20}_{-0,18}$	$0.56^{+0,48}_{-0,32}$	$0.11^{+2,99}_{-}$	$0.76^{+0,73}_{-}$	$0.62^{+0,40}_{-}$
LIP-HV	$0.60^{+0,25}_{-0,17}$	$0.91^{+0,52}_{-0,35}$	$0.1^{+0,45}_{-}$	$0.36^{+0,16}_{-0,14}$	$1.02^{+0,43}_{-0,36}$
HIP-LV	$0.52^{+0,62}_{-0,28}$	$2.80^{+2,53}_{-1,43}$	$2.00^{+8,42}_{-}$	$0.52^{+0,62}_{-}$	$0.48^{+1,03}_{-}$

in outflow, the radio-loud one shows "inflow". In this study, the authors report that the six quasars show narrow absorption lines CIV profiles with velocity widths of 100-400 km s^{-1} , large widths, indicating that there is a possible discrete structure of components with difference of positions in the velocity space.

It is important to mention, that the emission lines were fitted with two different components (the Broad and Very Broad lines).

The two emission line components show velocities of -492 km s^{-1} (in blueshift) and $+588 \text{ km s}^{-1}$ (redshift) respectively. This behavior has been seen in others objects as is NGC 5548 (Crenshaw *et al.* 2009), who explain this effect as due to two different regions of the Broad Lines Region (BLR), Intermedia Line Region (ILR) and VeryBLR (VBLR). Nevertheless, this suggestion is controversial, as it has been shown that the line profile asymmetry found in the CIV emission line can be produced by a wind. This wind would be confining the BLR (as suggested by Elvis 2000) and flows close to our sight line, producing the excess of flux in the blue side of the line (Sulentic *et al.* 2007). We note, however, that the wind should be bi-conic, with a non-observed redshift component being the counterpart of the blueshift wing.

Then, a possible scenario is that the absorbing and emitting gas could be the same, given that they have similar kinematics. However, it is necessary determinate the location for the absorbing gas, which requires measuring the number density (e.g. Krongold *et al.* 2007).

4.5.1. Absorption in UV band

Given the limited resolution ($\text{FWHM} = 257\text{-}277 \text{ km s}^{-1}$) of the UV data, it is not possible to measure the intensity residuals individually for each line of the doublets (because they are blended). Nevertheless, our model allow us to have an estimate of the equivalent widths of the absorption lines. Assuming that the gas is thin optically, we used this equation:

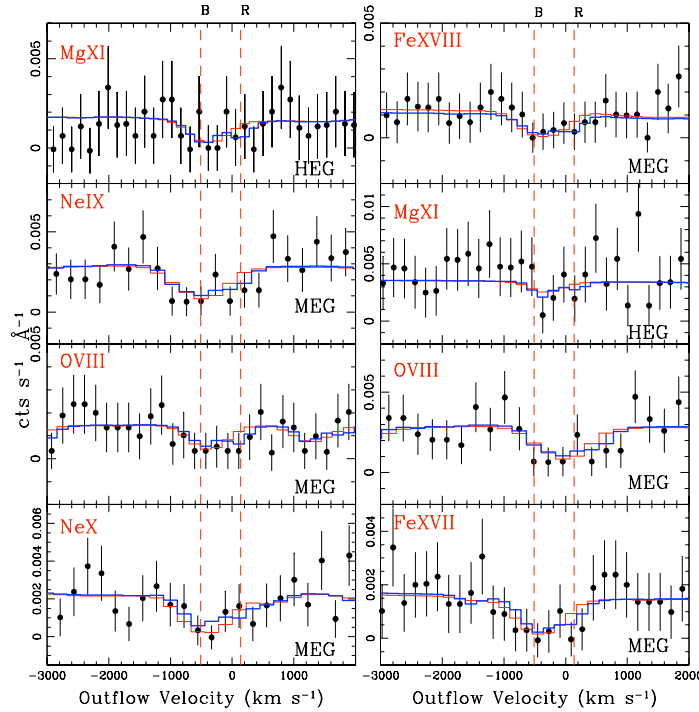


Figura 4.7: Model D (blue thick line) improve to the fit. The included third component fits to the features (O VIII, Mg XI, Ne IX-x) with low ionization. The red line corresponding to the Model C fit.

$$N_H = \frac{1,13 \times 10^{17} W_\lambda (m\text{\AA})}{f \lambda^2}$$

(Spitzer 1978) to estimated the ionic column densities. Evidently, these ionic column densities represent only lower limits, as the lines are saturated as pointed out in §4.4.1. Table 4.3 list the ionic column densities.

Given that the lines should be black saturated, yet they do not reach zero intensity level, the absorbing gas should not cover entirely the emitting source. The partial covering may originate because of a geometrical covering factor, or more likely, because a kinematical covering factor (as suggested by Arav 2002). A geometrical partial covering would indicate that only 20 % of the source is obscured by the gas.

However, we note that to perform a more detailed study on the covering factor, and thus have actual estimates on the ionic column densities, observations with a much better spectral resolution are required.

4.5.2. X-ray analysis.

The X-ray analysis shows that the IRAS 13349+2438 WA is consisting with a medium of three ionization components and two flow velocity systems (-502 km s^{-1} and $+136 \text{ km s}^{-1}$). Previous analysis over the *XMM-Newton* data of this object also show two flow velocity components ($-420_{-180}^{+190} \text{ km s}^{-1}$ and $20_{-330}^{+200} \text{ km s}^{-1}$; Sako et al. 2001). However, the

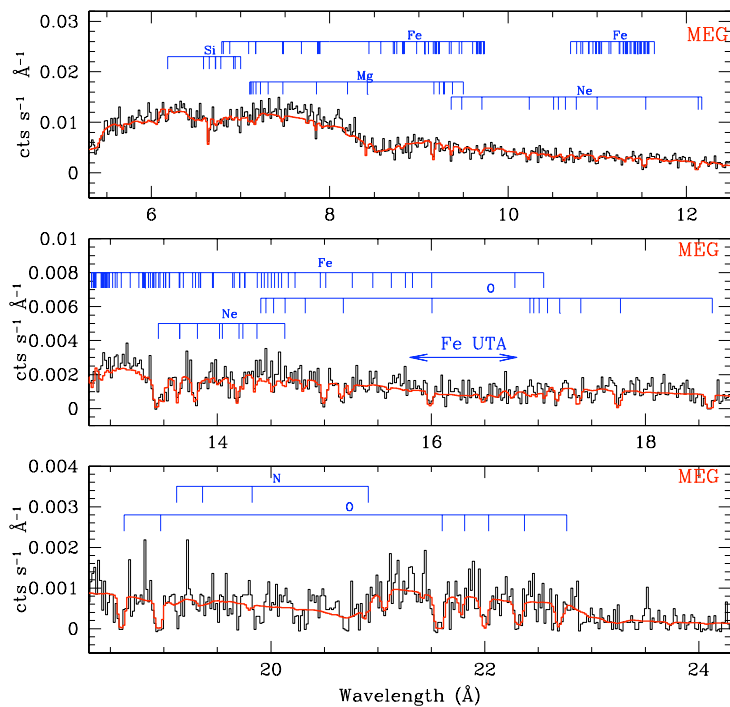


Figure 4.8: The Warm Absorber final model (red thick line) on the MEG data.

red velocity component component was ruled out by Holczer et al. 2007, who suggested that only one velocity was sufficient ($-300 \pm 150 \text{ km s}^{-1}$). Holczer *et al.* (2007), suggested that the two components could be an artifact due to the low resolution of the telescopes (*Chandra* and *XMM-Newton*). Nevertheless, we show here that the *HST* data have confirmed the presence of both velocity components.

The difference between this analysis and the one carried out by Holczer et al. lies in the exact value of turbulence velocity used in each: While Holczer et al. model to the data with a broad component ($v_{turb}=640 \text{ km s}^{-1}$), our final model uses a turbulence velocity $\leq 300 \text{ km s}^{-1}$.

Figure 4.7 show that the O VIII, Mg XI line profile can be fit by two flow velocity components, suggesting the presence of the other low velocity low ionization component in the data. However, given that the UV and X-ray absorbers are likely one and the same (Mathur et al. 1995, Krongold et al. 2003, Krongold et al. 2005, Fields et al. 2007, Andrade-Velázquez et al. 2010), the presence of two different velocity components is more naturally explained with a transverse motion of the gas with respect to our line of sight, and in tune with the picture for quasars suggested by Elvis (2000). Figure 4.8 show the MEG data and the final model. We can see the features by high ionization ions are fitted by HIP-HV, and the low ionization level ions as is the UTA feature to be fitted by LIP-HV (see section 4.4.2 for detail).

We note that while our model, consisting of discrete phases, can fully reproduce the data, a model consisting of a radial distribution of ionization stages can not. This is evidenced by the findings by Holczer *et al.*. They studied the dependence of the

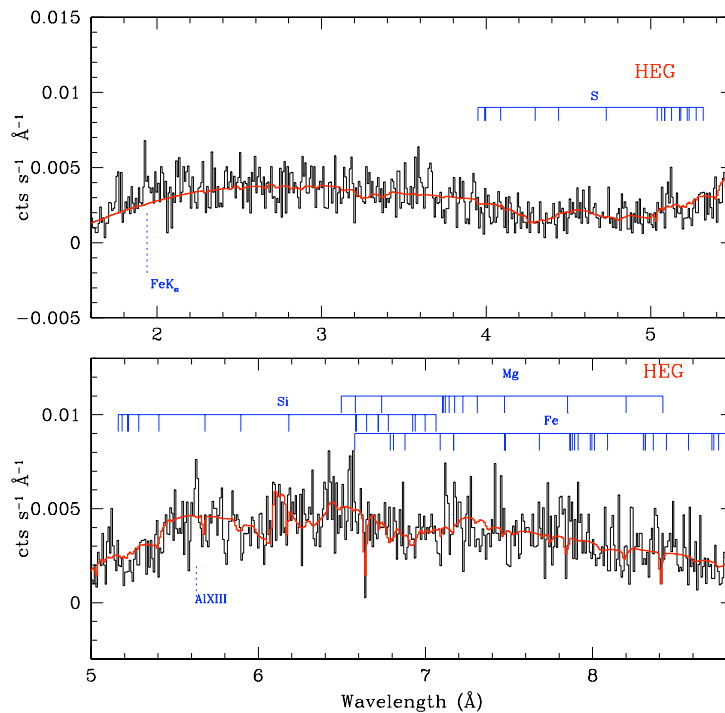


Figura 4.9: The Warm absorber final model (red thick line) on the HEG data.

ionic column density distribution as a function of the ionization parameter for IRAS 13349+2438. Their results indicate that in this distribution there is a gap corresponding to a thermal instability of the absorber gas, so, absorption due to ions in this region is not produced, resulting in two ranges of the ionization parameter (or temperature) for the gas ($4.1 < \log T < 4.5$ and $5 < \log T < 6.2$), pointing towards discrete components rather than a continuous radial one.

Table 4.7 list some the ionic column densities determined by this analysis and are compared with the reported ones by Holczer *et al.* (2007) and Sako *et al.* (2001). We can see that for the low ionization lines as O V, O VI the difference is one order of magnitude lower than those of previous analyses. This is because these features are fitted only by LIP-HV. There is similarity for the others features in the three analyses, due to the contribution of the ionization components for the outflow system.

Table 4.7 also compares the ionic column densities determined in the UV and the X-ray analysis. The X-ray model shows only a LIP in the HV system. This component could produce absorption in the UV region. The difference between the lower limits for the column densities determined in the UV analysis, with the predicted ones by the X-ray analysis are large. Yet, the data are consistent with a single value for both. This result suggests a correspondence between both spectral regions absorbers. Nevertheless, to confirm this link is necessary better resolution on the UV data. The metallicity of the absorber might be as large as 3 times Solar to keep the UV and X-ray HI column densities consistent with a single medium. We also note that the IRAS 13349+2438 WA does not require the inclusion of dust to model the spectra.

Cuadro 4.7: Ionic column densities for IRAS 13349+2438

ION	$\log N_{uvi}$	$\log N_{uvo}$	$\log N_{xriHIP}$	$\log N_{xroLIP}$	$\log N_{xroHIP}$	$\log N_{xrosUM}$	$\log N_{xrH}$	$\log N_{xrS}$
H I	13.954	14.239	15.214	15.972	14.220	15.979	—	—
N V	14.270	14.498	13.276	15.181	10.273	15.181	—	—
N VII	—	—	16.839	16.655	16.095	16.760	17.653	17.113
Si XII	—	—	16.134	13.910	15.714	15.720	16.477	—
Si XIII	—	—	16.209	14.093	16.849	16.849	16.698	—
Si XIV	—	—	14.763	10.632	16.502	16.502	16.903	—
Mg IX	—	—	15.692	16.115	13.396	16.115	16.643	—
Mg X	—	—	16.072	15.774	14.805	15.818	16.447	—
Mg XI	—	—	16.748	15.478	15.630	15.861	16.740	—
O V	—	—	14.169	16.073	10.315	16.073	17.602	—
O VI	—	—	15.450	16.748	12.739	16.748	17.176	—
O VII	—	—	17.472	17.714	15.917	17.714	17.892	16.568
O VIII	—	—	17.919	16.896	17.493	17.590	18.146	16.977
Ne VIII	—	—	16.788	16.460	14.026	16.460	16.740	—
Ne IX	—	—	17.217	16.755	16.490	16.943	17.342	18.079
Ne X	—	—	16.776	15.343	17.186	17.192	17.204	17.690
Fe XVII	—	—	15.689	10.549	16.706	16.706	16.431	17.238
Fe XVIII	—	—	15.032	—	16.543	16.543	16.431	17.799
Fe XIX	—	—	14.052	—	16.578	16.578	16.447	17.986

In cm^{-2}

This analysis has used only three ionization components to describe the WA of this source. We note that the WA of others AGN have been described by models of discrete ionization components (Krongold et al. 2003; 2007; Fields et al. 2007; Cardaci et al. 2008; Andrade-Velázquez et al. 2010).

4.6. Conclusions

The Warm Absorber of the IRAS 13349+2438 was well modeled with three ionization components, two of them show the same outflow velocity with higher velocity than the third component. The transitions by Mg XI, O VIII, Ne IX, Fe XVIII are fitted with two flow velocity systems (HV and LV). IRAS 13349+2438 WA is in tune with the discrete components model (Krongold et al. 2003). The L_α and N V column density limit determined from the UV analysis is one order of magnitude lower than those predicted by the X-ray model LIP-HV component. The UV and X-ray absorbers show similar kinematics, the X-ray two flow velocity components are consistent with the two flow velocities found in the UV analysis. Then, given these proof (kinematic and column density) we can suggest a possible link between both absorbers (UV and X-ray) of the IRAS 13349+2438.

Capítulo 5

NGC 5548. Variabilidad del Absorbedor.

Monitoreo con Suzaku de la galaxia Seyfert 1 NGC 5548: la ubicación del Absorbedor Tibio y sus implicaciones para la retroalimentación cósmica.

5.0.1. Introducción

Presentamos un monitoreo en rayos-X de Suzaku por dos meses de la galaxia Seyfert 1 NGC 5548. La campaña consiste de 7 observaciones (con tiempo de exposición ~ 30 ks cada una), separadas por ~ 1 semana. Este artículo se enfoca en los datos de XIS de NGC 5548. Analizamos la respuesta en la opacidad del gas que forma el bien conocido absorbedor ionizado en esta fuente a las variaciones de flujo. A pesar de las variaciones por un factor ~ 4 en el continuo, los espectros de rayos-X suaves de la fuente muestran pocas variaciones espectrales, sugiriendo ninguna respuesta del absorbedor ionizado. Un modelado temporal detallado de los espectros confirma el retraso de variaciones de opacidad para una componente de absorción con alta ionización ($U_X \approx -0,85$), y una alta velocidad ($v_{out} \approx -1040$ km s $^{-1}$), así como el parámetro de ionización fue encontrado a ser consistente con un valor constante durante la campaña completa. En su lugar, los modelos sugieren que el parámetro de ionización de una componente de absorción de baja ionización ($U_X \approx -2,8$), con baja velocidad ($v_{out} \approx -590$ km s $^{-1}$) puede estar cambiando linealmente con el flujo de ionización, como es esperado para un gas en equilibrio de fotoionización. Sin embargo, dado el retraso de las variaciones espectrales entre las observaciones, consideramos que las variaciones en esta componente son tentativas. Usando el retraso de variaciones colocamos un límite superior de $n_e < 2.0 \times 10^7$ cm $^{-3}$ para la densidad electrónica del gas que forma a la componente de alta ionización y alta velocidad. Esto implica una distancia grande de la fuente del continuo ($R > 0,033$ pc; $R > 5000 R_S$). Si las variaciones en la componente de baja ionización y baja velocidad son reales, implican $n_e > 9.8 \times 10^4$ cm $^{-3}$ y $R < 3$ pc. Discutimos nuestros resultados en términos de dos escenarios diferentes: un viento a gran escala originado en las partes internas del disco de acreción o un viento con polvo extendido originado más allá del radio de sublimación de polvo (localizado en ~ 0.35 pc). Dada la distancia grande del viento, implica una masa del viento también grande ($\dot{M}_w > 0,08 \dot{M}_{accr}$) (la masa es dominada por la componente de alta ionización). La energía cinética asociada total desplegada

por el viento en la galaxia que hospeda ($> 1,2 \times 10^{56}$ erg) puede ser suficiente para afectar el medio interestelar, posiblemente detener o regular la formación estelar a gran escala. Sin embargo, la masa total y la energía eyectada por el viento puede ser todavía más baja que la requerida para la retroalimentación cósmica, inclusive si se extrapola a luminosidades de los quásares. Tal retroalimentación requeriría que estamos observando el viento antes de ser completamente acelerado.

5.1. SUZAKU MONITORING OF THE SEYFERT 1 GALAXY NGC 5548: WARM ABSORBER LOCATION AND ITS IMPLICATION FOR COSMIC FEEDBACK

Krongold, Y.; Elvis, M.; Andrade-Velazquez, M.; Nicastro, F.; Mathur, S.; Reeves, J.N.; Brickhouse, N.S.; Turner, T.J.; Binette, L.; Jimenez-Bailon, E.; Grupe, D.; Liu, Y.; McHardy, I.M.; Minezaki, T.; Yoshii, Y.; and Wilkes, B.

5.1.1. Abstract

We present a two month Suzaku X-ray monitoring of the Seyfert 1 galaxy NGC 5548. The campaign consists of 7 observations (with exposure time ~ 30 ks each), separated by ~ 1 week. This paper focus on the XIS data of NGC 5548. We analyze the response in the opacity of the gas that forms the well known ionized absorber in this source to ionizing flux variations. Despite variations by a factor ~ 4 in the impinging continuum, the soft X-ray spectra of the source show little spectral variations, suggesting no response from the ionized absorber. A detailed time modeling of the spectra confirms the lack of opacity variations for an absorbing component with high ionization ($U_X \approx -0,85$), and high outflow velocity ($v_{out} \approx -1040$ km s $^{-1}$), as the ionization parameter was found to be consistent with a constant value during the whole campaign. Instead, the models suggest that the ionization parameter of a low ionization ($U_X \approx -2,8$), low velocity ($v_{out} \approx -590$ km s $^{-1}$) absorbing component might be changing linearly with the ionizing flux, as expected for gas in photoionization equilibrium. However, given the lack of spectral variations among observations, we consider the variations in this component as tentative. Using the lack of variations, we set an upper limit of $n_e < 2.0 \times 10^7$ cm $^{-3}$ for the electron density of the gas forming the high ionization, high velocity component. This implies a large distance from the continuum source ($R > 0,033$ pc; $R > 5000 R_S$). If the variations in the low ionization, low velocity component are real, they imply $n_e > 9.8 \times 10^4$ cm $^{-3}$ and $R < 3$ pc. We discuss our results in terms of two different scenarios: a large scale outflow originating in the inner parts of the accretion disk, or an extended “dusty” outflow arising beyond the dust sublimation radius (located at ~ 0.35 pc). Given the large distance of the wind, the implied mass outflow rate is also large ($\dot{M}_w > 0,08 \dot{M}_{accr}$) (the mass outflow is dominated by the high ionization component). The associated total kinetic energy deployed by the wind in the host galaxy ($> 1,2 \times 10^{56}$ erg) can be enough to disrupt the interstellar medium, possibly quenching or regulating large scale star formation. However, the total mass and energy ejected by the wind may still be lower than the one required for cosmic feedback, even when extrapolated to

quasar luminosities. Such feedback would require that we are observing the wind before it is fully accelerated.

5.1.2. Introduction

AGN winds, manifested as warm or ionized absorbers (hereafter WA) in the X-ray and UV bands, are found in $\sim 50\%$ of both quasars (Piconcelli et al. 2005) and Seyfert galaxies (Crenshaw et al. 2003). Given their high detection rate and the presence of transverse motion (Mathur et al. 1995; Crenshaw et al. 2003, Arav 2004), it is likely that these systems are present in all AGN, but become visible only when our line of sight crosses the absorbing material. Thus, it has become clear that understanding these winds is crucial to understand the structure and geometry of the nuclear region of quasars (Elvis 2000). Theoretical studies have shown that AGN winds can have an important contribution to cosmic feedback if they carry enough mass and kinetic energy (e.g. Hopkins et al. 2005; Scannapieco & Oh 2004; King 2003).

Despite their relevance, little is known with confidence about the origin, geometry, and structure of AGN winds. However, many physical properties of the absorbing gas are now relatively well understood, as X-ray WAs can be well-described by a few absorbing components in pressure balance, with similar kinematics (e.g. NGC 3783 Krongold et al. 2003, Netzer et al. 2003; NGC985, Krongold et al. 2005a, 2009; Mrk 279 Fields et al. 2007, though see Costantini et al. 2007). This has led to the idea that these winds form a multi-phase medium. The most important remaining unknown of these systems is the location, as their geometry, structure, and cosmic impact all depend critically on their distance to the ionizing source.

Determining the location of the winds is not trivial due to the intrinsic degeneracy of the electron density (n_e) and the distance to the central engine (R) in the equation that defines the two observables: the ionization parameter of the gas ($U_x = Q_x/(4\pi R^2 c n_e)$) and the luminosity of ionizing photons (Q_x). One possible solution to this problem comes from time evolving photoionization, since the ionization equilibrium time of the gas (t_{eq} , i.e. the timescale that the gas requires to reach equilibrium with the ionizing source) explicitly depends on its density (n_e) (e.g. Nicastro et al. 1999; Krongold et al. 2007; among others). By monitoring the response of the gas opacity to ionizing flux variations it is possible to determine n_e and, thus, the location of the WA winds (see Krongold et al. 2007 for further details). Another solution to the above degeneracy relies on measuring line ratios between metastable and stable levels of ions (for instance Li-like ions), which are also sensitive to the electron density (e.g. Gabel et al. 2005). Recently, Rozanska et al. (2008) developed a new technique to estimate the electron density when the dominant heating mechanism of the absorbing gas is free-free absorption by soft X-ray accretion disk photons.

Using these techniques, AGN absorbing winds have been found at distances that range from few light days (Krongold et al. 2007) to hundreds of pc away from the central black hole (Crenshaw et al. 2003). Thus, several locations have been proposed for the origin of the wind including the accretion disk (Elvis et al. 2000), the “obscuring torus” (Krolik & Kriss 2001), and the narrow emission line region (e.g. Kinkhabwala et al. 2002; Ogle et al. 2004). Based on the the UV spectra of NGC 3783, Gabel et al. (2005) find a location at ~ 25 pc. for the highest velocity component of the absorber in

NGC 3783, and concluded that the gas producing the other two velocity components should lie within that radius. Using X-ray spectra, Netzer et al. (2003) and Behar et al. (2003) placed the absorber in this source at distances larger than 1-3 pc. Krongold et al. (2005b) reported variations in the opacity of the gas in this source and set an upper limit of 6 pc. Reeves et al. (2004) found variability of the Fe XXV and XXVI absorption lines of the high velocity component, and located this hot component within 0.1 pc of the central engine. Kaastra et al. (2004) reported a possible detection of an O V metastable line in the X-ray spectra of Mrk 279, placing the gas at distances of lt-weeks to lt-months of the continuum source. Turner et al. (2008) reported the presence of a partial covering absorber in NGC 3516, and associated this wind with the accretion disk.

Recently, Krongold et al. (2007, hereafter K07) measured short timescale changes in the opacity of the absorbing gas forming the ionized wind in the rapidly variable NLSy 1 galaxy NGC 4051. During the ~ 100 ks *XMM-Newton* observation, the flux level of NGC 4051 varied by a factor ~ 10 allowing for a robust determination of the gas response timescale, and thus its electron density and distance. They found that the gas of the two absorbing components present in the absorber is close to photoionization equilibrium on timescales of a few ks during an ionization episode (i.e. when the source flux brightens). However, for the high ionization component of the absorber, during recombination episodes the gas could not reach photoionization equilibrium on timescales ~ 20 ks (it is expected that t_{eq} during recombination is longer than during ionization periods). This allowed them to set a distance of 0.5-1.0 lt-days for the high ionization component of the absorber, and an upper limit of 3.5 lt-days to the distance of the low ionization one. Given that the location of the absorber was inconsistent with the location of the obscuring torus in this source (located at distances $\gg 12$ lt-days, see K07 for details), and that the absorber was detected on an accretion disk scale (distances of a few thousand gravitational radii for the $\sim 1.9 \times 10^6 M_{\odot}$ central black hole in NGC 4051, Peterson et al. 2004), they concluded that the origin of the wind should be the accretion disk. With the location at hand, K07 suggested a biconical (funnel shaped) wind possibly connected to the high ionization broad emission line region (i.e. consistent with the structure for quasars suggested by Elvis 2000). The mass outflow rate and kinetic energy of the wind were found to be too weak to have any influence on their large scale environment. However extrapolating the values found for NGC 4051 (on the very low end of black hole mass and luminosity) to powerful quasars, they suggested that cosmic feedback was possible for such extreme objects.

Clearly, in order to understand AGN and quasar winds, as well as their connection to other components of the nuclear environment and their possible cosmic feedback, further location measurements are required, on as many objects as possible. Here we present a Suzaku X-ray monitoring campaign for the Seyfert 1 galaxy NGC 5548, designed to follow WA changes in response to continuum variations. The paper is organized as follows: In §5.2 we describe the reduction of the data. In §5.3, we present a search for variability in the spectra of the Suzaku data of NGC 5548. In §5.4 we present the data analysis. In §5.5 the response of the gas to the continuum variations is further tested. In §5.6 we present the physical conditions and constrain the location of the absorber, and in §5.7 we discuss its possible cosmic implications. Finally, in §5.8 we present our conclusions.

5.1.3. The Ionized Absorber in NGC 5548

NGC5548 ($cz = 5149 \pm 7$ km s⁻¹; De Vaucouleurs, 1991, based on HI measurements) has a black hole mass of $6,7 \times 10^7 M_\odot$ (Peterson et al. 2004) and an X-ray luminosity of $L_{2-6keV} = (2,0 - 2,8) \times 10^{43}$ erg s⁻¹ (Andrade-Velazquez et al. 2010, hereafter AV10). NGC 5548 has a well known warm absorber. This WA is composed of two velocity components, each with two absorbing gas phases (AV10). It has been observed for ~ 940 ks with the *Chandra* gratings.

AV10 modeled the first 800 ks *Chandra* data of NGC 5548, consisting of ~ 240 ks obtained with the HETG and ~ 560 ks with the LETG (see their Table 1)¹. AV10 resolved two velocity systems in the *Chandra* spectra (as did Steenbrugge et al. 2005) which turn out to correspond to two out of the five CIV absorbing systems observed in the UV (Crenshaw et al. 2009). Each X-ray velocity system consisted of two absorbing components. The high velocity (HV) one (-1040 km s⁻¹) consists of a super high ionization component (or phase, hereafter HV-SHIP), with temperature of $(3 \pm 0,7) \times 10^6$ K ($\log U_x = -1,02 \pm 0,05$) and a high ionization phase (hereafter HV-HIP) with temperature of $(7,8 \pm 1,1) \times 10^5$ K ($\log U_x = -1,48 \pm 0,09$). The high-velocity, super high-ionization component produces absorption from charge states Fe_{XXIII-XXIV}, Ne_X, and, O_{VIII} while the high-velocity, high-ionization component produces absorption by Mg_{XI}, and O_{VIII}. The low-velocity (LV) system (-570 km s⁻¹) has one high ionization phase (LV-HIP) with temperature of $(7,8 \pm 1,1) \times 10^5$ K ($\log U_x = -1,48 \pm 0,02$), producing absorption by Ne_X, Mg_{XII}, O_{VIII}; and a low ionization phase (LV-LIP) with temperature of $(3,5 \pm 0,15) \times 10^4$ K ($\log U_x = -2,74 \pm 0,09$) and producing absorption by O_{VII}, O_{VI}, and the Fe M-shell UTA (AV10).

The warm absorber in this source is one of the few where a model consisting of a few components in pressure balance was originally disfavored (Steenbrugge et al. 2005), probably because the two velocity systems were fit together. However, AV10 has shown that, when the absorbers of each velocity component are modeled independently, the WA absorber can be well described by two velocity systems, each consisting of a two phase medium in pressure balance (for a detailed analysis of the WA in NGC 5548 see AV10). A few component, pressure balance model, thus seems generally applicable to WAs.

5.2. Observations and Data Reduction

NGC 5548 was observed by Suzaku (Mitsuda et al. 2007), as part of a ~ 2 month monitoring campaign. In this work we focus on the XIS data of NGC 5548. The study of the Fe K_α line will be presented in a forthcoming paper (Liu et al. 2010). Simultaneous Swift observations will be presented by Grupe et al. (2010).

Suzaku observed NGC 5548 seven times between 18 June 2007 and 6 August 2007 at approximately weekly intervals (with the exception of the week of 30 June), with net exposures of typically 25-35 ks per observation. Table 5.1 presents the log of observations, exposure time, count rate, and S/N ratio of the data. All observations were

¹The remaining ~ 137 ks (not modelled by AV10) were obtained ~ 10 days apart from our Suzaku campaign, but the data were acquired during a “low flux state” of NGC 5548 resulting in spectra of very poor S/N.

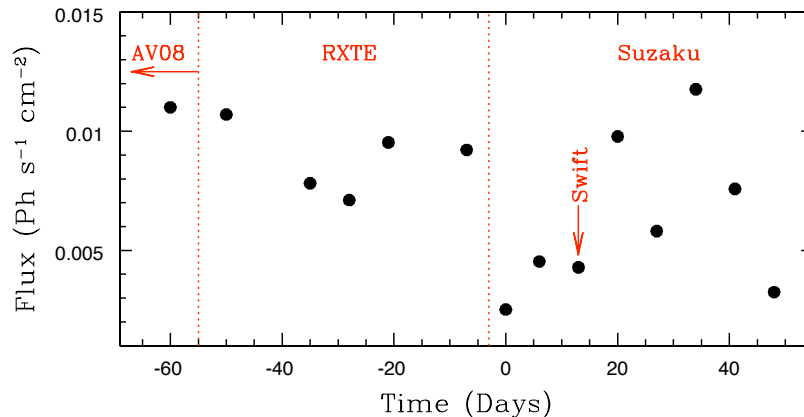


Figura 5.1: 0.5 – 10 keV light curve of NGC5548. RXTE and Swift data were taken from Liu et al. (2009) and Grupe et al. (2010).

performed in the on-axis XIS nominal pointing position. Data from the X-ray Imaging Spectrometer (XIS; Koyama et al. 2007) were analyzed using revision 2 of the Suzaku pipeline². Data were excluded within 436 seconds of passage through the South Atlantic Anomaly (SAA) and within Earth elevation angles and Bright Earth angles of $< 5^\circ$ and $< 20^\circ$, respectively. A cut-off rigidity (COR) of 6 GeV was applied, in order to lower the particle background. XIS data were selected in 3×3 and 5×5 editmodes using grades 0,2,3,4,6, while hot and flickering pixels were removed using the SISCLEAN script. Source spectra were extracted from within circular regions of 2.9' diameter, while background spectra were extracted from circles offset from the source and avoiding the chip corners that contain the calibration sources. The response matrix (RMF) and ancillary response (ARF) files were created using the tasks XISRMFGEN and XISSIMARFGEN, respectively, the former accounting for the CCD charge injection and the latter for the hydrocarbon contamination on the optical blocking filter. Spectra from the two front illuminated XIS 0 and XIS 3 chips were combined to create a single source spectrum (hereafter XIS-FI), while data from the back illuminated XIS 1 chip were analyzed separately. Data were included from 0.45–10 keV for the XIS-FI and 0.45–7 keV for the XIS 1 chip, the latter being optimized for the soft X-ray band. The XIS spectra were subsequently bin-

²<http://www.astro.isas.ac.jp/suzaku/analysis/>

ned to a minimum of 25 counts per bin and χ^2 minimization was used for all subsequent spectral fitting. Net count rates for the XIS–FI range from $0.81 \text{ counts s}^{-1}$ (lowest) to $3.60 \text{ counts s}^{-1}$ (highest), while the background rate was $< 4\%$ of the source rate during all the observations.

Cuadro 5.1: Observation summary of the Suzaku XIS monitoring of NGC 5548

Obs. Number					
bf Obs. Id.	Start Time	Exp. Time (ks)	Ct Rate ^a	S/N ^b	
Obs 1	702042010	2007-06-18 22:28	31.1	0.81	9.4
Obs 2	702042020	2007-06-24 21:54	35.9	1.42	12.3
Obs 3	702042040	2007-07-08 10:03	30.7	2.97	18.4
Obs 4	702042050	2007-07-15 13:58	30.0	1.83	12.6
Obs 5	702042060	2007-07-22 10:40	28.9	3.60	18.3
Obs 6	702042070	2007-07-29 04:21	31.8	2.36	15.6
Obs 7	702042080	2007-08-05 00:38	38.8	1.23	11.4
Signal	to Noise				

5.3. Monitoring the Gas Response to Continuum Variations I: A Search for Spectral Changes

Figure 5.1 presents the light curve of the seven Suzaku observations of NGC 5548. The source varied by a factor of ~ 4 during the 2 month monitoring, and up to a factor of ~ 2 between the 1 week observations. It is interesting to note also that significant variability is observed within each observation block. Variations up to 30% are detected on typical timescales of ~ 10 hours (the typical exposure times of the observations, see Liu et al. in 2010).

In order to look for any possible variations of the ionized absorber to the variations in the impinging radiation, we have overplotted all the Suzaku spectra on the same scale.

This approach is extremely useful when trying to find spectral variations driven by opacity variations in the absorbing gas, given that re-scaling the spectra allows to compare directly the transmission of the absorbing gas from different epochs. We note, however, that the scaling is inappropriate for comparing emission lines since the flux in these features needs to have the continuum subtracted from it.

We have chosen Observation 3 (Table 5.1) as the “standard” normalization point for all observations. Figure 5.2 presents the normalized spectra for the seven Suzaku observations, along with the normalization factors used to re-scale the spectra. Any variations in the opacity of the gas should be reflected in the soft X-ray band, especially in the range between 0.6 and 1.6 keV (8 and 20 Å), where the majority of the bound-bound and bound-free transitions from the most abundant metals are located. A striking result is that all the seven spectra are extremely similar in this region, indicating that only small spectral variations are present. This lack of variation is further evidenced in Figure 5.3, where the ratios between the normalized spectra and the spectrum of Observation 3 are presented. In the soft band, the only regions where some variations are observed in all spectra are between 0.5 and 0.6 keV (20 and 24 Å). However, in this region there are not many absorption lines (the strongest are O VII 21.6Å, and O

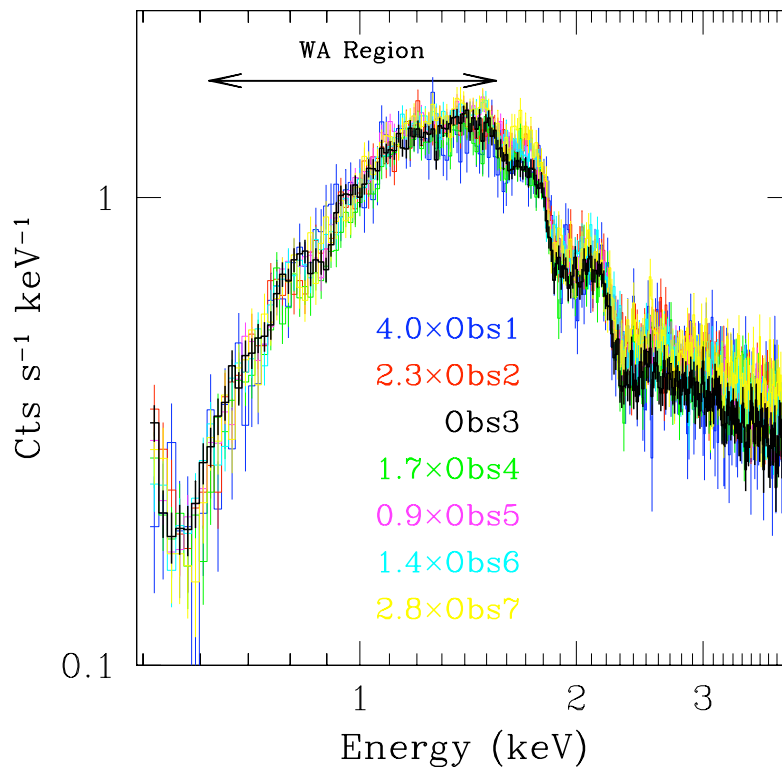


Figure 5.2: XIS-FI Suzaku Spectra of NGC5548. All the spectra are re-scaled with respect to Observation 3, for easy comparison. The data are presented with nominal binning (though the spectral analysis was carried out on data binned including at least 25 cts. per channel). No spectral variations are present between 0.6 and 1.6 keV (8 to 20 Å), indicating no response from the WA to the continuum changes. The changes above 2 keV are due to variations in the X-ray spectral energy distribution of the source (Grupe et al. 2010).

VI 22.03Å). Instead, it is likely that such variations are artificially produced by the re-scaling of the spectra, as the O VII emission triplet lies in this region. Some other small variations are present in the soft region on single observations. For instance Observation 6 presents marginal variability near 0.7 and 0.4 keV. Even if such variations are real, they are too small to consider that the gas can reach photoionization equilibrium with the ionizing continuum (as we show below). In the hard region of the spectra, systematic variations are observed with respect to Observation 3, indicating a correlation between the flux level and the X-ray spectral energy distribution of the source (Nicastro et al. 2000; Grupe et al. 2010).

In Figure 5.4 the expected spectral variability for an absorber in photoionization equilibrium is presented for a change by a factor ~ 4 in the continuum. To produce this plot, we have used our best-fit model to the data (presented in §5.4), with the parameters reported for the Suzaku data in Table 5.2. From this plot it is clear that, even if small spectral changes are present, the gas does not seem to be responding to the flux changes

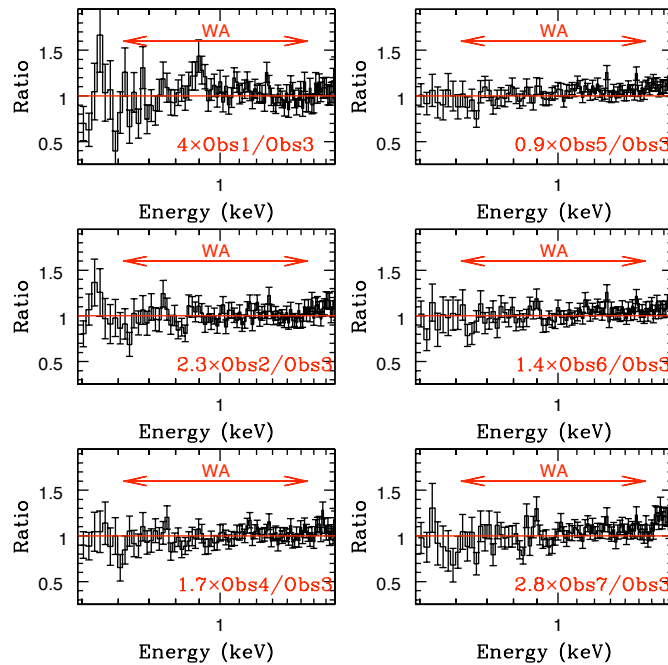


Figure 5.3: Ratio between each XIS-FI observation, and observation 3. The data are presented unbinned (though the spectral analysis was carried out on binned data). In the Warm Absorber region, between 0.6 and 1.6 keV (8 to 20 Å), the ratios are almost flat, confirming the lack of variability in the opacity of the absorbing gas. Changes below 0.6 keV are likely produced by the O VII emission triplet (see text for details).

of the source, and thus, it is likely to be out of photoionization equilibrium.

5.4. Spectral Modeling of the NGC 5548 Suzaku Data.

To further test the state of the absorbing gas, and quantify its physical properties, we have modeled the Suzaku spectra of NGC 5548. The analysis was carried out with the Sherpa (Freeman et al. 2001) package³ of the CIAO software (Fruscione 2002). The code PHASE (Krongold et al. 2003) has been used to model the ionized absorbers present in NGC 5548. We have explored only photoionization equilibrium models, adopting the same SED used by AV10 (their Figure 4, mostly obtained from the NASA Extragalactic Database, NED)⁴. We have assumed solar elemental abundances (Grevesse et al. 1993). In all the models, we have taken into account Galactic absorption by applying a cold

³<http://cxc.harvard.edu/sherpa/>

⁴During the SUZAKU monitoring NGC 5548 presented strong changes in the SED (see Grupe et al. in 2010). However, the lack of variability in the absorber to the X-ray continuum changes makes it reasonable to consider a constant SED for the analysis.

Cuadro 5.2: Absorber Parameters

Observation	HV-SHIP			(HV+LV)-HIP		
	$\log U_X$	$\log N_H$	V_{out}	$\log U_X$	$\log N_H$	V_{out}
AV10	$-1,02 \pm 0,05$	$21.73 \pm 0,12$	1040 ± 150	—	—	—
HV-HIP (AV10)	—	—	—	$-1,48 \pm 0,09$	$21.03 \pm 0,07$	1180 ± 150
LV-HIP (AV10)	—	—	—	$-1,48 \pm 0,02$	$21.26 \pm 0,04$	400 ± 150
Suzaku	$-0,85^{+0,07}_{-0,08}$	$22.0 \pm 0,3$	1040	-1.48	21.46	790
	LV-LIP					
	$\log U_X$	$\log N_H$	V_{out}			
AV10	$-2,74 \pm 0,09$	$20.75 \pm 0,3$	590 ± 150			
HV-HIP (AV10)	—	—	—			
LV-HIP (AV10)	—	—	—			
Suzaku	$-2,78^{+0,27}_{-0,24}$	$20.8 \pm 0,3$	590			

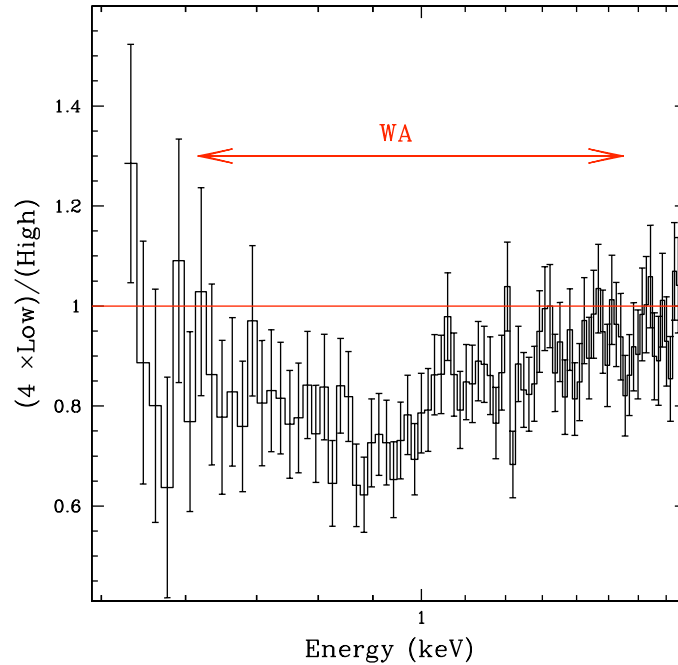


Figura 5.4: Simulated Spectra for the expected spectral variation of an absorber in photoionization equilibrium for a factor ~ 4 in ionizing flux. The exposure times and continuum levels correspond to Suzaku observations 1 and 3. Clearly, such changes would be easily detectable in the data.

absorption component with an equivalent Hydrogen column frozen to the Galactic value ($N_H = 1.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, Murphy et al. 1996).

Since our goal is to follow the response of the ionized gas present in the spectra of NGC 5548 using low resolution CCD data, we modeled the data in a fashion similar to Krongold et al. (2007). These authors found that when the kinematic properties of ionized absorbers are constrained by high resolution data, the other properties (ioniza-

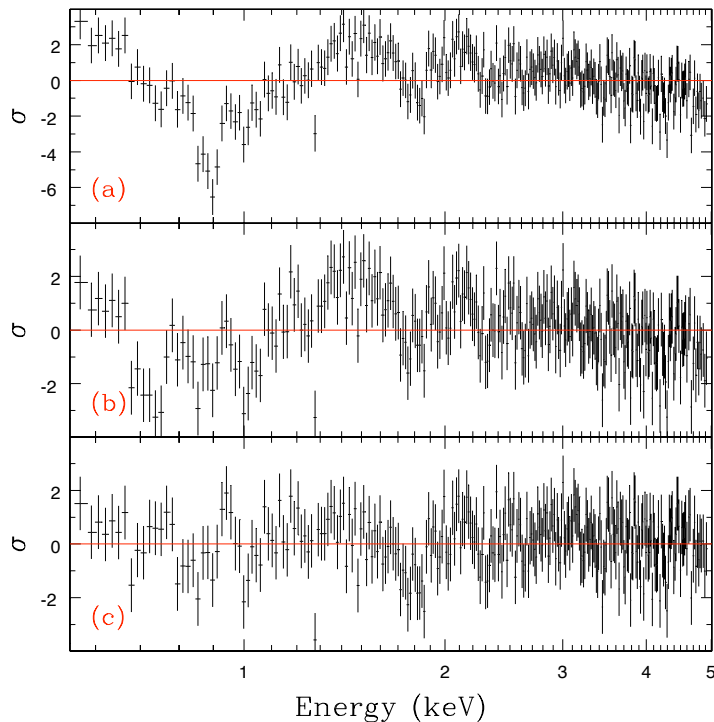


Figure 5.5: Residuals of three different models over Suzaku Obs 3. Panel (a). Residuals to a single powerlaw fit between 2 and 5 keV. The presence of the ionized absorber is evident in the data. Panel (b). Residuals to a fit over the whole spectral range, including a single powerlaw attenuated by one absorbing component. Panel (c). As for panel (b) but including two absorbing components.

tion parameter and column density) can be well modeled at lower CCD X-ray spectral resolution. Thus, we have modeled the Suzaku XIS spectra of NGC 5548, using the kinematic properties of the absorbers found by AV10 in their spectral analysis on the high resolution, high S/N, *Chandra* data.

AV10 found four absorbing components. Two of these show very different ionization parameters, column densities, and outflow velocities, the HV-SHIP and the LV-LIP. The other two have similar ionization parameters and column densities, but different outflow velocities, the HV-HIP (with velocity similar to the HV-SHIP) and the LV-HIP (with velocity similar to the LV-LIP). The low resolution of the Suzaku data does not allow us to separate these last two components, even if present in the spectra. Thus, to test their presence, we model them together, using a single absorber (we will call this component (HV+LV)-HIP). In our models of the low resolution CCD Suzaku spectra, we have fixed the outflow velocity, and turbulent velocity of the HV-SHIP and LV-LIP to the best fit values obtained by AV10. To account for the absorption by the (HV+LV)-HIP we have used the average outflow velocity of the HV-HIP and LV-LIP systems found by AV10, and a large turbulent velocity (600 km s^{-1} , similar to the separation of the LV and HV systems). The values used for each component are reported in Table 5.2.

Using these three absorbing components (HV-SHIP, (HV+LV)-HIP, and LV-LIP), we

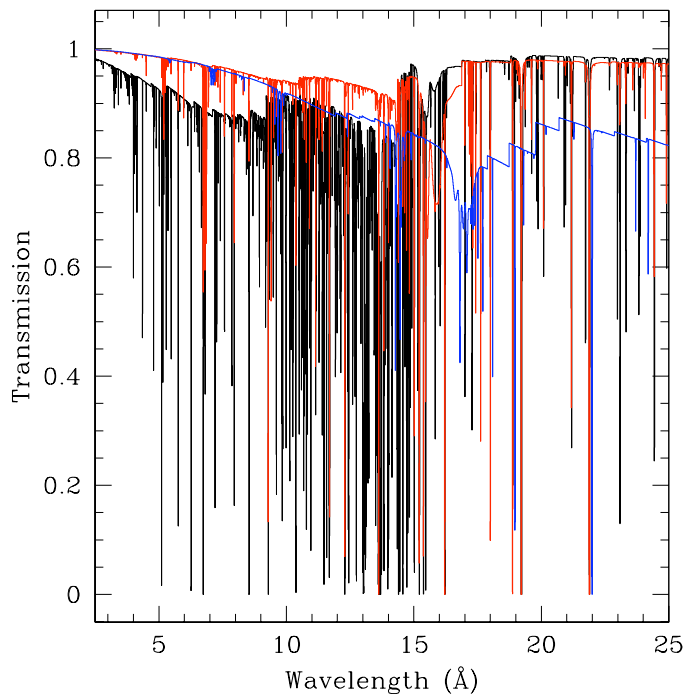


Figura 5.6: Theoretical transmission spectrum of the three absorption components at 0.001 \AA resolution. The HV-SHIP is presented in black, the (HV+LV)-HIP in red, and the LV-LIP in blue. While in the $5\text{--}15 \text{ \AA}$ range most of the opacity is produced by the the HV-SHIP, in the $15\text{--}20 \text{ \AA}$ range the LV-LIP dominates. The different absorption lines blend into broad troughs that allow us to study the WA properties with low resolution CCD data (see Fig. 5.5).

have searched for possible variations in the opacity of the absorbing gas to the impinging continuum variations. We have used the following approach: (a) we have assumed that no changes are present in column densities during the 2 month monitoring campaign. Therefore, we have set free to vary the column density of each absorbing component, but have forced it to have the same best fit value during all 7 observations. (b) we have left the ionization parameter of each absorbing component free to vary among the observations (as opacity variations should be reflected as variations in the ionization parameter).

We fit simultaneously the XIS-FI and the XIS 1 spectra of each observation, and to account for any cross-calibration effect between the two detectors, we have constrained the slope of the power law to be the same, but have allowed the continuum normalizations to vary independently. For each observation, we have produced three different models, including a powerlaw attenuated by one, two, and three absorbing components (HV-SHIP, (HV+LV)-HIP, and LV-LIP), to test the presence and significance of each absorber in the Suzaku data. The seven datasets require the presence of two absorbing components, that correspond to the HV-SHIP and the LV-LIP found by AV10. Figure 5.5 shows, for Observation 3, the residuals to a model including only a power law (Fig.

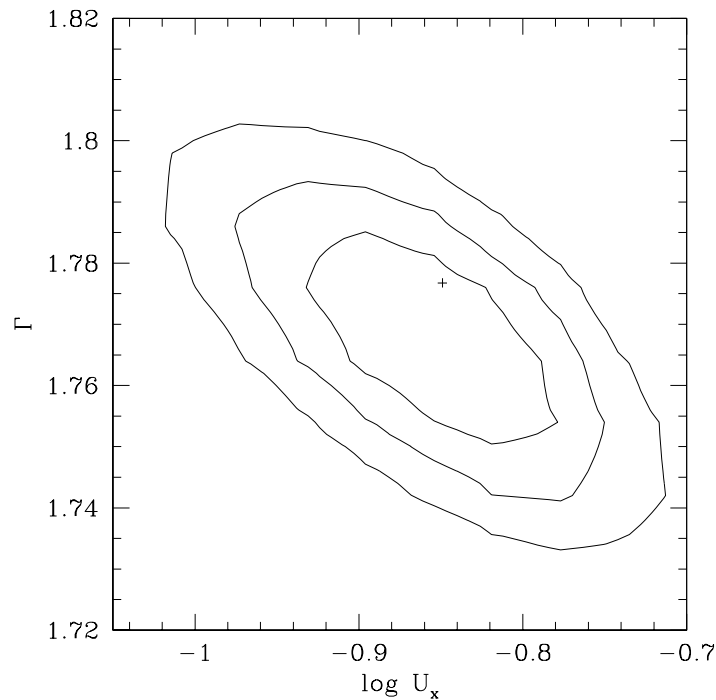


Figure 5.7: Ionization Parameter vs. Photon Index confidence regions (1, 2 and 3 σ) for the fit to Observation 3. Both parameters can be measured independently from the data.

5.5a), a powerlaw attenuated by the HV-SHIP (Fig. 5.5b), and a powerlaw attenuated by the HV-SHIP and the LV-LIP (Fig. 5.5c). We note, however, that only for Suzaku Observations 3, 5, and 6 (with larger S/N) is the presence of the (HV+LV)-HIP required by the spectra (although, all datasets are consistent with the presence of this component). Though statistically required for the above 3 spectra, this component does not leave strong (significant) residuals with respect to the model with only two absorbing components. This is expected, given that the (HV+LV)-HIP has an average ionization parameter close to that of the HV-SHIP, but nearly an order of magnitude lower column density. Thus, the overall resonant opacity of the absorber between 5-15 \AA (0.8- 2.5 keV) is mainly driven by the HV-SHIP, and the contribution to the absorption by the HV-HIP is difficult to separate from that component (see Figure 5.6), especially with low resolution CCD data. On the other hand, the opacity in the region between 15-20 \AA (0.6-0.8 keV) is dominated by the LV-LIP. This is probably the reason why the (HV+LV)-HIP component is required only in the 3 observations with larger S/N.

We conclude that changes in the ionization parameter of this component (which represents only the “average” ionization parameter between two different velocity components) cannot be constrained with the present campaign. Therefore, we have included this component in our final models of the Suzaku data leaving the ionization parameter and column density fixed to the best fit values obtained by AV10⁵ (for the value of

⁵We note, however, that while this component is required to fit Observations 3,5, and 6, letting the

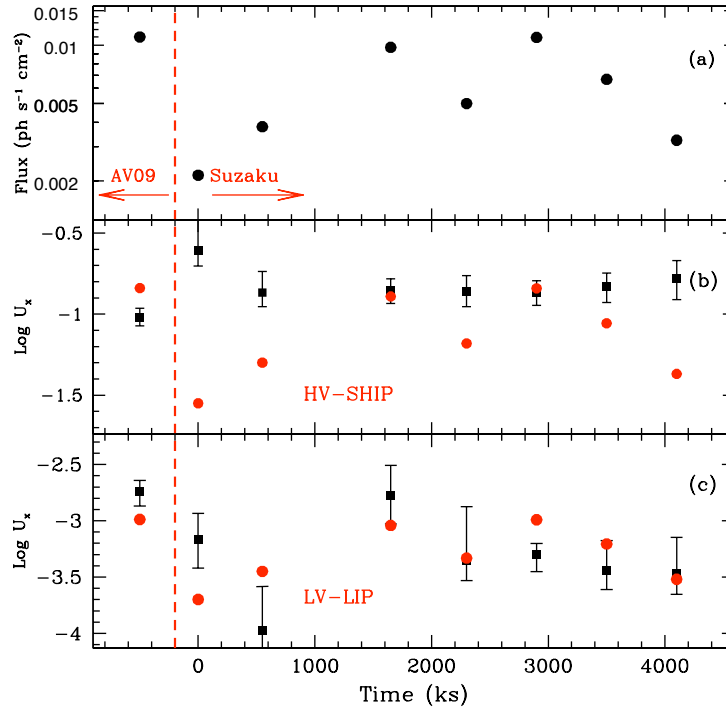


Figura 5.8: Panel (a): Fluxed lightcurve of NGC 5548. The arrows mark the time regions when the object was observed by Suzaku and *Chandra*. Panel (b): Log of the Ionization parameter of the the HV-SHIP vs. time for the 7 Suzaku observations of the source. The analysis on the 2000-2005 *Chandra* data by AV10 is also presented (points with negative time). Panel (c): as panel (b) but for the LV-LIP. The red circles represent expectations for gas in photoionization equilibrium.

the column density we have used the sum of the HV-HIP and LV-HIP columns, for the ionization parameter, we have used the average; see Table 5.2). This component will not be further discussed in the rest of the paper.

When modeling WAs with low resolution data, an important point to keep in mind is any possible degeneracy between the continuum and the opacity of the absorber. Such degeneracy may produce incorrect values of the ionization parameter because of a bad representation of the continuum. When monitoring the response of the gas to continuum variations, such degeneracy may produce “artificial changes” in U_x , or may mask real changes. To test this possible degeneracy we have produced confidence regions between the photon index of the powerlaw and U_x (for both the HV-SHIP and the LV-LIP) for the seven Suzaku observations. In Figure 5.7 we present the contour plot for Observation 3 and the HV-SHIP. It is clear that both the ionization parameter and the photon index can be measured independently from the data. Similar results are found for both the HV-SHIP and the LV-LIP on all observations.

Table 5.3 presents the best fit continuum parameters, as well as the best fit ionization parameters value, of each observation. Table 5.2 presents the best-fit column density parameters of this component vary has no effect on the results reported in this paper.

Cuadro 5.3: Continuum, Flux and Ionization Parameter for each Suzaku Observation

Obs 1	1.51±0,02	1.39±0,05	-0.61 ^{+0,27} _{-0,09}	-3.17 ^{+0,24} _{-0,25}
Obs 2	1.59±0,04	2.80±0,08	-0.87 ^{+0,13} _{-0,09}	-3.98 ^{+0,39} _{-0,49}
Obs 3	1.78±0,02	7.96±0,04	-0.85 ^{+0,07} _{-0,08}	-2.78 ^{+0,27} _{-0,25}
Obs 4	1.55±0,01	3.46±0,03	-0.86 ^{+0,10} _{-0,09}	-3.35 ^{+0,48} _{-0,18}
Obs 5	1.69±0,01	7.95±0,04	-0.86 ^{+0,07} _{-0,08}	-3.30 ^{+0,10} _{-0,15}
Obs 6	1.59±0,01	4.66±0,03	-0.83 ^{+0,08} _{-0,10}	-3.44 ^{+0,26} _{-0,17}
Obs 7	1.56±0,01	2.33±0,02	-0.78 ^{+0,11} _{-0,13}	-3.47 ^{+0,32} _{-0,19}

value of the absorbing components. We note that the fitted N_H values for these absorbing components are consistent within the errors with those found for the *Chandra* best fit model by AV10. This indicates the reliability of the Suzaku data to constrain this parameter over the 7 observations. This further indicates no significant change in column density in ~ 7 years of observations. Using the observed velocities (Table 5.2), this means that, if moving purely radially, the HV and LV systems have moved at least $\sim (1 - 2) \times 10^{15}$ cm away from the central source.

5.5. Monitoring the Gas Response to Continuum Variations II: Time Resolved Modeling of the Ionized Absorber

The ionization parameter of the HV-SHIP and LV-LIP are plotted with the flux level as a function of time in Figure 5.8. The ionization parameter of the HV-SHIP is consistent with being constant during the seven Suzaku observations (Fig. 5.8b).

Clearly, the absorbing gas forming this component is not varying according to the expectations of photoionization equilibrium (compare Fig 5.8a with 5.8b). If the gas were close to photoionization equilibrium, the ionization parameter would vary linearly with the flux (as schematically shown by the red circles in Fig. 5.8), which is not the case.

Possible changes in U_x are found for the LV-LIP component, which appears to be following more closely the changes in the continuum (compare black squares with red circles in Figure 5.8c). This would indicate that this component is close to photoionization equilibrium (as all the points are consistent with the expected values from photoionization equilibrium within $\sim 2\sigma$, with the exception of Observation 5, where the difference is $\sim 2.5\sigma$). However, those changes are not visible in Figures 5.2 and 5.3, especially in the region between 15-20 Å (0.6-0.8 keV), where the Unresolved transition Array (or UTA) Fe M-shell absorption produced by this component lies. Furthermore, the errorbars in U_x for this component are large, making the values for the seven observations consistent with no variation in the ionization parameter within 2-3 σ . Thus, it is not clear if the apparent variations are real, and masked by the non-variability of the HV-SHIP (which has a column density ~ 10 times larger), or if, as for the (HV+LV)-HIP, the data do not allow us to constrain the response of the gas. We conclude that time-resolved observations with high spectral resolution are required to further constrain the behavior of these two absorbing components. Therefore, hereafter we discuss mainly the behaviour

of the HV-SHIP, with a few references to the LV-LIP.

5.5.1. Photoionization Equilibrium Timescales

The HV-SHIP did not vary significantly during the two months of observation, despite the factor ~ 4 variations in the flux of the source. Gas in such conditions, usually remains overionized with respect to the continuum source during the “low flux” states, as t_{eq} during ionization phases is always shorter than t_{eq} during recombination phases (§5.1.2). This appears to be the case in NGC 5548 where the HV-SHIP ionization parameter is stuck at high values and does not recombine to reach photoionization equilibrium during the “low flux” observations (Observations 1,2, 7). This is further supported by the fact that the ionization parameter of this component is similar to the one found by AV10 from the average 2000-2005 *Chandra* spectra, with an “average flux” ($F_x(0.5-10 \text{ keV}) \sim 0,011 \text{ ph s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$) similar to the “high flux” levels seen with Suzaku (Observations 3, and 5, see Fig. 5.1)⁶. This further supports the idea that the gas is close to photoionization equilibrium during these “high flux” states, and provides an a-posteriori justification for using photoionization equilibrium models to fit the spectra.

Given that we do not have continuous observations of the source, we cannot determine the exact moment when the continuum decreased to the “low flux” states. For these observations (1,2, and 7), the flux might have decreased just after the observation began, or at any other time after the previous observation ended. Given that the absorbing gas forming the HV-SHIP did not responded to continuum variations, we have to assume the most conservative scenario, which implies that the change in flux took place just before each “low state” observation started. This means that the gas could not reach photoionization equilibrium with the continuum in the ~ 30 ks that each of this observations lasted. Thus we conclude that the equilibrium time of the HV-HIP gas is $t_{eq}(\text{HV-SHIP}) > 30$ ks. Note that if the flux decrement took place before the starting point of any of these observations, then the equilibration time could be $\gg 30$ ks.

If the LV-LIP is indeed varying as expected in photoionization equilibrium it can adapt to the continuum changes on a timescale smaller than the time separation between consecutive observations. Thus $t_{eq}(\text{LV-LIP}) < 7$ days ($t_{eq}(\text{LV-LIP}) < 0,6 \times 10^6$ s).

5.6. The Large Scale Ionized Absorber in NGC 5548

5.6.1. Physical Conditions

The lower limit on the photoionization timescale of the HV-SHIP ($t_{eq} > 30$ ks) can be used to set an upper limit on the electron density of the absorbing gas, as the first is a function of the second (see Nicastro et al 1999 and Krongold et al. 2007 for further

⁶We note that the ionization parameter of the HV-SHIP appears to deviate from photoionization equilibrium by $\sim 3\sigma$ in the analysis by AV10. However, this effect is likely caused by AV10 modelling the “average” 2000-2005 *Chandra* spectra of NGC5548, that consists of several datasets with different flux levels (see their Figure 1).

details). We have used the approximate relation between t_{eq} and n_e derived by Nicastro et al. (1999; eq. 5) for a 3-ion atom (i.e. an atom distributed mainly among three of its contiguous ion species):

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

where “eq” indicates the equilibrium quantities, and $\alpha_{rec}(x^i, T_e)$ is the radiative recombination coefficient of the ion x^i , for gas with an electron temperature T_e . This is an excellent approximation for O and Ne for the HV-HIP, that has dominant charge states OVIII-OIX, NeX-NeXI, because 96 % of the population of these elements is concentrated in these two ions. We used recombination times from Shull & van Steenberg (1982) and the average equilibrium photoionization temperature (see Table 5.4). We find $n_e(\text{HV-SHIP}) < 2.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (we note that the electron density can be much lower than this value, given the very conservative limit on the equilibration time). Using T_e and n_e , we find that the gas pressure $P_e(\text{HV-SHIP}) < 5,8 \times 10^{13} \text{ K cm}^{-3}$. Assuming the changes

Cuadro 5.4: Physical parameters for the HV-SHIP

N_H	T_e	$(n_e R^2)$	n_e	P_e	R	ΔR	$(\Delta R/R)$
10^{22} cm^{-2}	10^6 K	10^{41} cm^{-1}	10^7 cm^{-3}	$10^{13} \text{ K cm}^{-3}$	10^{17} cm	10^{14} cm	
$1,0 \pm 2,2$	$2,9 \pm 1,4$	$1,6 \pm 0,05$	$< 2,0$	$< 5,8$	$> 1,0$	$> 6,1$	$> 0,007$

in the LV-LIP are real implies $n_e(\text{LV-LIP}) > 9.8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and $P_e(\text{LV-LIP}) > 2,1 \times 10^9 \text{ K cm}^{-3}$ ($T_e(\text{LV-LIP}) \sim 2,1 \times 10^4 \text{ K}$).

5.6.2. Location and Structure of the Wind

Using the average ionization parameter of the HV-SHIP during the observation ($\log U_x = -0,83$) and the luminosity of ionizing photons in the 0.1-10 keV range ($Q_x \sim 9,0 \times 10^{51} \text{ ph s}^{-1}$), we can calculate the value of the product $(n_e R^2)$: $1.6 \times 10^{41} \text{ cm}^{-1}$ (Table 5.4). Given the upper limit on the electron density found above, the distance of the wind to the central engine can be derived. We find $R(\text{HV-SHIP}) > 0,033 \text{ pc}$ ($R(\text{HV-SHIP}) > 1,0 \times 10^{17} \text{ cm}$). Given the black hole mass of NGC 5548 ($M_{BH} = 6,7 \times 10^7 M_\odot$, Peterson et al. 2004), this implies a location in Schwarzschild radii $R(\text{HV-SHIP}) > 5,1 \times 10^3 R_s$.

Assuming a homogeneous flow, and using the column and number densities it is possible to set constraints on the structure of the ionized absorber. The line-of-sight thickness can be estimated as $\Delta R \sim N_H/n_H \simeq 1,23 N_H/n_e$ (where in the last term of the equation we used $n_e \simeq 1,23 n_H$ which is valid for a fully ionized gas with solar abundances), and the relative thickness as $\Delta R/R = 1,23 N_H/n_e R = 1,23 N_H (n_e R^2)^{-1/2} (n_e)^{-1/2}$. We find $\Delta R(\text{HV-SHIP}) > 6,1 \times 10^{14} \text{ cm}$, and $(\Delta R/R)(\text{HV-SHIP}) > 0,007$ (Table 5.4).

Detmers et al. (2008) found an upper limit of 7 pc for the distance of the absorber producing the O VIII lines, using long term variations (in timescales of years) of the source (though the UV absorbers may be much farther out, i.e. Crenshaw et al. 2009). The HV-SHIP (given its large column density) has the dominant contribution to the absorption by this ion. Locating the absorber at this upper limit of 7 pc would produce

a flow with a $(\Delta R/R) < 1,5$. Thus, for this component $0,033 \text{ pc} < R(\text{HV-SHIP}) < 7,0 \text{ pc}$, and $0.007 < (\Delta R/R)(\text{HV-SHIP}) < 1,5$.

For the LV-LIP we find $R(\text{LV-LIP}) < 3,0 \text{ pc}$ ($R(\text{LV-LIP}) < 10^{19} \text{ cm}$, $R(\text{LV-LIP}) < 4,5 \times 10^5 R_s$), $\Delta R(\text{LV-LIP}) < 1,3 \times 10^{16} \text{ cm}$, and $(\Delta R/R)(\text{LV-LIP}) < 7,6 \times 10^{-4}$, if the putative variations in the opacity of this component are considered as real. Such location is consistent with the upper limits set for this component by Detmers et al. (2008, $R(\text{LV-LIP}) < 19,0 \text{ pc}$) and Crenshaw et al. (2009, $R(\text{LV-LIP}) < 7,0 \text{ pc}$).

5.6.3. Possible Origin and Geometry of the Ionized Outflow

Our results do not allow us to constrain in detail the geometry of the wind. However, the small values of $\Delta R/R$ suggest a compact absorber, and thus it is likely the structure of the absorber is that of a continuous flow seen in a transverse direction (Elvis 2000, Arav 2004, K07). The presence of two velocity absorbing systems, each forming a multi-phase wind (AV10), further suggests a transverse outflow. This configuration is consistent with a large-scale outflow wind, producing both the absorbing gas, and the extended parsec-kiloparsec emitting bicones often found in Seyfert 2 galaxies (Kinkhabwala et al 2002, Sako et al. 2000), as has been explained by K07.

The location and geometry for the ionized absorber in NGC 5548 can be interpreted in terms of two different scenarios: an outflow arising from the innermost regions of the AGN, or an outflow originating much farther out.

An Inner Accretion Disk Outflow

In terms of gravitational radii, the HV-SHIP in NGC5548 can be located at a similar distance (at $> 5000 R_s$) than, for instance, the wind in NGC 4051 (at 2000 to 4500 R_s) which was established to be connected to the inner parts of the accretion disk by Krongold et al. (2007). However, this component could also be located much farther out from the center (given that t_{eq} could be $\gg 30 \text{ ks}$).

We note that even if this is the case, this does not rule out an origin in the inner accretion disk. If all warm absorbers originate in the inner accretion disk, the fact that different locations have been found (not only between the winds in these two objects, but in many others, see §5.1.2) may be simply reflecting that the wind forms in the accretion disk, but extends over a large scale in the nuclear (or maybe even galactic) environment of the active galaxy. We note that a large scale outflow requires that the wind escapes the gravitational well of the central black hole. In order to escape, the wind does not necessarily have to move at escape velocity initially (as stated by several authors), as long as the radiation force on the gas from the continuum source is larger than the gravitational force from the black hole (see Krongold et al. in preparation). Since both forces depend on the distance as R^{-2} , if radiation pressure dominates at a given distance, it will dominate at any distance, unless the gas opacity changes dramatically, and the gravitational force becomes relatively larger. Thus a large scale outflow is possible even if we do not see the gas moving at escape velocity.

In contrast to NGC 4051, where the absorber's location was consistent with the Broad Emission Line Region (BELR), in NGC 5548 we are observing the HV-SHIP farther out. The BELR in this object is located at least $\sim 2 - 3$ times closer to the ionizing source



Figura 5.9: Schematic diagram (in logarithmic scale) of the distance to the central source of the different AGN components in NGC 5548

(the measured radius is $\sim 0,01 - 0,02$ pc for the H_{β} line (Bentz et al. 2007) and 0.014 pc for the He II line (Bottorff 2002)). This is consistent with UV observations that suggest that the absorber covers the BELR (Mathur et al. 1995; Crenshaw et al. 2009). In this scenario, any possible connection between the HV-SHIP and the BELR would have to be closer to the accretion disk, at the base of the flow.

The LV-LIP may also be connected to the BELR, since it may be responding in photoionization equilibrium to the changes in the continuum (see §5.5). In such a case, this velocity component could be located anywhere within 3 pc from the central source, and thus, close the base of the flow. Such a location ($\sim 0,02$ pc) for this component would imply a photoionization equilibrium time scale \sim few minutes.

An intriguing possibility for NGC 5548 is that the two different velocity components found in absorption correspond to two different locations where a single disk wind crosses our line of sight to the central source. This is possible for a bi-conical wind, similar to the one suggested by Elvis (2000) and Krongold et al. (2007). In this case one of the components could be much farther out than the other, which should be close to the base of the wind, near the accretion disk. The relative distance of the two components would then depend on the bending angle of the funnel-shaped wind with respect to the accretion disk, and our line of sight angle with respect to the accretion disk (note that the line of sight angle has to be larger than the wind angle, in order to cross the flow two times). The difference in velocity between the two components does not require strong acceleration for the flow (though this is possible) given that only the radial component of the velocity is measured in the absorbers.

An Extended Dusty Outflow from the Accretion Disk

Since ionized absorber winds can arise from both the accretion disk (Everett 2005; Proga 2004) and from the “obscuring torus” (Krolik & Kriss 2001, Dorodnitsyn et al 2008), it is possible that the different locations found for the absorbers may be simply reflecting that we are seeing two different outflows with different origination radius, as suggested by Blustin et al. (2003). In this case, the different outflow velocity systems found in NGC 5548 may be due to the different locations.

It has been suggested that the “obscuring torus” might be part of an accretion disk

wind, whose origin extends from the inner regions of the accretion disk, up to few pc. In such a scenario, a dusty flow is the natural continuation of an inner accretion disk flow beyond the dust sublimation radius (e.g. Elitzur 2008). Whether the obscuring flow is formed by clumps (Nenkova et al. 2008) or not (Chang et al. 2007), it must be neutral close to the disk plane, but could get ionized at larger heights from it. We note that the lower limit on the location of the HV-SHIP is ~ 10 times smaller than the dusty torus location in NGC 5548 (see Fig. 5.9), that has its hotter parts at $\sim 0.04\text{--}0.45$ pc from the central source, (Suganuma et al. 2007), and it is also below the dust sublimation radius for this object (~ 0.35 pc, based on the UV luminosity of NGC 5548 and the formula given by Barvainis et al. 1987). Thus, the two velocity absorbing systems in NGC 5548 may arise before the dusty wind. However, given their location, the origin of both components could also be associated with the “extended accretion disk dusty flow”. Such a connection could be easily tested with a tighter constraints on the location of the absorbers.

If ionized absorbers are indeed connected to this outer dusty accretion disk wind, it would be expected that, at least in some of them, a mix of ionized gas and dust is present (given that the dust temperature might be much lower than that of the gas). A dusty warm absorber has already been suggested in MCG-6-30-15 (Lee et al. 2001) and IRAS 13349+2438 (Komossa & Breitschwerdt 2000).

The column density of the HV-SHIP is much larger than the value inferred from the reddening of the inner nucleus ($E(B-V)=0.07$, which correspond to a column density of $N_H \simeq 3,6 \times 10^{20} \text{cm}^{-2}$; Crenshaw et al. 2009), indicating that this absorbing component cannot contain much dust, and therefore is not a dusty outflow. Therefore, if not located before the dust sublimation radius, the most likely location for the HV-SHIP should be much farther out than the “extended accretion disk dusty flow”, and then, (if not arising from the inner part of the disk) this component should be part of the thermally driven wind (Chelouche 2008).

5.7. Wind Mass and Kinetic Energy: Implications for Cosmic Feedback

The lower limit on the location of the wind makes possible to estimate a lower limit on the mass and kinetic energy of the flow. We can perform this estimation for a bi-conical wind seen in a transverse direction with respect to our line of sight. For such a geometry Krongold et al. (2007) found that

$$\dot{M}_w = 0,8\pi m_p N_H v_r R f(\delta, \phi)$$

where $f(\delta, \phi)$ is a factor that depends on the particular orientation of the disk and the wind with respect to our line of sight, and for all reasonable angles is of the order of unity (see Krongold et al. 2007, §A.2 for full details). Thus, using the radial velocity, column density, and radius of the HV-SHIP we find that $\dot{M}_w > 0,008 M_\odot \text{yr}^{-1}$. The observed accretion rate in NGC 5548 is $\dot{M}_{accr} = 0,1 M_\odot \text{yr}^{-1}$ (Mathur et al. 1995, assuming a radiation conversion efficiency of 10%), so $\dot{M}_w > 0,08 \dot{M}_{accr}$. We note that this is only a lower limit on the mass outflow rate of the wind, and includes only 1 absorbing component. If this velocity component is indeed composed of a multi-phase medium in pressure

balance (AV10), the HV-SHIP and HV-HIP should be co-located. In this case the total mass outflow rate would be $\dot{M}_w > 0,4\dot{M}_{accr}$. Therefore, the total mass outflow rate of the HV system in NGC 5548 is could easily be much larger than the mass accretion rate. A high ratio between the mass outflow rate and the accretion rate could present a problem for a radiation driven wind. However, the wind may be magnetocentrifugally launched as suggested by Everett (2005) and then further accelerated by radiation pressure.

We stress here that the implication of large mass outflow rates does not depend on the assumed bi-conical geometrical configuration. If the outflow were considered spherical, then the outflow rate, given by $\dot{M}_w = \Omega m_p n_e R^2 V_r$ (e.g. Steenbrugge et al. 2005), would be nearly two orders of magnitude larger, considering a solid angle of 1.6 ste rad (Blustin et al. 2005). A model for the WA in this source, assuming a thermally driven wind arising at \sim pc from the central engine (Chelouche 2008), also implies a much larger mass outflow rate $\dot{M}_w \sim 0,63 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. This mass loss rate is similar to the one we would obtain for the HV-SHIP, if this component were located at \sim pc from the central engine ($\dot{M}_w \sim 0,25 M_\odot \text{ yr}^{-1}$).

Assuming that the black hole mass of NGC 5548 ($M_{BH} = 6,7 \times 10^7 M_\odot$, Peterson et al. 2004) was all accreted, and that the ratio $\dot{M}_w / \dot{M}_{accr}$ remained constant, then the integrated lifetime mass lost due to the HV-SHIP X-ray wind would be $M_{out} > 5,4 \times 10^6 M_\odot$. Most of the mass would be emitted during the last two doubling times, over outburst lifetimes estimated to be $\sim 10^7$ yr. This mass, which comes only from one absorbing component, is already similar to the one available from luminous Infrared galaxies (e.g. Veilleux et al. 2005) and, in principle, could all be injected into the interstellar medium of NGC 5548 or the intergalactic medium. This could have important metallicity effects, as it has been shown that the active nuclear environment is enriched in metals, with metallicities a few times solar (e.g. Fields et al. 2005; 2007, Arav et al. 2007) or even larger (Hamman and Ferland 1999).

The total kinetic energy injected by the HV-SHIP in NGC 5548 would be $> 1,2 \times 10^{56}$ erg. Evaporating the ISM from a typical spiral galaxy with galactic disk of radius 10 kpc, disk thickness of 0.1 kpc, and average density of 1 cm^{-3} , requires that this medium be heated to a temperature $T \sim 10^7$ K. The energy needed to increase the ISM of a typical galaxy to this temperature can be estimated as $E \sim N_{tot} kT \sim 10^{57} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (where N_{tot} is the total number of particles in the disk). Thus, the kinetic energy injected by the wind can easily supersede the one required to disrupt the interstellar medium. If AGN activity occurs intermittently, then the injected kinetic energy would be lower, and the ISM could have time to fall back. As noted by Krongold et al. (2007), winds moving at $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ can move 5 kpc away in only 10^7 years (compared to the 10^8 yr the AGN estimated lifetime). This implies that AGN warm absorber winds can indeed have important effects on their host galaxies. Among other things, these winds may control or stop large scale star formation processes in their hosts.

If we now assume that the measured ratio $\dot{M}_{out} / \dot{M}_{accr}$ is representative of quasars, then extrapolating these values for wind mass and kinetic energy to powerful quasars ($L_{bol} \sim 10^{47} \text{ ergs s}^{-1}$, $M_{BH} = \text{few} \times 10^9 M_\odot$), implies that the total mass injected by these systems in their large scale environment could be $> \text{few} \times 10^8 M_\odot$ and the total kinetic energy could be $> \text{few} \times 10^{57} \text{ erg}$. This number is still a small fraction of the 10^{60} erg required by simulations to make quasar winds important for galaxy evolution and IGM structure formation (e.g. Hopkins et al. 2005; Scannapieco 2004; King 2003). However,

the above number is only a lower limit, and includes the contribution from only one WA component, with a lower value of the total velocity. In other words, we are taking into account only the radial component of the velocity, and neglecting further acceleration of the flow and mass entrainment.

Recent calculations by Hopkins and Elvis (2009) show that if the AGN wind drives a secondary outflow in the hot, diffuse gas of the ISM, then a mass outflow rate of only $\dot{M}_w \sim 0,05 - 0,10 \dot{M}_{accr}$ for the AGN wind is required for these outflows to have strong evolutionary effects on their hosts. Thus it is possible that WA winds may indeed have a dramatic effect on their large scale environment. Evidently, to further understand the cosmological effects of quasar winds, more theoretical and observational studies are required. As part of an observational program, we are studying the UV and X-ray absorbers on the Seyfert galaxy NGC 3227.

5.8. Conclusions

The spectral shape of the soft X-ray spectra of seven Suzaku observations, spanning two months, shows little variation, despite a change in flux by a factor ~ 4 . A detailed modeling of the ionized absorber in this source confirms that the strongest component, the one with the largest velocity and the highest ionization level (HV-SHIP), is not responding as expected in photoionization equilibrium to the impinging continuum. The lack of variation in the opacity of this component implies a density $n_e < 2.0 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ for the absorbing gas, and a distance $> 0,033 \text{ pc}$ from the central black hole. On the other hand, the ionization state of the absorbing component with low velocity and low ionization (LV-LIP) appears to be varying linearly with the ionizing continuum, suggesting that it is in photoionization equilibrium. In this case, this component should have $n_e > 9.8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and should be located anywhere within 3 pc from the central source.

If the HV-SHIP originates in the inner accretion disk, and we are seeing it farther out, then a large scale outflow may be required. Any relation of this component with the BELR would have to be at the base of the flow, closer in than we are observing it. If the wind starts perpendicular to the disk, and then bends (Elvis 2000), the two absorbing components could be part of the same flow, but at different locations. Alternatively, the HV-SHIP could be arising at a much larger radius, and then it might be a thermally driven wind.

The mass and energy outflow from the wind is dominated by the HV-SHIP. The total kinetic energy ejected by this wind can easily supersede the energy required to disrupt the whole interstellar medium of the host galaxy. This indicates that even winds in Seyferts might have important effects on their hosts, possibly quenching or regulating large scale star formation. However, strong uncertainties in the energetics of these outflows remain. In addition, the total amount of energy required in these outflows for cosmic feedback could be much lower than previously thought (Hopkins and Elvis 2009). Thus, more studies are required to further understand the possible effects of quasar winds on their large scale environment.

Capítulo 6

Conclusiones Generales.

Las propiedades que se han mencionado del Absorbedor Tibio presente en las galaxias Seyfert 1 y cuasares, como son el número de componentes de ionización encontradas en los diferentes análisis, las cuáles son pocas (en general son del orden de 3) pero suficientes para poder describir las características observadas en los espectros con un alto nivel de ionización (Fe XXIV, Fe XX, Si XIV, Si XIII, O VIII, así como las de bajo nivel (Mg IX, Mg VIII, Ne VIII, N VII, O VII, OVI, UTA transiciones de Fe); y el número de componentes de velocidad de flujo del AT (viento) detectadas en los rayos-X, indican que el mejor modelo para describir al Absorbedor Tibio es un medio multifase. Además de que el modelo de distribución de ionización continua radial ha presentado evidencia de un gap, dicho gap es producido por una inestabilidad térmica y es una propiedad intrínseca del gas absorbedor, como es argumentado por los mismos autores, favoreciendo nuevamente al modelo multifase.

El problema más importante en el estudio del Absorbedor Tibio, es determinar su geometría que los diferentes modelos proponen. Por lo que encontrar la distancia (r) del gas a la fuente central es necesario. Sin embargo, no es fácil obtenerla sólo de las observaciones, dado que existe una convolución de la densidad electrónica con r . Por tanto se requiere de análisis de variabilidad en la opacidad del absorbedor debido a cambios del continuo de la fuente central para poder determinar la distancia y entonces restringir la geometría del mismo. Este método ha sido empleado para varios objetos, ubicando al absorbedor en el disco de acreción. La evidencia de líneas de absorción delgadas soportan este resultado, ya que sí el gas se origina por una inestabilidad sólo en un rango de radios en el disco, entonces el flujo presentará una estructura delgada.

La ventaja del estudio realizado en esta Tesis, es el ajuste de los datos mediante el código PHASE, el cuál trabaja de una manera sencilla y elegante, es decir, el ajuste se hace de manera global y depende de pocos parámetros (U , N_H , vel_{flow} , vel_{turb} por cada componente de absorción). En estos estudios como en muchos otros se ha probado que dos o tres componentes de ionización pueden producir todas las líneas de absorción más importantes detectadas en los espectros, indicando que el gas absorbedor no necesariamente muestra el nivel de ionización en el cuál el máximo de abundancia de los iones es observado.

Los resultados reportados para el Absorbedor Tibio de NGC 5548 son fuertes evidencias de esta geometría, como se vió, los perfiles de las líneas son modelados con dos componentes de velocidad, mostrando que el perfil tiene una dependencia en la velocidad de flujo del viento. Un modelo de distribución de ionización radial no puede explicar estos perfiles, sino un modelo en el cuál el flujo este en dirección transversal a la línea de visión. Además, dos componentes de ionización del gas absorbedor con diferente temperatura son encontradas moviéndose con la misma velocidad implicando que se encuentran a la misma distancia. También se encontró que estas componentes estan a la misma presión, demostrando que son fases del mismo medio. El modelo de viento multifase define estos resultados de manera natural, donde la componente más caliente confina a la de menor temperatura manteniendo su estructura porque se mueven a la misma velocidad.

Relacionar al AT de los rayos-X con el absorbedor del UV, no es fácil. Una propuesta es que la componente de bajo nivel de ionización del AT podría producir absorción en la región del UV. Otro de los resultados del estudio realizado en los rayos-X para NGC 5548 es la densidad columnar iónica medida para OVI, la cuál es similar a la reportada por los estudios del absorbedor detectado en la región del UV. La importancia de este resultado es que resuelve uno de los problemas para relacionar a ambos absorbedores en este objeto, ya que señala que las propiedades físicas de ellos son iguales, provando entonces que son parte del mismo fenómeno y favoreciendo fuertemente al modelo multifase. No obstante, una relación cinemática ya había sido encontrada y que es corroborada en este estudio, pues ambos absorbedores presentan similares velocidades de flujo. Por tanto, el método empleado por Krongold et al. 2003 para el estudio de los datos demuestra ser mejor.

La relación entre los absorbedores del UV y de los rayos-X de muchas galaxias Seyfert y quásares es por medio de su cinemática, es decir que al menos una componente de velocidad de flujo detectada en el absorbedor del UV es encontrada en el absorbedor detectado en los rayos-X. El estudio realizado sobre el Absorbedor Tibio de IRAS 13349+2438 en ambas bandas así lo ejemplifica, las dos componentes de velocidad del viento detectadas en los rayos-X estan en correspondencia con las detectadas en el UV. También se mostró que el AT de esta fuente es descrito mediante un viento de componentes discretas de ionización que esta fluyendo en dirección transversal a nuestra línea de visión. Ninguna evidencia espectral de polvo se detectó en el análisis como se había reportado previamente, descartando una posible relación del AT con el toro de polvo en este objeto.

Es importante notar, que el modelo de distribución radial continua de ionización señala que el origen del absorbedor se encuentra en la cara interna del toro de polvo, es decir que el absorbedor esta a grandes distancias de la fuente central. Aunque algunos objetos parecen indicar que el AT contiene polvo otros no. Un punto a favor de este modelo es la evidencia de conos de ionización a gran escala detectados en galaxias Seyfert 2 y los cuáles se asocian al AT de las Seyfert 1. Sin embargo, este modelo no podría justificar el porcentaje observado de galaxias Seyfert 1 con Absorbedor Tibio,

pues los conos de ionización están totalmente cubiertos por gas ionizado implicando que el porcentaje observado de AGN's con AT sea mayor. Por otra parte, el modelo de un viento multifase también explica que el flujo proveniente del disco de acreción puede ser encontrado a grandes distancias y estar relacionado con la región de líneas delgadas que se observa en ambas Seyferts, es decir que esta región sería la continuación del AT. En estudios de las líneas de emisión anchas se ha argumentado que un viento podría estar confinando a esta región y explicar la asimetría observada en los perfiles de estas líneas. En el modelo de viento multifase se ha encontrado evidencia de que la componente de baja ionización del AT puede presentar similar temperatura que la del gas de la BLR, que muestra un rango de parámetros de ionización pero un valor discreto del AT puede conectar a ambos. Entonces la componente del AT de mayor temperatura podría confinarse a la BLR además de que su cinemática sea similar. Esta evidencia por consiguiente conecta a la BLR con el AT, dando pistas de que el AT puede encontrarse a la misma distancia que la BLR. El efecto de orientación de la línea de visión hacia la fuente central es un punto requerido en los modelos que delimitan a los AGN's, en este modelo también lo es, esto podría ser también un indicio de la relación entre la BLR y el AT.

Las características de absorción más comunes observadas en los espectros de rayos-X son las producidas por transiciones de Fe y de O, en particular las transiciones ligado-ligado. El Fe es el elemento menos abundante, no obstante su sección eficaz es más sensible a los fotones de altas energías como son los de los rayos-X. La presencia de estos dos elementos, entre otros, en el Absorbedor Tibio, señala que éste lleva metales con los cuales puede contaminar al medio a su alrededor si su energía cinética es suficiente para vencerla fuerza de atracción producida por la máquina central del AGN.

Otro de los objetivos de estudiar al Absorbedor Tibio es determinar si la energía que libera puede afectar al entorno del AGN. En el caso de NGC 5548, se encontró un límite inferior para la distancia del AT y para su energía. La primera posiciona al AT más allá del disco de acreción pero no significa necesariamente que no se origine en él, y la segunda de acuerdo con los modelos de retroalimentación (feedback) para la regulación de estructura a gran escala y de formación estelar puede afectar al medio interestelar, mostrando que un modelo multifase con geometría de embudo es factible. La tasa de pérdida de masa debido al Absorbedor Tibio reportada por los otros modelos requieren que esta sea del orden de unas veces la masa de acreción, resultando en un problema, pues esto significa que el Absorbedor Tibio está presente en el AGN un tiempo corto comparado con el tiempo en el que es observado. La tasa de pérdida de masa calculada por el modelo propuesto (medio multifase) para NGC 5548 es un límite inferior de unas centésimas la masa de acreción, de tal manera que la contradicción se resuelve. Por tanto el AT es importante en el esquema de evolución galáctica.

Los estudios realizados en las galaxias NGC 5548 y IRAS 13349+2438 fueron llevados a cabo con datos de buena calidad espectral disponible provistos por el telescopio *Chandra*. Los resultados de esta Tesis apoyan que el Absorbedor Tibio es bien descrito por un medio multifase. No obstante, otros objetos respaldan esta conclusión. Sin embargo, es necesario realizar más estudios con el código PHASE en otras fuentes para poder llegar a un consenso general del modelo. Así como realizar los estudios de varia-

bilidad en el absorbedor para restringir su distancia a la fuente central. Y determinar por que el polvo se encuentra en el AT de algunos objetos. Es necesario también datos de buena resolución espectral y señal a ruido en la región del UV y de los rayos-X. Ya que en algunos casos los instrumentos observacionales muestran límites para determinar las propiedades del absorbedor, como es la densidad columnar que depende del perfil instrumental, pero esto es todavía un reto en instrumentación. Así que las propiedades del AT siguen dependiendo de los modelos. Entonces un factor importante para determinar estructura multifase del viento, es la SED, por lo que observaciones simultáneas en diferentes longitudes de onda son requeridas. En este punto es importante la conexión entre los absorbedores del UV y rayos-X ya que puede contribuir a describir la región del EUV.

Estudiar a los AGN's sigue siendo uno de los temas más atractivos de la Astrofísica por lo que entender el papel del AT en ellos es importante para determinar su estructura y evolución, así como la relación con los diferentes fenómenos observados en los AGN's. Los resultados de esta Tesis contribuyen a definir cuál es la posible geometría del AT y por tanto las implicaciones cosmológicas de este. Presentando evidencias de que un viento multifase es razonable para resolver las discrepancias entre los modelos para propiedades físicas como la densidad columnar de iones, la presión y cinemática de las componentes.

Apéndice A

NGC 5548 APPENDIX

In this appendix we have enumerated (from high to low energy) the 31 references for the 185 photometric data points from NED used to build the NGC 5548 Spectral Energy Distribution.

1. Kaspi, Shai; Maoz, Dan; Netzer, Hagai; Peterson, Bradley M.; Vestergaard, Marianne; Jannuzi, Buell T. 2005, *ApJ*, 629, 61K
2. McKernan, B.; Yaqoob, T.; Reynolds, C. S. 2007, *MNRAS*, 379, 1359M
3. Jack W. Sulentic, Rumen Bachev, Paola Marziani, C. Alenka Negrete, and Deborah Dultzin 2007, *ApJ*, 666, 757S
4. Muñoz Marín, Víctor M.; González Delgado, Rosa M.; Schmitt, Henrique R.; Cid Fernandes, Roberto; Pérez, Enrique; Storchi-Bergmann, Thaisa; Heckman, Tim; Leitherer, Claus 2007, *AJ*, 134, 648M
5. Anderson, Kurt S. 1970, *ApJ*, 162, 743A
6. McAlary, C. W.; McLaren, R. A.; McGonegal, R. J.; Maza, J. 1983, *ApJS*, 52, 341M
7. de Vaucouleurs, G.; de Vaucouleurs, A.; Corwin, H. G., Jr.; Buta, R. J.; Paturel, G.; Fouque, P. 1991, RC3.9, C.
8. Koulouridis, E.; Plionis, M.; Chavushyan, V.; Dultzin-Hacyan, D.; Krongold, Y.; Goudis, C. 2006, *ApJ*, 639, 37K
9. Suganuma, Masahiro; Yoshii, Yuzuru; Kobayashi, Yukiyasu; Minezaki, Takeo; Enya, Keigo; Tomita, Hiroyuki; Aoki, Tsutomu; Koshida, Shintaro; Peterson, Bruce A. 2006, *ApJ*, 639, 46S
10. Zwicky, Fritz; Herzog, E. 1963, CGCG2.C...0000Z
11. Takamiya, M.; Kron, R. G.; Kron, G. E. 1995, *AJ*, 110, 1083T
12. Petrosian, Artashes; McLean, Brian; Allen, Ronald J.; MacKenty, John W. 2007, *ApJS*, 170, 33P

13. Bentz, Misty C.; Denney, Kelly D.; Cackett, Edward M.; Dietrich, Matthias; Fogel, Jeffrey K. J.; Ghosh, Himel; Horne, Keith D.; Kuehn, Charles; Minezaki, Takeo; Onken, Christopher A.; Peterson, Bradley M.; Pogge, Richard W.; Pronik, Vladimir I.; Richstone, Douglas O.; Sergeev, Sergey G.; Vestergaard, Marianne; Walker, Matthew G.; Yoshii, Yuzuru 2007, *ApJ*, 662, 205B
14. Bentz, Misty C.; Peterson, Bradley M.; Pogge, Richard W.; Vestergaard, Marianne; Onken, Christopher A. 2006, *ApJ*, 644, 133B
15. Lebofsky, M. J.; Rieke, G. H. 1980, *Natur*, 284, 410L
16. Wisniewski, W. Z.; Kleinmann, D. E. 1968, *AJ*, 73, 866W
17. Spinoglio, Luigi; Malkan, Matthew A.; Rush, Brian; Carrasco, Luis; Recillas-Cruz, Elsa 1995, *ApJ*, 453, 616S
18. Balzano, V. A.; Weedman, D. W. 1981, *ApJ*243, 756B
19. McAlary, C. W.; McLaren, R. A.; Crabtree, D. R. 1979, *ApJ*, 234, 471M
20. Rieke, G. H. 1978, *ApJ*, 226, 550R
21. Pacholczyk, A. G.; Weymann, R. J. 1968, *AJ*, 73, 870P
22. Penston, M. V.; Penston, M. J.; Selmes, R. A.; Becklin, E. E.; Neugebauer, G. 1974, *mnras*, 169, 357P
23. Rodríguez-Ardila, A.; Riffel, R.; Pastoriza, M. G. 2005, *MNRAS*, 364, 1041R
24. de Vaucouleurs, Antoinette; Longo, Giuseppe 1988, *VIrPh*. C.
25. Stein, W. A.; Weedman, D. W. 1976, *ApJ*, 205, 44S
26. Maiolino, R.; Shemmer, O.; Imanishi, M.; Netzer, H.; Oliva, E.; Lutz, D.; Sturm, E 2007, *A & A*, 468, 979M
27. Kleinmann, D. E.; Low, F. J. 1970, *ApJ*, 161L, 203K
28. Rieke, G. H.; Low, F. J. 1972, *ApJ*, 176L, 95R
29. Gorjian, V.; Werner, M. W.; Jarrett, T. H.; Cole, D. M.; Ressler, M. E. 2004, *ApJ*, 605, 156G
30. Moshir, M.; et al. 1990, *IRASF*, C, 0M
31. Gorjian, V.; Cleary, K.; Werner, M. W.; Lawrence, C. R. 2007, *ApJ*, 655L, 73G

Bibliografía

- [1] Arav, N., Korista, K. T., & de Kool, M. 2002, *ApJ*, 566, 699
- [2] Arav, N., Kaastra, J., Steenbrugge, K., Brinkman, B., Edelson, R., Korista, K. T., & de Kool, M. 2003, *ApJ*, 590, 174
- [3] Arav, N. 2004, ASP Conf. Ser. 311: AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey, 311, 213
- [4] Arav, N., et al. 2007, *ApJ*, 658, 829
- [88] Andrade-Velazquez et al. 2010, *ApJ*
- [6] Badnell, N. R. 2006, *ApJ*, 651, 73B.
- [7] Barvainis R., 1987 *ApJ* 320, 537
- [8] Behar, E., Sako, M., & Kahn, S. M. 2001, *ApJ*, 563, 497
- [9] Behar, E., Rasmussen, A. P., Blustin, A. J., Sako, M., Kahn, S. M., Kaastra, J. S., Branduardi-Raymont, G., & Steenbrugge, K. C. 2003, *ApJ*, 598, 232
- [10] Beichman, C. A., Soifer, B. T., Helou, G., Chester, T. J., Neugebauer, G., Gillett, F. C., & Low, F. J. 1986, *Scientific American*, 255, 63
- [11] Bentz, M. C., et al. 2007, *ApJ*, 662, 205
- [12] Blustin, A. J., et al. 2003, *A & A*, 403, 481
- [13] Blustin, A. J., Page, M. J., Fuerst, S. V., Branduardi-Raymont, G., & Ashton, C. E. 2005, *A & A*, 431, 111
- [14] Bottorff, M. C., Baldwin, J. A., Ferland, G. J., Ferguson, J. W., & Korista, K. T. 2002, *ApJ*, 581, 932
- [15] Branduardi-Raymont, G. 1986, *The Physics of Accretion onto Compact Objects*, 266, 407
- [16] Branduardi-Raymont, G. 1989, *Active Galactic Nuclei*, 134, 177
- [17] Brandt, W.Ñ., Fabian, A. C., & Pounds, K. A. 1996, *MNRAS*, 278, 326
- [18] Brandt, W.Ñ., Mathur, S., Reynolds, C. S., & Elvis, M. 1997, *MNRAS*, 292, 407

- [19] Brinkmann, W., Kawai, N., Ogasaka, Y., & Siebert, J. 1996, *A &A*, 316, L9 Burstein & Heiles 1978? 1984
- [20] Brinkman, Bert C. et al. 2000, *SPIE*, 4012, 81
- [21] Brotherton, M. S., Green, R. F., Kriss, G. A., Oegerle, W., Kaiser, M. E., Zheng, W., & Hutchings, J. B. 2002, *ApJ*, 565, 800
- [22] Canizares, C. R., et al. 2000, *ApJ*, 539, L41
- [23] Cardaci, M. V., Santos-Lleó, M., Krongold, Y., Rodríguez-Pascual, P., Hägele, G. F., & Díaz, A. I. 2008, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 32, 135
- [24] Cardaci, M. V., Santos-Lleó, M., Krongold, Y., Hägele, G. F., Díaz, A. I., & Rodríguez-Pascual, P. 2009, *A &A*, 505, 541
- [25] Chakravorty, S., Kembhavi, A. K., Elvis, M., Ferland, G. & Badnell, N. R. 2008, *MNRAS*, 384, 24
- [26] Chang, P., Quataert, E., & Murray, N. 2007, *ApJ*, 662, 94
- [27] Chelouche, Doron; Netzer, Hagai 2005, *ApJ*, 625,95C
- [28] Chelouche, Doron 2008, arXiv0812.3621C
- [29] Chiang, J.; Reynolds, C. S.; Blaes, O. M.; Nowak, M. A.; Murray, N.; Madejski, G.; Marshall, H. L.; Magdziarz, P. 2000, *ApJ*, 528, 292C
- [30] Collinge, M. J.; Brandt, W. N.; Kaspi, Shai; Crenshaw, D. Michael; Elvis, Martin; Kraemer, Steven B.; Reynolds, Christopher S.; Sambruna, Rita M.; Wills, Beverley J. 2001, *ApJ*, 5557, 2
- [31] Collins, J. A., Shull, J. M., & Giroux, M. L. 2003, *ApJ*, 585, 336
- [32] Costantini, E., et al. 2007, *A &A*, 461, 121
- [33] Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., Boggess, A., Maran, S. P., Mushotzky, R. F., & Wu, C.-C. 1999, *ApJ*, 516, 750
- [34] Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & George, I. M. 2003a, *ARA &A*, 41, 117
- [35] Crenshaw, D. M.; Kraemer, S. B.; Gabel, J. R.; Kaastra, J. S.; Steenbrugge, K. C.; Brinkman, A. C.; Dunn, J. P.; George, I. M.; Liedahl, D. A.; Paerels, F. B. S.; Turner, T. J.; Yaqoob, T. 2003b, *ApJ*, 594, 116
- [36] Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., Schmitt, H. R., Kaastra, J. S., Arav, N., Gabel, J. R., & Korista, K. T. 2009, *ApJ*, 698, 281
- [37] Denney, K. D., et al. 2009, *ApJ*, 704, L80
- [38] Detmers, R. G., Kaastra, J. S., Costantini, E., McHardy, I. M., & Verbunt, F. 2008, *A &A*, 488, 67

- [39] de Vaucouleurs, G. 1991, *Science*, 254, 1667
- [40] Dorodnitsyn, A., Kallman, T., & Proga, D. 2008, *ApJ*, 687, 97
- [41] Elitzur, M. 2008, *New Astronomy Review*, 52, 274
- [42] Ebrero, J., Costantini, E., Kaastra, J. S., Detmers, R. G., Arav, N., Kriss, G. A., Korista, K. T., & Steenbrugge, K. C. 2010, arXiv:1006.2027
- [43] Elvis, M. 2000, *ApJ*, 545, 63
- [44] Everett, J. E. 2005, *ApJ*, 631, 689
- [45] Fields, D. L., Mathur, S., Krongold, Y., Williams, R., & Nicastro, F. 2007, *ApJ*, 666, 828
- [46] Fields, D. L., Mathur, S., Pogge, R. W., Nicastro, F., Komossa, S., & Krongold, Y. 2005, *ApJ*, 634, 928
- [47] Freeman, P., Doe, S., & Siemiginowska, A. 2001, *SPIE*, 4477, 76
- [48] Fruscione, A. 2002, *Chandra News*, 9, 20
- [49] Gabel, J. R., et al. 2003, *ApJ*, 595, 120
- [50] Gabel, J. R., et al. 2005, *ApJ*, 631, 741
- [51] Gabriel, A. H., & Jordan, C. 1969, *MNRAS*, 145, 241
- [52] Ganguly, R., Eracleous, M., Charlton, J. C., & Churchill, C. W. 1999, arXiv:astro-ph/9902341
- [53] Garmire, G. P., Bautz, M. W., Ford, P. G., Nousek, J. A., & Ricker, G. R., Jr. 2003, *SPIE*, 4851, 28
- [54] Grevesse, N., & Noels, A. 1993, *Origin and Evolution of the Elements*, 15
- [55] Gu, Ming F., Holczer, Tomer, Behar, Ehud, & Kahn, Steven M. *ApJ*, 641, 1227
- [56] Grupe, D., Leighly, K. M., Burwitz, V., Predehl, P., & Mathur, S. 2004, *AJ*, 128, 1524
- [57] Grupe, D., et al. 2010, *ApJS*, 187, 64
- [58] Halpern, J. P. 1984, *ApJ*, 281, 90H
- [59] Hamann, F., & Ferland, G. 1999, *ARA &A*, 37, 487
- [60] Haro-Corzo, S. A. R., Binette, L., Krongold, Y., Benitez, E., Humphrey, A., Nicastro, F., & Rodríguez-Martínez, M. 2007, *ApJ*, 662, 145
- [61] Heckman, T. M.; Balick, B.; Sullivan, W. T., III

- [62] Hines, D. C., Schmidt, G. D., Gordon, K. D., Smith, P. S., Wills, B. J., Allen, R. G., & Sitko, M. L. 2001, *ApJ*, 563, 512
- [63] Holczer, T., Behar, E., & Kaspi, S. 2007, *ApJ*, 663, 799
- [64] Hopkins, P. F., Hernquist, L., Cox, T. J., Di Matteo, T., Martini, P., Robertson, B., & Springel, V. 2005, *ApJ*, 630, 705
- [65] Hopkins, P. F., & Elvis, M. 2009, arXiv:0904.0649
- [66] Kaastra, J. S.; Barr, P. 1989, *A &A*, 226, 59K.
- [67] Kaastra, J. S., Mewe, R., Liedahl, D. A., Komossa, S., Brinkman, A. C. 2000, *A &A*, 354, 83
- [68] Kaastra, J. S., et al. 2004, *A &A*, 428, 57
- [69] Kaspi, Shai; Smith, Paul S.; Netzer, Hagai; Maoz, Dan; Jannuzi, Buell T.; Giveon, Uriel 2000, *ApJ*, 533, 631
- [70] Kaspi, S., et al. 2002, *ApJ*, 574, 643
- [71] Kim, D.-C., Sanders, D. B., Veilleux, S., Mazzarella, J. M., & Soifer, B. T. 1995, *ApJS*, 98, 129
- [72] Kinkhabwala, A., et al. 2002, *ApJ*, 575, 732
- [73] King, A. 2003, *ApJ*, 596, L27
- [74] Komossa, S., & Breitschwerdt, D. 2000, *AP &SS*, 272, 299
- [75] Komossa, S.; Mathur, S. 2001, *A &A*, 374, 914
- [76] Konigl, A., & Kartje, J. F. 1994, *ApJ*, 434, 446
- [77] Koyama, K., et al. 2007, *PASJ*, 59, 23
- [78] Kraemer, K. E., Jackson, J. M., Deutsch, L. K., Kassis, M., Hora, J. L., Fazio, G. G., Hoffmann, W. F., & Dayal, A. 2001, *ApJ*, 561, 282
- [79] Kraemer S. B., Schmitt, H. R. & Crenshaw, D. M. 2008, *ApJ*, 679, 1128
- [80] Kriss, G. A.; Blustin, A.; Branduardi-Raymont, G.; Green, R. F.; Hutchings, J.; Kaiser, M. E. 2003, *A &A*, 403, 473
- [81] Krolik, J. H., McKee, C. F., & Tarter, C. B. 1981, *ApJ*, 249, 422
- [82] Krolik, J. H. & Kriss, G. A. 2001, *ApJ*, 561, 684
- [83] Krongold, Y., Nicastro, F., Brickhouse, N.S., Elvis, M., Liedahl D.A. & Mathur, S. 2003, *ApJ*, 597, 832 (K03)
- [84] Krongold, Y., Nicastro, F., Elvis, M., Brickhouse, N. S., Mathur, S., & Zezas, A. 2005a, *ApJ*, 620, 165

- [85] Krongold, Y., Nicastro, F., Brickhouse, N. S., Elvis, M., & Mathur, S. 2005b, *ApJ*, 622, 842
- [86] Krongold, Y., Nicastro, F., Elvis, M., Brickhouse, N., Binette, L., Mathur, S., & Jiménez-Bailón, E. 2007, *ApJ*, 659, 1022
- [87] Krongold, Y., et al. 2009, *ApJ*, 690, 773
- [88] Krongold, Y., et al. 2010,
- [89] Lee, J. C., Ogle, P. M., Canizares, C. R., Marshall, H. L., Schulz, N. S., Morales, R., Fabian, A. C., & Iwasawa, K. 2001, *ApJ*, 554, L13
- [90] Liu, Y. et al. 2009, Bulletin of the American Astronomical Society, 41, 235
- [91] Liu, Y. et al. 2010, *ApJ*, 710, 1228
- [92] Longinotti, A. L., Cappi, M., Nandra, K., Dadina, M., & Pellegrini, S. 2003, *A & A*, 410, 471
- [93] Mathur, Smita; Wilkes, Belinda; Elvis, Martin; Fiore, Fabrizio. 1994, *ApJ*, 434, 493.
- [94] Mathur, S., Elvis, M., & Wilkes, B. 1995, *ApJ*, 452, 230
- [95] Mathur, S., Elvis, M., & Wilkes, B. 1999, *ApJ*, 519, 605
- [96] Markowitz, A.; Edelson, R.; Vaughan, S. 2003, *ApJ*, 598, 935M.
- [97] Marconi, Alessandro; Axon, David J.; Maiolino, Roberto; Nagao, Tohru; Pastorini, Guia; Pietrini, Paola; Robinson, Andrew; Torricelli, Guidetta. 2008, *ApJ*, 678, 693M
- [98] Mitsuda, K., et al. 2007, *PASJ*, 59, 1
- [99] Murphy, E. M., Lockman, F. J., Laor, A., & Elvis, M. 1996, *ApJS*, 105, 369
- [100] Murray, Stephen S., Chappell, Jon H., Kenter, Almus T., Juda, Michael, Kraft, Ralph P., Zombeck, Martin V., Meehan, Gary R., Austin, Gerald K., Gomes, Joaquim J. 2000, *SPIE*, 4140, 144
- [101] Nandra, K., Pounds, K. A., Stewart, G. C., George, I. M., Hayashida, K., Makino, F., & Ohashi, T. 1991, *MNRAS*, 248, 760
- [102] Nandra, K., O'Neill, P. M., George, I. M., & Reeves, J.Ñ. 2007, *MNRAS*, 382, 194
- [103] Netzer, Hagai 1996, *ApJ*, 473, 781
- [104] Netzer, H., et al. 2003, *ApJ*, 599, 933
- [105] Nicastro, F., Fiore, F., Perola, G. C., & Elvis, M. 1999, *ApJ*, 512, 184
- [106] Nicastro, F., et al. 2000, *ApJ*, 536, 718

- [107] Ogle, P. M., Mason, K. O., Page, M. J., Salvi, N. J., Cordova, F. A., McHardy, I. M., & Friedhorsky, W. C. 2004, *ApJ*, 606, 151
- [108] Peterson, B. M. 1993, *PASP*, 105, 247
- [109] Peterson, B. M. 2004, The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei, 222, 15
- [110] Piconcelli, E.; Jimenez-Bailón, E.; Guainazzi, M.; Schartel, N.; Rodríguez-Pascual, P. M.; Santos-Lleó, M. 2005, *A &A*, 432, 15
- [111] Porquet, D., & Dubau, J. 2000, *A &AS*, 143, 495
- [112] Proga, D., & Kallman, T. R. 2004, *ApJ*, 616, 688
- [113] Ramírez, J. M., Bautista, M., & Kallman, T. 2005, *ApJ*, 627, 166
- [114] Reeves, J.Ñ., Nandra, K., George, I. M., Pounds, K. A., Turner, T. J., & Yaqoob, T. 2004, *ApJ*, 602, 648
- [115] Reynolds, C. S. 1997, *MNRAS*, 286, 513
- [116] Ricci, C., Beckmann, V., Audard, M., & Courvoisier, T. J.-. 2010, arXiv:1005.1595
- [117] Romano, P., Mathur, S., Pogge, R. W., Peterson, B. M., & Kuraszkiewicz, J. 2002, *ApJ*, 578, 64
- [118] Rózańska, A., Goosmann, R., Dumont, A.-M., & Czerny, B. 2006, *A &A*, 452, 1
- [119] Sako, M., Kahn, S. M., Paerels, F., & Liedahl, D. A. 2000, *ApJ*, 543, L115
- [120] Sako, M., et al. 2001, *A &A*, 365, L174
- [121] Scannapieco, E., & Oh, S. P. 2004, *ApJ*, 608, 62
- [122] Scott, J. E., et al. 2005, *ApJ*, 634, 193
- [123] Shull, J. M. & van Steenberg, M. 1982, *ApJS*, 48, 95
- [124] Siebert, J., Komossa, S., & Brinkmann, W. 1999, *A &A*, 351, 893
- [125] Siebert, K. D., et al. 2001, AGU Spring Meeting Abstracts, 31
- [126] Spitzer, L. 1978, New York Wiley-Interscience, 1978. 333 p.,
- [127] Steenbrugge, K. C.; Kaastra, J. S.; de Vries, C. P.; Edelson, R. 2003, *A &A*, 402, 477S
- [128] Steenbrugge, K. C., et al. 2005, *A &A*, 434, 569
- [129] Suganuma, M., et al. 2007, The Central Engine of Active Galactic Nuclei, 373, 462

- [130] Sulentic, J. W., Bachev, R., Marziani, P., Negrete, C. A., & Dultzin, D. 2007, *ApJ*, 666, 757
- [131] Treves, A., Belloni, T., Chiappetti, L., Maraschi, L., Stella, L., Tanzi, E. G., & van der Klis, M. 1988, *ApJ*, 325, 119
- [132] Turner, T. J.; George, I. M.; Nandra, K.; Turcan, D. 1999, *ApJ*, 524, 667T
- [133] Turner, T. J., Reeves, J.Ñ., Kraemer, S. B., & Miller, L. 2008, *A & A*, 483, 161
- [134] Uttley, Philip; Edelson, Rick; McHardy, Ian M.; Peterson, Bradley M.; Markowitz, Alex 2003, *ApJ*, 584L, 53U.
- [135] Veilleux, S., Cecil, G., & Bland-Hawthorn, J. 2005, *ARA & A*, 43, 769
- [136] Weisskopf, M. C., Tananbaum, H. D., Van Speybroeck, L. P., & O'Dell, S. L. 2000, *SPIE*, 4012, 2
- [137] Wills, B. J., Wills, D., Evans, N. J., II, Natta, A., Thompson, K. L., Breger, M., & Sitko, M. L. 1992, *ApJ*, 400, 96
- [138] Woodgate, B. E., et al. 1998, *PASP*, 110, 1183
- [139] Yaqoob, T.; George, I. M.; Nandra, K.; Turner, T. J.; Serlemitsos, P. J.; Mushotzky, R. F. 2001, *ApJ*, 546, 759