



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
FACULTAD DE CIENCIAS
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

**INVESTIGACIÓN DE LA
DISTRIBUCIÓN ESPECTRAL
DE ENERGÍA DE LOS NÚCLEOS
ACTIVOS DE GALAXIAS DESDE
LOS RAYOS ULTRAVIOLETA
HASTA LOS RAYOS X.**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE

DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)

P R E S E N T A

SINHUÉ AMOS REFUGIO HARO CORZO



DIRECTORES DE TESIS: **DR. LUC BINETTE**
DR. YAIR KRONGOLD



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.

Agradecimientos

Unos de tantos valores que me enseñó mi Papá, la responsabilidad y el agradecimiento me han llevado a terminar esta etapa de mi vida. A mi Mamá que con sus cuidados, enseñanzas y amor me han forjado. A ellos, porque me han guiado a través de esta vida maravillosa. Gracias a Dios porque cuento con mis Hermanas, con quienes comparto mi cariño y amor en esta vida.

Mi gratitud a mis tutores Dr. Luc Binette, Dra. Erika Benítez y Dr. Yair Krongold, quienes me guiaron con paciencia en la ciencia. Por haberme enseñado el camino de la Xastronomía y explorar el Universo. Gracias a Luc por enseñarme a crear nuevas posibilidades, por su apoyo en la labor científica. Por las noches de desvelo con el “deadline” de Chandra.

Gracias a mi comité tutorial y sínodo de esta tesis, porque con sus sugerencias y ánimos enriquecieron esta tesis: Dra. Irene Cruz-González, Dra. Elena Jiménez, Dra. Gladis Magris, Dr. Christophe Morisset y Dr. Pablo Velazquez.

Gracias a los porritos por haber compartido experiencias muy cheveres: Miguel Yanés., Isidro Ramirez, Fabio De Cole, Mario Rodríguez, Iliana García, Vicente Forero, José Cabrera, Alejandro Carrillo, Jorge Reyes, Ricardo González. Con quienes disfrute platicas y compartí sueños: Eduardo Rubio, Lucero Uscanga, Erendira Huerta, Guillermo Manjarrez, Dulce González, Antonio Ramírez, Barbara Pichardo, Fausto Cervantes, Janet Torrealba, Nahiely Flores. Agradezco a Sergio Mendoza por su amistad, por haberme proporcionado el Macro en LaTeX y por sus enseñanzas en el mundo de software libre GNU. Gracias al Grupo de Debianeros que me enseñaron a compartir. A José Peña por los Eclipses y las reuniones sociales de reflexión. Gracias a mis amigos con quienes he disfrutado lindos días: Paola Dorado, Daniel Negrete, Ignacio Urbina, Aurora Sevilla, Jessica Porteous, Nicté Ramírez, Lorena Contreras.

Gracias a mis Profesores que me introdujeron al mundo del conocimiento. Agradezco a los investigadores del IA-UNAM por compartir su conocimiento: Jorge Canto, William Lee, Marco Martos, Edmundo Moreno, Rene Carrillo, Antonio Peimbert, Gloria Koenigsberger, Jivan Stephanian, José Antonio De Diego, Miriam Peña, Fabrizio Nicastro, José Franco, José Antonio Garcia, Andrew Humprey, Edmundo Moreno, Margarita Rosado.

Gracias a la queridísima Bertha Alicia Vazquez por ser nuestro ángel del posgrado.

Gracias al personal del IA-UNAM: Departamento de AstroFísica Computacional: Alfredo Azuara, Carmelo Guzman, Gilberto Zavala, Liliana, Abraham, Hugo, Francisco. A las Bibliotecarias: Gloria Xochitl, Verónica Aleman, Eloisa Villanueva. Asistentes: Elvira Corona, Bertha Hernandez, Guillermina Cruz, Elizabeth T.. Mantenimiento: Elizabeth C., Ivan A., Marcela, las Sras Maria Eugenia, Sra Lupita, Sr Juan G., Med. Marcelo, Sr. Eduardo. Área Administrativa: Raul, Lupita C., Silvia R., Marco M.

Agradezco a las instituciones que me han financiado durante mis estudios y que me han permitido llegar hasta este nivel: LyFC, UNAM, CONACyT (beca y proyecto F-40096), proyecto DGPA.

Agradezco a Randal Telfer, el equipo del Helpdesk del CfA. (Tamara, Tumoko). Este trabajo se ha hecho con el uso de la base extragaláctica de la NASA/IPAC (NED).

A todos los demás que no están en estas páginas, pero que sin duda han contribuido.

Con inmenso cariño
a mis Papás Ellery y Carlos
a mis Hermanas Farah y Ellery
y sobre todo al Creador

Índice general

Índice general	III
Agradecimientos	IX
Introducción General	XIII
Resumen	XV
Abstract	XVI
1. Núcleos Activos de Galaxias	1
1.1. El Descubrimiento de los AGN	2
1.1.1. Galaxias Seyfert	2
1.1.2. Quasares	3
1.2. Catálogos Decisivos de los Núcleos de Galaxias	6
1.3. Paradojas alrededor de los AGN	7
1.4. Definición observacional de los AGN	9
1.5. Características Espectrales Sobresalientes	12

1.5.1.	Líneas Espectrales de Emisión y Absorción	12
1.5.2.	Continuo Multifrecuencias	17
1.6.	Comparación entre Galaxias Seyfert y Quasares	19
1.7.	Esquema Unificado	21
1.7.1.	Otros posibles Esquemas	23
2.	Distribución Espectral de Energía	27
2.1.	Unidades en el Sistema cgs de la SED	27
2.2.	Segmentos Espectrales de la SED	30
2.2.1.	Radio	31
2.2.2.	Infrarrojo	31
2.2.3.	Óptico, UltraVioleta y Rayos-X	32
2.2.4.	Rayos- γ	35
2.3.	La SED del Quasar 3C 273	35
3.	Continuo Ionizante y el Quiebre UV	37
3.1.	La Falta de Datos en la SED Ionizante	37
3.2.	Modelos al Continuo Ionizante	40
3.3.	SED Compuesta y el Quiebre Intrínseco	44
3.4.	El Quiebre λ_{UV}^{brk} y la Absorción por Polvo	48
3.4.1.	Los Discos de Acreción Predicen una SED azul	50
3.4.2.	Implicaciones de la SED Ionizante.	54

4. Método	57
4.1. Muestra Observacional de los 11 cuasares	57
4.1.1. Datos en el dominio UV	58
4.1.2. Datos en el segmento rayos-X	60
4.2. Análisis y Ajustes a los segmentos UV y rayos-X	63
4.2.1. Espectros en el segmento UV	64
4.2.2. El Segmento de los Rayos-X	66
4.3. Notas Relevantes de cada uno de los 11 Quasar	70
4.3.1. Pks 1127-14	70
4.3.2. Pks 0405-123	71
4.3.3. 3C 351	71
4.3.4. 3C 334	73
4.3.5. B2 0827 + 24	74
4.3.6. Pks 1354 + 19	74
4.3.7. 3C 454.3	74
4.3.8. OI363	75
4.3.9. Pks 1136-13	75
4.3.10. PG 1634 + 706	75
4.3.11. PG 1115 + 080	75

5. Curvas de Extinción	83
5.1. El Polvo Astrofísico	83
5.1.1. Método para Calcular Curvas de Extinción	87
5.2. Extinción Galáctica	89
5.2.1. Descripción Fenomenológica	89
5.3. Absorción Intrínseca en el UV	95
5.3.1. Clase Espectral para los Quasares	96
5.4. Curvas de Extinción del Polvo	98
5.4.1. Curva de Extinción tipo SMC	98
5.4.2. Modelo de polvo compuesto por Silicatos	101
5.4.3. Modelo de polvo con Carbón Amorfo	102
5.4.4. Modelo de polvo compuesto por Nanodiamantes	103
6. Unión Espectral del UV y Rayos-X	111
6.1. SED Libre de Polvo	111
6.1.1. Combinando la SED en el Dominio UV y los Rayos-X al Asumir que el Quiebre a λ_{UV}^{brk} es Intrínseco	111
6.2. Discusión acerca de las SEDs Libres de Polvo	113
6.2.1. La SED de 3C 351	113
6.2.2. La conexión de las SEDs en el Ultravioleta Extremo y los rayos-X	113

7. Los Quasares Polvorientos	123
7.1. Evidencia del Polvo en los AGN	123
7.2. Corrección del Quiebre	124
7.2.1. Tomando en Cuenta al Polvo Cristalino para Reproducir el Quiebre en el UV Lejano	124
7.2.2. Discusión: Caso de la <i>Corrección del Quiebre</i> a λ_{UV}^{brk} por granos de polvo compuestos por nanodiamantes	129
7.3. Asumiendo un Índice Espectral UV Universal	133
7.3.1. La Importancia de Probar la Hipótesis de que las SEDs están Enrojecidas por Polvo	133
7.3.2. Curva de extinción tipo Nube Menor de Magallanes o Gris	133
7.3.3. Combinando los Dominios UV y rayos-X al Asumir una Corrección del Índice espectral NUV por Absorción de Polvo tipo SMC139	133
7.3.4. Discusión Acerca de la SED con Índice Espectral Universal y Sin el Quiebre Espectral cerca de 1100 Å.	146
8. Conclusiones	153
Bibliografía	159
Apéndice	175
§A. Procesos Radiativos en Astrofísica para los AGN	175
§A.1. Primera Parte	175
§A.2. Segunda Parte	177

Apéndice	181
§B. Cook-Book CIAO	181
§B.1. Configuration of ACIS	181
§B.2. Correction (steps A-E)	183
§B.3. (L) Spectra	193
Apéndice	211
§C. Modelos de Sherpa	211
Índice de figuras	213
Índice de Tablas	217
Índice alfabético	219

Introducción General

...Todo vuelve a empezar y nada hay nuevo bajo el sol...

Mika Waltari

El estudio del Universo ha sido un tema que ha apasionado a la humanidad y las diversas investigaciones han contribuido a un mejor entendimiento, pero también han generado nuevas interrogantes. Las preguntas básicas continúan sin ser contestadas el cómo, cuándo y dónde se originó el Universo. Estas preguntas han motivado a construir mejores instrumentos y teorías. Es por ello que desde el Instituto de Astronomía de la Universidad Nacional Autónoma de México a través de esta tesis de doctorado en ciencias (astronomía) he investigado las propiedades espectrales de las fuentes más lejanas que se han encontrado en el universo.

Los Núcleos Activos de Galaxias (AGN) nos pueden dar sugerencias de como ha evolucionado el Universo. Dada la alta luminosidad de los AGN y que el medio intergaláctico tiene transparencia casi nula y el factor de cobertura del material que rodea al quasar es $\ll 1$, esto hace posible que la radiación de los AGN llegue hasta los telescopios. Sin embargo, aún no se conoce bien el comportamiento de la Distribución Espectral de Energía Ionizante (SED) entre las frecuencias de 10^{15} a 1.5×10^{18} Hz. Este “hueco” en la SED es debido a que la radiación ionizante proveniente de los AGN es absorbida completamente por la Vía Láctea en el lado azul del límite de Lyman. Así, el objetivo general de esta tesis es investigar el comportamiento de la SED alrededor de dicho “hueco” utilizando 11 AGN para este fin.

Los objetivos particulares son procesar y ajustar los datos espectrales disponibles en los archivos públicos de los satélites espaciales Hubble para el segmento UV y del satélite Chandra en el segmento de los rayos-X. Con estos espectros propongo construir la SED ionizante[†] para cada quasar determinando su comportamiento y posible conexión entre estos segmentos espectrales.

La tesis esta ordenada como sigue:

En el capítulo § 1 presento una introducción general e histórica acerca de los AGN,

[†] ver la versión electrónica disponible en el portal de las Bibliotecas: Central de la UNAM o Facultad de Ciencias o Instituto de Astronomía. Las palabras claves son: Núcleos Activos de Galaxias, Quasares Polvorientos, Distribución Espectral de Energía.

así como su paradigma actual. Específicamente comparo las características espectrales de los cuasares y de las galaxias Seyfert.

En el capítulo § 2 presento una visión general de la SED multifrecuencias para los cuasares.

En el capítulo § 3 resumo las contribuciones que se han hecho alrededor de la Gran Joroba Azul, así como también mis contribuciones para explicar el quiebre espectral.

En el capítulo § 4 describo los lineamientos usados para seleccionar la muestra de cuasares. También describo el procesamiento y ajuste espectral que me permiten describir el continuo ionizante.

En el capítulo § 5 explico el método que empleo para generar las curvas de extinción debidas a granos de polvo. Además describo los tipos de granos de polvo que explore.

En el capítulo § 6 junto los segmentos espectrales UV y los rayos-X para cada uno de los cuasares. Aquí construyo la SED ionizante observada en el marco de referencia de cada quasar y exploro la interpolación de los espectros en el dominio EUV-X.

En el capítulo § 7 construyo la SED para cada uno de los cuasares asumiendo que el quiebre y el índice espectral observados en el UV son manifestación de la absorción por polvo.

En el capítulo § 8 presento las conclusiones de esta tesis. También describo el estado conceptual de SED al que hemos llegado. Al final señalo las perspectivas y trabajo al futuro de la SED ionizante corregida por polvo.

Esta tesis cuenta con los siguientes anexos:

En el Apéndice §A muestro los procesos físicos para describir la SED multifrecuencias.

En el Apéndice §B resumo el proceso que lleve a cabo para generar los espectros en el segmento de los rayos-X.

En el Apéndice §C describo los nombres de los modelos que utilicé para ajustar tanto los espectros en el UV como en los rayos-X.

Resumen

Las fuentes extragalácticas de extraordinarias luminosidades llamadas quasares pertenecen a la familia de los Núcleos Activos de las Galaxias (AGN). Para explorar la forma y viabilidad de los modelos de emisión que intentan unir el segmento espectral UV y los rayos-X, he utilizado observaciones disponibles en las bases publicas de los telescopios espaciales Hubble–FOS y Chandra–ACIS. Recopilé una muestra de 11 quasares para construir la Distribución Espectral de Energía (SED) Ionizante de cada quasar. Debido a que parte de la SED ionizante está absorbida completamente por el medio interestelar de nuestra Galaxia, la SED tiene un “hueco” de datos y para obtener más información en este dominio espectral he utilizado quasares de la muestra de Telfer et al. (2002) con corrimiento al rojo en el intervalo $0.3 < z < 2$. Al utilizar este intervalo corrimiento al rojo se provee de más información espectral, con respecto a los AGN con menor corrimiento al rojo.

Para cada uno de los 11 quasares procesé y ajusté de manera exitosa cada uno de los 22 espectros con sus características individuales en cada dominio (ver capítulo § 4). Con el análisis de estos 22 espectros construí la SED para cada uno de los quasares. Estas 11 SEDs fueron analizadas en dos perspectivas: las SEDs donde el quiebre en el UV está presente (ver capítulo § 6) y las SEDs intrínsecas sin quiebre (ver capítulo § 7). En este último capítulo se concluye que la SED puede ser ajustada satisfactoriamente con la absorción producida por granos de polvo compuestos por nanodiamantes y por carbón amorfo.

Basado en esto y para modelar la emisión de la Gran Joroba Azul (BBB), sugiero atenuar con polvo los modelos de emisión proveniente del disco de acreción. Este enrojecimiento podría explicar dos cuestiones simultaneas: el cambio de pendiente observado a $\sim 1100 \text{ \AA}$ y los modelos de disco de acreción tan azules que son necesarios para los modelos de fotoionización.

También concluyo que la conexión entre la BBB y el exceso de los rayos-X suaves no es producida con un sólo componente. Pues la SED que proviene del UV desaparece, la SED de los rayos-X emerge, por lo que necesariamente hay un punto de inflexión entre el dominio UV y los rayos-X. Lo anterior es debido a que en ninguno de los quasares tiene una conexión directa entre la región UV y los rayos-X, al menos para estos 11 quasares.

Abstract

Using high quality *Chandra* and HST-FOS archival data, we have studied the spectral energy distribution (SED) of 11 quasars in the UV-X-ray region. Our approach consisted in analyze the spectra of individual objects rather than a composite. The UV spectra of the 11 quasars in our sample (with redshift in the range $0.3 \leq z \leq 2$) presented clear evidence of a spectral break around 1200 \AA (the UV band was modeled, therefore, with a broken powerlaw). The X-ray data showed the presence of a “soft excess” (modeled with a thermal component in addition to a powerlaw) in 6 objects, and neutral absorption (additional to the Galactic one) was required also by 6 quasars. Using a simple extrapolation of the far-UV powerlaw into the X-ray domain, we found that 9 out of the 11 quasars have extrapolated X-ray fluxes consistent with the X-ray data. However, given the lack of agreement between the SED required by photoionization calculations of the BELR and the SED inferred by observations, we explored the issue of whether the latter SED might be dust absorbed in the far-UV. We found that the UV break can be well fitted by a single powerlaw absorbed by nanodiamond dust. However, a steep cutoff of this powerlaw is imposed by the X-ray data (our analysis implies an index change < -2). We also explored the possibility of a universal SED. For this purpose we assumed the same UV spectral index for all quasars and included in our models further absorption by SMC-type dust based on amorphous carbon grains. Good fits to the spectra of the 11 quasars can be obtained using this approach, with the hydrogen column densities required by the dust models consistent with those deduced by our X-ray analysis. This opens the possibility that the intrinsic quasar SED is much harder and luminous in both the near and far UV than previously thought, allowing for bluer accretion disk models, as required by the high excitation emission lines observed in quasar spectra. Our results further suggest that the UV emission and the X-ray soft excess does not share a common physical origin.

Capítulo 1

Núcleos Activos de Galaxias

La experiencia no ofrece apariencias falaces, sin embargo, esta podría confundir el juicio con respecto a lo que se observa.

Leonardo da Vinci

En este capítulo encontraras de manera cronológica los acontecimientos históricos relacionados al descubrimiento de los Núcleos Activos de Galaxias y sus características específicas. En estos últimos 100 años el desarrollo de la astrofísica extragaláctica ha sido substancial. Antes se pensaba que Núcleos Activos eran estrellas, pero con características espectrales peculiares. En aquel entonces no se sospechaba de que son fuentes tan lejanas, con enormes luminosidades y con dimensiones tan pequeñas, lo que condujo a paradojas tanto en sus distancias como en el origen de su radiación. Entre los 40's y 60's hubo catastros cruciales que ayudaron a resolver estas paradojas y relacionar las diferentes fuentes en un sólo paradigma. En este esquema de unificación, los diferentes Núcleos Activos de Galaxias podrían ser explicados al variar la orientación del eje de simetría.

A lo largo de esta tesis, usaremos la terminología usada en los trabajos de investigación científica actual sobre este tema, es decir, ocupamos los acrónimos ya establecidos para no dificultar la lectura con terminología nueva. Es común usar el termino *corrimiento al rojo* ó " $z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda} - 1$ " para referimos específicamente al corrimiento al rojo cosmológico propiciado por la expansión del Universo y que además es una aproximación de la distancia entre el observador y la fuente.

1.1. El Descubrimiento de los AGN

Alrededor de 1900, varios astrónomos entre los cuales están Leavitt, Shapley y Curtis pudieron establecer que la Vía Láctea es una galaxia bien delimitada (se pensaba que era el Universo). También fue encontrado que algunas de las nebulosas observadas están más allá de nuestra propia Galaxia. El nombre de estas nebulosas fue cambiando, primero las denotaron universos islas, luego nebulosas extragalácticas y finalmente “galaxias”. Andrómeda es una de las primeras galaxias a las que se le midió su corrimiento al rojo (Slipher 1913). Posteriormente y al estudiar las galaxias, Hubble concluyó que el corrimiento al rojo inferido de los espectros y la distancia están correlacionadas (Hubble 1936). Lo anterior dio paso al nacimiento de la Astrofísica Extragaláctica. Más tarde fue encontrado que las galaxias forman grupos de galaxias de diferentes tamaños. Además, se encontró que las galaxias tienen una variedad morfológica.

La morfología de la mayoría de las galaxias muestran una distribución de luminosidad que aumenta de forma gradual desde la orilla hacia el núcleo. Sin embargo, también existen una pequeña fracción ($\sim 30\%$) cuyas luminosidades aumentan de manera abrupta en el núcleo, es decir, el núcleo de la galaxia es mucho más luminosa que el disco de la galaxia huésped (compuesta de miles de millones de estrellas). En 1908, Fath estudió los espectros provenientes de los núcleos de las nebulosas espirales más luminosa. En especial, en el espectro de la nebulosa NGC 1068 reconoció líneas de emisión similares a las observaciones de las nebulosas planetarias. Estudios posteriores encontraron que estas nebulosas eran en realidad un tipo de galaxias peculiar con un núcleo muy luminoso, llamadas galaxias Seyfert.

1.1.1. Galaxias Seyfert

En los años 40's, Carl Seyfert observó e investigó a las galaxias peculiares cuyos núcleos luminosos presentan espectros ópticos con líneas tanto con emisión fuertes así como ensanchamientos mayores a los observados en las galaxias (Seyfert 1943). Weedman (1976b) hizo notar varios hechos alrededor de estas galaxias; el ancho de las líneas fue una característica cualitativa debido a que Seyfert no dió un ancho definido de clasificación. En aquel entonces, la clasificación de una galaxia Seyfert era simple, esto es, mientras que las líneas de emisión en otras galaxias difícilmente exceden los “anchos a media altura” o FWHM (acrónimo de *Full Width at Half Maximum*, $\Delta V_{FWHM} = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$) de centenas de Km/s, el ancho en las galaxias Seyferts

es generalmente desde centenas hasta decenas de miles de Km/s con intensidades prominentes. Las dos clases fundamentales de espectros en las galaxias Seyferts son llamadas 1 y 2, dependiendo de la comparación de la intensidad entre las líneas prohibidas y permitidas (líneas con baja y alta probabilidad de transición, respectivamente; ver Ap. §A). Con el paso de los años la definición es (Osterbrock 1989; Kembhavi & Narlikar 1999):

- Las galaxias Seyfert clase 1 (Sy 1) son observadas con dos componentes en las líneas de emisión: Principalmente están caracterizadas por tener en sus espectro líneas de emisión permitidas más fuertes y anchas. Ejemplos de tipo de líneas son las series de Balmer, He I, He II con ancho FWHM del orden de miles a decenas de miles de km/s. Además tiene una contribución de líneas permitidas y prohibidas relativamente delgadas de baja intensidad. En el caso de las líneas permitidas ambas contribuciones están superpuestas, pero en el caso de líneas prohibidas, los anchos son delgados con respecto a las permitidas. Los anchos FWHM de las líneas están en el orden de cientos de km/s. En un espectro dado, todas las líneas prohibidas tienen el mismo ancho, por lo que no importa con cual línea se hace la comparación. Algunas líneas prohibidas son [O II] $\lambda\lambda$ 3727, [O III] λ 4959, [O III] λ 5007, [S II] λ 6716, [S II] λ 6731 ó [N II] λ 6583.
- Las galaxias Seyfert clase 2 (Sy 2) predominan las líneas de emisión delgadas tanto permitidas como prohibidas. Los anchos FWHM relativamente delgados están en el orden de cientos de km/s.

Existen galaxias Seyferts que cumplen con clasificaciones intermedias (e.g Sy 1.5), es decir la intensidad de las líneas permitidas es igual tanto para las líneas delgadas como para las líneas anchas (Osterbrock 1989).

1.1.2. Quasares

Alrededor de 1940, el desarrollo de la radio astronomía permitió, por primera vez, identificar ópticamente las fuentes en radio frecuencias. Entre las primeras identificaciones está Cygnus A, cuyo espectro es muy parecido al espectro de las galaxias Seyfert. También fueron identificadas las radio galaxias (emisión extendida y muy luminosa).

En 1963, al estudiar fuentes puntuales, Maarten Schmidt identificó las líneas de emisión de Balmer recorridas al rojo en el espectro óptico de la fuente radio fuerte 3C 273 (Schmidt 1963). 3C 273 estaba clasificada como estrella, pero a partir del redescubrimiento sus características son: fuente relativamente cercana ($z=0.158$), intrínsecamente muy luminosa $> 10^{14} L_{\odot}$, donde L_{\odot} es la luminosidad del Sol y tiene un valor de 3.8×10^{33} ergs/s y además en su espectro óptico muestra emisión de radiación continua no estelar; esta fuente cuenta con el espectro más completo.

Originalmente se creía que este tipo de fuentes puntuales eran estrellas, porque sus imágenes en el óptico son puntuales en comparación con las galaxias. Las galaxias presentan emisión difusa proveniente de alrededor del centro (galaxia huésped). Con el uso de las observaciones provenientes de los catastrófos en el óptico y en radio, fueron inferidas sus distancia y concluyeron que no eran estrellas sino *casi*-estrellas, las cuales denominaron QuaSaReS[†] (*Quasi Stellar Radio Sources*). Fue establecido que si el cociente de luminosidades del núcleo entre 1.4 GHz y 4400 Å es $\log(\frac{L_{1.4GHz}}{L_B}) > 1$, las fuentes son nombradas como quasares radio fuertes o **RLQ** (*Radio Loud Quasar*), mientras que los quasares radio débiles o **RQQ** (*Radio Quiet Quasar*) satisfacen $\log(\frac{L_{1.4GHz}}{L_B}) < 1$ (Wilkes & Elvis 1987). Típicamente los RLQ presentan lóbulos conectados al núcleo a través del jets que producen fuerte emisión extendida en radio y en rayos-X. Muchas de las veces los jets alcanzan distancias alrededor de miles de parsecs (pc), en contraste con el tamaño estimado del núcleo que es menor a 1 pc (implicación de que la imagen óptico es puntual).

El descubrimiento de los quasares ha sido impactante tanto en su naturaleza como en su papel en la evolución del Universo. Este último fue evidente en una muestra de quasares, Schmidt (1970) observó que la densidad espacial de los quasares tienen una caída abrupta (factor de 100) entre $z \sim 2$ y $z \sim 0$. Después fue encontrado que el máximo en la densidad (~ 2) aparece tanto en RLQ como en RQQ.

En catastrófos ópticos encontraron fuentes tipo estelar con alta luminosidad en el óptico, muy azules, con exceso de emisión en el segmento ultravioleta del espectro y con baja luminosidad en el radio. Debido al método en el que fueron descubiertos, Fanaroff & Riley (1974) nombraron a estas fuentes como “objetos quasi-estelares” o QSOs (*Quasi Stellar Object*). Schmidt & Green (1983) separó a los quasares al utilizar la magnitud absoluta a 4400 Å. Si $M_B < -23$ mag. es un quasar y si $M_B > -23$ mag. es una galaxia Seyfert. Esta definición no caracteriza a ningún límite físico, pero en la práctica es útil: los quasares son suficientemente luminosos, por lo que dominan en el espectro y facilita su identificación.

[†] Actualmente esta palabra ya esta reconocida por la Real Academia Española.

En la Fig. 1.1 mostramos imágenes de el RLQ 3C 273 y el RQQ PG 1634+706 en tres segmentos espectrales diferentes: radio a la izquierda, óptico en centro y rayos-X a la derecha. Para 3C 273 la fuente central es puntual, con un jet que presenta nudos a lo largo del jet. Para el caso de PG 1634+706 en las tres imágenes es una fuente puntual.

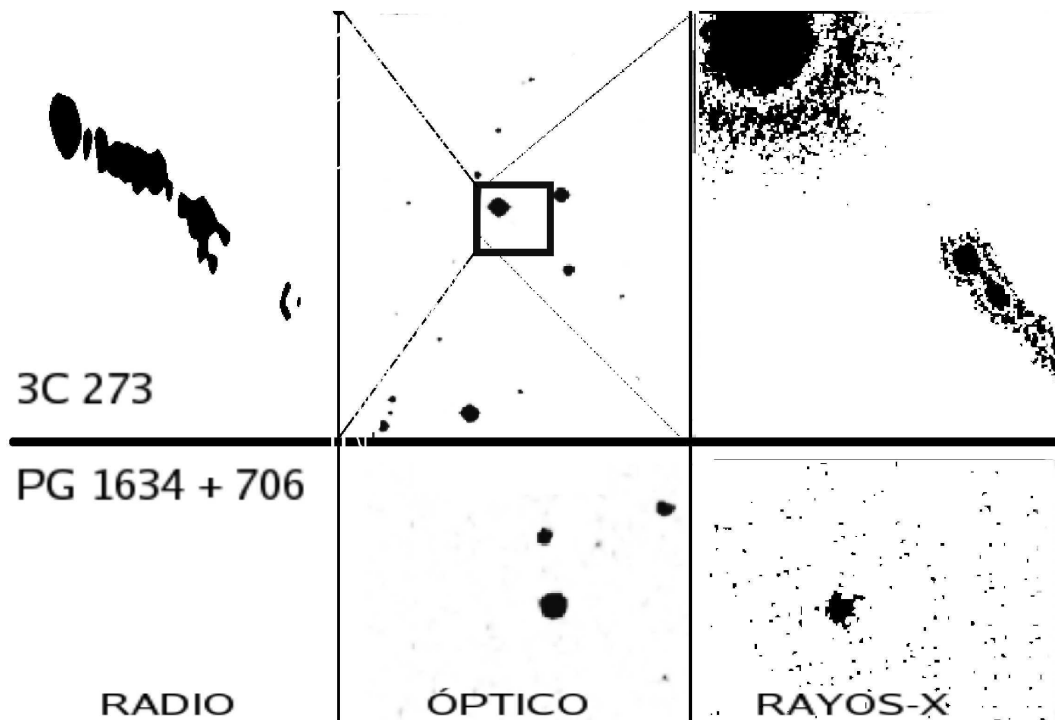


Fig. 1.1.—: Imagen en radio con el VLA, óptica con el telescopio Palomar (centro) y en rayos-X con el telescopio Chandra (derecha) del quasar radio fuerte 3C 273 y para el quasar radio débil PG 1634+706. El cuadro en el centro de la imagen óptica de 3C 273 es una cota a la región de donde provienen las imágenes tanto de radio como de los rayos-X. Imágenes recopiladas de la base NED, excepto las imágenes en rayos-X, las cuales fueron generadas por el autor.

Hacemos notar que hay algunos autores que utilizan los nombres QSO y quasares (RQQ y RLQ) para distinguirlos como objetos diferentes, sin embargo, para fines de esta tesis los nombramos quasares[†]. Así mismo, existen otros tipos de fuentes peculiares con intensa luminosidad (Blazares, Radio galaxias, LINERs), sin embargo estas fuentes están fuera del alcance del este trabajo.

[†] El nombre de estas fuentes no hace referencia al valor de su luminosidad.

1.2. Catálogos Decisivos de los Núcleos de Galaxias

Antes se creía que los cuasares no tenían ninguna relación con las estrellas ni con las galaxias, porque los cuasares son extremadamente luminosos, la radiación proviene de un lugar muy compacto y no son explicados con emisión estelar. Los sondeos que a continuación presentamos fueron decisivos para aclarar estos problemas, también dieron la posibilidad de agrupar y clasificar a las fuentes con luminosidad extraordinaria según sus propiedades espectrales. También los catastros ofrecen información con la cual fue posible comparar los diferentes tipos de fuentes.

El catastro de Markarian, Lipovetski y Stepanian (Mrk) fue llevado al cabo en el Observatorio Byurakan alrededor de 1965. En este catálogo fueron encontradas galaxias con actividad nuclear no usual, núcleos azules, es decir la diferencia de sus magnitudes observadas en dos bandas cumplen con $U - B < 0$, hecho que es comúnmente referido como el exceso UV o con alta luminosidad en la banda azul. Así, el espectro del núcleo tiene exceso UV, el cual no es común al compararlo con las observaciones en las otras galaxias y además resulta que el espectro del núcleo contiene líneas de emisión de alta excitación (como O VII y O VIII). Sólo el 10 % de las galaxias de este catastro fueron identificadas como galaxias Seyferts y además las galaxias que predominan en el catastro de Markarian son Sy 1.

El catastro del Tololo (Chile, 1975) fue realizado en el Observatorio Inter-Americano con el mismo objetivo que el catastro Mrk, aunque favoreciendo a las fuentes con líneas de emisión fuertes. Dentro del catastro fueron encontradas algunas fuentes tipo estelar que muestran un continuo débil y líneas de emisión fuertes. Algunas de las líneas identificadas en este catastro fueron identificadas con la línea de Ly α por lo que los espectros eran de fuentes con alto corrimiento al rojo. Este fue un descubrimiento de singular importancia, pues demostró la forma de buscar cuasares con altos corrimientos al rojo de una manera sistemática, independiente de si los cuasares son radio fuertes. Cerca de 50 cuasares fueron descubiertos de esta forma alrededor de 1976 (Smith et al. 1976). Esta técnica provee de una muestra de cuasares sin sesgo de luminosidad, con una magnitud bien definida y acotada por el corrimiento al rojo. Entre las galaxias del catastro de Tololo predominan las Sy 2.

Entre 1936 y 1940, Zwicky observó fuentes azules con latitudes Galácticas altas, que son conocidas como estrellas Humason-Zwicky, sin embargo, este catastro estaba limitado por la magnitud, pues sólo llegaba hasta 15 mag. En especial el objeto H-Z 46 que inicialmente fue catalogado como estrella, después encontraron que presentaba

nebulosidad y entonces fue referida como una galaxia. Alrededor de 1968, Zwicky buscó, entre las imágenes del catastro realizado en el observatorio Palomar. Entre las galaxias encontradas, estaban algunas de las más luminosas, varias de las cuales son importantes para la transición de las galaxias Seyferts a los cuasares. De las pocas fuentes encontradas de esta forma, hay una gran parecido entre los galaxias compactas de Zwicky y los cuasares.

El catastro para estrellas azules de alta latitud fue realizado en el Observatorio Palomar por Haro y Luyten (*Palomar-Haro-Luyten Blue Stellar Objects*) a partir de 1958. Estas fuentes fueron catalogadas con el nombre PHL (Haro & Luyten 1962). Dentro de este catastro y tiempo después del descubrimiento de Schmidt, fue encontrado que algunas de estas fuentes no eran estrellas, sino cuasares radio callados. Por otra parte, en el catastro pionero llevado a cabo en el Observatorio de Tonanzintla (Puebla, México, 1957) fueron catalogadas (no se sabía que eran cuasares) las fuentes Ton 11, Ton 34 y Ton 202, entre otros. En especial y por primera vez el espectro para esta última fuente fue obtenido en 1960 por Greenstein & Oke (1970), aunque no fue reconocido en su momento como cuasar. La técnica que utilizaron en estos catastros consistió en obtener objetos con exceso en azul. El método tiene dificultades cuando la línea de emisión de Ly α aparece en la parte visible del espectro, porque esta línea domina en el espectro fotográfico. Adicionalmente, los cuasares con alto corrimiento al rojo ya no tienen un valor negativo en el exceso de color, por lo que sin el exceso azul este tipo de fuentes no formaron parte del catastro.

En estos catastros se encontró que solamente una pequeña minoría (10 %) de las galaxias compactas de Zwicky, Markarian y cuasares son fuertes fuentes en radio. Aunque al inicio los cuasares fueron considerados como una clase de fuente distinta y sin precedente, sin embargo, las fuentes que sirvieron de puente (tanto en luminosidad como en redshift) entre los galaxias Seyferts iniciales y los cuasares provienen de los catastros de Markarian y de Zwicky.

1.3. Paradojas alrededor de los AGN

Woltjer publicó el primer intento teórico para explicar la actividad nuclear de las galaxias (Woltjer 1959). Asumió que la luminosidad provenía de las estrellas, derivando la masa nuclear y concluyó que las líneas de emisión anchas provenían de la velocidad de rotación enorme en los alrededores de la masa central, pero debido a que todavía no había evidencia contundente de las masas nucleares, no se continuo

con esta idea. Así, tanto la enorme cantidad de masa y la compactes en el núcleo eran difíciles de explicar, aunado al problema de que la radiación del continuo del núcleo no puede ser explicada con emisión estelar. Tiempo después del descubrimiento de los cuasares y del cálculo de su luminosidad, asumiendo que los cuasares están a distancias cosmológicas (Hoyle & Burbidge 1966), encontraron que los cuasares eran intrínsecamente más luminosos que cualquier galaxia conocida y que tienen líneas de emisión prominentes que no son explicadas con la ionización debida a las estrellas jóvenes. Dada la extraordinaria cantidad de energía provenía de distancias cosmológicas (distancias enormes), esto produjo controversias acerca de las distancias inferidas a los cuasares. Además para aquel entonces, el corrimiento al rojo y la luminosidad de las galaxias Seyferts era típicamente menor en comparación a los cuasares. Esto creó una paradoja alrededor de estas fuentes extraordinarias.

Para resolver este conflicto, las observaciones como la variabilidad de los cuasares, los catastrófos y la comparación entre las galaxias Seyferts y los cuasares fueron piezas claves.

La variabilidad de 3C 48 fue detectada antes que el corrimiento al rojo fuese medido a 3C 273. 3C 48 es una fuente que al principio fue considerada tipo estelar con emisión en radio y de aquí su nombre (3C) (Matthews & Sandage 1963), pero ahora se sabe que es una galaxias Seyfert. Tampoco era conocida la variabilidad de las galaxias Seyfert, sin embargo, la detección de la variabilidad de los cuasares fue un resultado sin precedente cuando se descubrió (Schmidt 1963). Fue crucial la detección de la variabilidad rápida de la luminosidad del núcleo, es decir el tiempo de retardo de la radiación proveniente del entorno de la fuente principal, debido a que se pudo estimar el tamaño de la fuente luminosa, llegando a la conclusión de que la fuente es muy compacta (diámetro \sim pc). De esta forma, el primer impacto fue que los cuasares, y no las galaxias Seyferts, dieron la primera evidencia de que la luz provenía de una fuente no estelar compacta. Antes de 1967 hubo muchos intentos que trataron de explicar a los cuasares, pero no pudieron asociarlos directamente con las galaxias a través de los procesos estelares. Mientras que las similitudes entre las galaxias Seyferts y los cuasares fueron conocidas después de los catastrófos, era creído que si los cuasares estaban a distancias cosmológicas entonces, los cuasares deberán ser fuentes mucho más poderosas que los núcleos de las galaxias Seyferts (Burbidge 1970). Sin embargo, con el aumento de la información proveniente de los catastrófos, las características de los cuasares ya no parecían tan extraordinarias, con respecto a las galaxias Seyferts.

Después de que los cuasares fueron descubiertos, hubo un mayor interés alrededor

de las galaxias Seyferts, estas fuentes que habían sido identificados hace 4 décadas como objetos peculiares. Existen galaxias Seyferts en la lista de Zwicky y Markarian cuyas magnitudes absolutas son tan luminosas como la de los cuasares con alto corrimiento al rojo. (Weedman 1976a) muestra una correlación entre luminosidades de los cuasares y las galaxias Seyfert, en la cual hay algunos cuasares que no son mucho más luminosos que algunas galaxias conocidas. Las galaxias compactas de Zwicky fueron conocidas y aceptadas como galaxias antes que los cuasares fueran identificados, pero nadie noto que algunas de estas galaxias tenían luminosidades extraordinariamente altas. Los espectros de las galaxias I Zw I ó II Zw 136 fueron obtenidos antes de que los cuasares fueran descubiertos. Al comparar las luminosidades bolométricas y asumiendo corrimientos al rojo cosmológico, el cuasar 3C 273 (uno de los más luminosos) es solamente 30 veces más luminoso que II Zw 136, mientras que es 800 veces más luminoso que la galaxia Seyfert NGC 4151. Esta controversia surgió porque una gran parte de las galaxias más luminosas de los catastros de Zwicky y Markarian no habían sido observadas en el momento en que los cuasares fueron encontrados (Weedman 1976b). Después de las evidencias encontradas fue entendido que los cuasares son solamente una parte de la población de las fuentes llamadas Núcleos Galácticos Activos.

1.4. Definición observacional de los AGN

Actualmente sabemos que al conjunto de galaxias Seyfert, cuasares, Blazares, radio galaxias y LINERs ahora son llamados *Núcleos Galácticos Activos* o AGN (acrónimo anglosajón *Active Galactic Nuclei*). La luminosidad extraordinaria ($10^{11} \lesssim L_{bol}/L_{\odot} \lesssim 10^{16}$) de los AGN excede por mucho a la luminosidad de la galaxia huésped y que en muchas ocasiones llega a superar miles de veces a la luminosidad de la Vía Láctea, que es de $3.6 \times 10^{10} L_{\odot}$. Los espectros de los AGN muestran líneas de emisión con intensidades y anchos extraordinarios. El tamaño del núcleo es tan pequeño, del orden de centenas de unidades astronómicas ($AU \sim 1.49 \times 10^{13} \text{ cm}$). Con la resolución de los telescopios espaciales ($\sim 0.05 \text{ arcsec}$ de Hubble ó $\sim 0.5 \text{ arcsec}$ de Chandra) no es suficiente para obtener imágenes detalladas de cada una de sus componentes, es por ello que en la practica, estos núcleos se consideran como fuentes puntuales, sin embargo, al medir el retardo de la radiación y observaciones con el telescopio VLTI (*Very Large Telescope Interferometry*) han aportado cotas máximas de la extensión espacial de esta región (Peterson 1997).

Técnicamente hablando, los destellos de rayos-Gama (emisión asociada posiblemente

a la colisión de agujeros negros o estrellas de neutrones) son las fuentes más poderosas de emisión de energía, las cuales llegan a emitir entre $10^{16} \lesssim L_{SN}/L_{\odot} \lesssim 10^{17}$ durante solamente unos pocos segundos, en cambio los AGN emiten su radiación durante escalas de tiempo mucho mayores (Adelberger & Steidel 2005).

1.4.0.1. Modelo Estándar

Existen diferentes modelos que tratan de explicar la emisión de radiación de los AGN, pero el modelo estándar hasta este momento ha sido favorecido por las observaciones. Este modelo propone que la máquina central está constituida por un agujero negro supermasivo (con masa entre $10^6 < M_{\bullet} < 10^9$) rodeado por un disco de acreción (caracterizado con cierto momento angular, metalicidad, viscosidad) que ocupa un radio alrededor de cientos de AU. Estas dimensiones tan pequeñas permite explicar la variabilidad rápida de la luminosidad que ha sido observada en los AGN, así como también la conversión de energía potencial gravitatoria a energía lumínica de manera relativamente eficiente ($\xi \sim 10\%$ en comparación con los procesos de generación de energía de la estrellas, la fusión termonuclear, que tiene una eficiencia $\sim 0.7\%$ (Peterson 1997)). En especial, la luminosidad UV puede ser explicada con un disco de acreción geoméricamente delgado que es calentado por la fricción del material que cae. No obstante, para generar la luminosidad en rayos-X (a lo menos en AGN) es necesario considerar un disco de acreción comptonizado (ver Ap. §A). Aún más, dependiendo de la distribución de masa y del campo magnético, el disco delgado podría generar jets de una forma auto-consistente, aunque aún no se entiende del todo (Robson 1997).

Los modelos alternativos al modelo estándar son muy pocos y no representan una fuerte competencia. Por ejemplo, la emisión en rayos-X duros también podría ser debida a emisión de electrones altamente excitados (emisión Bremsstrahlung, ver Ap. §A) que rodean al núcleo con temperatura $\sim 10^6$ K. El modelo Bremsstrahlung termalizado (Puchnarewicz et al. 1996; Brocksopp et al. 2006) ha sido utilizado también para explicar la emisión de los AGN en el segmento UV y los rayos-X. Pero este modelo no puede explicar las demás propiedades de los AGN.

Así, el modelo estándar utiliza el hecho de que la acreción por gravedad es el mecanismo más eficiente para convertir energía potencial gravitatoria en cinética. Consideremos el caso en donde ambas energías son iguales, por lo que la luminosidad producida L es

$$L = \frac{1}{2} \dot{M}_\bullet v^2 = \frac{GM_\bullet \dot{M}_\bullet}{R} = \frac{1}{2} \left(\frac{r_S}{R} \right) \dot{M}_\bullet c^2 = \xi \dot{M}_\bullet c^2, \quad (1.1)$$

con la reparametrización conveniente de $r_S \equiv 2GM/c^2$ que es el radio de Schwarzschild u horizonte de eventos, $\xi \equiv r_S/2r$ como el factor de eficiencia, v y R son la velocidad y la distancia de la materia circundante, respectivamente; G y c son las constantes de gravitación y la rapidez de la luz, respectivamente; \dot{M}_\bullet y M_\bullet es la tasa de acreción y la masa del agujero negro, respectivamente.

Peterson (1997) hace una estimación de la tasa de acreción al considerar que el AGN tiene una luminosidad de $L=10^{46}$ ergs/s, una eficiencia $\xi=0.1$, entonces a partir de la Eq. 1.1 la tasa de acreción es del orden de $\sim 2 \frac{M_\odot}{year}$. Esta enorme tasa de acreción al ser comparada con el cálculo para una estrella tipo O con luminosidad $10^6 \times L_\odot$ y eficiencia $\xi=0.007$, resulta que entonces es necesario tener $\sim 10^5$ estrellas tipo O en una región compacta del orden del sistema solar.

1.4.0.2. El Paradigma de los AGN

Del cálculo anterior, es difícil imaginar un escenario con esa enorme cantidad de estrellas masivas, es por ello que el agujero negro ha sido el modelo favorito, pero aún queda la interrogante acerca de la gran cantidad masa que acreta por año, ¿De dónde proviene esta masa?. Para encontrar una posible explicación, supongamos que una partícula está bajo la influencia del potencial gravitatorio del agujero negro, entonces su energía potencial gravitatoria es convertida en energía cinética conforme se acerca al centro de masa. Además, esta partícula al encontrarse en la cercanía del agujero negro aumenta su momento angular, así como también la posibilidad de interactuar con otras partículas con las que por medio de colisiones convertirían la energía cinética en energía térmica y el movimiento resultante provocará la formación de un disco de acreción que gira alrededor del agujero negro (Bondi 1952; Robson 1997). La constante interacción entre las partículas hará que el disco de acreción aumente su energía térmica y que el momento angular se traslade hacia afuera del disco, dejando que la máquina central tanto se alimente como produzca radiación. Suponiendo que el disco es geoméricamente delgado pero ópticamente grueso, con órbitas cercanas a las keplerianas y geoméricamente delgado, este podría ser dividido en anillos. La temperatura máxima la encontramos en el interior de la distribución de anillos, mientras que la mínima está en las orillas. Esta simplificación nos permite considerar que cada anillo emitirá como un cuerpo negro. Por lo que al sumar la contribución de todos los anillos, se tendría un compuesto de cuerpos negros. El espectro resultante a bajas energías (con respecto al máximo) tiene índice espectral $\alpha_\nu=1/3$ ($F_\nu \propto$

$\nu^{+\alpha\nu}$), además la radiación térmica que produciría el disco, contribuiría fuertemente a la luminosidad bolométrica del AGN.

1.5. Características Espectrales Sobresalientes

Cada telescopio está optimizado para un segmento espectral en específico. Para una fuente dada, el espectro multifrecuencia es generado al reunir las diferentes observaciones realizadas en cada segmento de frecuencia del espectro electromagnético (ver capítulo § 2). Así, el espectro multifrecuencia abarca frecuencias desde el radio hasta los rayos- γ . A partir de los espectros multifrecuencias se han encontrado evidencias de que las galaxias Seyfert y de los cuasares comparten dos rasgos espectroscópicos importantes.

1.5.1. Líneas Espectrales de Emisión y Absorción

Uno de los rasgos más sobresalientes de cuasares y galaxias Seyferts son las **líneas de emisión** muy predominantes cuyos cocientes de líneas en el óptico difieren de los cocientes observados en núcleos con formación estelar. Osterbrock et al. (1992); Osterbrock (1989) elaboraron diagramas de diagnóstico con cocientes de líneas en los cuales se puede distinguir entre los AGN y las regiones H II nucleares. Las galaxias Seyfert y cuasares tienen espectros con líneas de emisión muy intensas, relativas al continuo subyacente, además de que estas líneas son de mayor excitación al de regiones H II y presentan un considerable ensanchamiento. Por comparación mostramos los espectros observados en la Fig. 1.2 en la página siguiente, 1.3 en la página siguiente y 1.4 en la página 14, para una galaxia con formación estelar en su núcleo, galaxias Seyfert y un cuasar, respectivamente.

En los espectros de las galaxias Seyfert y cuasares, las líneas de emisión tales como Ly α , H α y H β han sido pieza clave para determinar su corrimiento al rojo. Al Comparar estas líneas de emisión vemos que los anchos son diferentes tanto para las galaxias Seyfert como para los cuasares como está mostrado en las Fig 1.3 en la página siguiente y Fig 1.4 en la página 14), respectivamente. La mayoría de las galaxias Seyferts se parecen en sus líneas de emisión a los cuasares dado que ambas fuentes tienen líneas anchas, por lo que ambos tipos de fuentes se clasificadas como AGN tipo 1.

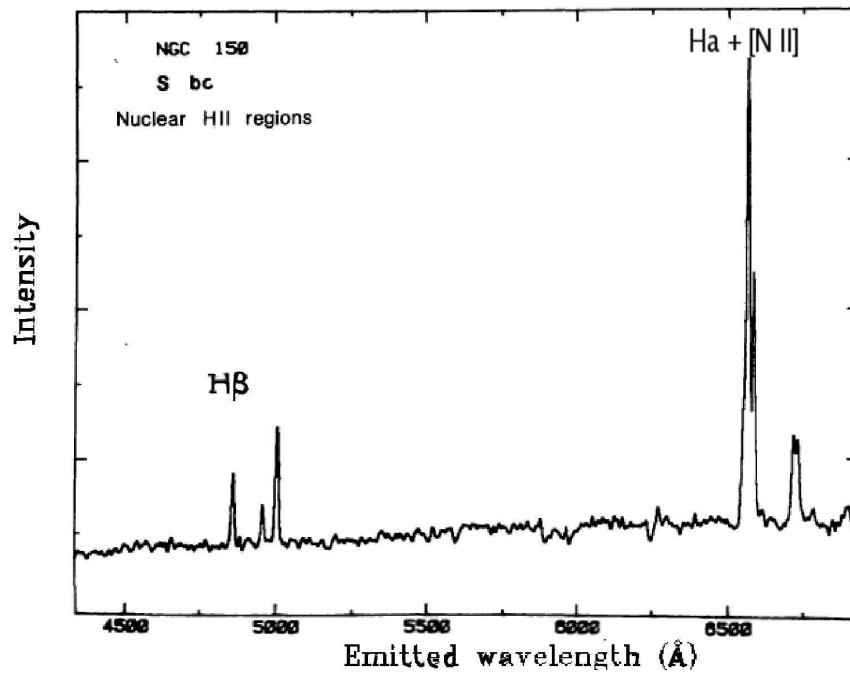


Fig. 1.2.—: Espectro óptico del núcleo de la galaxia NGC 150. Se ha señalado la posición de las líneas $H\alpha$ y $H\beta$ a 4861 y 6562 Å, respectivamente. El espectro ha sido obtenido de Veron-Cetty & Veron (1986).

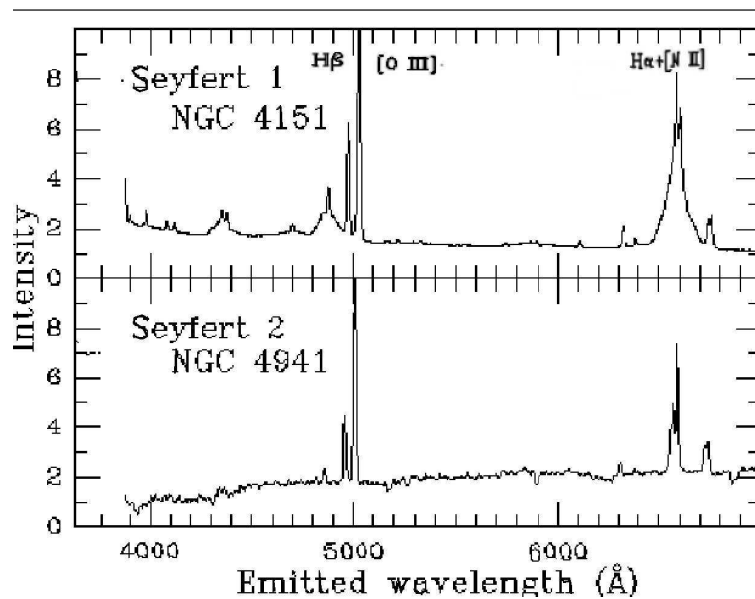


Fig. 1.3.—: Espectros ópticos en el marco de referencia en reposo de las galaxias Seyfert 1 NGC 4151 (panel superior) y Sy 2 NGC 4941 (panel inferior). Bill Keel, www.astr.ua.edu/keel/agn/

En el segmento UV, la Fig. 1.5 en la página 15 ilustra el espectro de la galaxia Sy 1 NGC 4151. Por arriba del continuo están señaladas la etiquetas de las principales

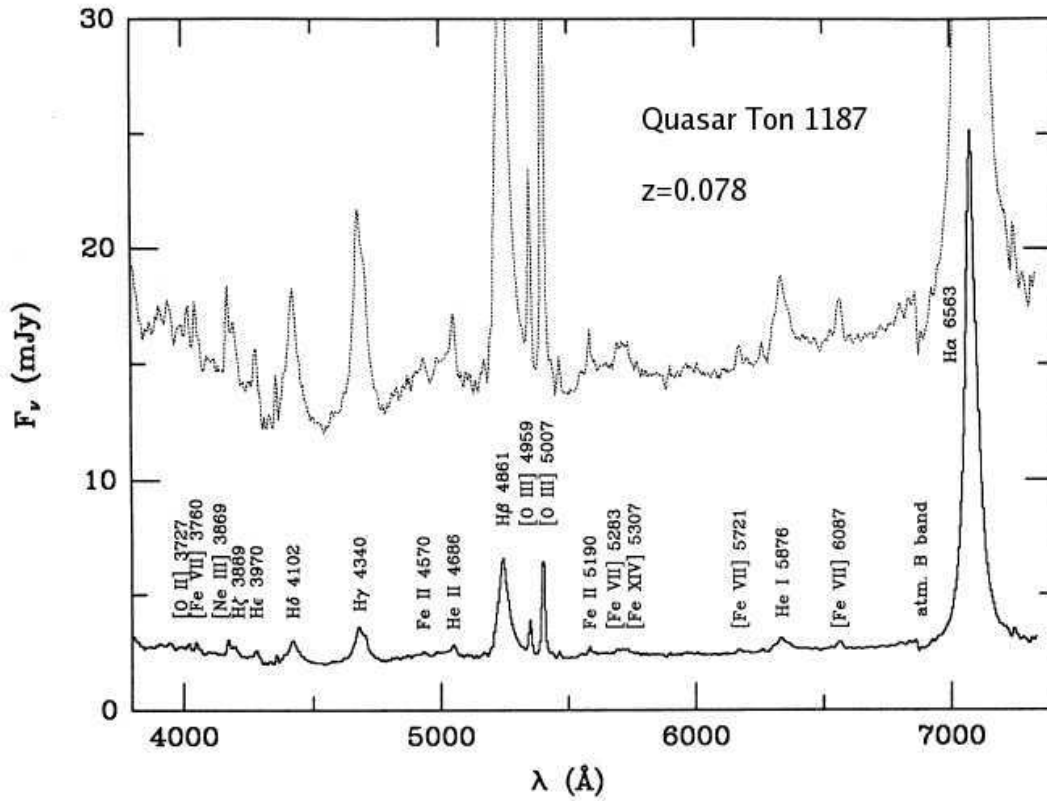


Fig. 1.4.—: Espectro óptico del quasar Ton 1187 (línea punteada multiplicada por un factor 6) en el marco de referencia del observador y comparado con el espectro compuesto (línea sólida). Espectro extraído de (Thompson et al. 1989).

línea de emisión, en especial, las líneas de Ly α y C IV λ 1549 muestran un mayor ensanchamiento con respecto al resto de las líneas. Por debajo del continuo están señaladas las líneas de absorción. En esta figura también hacemos notar que existe una supresión del espectro por debajo de la longitud de onda 900 Å debida a la absorción Galáctica. Un quasar puede tener línea de absorción a varios corrimientos al rojo y aún si proviene de la región circunuclear, puede provenir de regiones distintas.

1.5.1.1. Regiones de Líneas Anchas y Delgadas

De las observaciones espectrales provenientes de los AGN se ha encontrado que las líneas de emisión permitidas y anchas son muy parecidas a las reportadas para las Sy1. Al conjunto de nubes de gas que las produce es llamada Región de líneas Anchas o **BLR** (*Broad Line Region*). Las propiedades de la BLR están listadas en

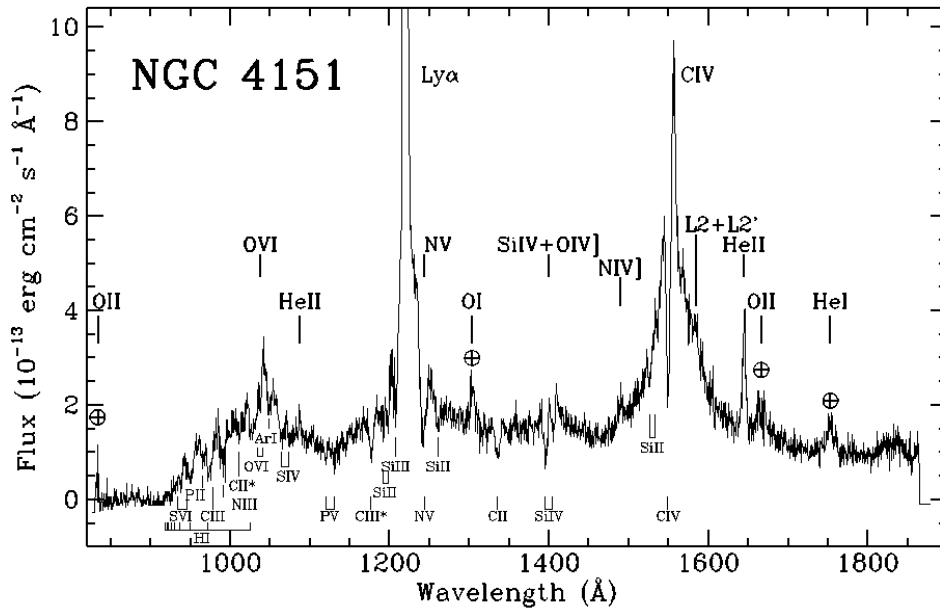


Fig. 1.5.—: Espectro UV en el marco de referencia en reposo de la galaxia Sy 1 NGC 4151 obtenidas por el Telescopio Hopkins. Las líneas de emisión y absorción (por arriba y abajo del continuo, respectivamente) son debidas a varios estados de ionización de diferentes átomos presentes en el medio circunuclear. Hacemos notar que existe una supresión del espectro por debajo de 900 \AA debida a la absorción Galáctica. Imagen procedente de (Kollatschny & Ting-Gui 2006).

la Tab 1.1.

Además, las líneas anchas que absorben hacia el lado azul de las líneas de emisión son llamadas **BAL** (*Broad Absorption Lines*) (Mathur et al. 1994b). Observaciones espectrales en el UV muestran líneas anchas en absorción tales como C IV $\lambda 1549$, O VI $\lambda 1030$, N V $\lambda 1240$. Mathur et al. (1994b) concluyeron que estas líneas están relacionadas con el gas ionizado o **WA** (*Warm Absorber*) observado en los rayos-X. El WA ha sido detectado en absorción asociado a los iones O VII y O VIII entre 0.5 y 1 keV. En ese trabajo sobresale la importancia de relacionar el continuo UV y los rayos-X con las líneas de emisión y absorción. En la investigación basada en

Tab. 1.1. Características de la BLR y la NLR

Región	Densidad $n_e [\text{cm}^{-3}]$	Temperatura $T_e [\text{K}]$	Ancho FWHM $V [\text{km s}^{-1}]$	Diámetro AU
BLR	$10^8 < n_e < 10^{11}$	$\sim 2 \times 10^4$	$1,000 < V < 30,000$	$\sim 10^2$
NLR	$10^2 < n_e < 10^7$	$\sim 1 \times 10^4$	$300 < V < 1,000$	$\sim 10^6$

el estudio espectral en el segmento de los rayos-X de 40 cuasares, Piconcelli et al. (2005) encontraron que alrededor del 50 % de la población muestran características espectrales del WA.

También la BLR provee cotas del volumen que abarca alrededor de la máquina central (mecanismo que genera la radiación continua, ver capítulo § 2). Para estimar el tamaño de la BLR se mide el tiempo de retardo entre los fotones provenientes de la BLR como respuesta a la variación (entre 0.3 a 0.5 mag.) del continuo. Se encuentra que la BLR tiene un radio del orden de centenas de AU (Peterson 1997).

El ensanchamiento de la BLR está asociado al efecto Doppler del gas (Peterson 1997), debido a que se piensa que este gas se encuentra bajo el dominio de la gravedad de un agujero negro supermasivo. Dado que la profundidad del pozo de potencial gravitatorio decrece radialmente hacia afuera, las líneas se vuelven más delgadas a mayor distancia del núcleo, dando lugar a las líneas delgadas.

Las líneas de emisión delgadas tanto permitidas como las prohibidas que se observan en los cuasares como en las galaxias Seyfert han sido asociadas a las nubes de gas llamada Región de Líneas Delgadas o NLR (*Narrow Line Region*). Esta región es la estructura más pequeña que ha podido resolverse espacialmente con el telescopio espacial Hubble (Evans et al. 1993) en la región óptica. Las características de la NLR están en la Tab 1.1.

Se piensa que la BLR y la NLR están fragmentadas en nubes por dos razones: si suponemos que el gas de estas regiones ocupa todo el volumen entonces la línea de C IV $\lambda 1549$ debería ser más intensa (Peterson 1997) y el continuo ionizante estaría completamente absorbido, lo cual no se observa.

Al comparar las características de la BLR y NLR, las mediciones del ancho FWHM en las observaciones muestran que no hay una transición progresiva entre ambas regiones. Para explicar el “hueco de emisión” aparente entre la NLR y la BLR, Netzer & Laor (1993) exploraron con un modelo de fotoionización los efectos del polvo interestelar mezclado al gas ionizado. Demostraron que existe una relación entre el parámetro de ionización (que es proporcional al número de fotones ionizantes, ver capítulo 2) y la distancia de sublimación del polvo (ver capítulo § 5) de tal forma que la BLR quedaría al interior de este radio y por lo tanto no tendría polvo. La NLR y la región intermedia por otra parte contendrían polvo. La escasez de líneas de emisión en la región intermedia es debido a que el parámetro de ionización es muy alto en esta región, provocando que casi totalmente la radiación ionizante sea

absorbida por el polvo y por lo tanto el gas no puede generar líneas. Sin embargo, esto no ocurre en la NLR porque se encuentra a mayor distancia y está caracterizada con un parámetro de ionización mucho menor.

Ha sido más difícil modelar a la BLR que a la NLR, debido a que su mayor densidad resulta en procesos atómicos más complejos y en procesos de transferencia de la radiación (absorción y dispersión) de las líneas no despreciables. Para las líneas de emisión de Balmer, han encontrado que el cociente de las líneas $H\alpha/H\beta$ (el llamado decremento de Balmer) se incrementa con el FWHM. Estudios realizados con el uso de los modelos de fotoionización muestran que el decremento de Balmer para algunos AGN supera (~ 6) el valor típico encontrado en las regiones H II ($H\alpha/H\beta \sim 3$) (Osterbrock 1989). Sin embargo, este decremento de Balmer no puede ser explicado simplemente por enrojecimiento por polvo (Puchnarewicz & Mason 1998) y es necesario considerar los efectos de transferencia de la radiación para niveles electrónicos mayores a 2.

1.5.2. Continuo Multifrecuencias

Al obtener espectros de los AGN en diferentes dominios del espectro electromagnético se ha encontrado que el espectro continuo de las galaxias Sy 1 tienen rasgos que también se observan en los cuasares. A grandes rasgos la emisión del continuo en multifrecuencia puede ser descrito con varias leyes de potencias que se extiende desde los rayos- γ hasta el IR. Dependiendo de la fuente, a mayor longitud de onda que 10μ la ley de potencia cae, debido a que muchas de las galaxias Seyferts no son radio fuertes (Sramek & Tovmassian 1975). Para las fuentes que son radio fuertes, el espectro puede ajustarse de forma cruda con una simple ley de potencias que va desde longitudes de onda del óptico hasta el radio. En este caso, sin embargo, el flujo en radio procede usualmente de la fuente extendida (jets), mientras que el flujo en el óptico proviene de la fuente compacta (núcleo). Los espectros de las galaxias Sy 1 y cuasares pueden ser descritos con una ley de potencias definida como $F_\nu = F_{\nu_0} \nu^{+\alpha_\nu \dagger}$ y a grandes rasgos el índice espectral α_ν está dentro del intervalo $-1.5 < \alpha_\nu < -1.0$ entre los segmentos espectrales desde el óptico hasta el infrarrojo. En detalle, este intervalo de índices no es aplicable para todo el intervalo y para ser rigurosos, cada rasgo que presenta el espectro deberá de ser tomado en cuenta.

[†] A lo largo de este trabajo usaremos esta convención de signo para el índice espectral o en caso contrario será indicado.

A partir del conocimiento del continuo se puede comparar y clasificar los AGN con alto y bajo corrimiento al rojo. Para esto es necesario calcular la luminosidad bolométrica L_{bol} . A primer orden, L_{bol} puede calcularse al integrar sobre toda la ley de potencia que describe el continuo, para luego multiplicarlo por el área de la esfera (relacionada con la distancia fuente-Tierra y asumiendo que el AGN emite de manera isotrópica). Otra forma es utilizar las relaciones empíricas (encontrada para galaxias Sy 1) entre L_{bol} y la luminosidad de la línea de emisión Balmer ($L_{H\beta}$), tal que $L_{bol} = 10^{3.2} L_{H\beta}$ (Weedman 1976a). Es de esperar esta relación debido a que la intensidad de la línea de Balmer es producida por recombinación (ver Ap. §A). Además la intensidad de la línea de Balmer relativa al continuo subyacente es similar entre las galaxias Sy 1. En consecuencia, es de esperar que exista alguna relación entre la luminosidad del continuo y las líneas de emisión Balmer. Usando esta cruda relación, es posible obtener de una forma simple la luminosidad bolométrica de algunas galaxias Seyferts y quasares. Para extender esta relación a quasares de alto corrimiento al rojo, se puede utilizar la línea de emisión $Ly\alpha$ y dado que se conoce razonablemente bien el cociente $Ly\alpha/H\beta$ proveniente de la recombinación (Osterbrock 1989) o obtenida de las observaciones $Ly\alpha/H\beta \sim 33$, por lo que $L_{H\beta}$ puede ser inferida a partir de $Ly\alpha$. Otra relación empírica que es útil para determinar L_{bol} la proporciona el segmento de los rayos-X, con $L_{bol} \sim L_X$. donde L_X es obtenida al integrar el espectro entre 2 y 10 keV.

En general, los procesos que generan la radiación electromagnética (fotones) del continuo multifrecuencia pueden ser divididos en dos tipos de procesos de emisión: la *emisión no térmica* es la radiación con distribución en ley de potencia y la *emisión térmica* que es la distribución Planckiana o Bremsstrahlung (ver Ap. §A). Los fotones de altas energías están localizados en el dominio Ionizante de la Distribución Espectral de Energía o también llamada SED (*Spectral Energy Distribution*), ampliamente discutida en el capítulo §3. Además, las observaciones sincronizadas con diferentes telescopios han permitido encontrar correlaciones de variabilidad multifrecuencia en el continuo (Wilkes 2004), por lo que una visión multifrecuencia de la SED es necesaria para entender la emisión de los AGN.

1.6. Comparación entre Galaxias Seyfert y Quasares

En el Universo local, los quasares son las fuentes poco frecuentes en volúmenes de Mpc, pero los más luminosos de los AGN; las galaxias Seyferts son poco frecuentes pero son menos luminosas que los quasares. Que estas fuentes formen una secuencia luminosidades no significa necesariamente que estas fuentes son idénticas y que sólo difieren al escalar la luminosidad (Osterbrock 1989). Sin embargo, la grandes similitudes entre los núcleos de las galaxias Seyferts y los quasares son: las imágenes ópticas no muestran estructura, es decir, son tipo estelar donde el núcleo es pequeño y muy luminoso, además el colores U-B es negativo, el espectro es parecido a los de nebulosas planetarias pero muestran líneas de emisión de Balmer que están corridas al rojo, con FWHM anchos que corresponden a velocidades del orden miles de km/s. Además la emisión continua puede ser descrita crudamente con leyes de potencia y tanto las galaxias Seyferts como a los quasares con $z < 0.4$ se le ha observado la galaxia huésped. A los RLQ para los cuales ha sido posible detectar su galaxia huésped, han encontrado que son tipo elíptica y típicamente se observa también una estructura (núcleo más jet) en el segmento espectral de los rayos-X y radio, mientras que para los RQQ tienen galaxias huésped tipo espiral (Malkan et al. 1984; Malkan 1984). Estudios recientes con observaciones ópticas más sensibles muestran que algunos AGN tienen una contribución de radiación estelar. Además confirman de que los AGN viven principalmente (pero no exclusivamente) en galaxias huésped elípticas (Wolf 2005). Esto sugiere que el fenómeno AGN está acompañado con formación estelar. Este escenario es posible dado que el AGN requiere una máquina central y una fuente que la alimente. Las galaxias elípticas tienen la máquina central pero tal vez sólo las galaxias con formación estelar podrían dar el alimento.

Todas las galaxias que observó Carl Seyfert son espirales y la mayor parte de las galaxias Seyfert provenientes del catastro de Markarian tienen estructura espiral. Dentro del grupo de las galaxias Seyferts, existen pocos casos de que su galaxia huésped no es espiral, sin embargo, la gran mayoría tiene propiedades remarcadamente similares y pueden considerarse como dentro de un mismo fenómeno común. Las regiones no nucleares de las galaxias Seyfert son usualmente similares a las otras galaxias espirales de corrimiento al rojo comparable, de tal forma que las galaxias Seyfert cercanas pueden ser clasificadas según su morfología (secuencia de Hubble). A pesar del criterio de M_B Schmidt & Green (1983), las galaxias Sy 1 podrían ser clasificadas como tales sólo porque ellas presentan líneas permitidas anchas, un núcleo muy luminosos y una galaxia huésped. Pero para galaxias Seyfert que se encuentren

a una distancia tal que los detectores no tengan la suficiente resolución espacial para precisar la galaxia huésped, entonces los núcleos podrían ser llamados quasares. Los quasares con bajo corrimiento al rojo que se les pueda detectar la galaxia huésped podrían ser galaxias Seyferts. Así, pareciese que la diferencia está en el corrimiento al rojo (Weedman 1976a).

La luminosidad de las líneas $H\beta$ y $Ly\alpha$ que son inferidas de las galaxias Seyfert y quasares muestran un empalme suavemente a lo largo de z , es decir, hay una distribución continua de la luminosidad lo que sugiere que los quasares pueden ser considerados como galaxias Sy 1 distantes (Weedman 1976a).

Para investigar una posible evolución de estas fuentes, es posible construir el diagrama de diámetro angular en función del corrimiento al rojo para las galaxias Seyfert, debido a que sus diámetros son similares en comparación a las galaxias no activas (Khachikian & Weedman 1974). Además, al estudiar las galaxias huésped y su entorno es posible inferir indicaciones de sus evolución (Adelberger & Steidel 2005).

Por otro lado, cabe la posibilidad de que la clasificación esté determinada por la variabilidad de la intensidad de las líneas (Penston & Perez 1984). Un ejemplo es Fairall 9, clasificada como Sy 1 cuando fue descubierta y 5 años después se clasificó como Sy 2. Por otro lado, investigaciones recientes (Malaguti et al. 1999; Fabian 2004) encontraron una clasificación similar entre tipo 1 y 2, independiente del espectro óptico al utilizar observaciones en el segmento de los rayos-X duros. Ellos modelaron la línea de emisión del hierro neutro a 6.4 keV (segmento de los rayos-X) con un perfil de una línea sobre un disco, esto es, el perfil Gaussiano es alterado por estar montado sobre un sistema que rota (disco de acreción) y efectos relativistas. Así en su análisis, clasifican a las galaxias Seyfert observadas en el segmento de los rayos-X en tipo 2 y 1, dependiendo si se observa o no absorción de los rayos-X. Además, típicamente las Sy 1 son más luminosas en el óptico y en rayos-X que las Sy 2, aunque en el segmento del espectro en radio es lo contrario (Kembhavi & Narlikar 1999).

Otra comparación encontrada entre los quasares es que la población de RLQ es sólo del 10 % de los quasares, mientras que el 90 % son RQQ (Weedman 1976b; Kembhavi & Narlikar 1999). Además se ha encontrado que típicamente los RLQ tienen más fotones en el segmento de los rayos-X con respecto a los RQQ (Elvis et al. 1994b; Wilkes 2004).

Para los AGN, cualquiera que sea su naturaleza, se requiere explicar la fuente luminosa en común que generará la energía de las Seyferts débiles como de los quasares

potentes. Es por esto que se sugiere un esquema que junte todas las propiedades observadas en un sólo tipo de fuente.

1.7. Esquema Unificado

Un tema por explorar es que los cuasares y las galaxias Seyfert comparten propiedades espectrales y un escalamiento en luminosidad o de anchos de líneas. Lo anterior no significa que sean físicamente idénticos. No obstante, los esfuerzos por dar una visión general de los AGN ha ido en aumento, concretándose en el llamado *Esquema Unificado*, el cual sugiere la integración de toda esta variedad de AGN en un sólo tipo (Barthel 1989; Antonucci 1993; Urry & Padovani 1995). Como base de este esquema se encuentra el modelo estándar más componentes adicionales. Las componentes del modelo unificado (de adentro hacia afuera) son: un agujero negro supermasivo, disco de acreción, jet, región de líneas anchas, región de líneas delgadas y toroide.

La radiación del continuo y la absorción del medio ambiente presente a lo largo de la línea de visión, dan la diversidad observada para los cuasares radio fuertes y débiles representada en la Fig. 1.6 en la página siguiente. La figura está dividida en dos: los radio fuertes (abajo) y los radio débiles (arriba). Por simplificación esquemática no está el contra jet. Esta diversidad se pretende explicar con la variación del ángulo con que se observa a cada AGN. Bajo este esquema y haciendo uso de la simetría, los Blazares son obtenidos al observar al AGN tal que el radio jet está paralelo (ángulo entre 0 y 10 grados) a la línea de visión, es decir, está visto de frente. Los cuasares y Sy 1 son los AGN que están observados casi de frente (ángulo entre 10 y 75 grados) donde aproximadamente la línea de visión no cruza considerables zonas de absorción, mientras que las galaxias Sy 2 y Radio Galaxias son los AGN que están observados de canto (ángulo entre 75 y 90 grados), en los cuales la línea de visión cruza importantes regiones de absorción. En el caso último, el AGN queda oculto detrás del toroide y sólo permite observar una radio galaxia o una Sy 2.

Este esquema está sustentado en el estudio de galaxias Sy 2 al descomponer la luz polarizada que se refleja por el toroide. Primero Antonucci (1993) y después Malaguti et al. (1999); Fabian (2004) encontraron que al descomponer la radiación polarizada de las líneas de emisión de la mayoría de las fuentes analizadas, también tienen componentes polarizada de líneas anchas. Sin embargo, existen otras fuentes tipo 2 que no presentan la componente ancha polarizada (Tran 2003). Este resultado

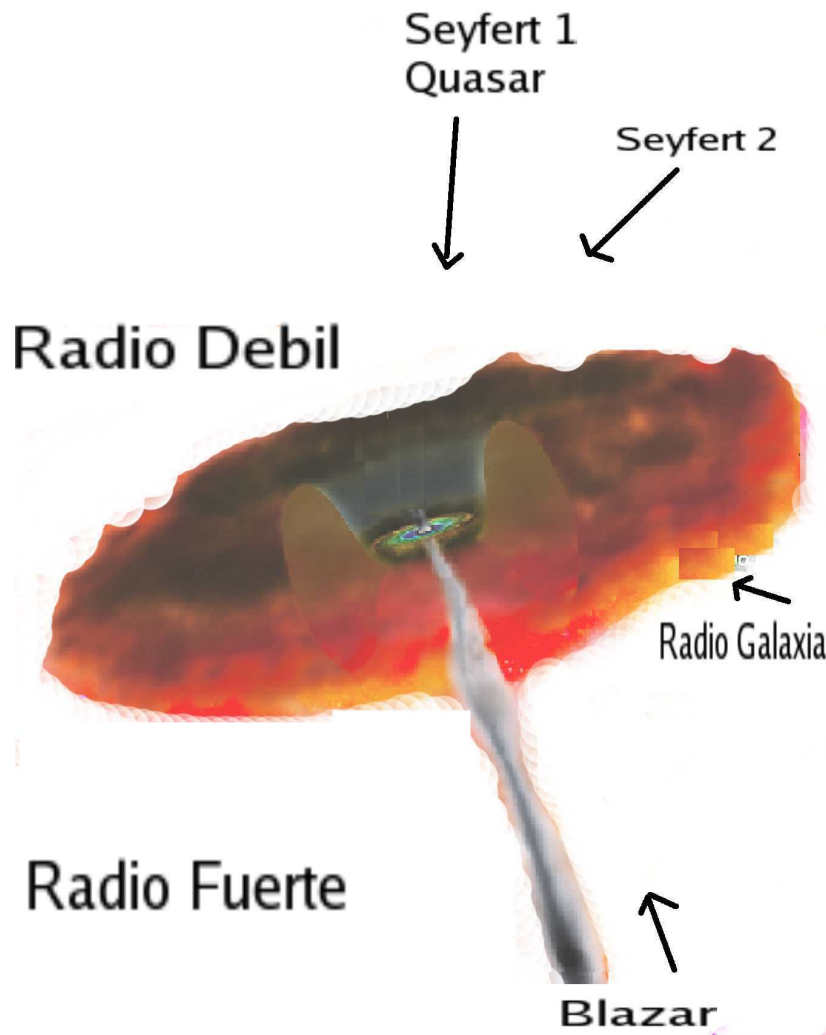


Fig. 1.6.—: Esquema unificado para los AGN. El ángulo de inclinación entre el observador y el eje de simetría del AGN es la variable que relacionada a la variedad de AGN. Para observar a los Blazares, el AGN tiene inclinación de frente, para galaxia Seyfert o un quasar la inclinación es casi de frente. Para observar una radio galaxias la inclinación es de canto. En este esquema están colocados tanto las fuentes radio fuertes (abajo) y débiles (arriba) y por simplificación no se coloco el contra jet. Diseño artístico de Weiss.

sugiere la existencia de dos poblaciones distintas de Sy 2, unas que albergan un núcleo Sy 1 y otras que estarían dominadas probablemente por procesos de formación estelar intensos.

1.7.1. Otros posibles Esquemas

Otra esquema de unificación para explicar la diferencia entre diferentes tipos de Sy 1 y Sy 2, contrapuesto al Modelo Unificado, es el de las interacciones con otras galaxias cercanas (Krongold 2003). En este contexto, las interacciones entre galaxias pueden desencadenar Starburst que posteriormente podrían evolucionar en un sistema compuesto (Starburst + AGN tipo 2). Cuando la máquina central comienza a dominar y se disuelve la nube de polvo que rodea al núcleo, se observa el AGN tipo 1. De esta forma, las galaxias ULIRG (Ultra-Luminous Infrared Galaxy) podrían ser las precursoras de los cuasares que están en cúmulos ricos de galaxias. La forma de acelerar el crecimiento de los agujeros negros sería a partir de fusiones de centros galácticos. Esto sugiere que el AGN evoluciona como un todo y que en cada fase de su evolución se clasifica de forma diferente. Haas (2004) propuso la evolución mostrada en la Fig. 1.7 en la página siguiente para explicar la SED IR de los AGN. En este esquema se exhibe que la SED tiene una diversidad de formas, que refleja tanto la distribución de polvo alrededor del AGN y la naturaleza del AGN. En esta figura (y de arriba a abajo), muestra como una nube con momento angular inicial y colisiones forma un disco alrededor del centro de masa, hasta que la actividad del AGN se termina.

A pesar de que estos modelos logran explicar muchos de los aspectos generales de los AGN, falta por explicar que no todas las Sy 2 muestran líneas anchas al ser observadas con luz polarizada (Miller & Goodrich 1990; Peterson 1997) y que la luminosidad de las galaxias huésped no presenta la misma función de luminosidad, sólo por mencionar algunas. También hay que tener presente que muchos de los catastros suelen presentar sesgos, lo cual dificulta la comparación y la generalización de las observaciones.

En la búsqueda de otras características de los AGN con rasgos que sean independientes de sus alrededores, hay estudios de la Distribución Espectral de Energía Intrínseca. Estos estudios buscan que el gas circundante no absorba considerablemente, tal es el caso de los segmentos en radio, y en algunas bandas del IR lejano y rayos-X. Sin embargo, en el dominio espectral entre el UV y los rayos-X hay absorción considerable pero existe una relación estrecha entre la SED Ionizante y las líneas. Los modelos de fotoionización requieren conocer explícitamente la SED Ionizante de la máquina central con la finalidad de calcular las amplitudes de las líneas de emisión, las cuales pueden ser comparadas con las observaciones y de esta forma acotar a la SED teórica.

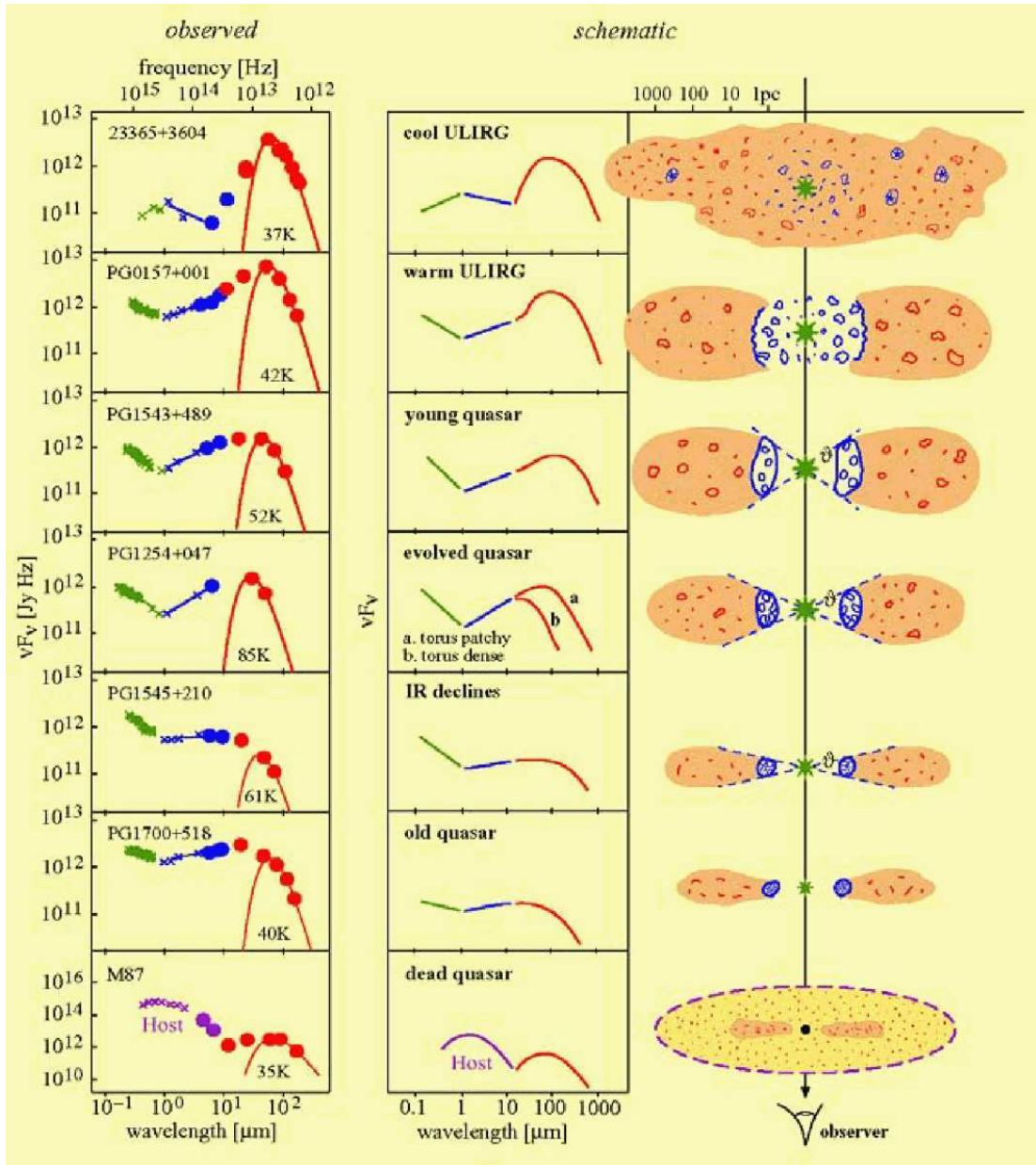


Fig. 1.7.—: Evolución de la SED IR propuesta para 3C 273. una nube con momento angular inicial y colisiones forma un disco alrededor del centro de masa, hasta que la actividad del AGN se termina. (Haas 2004)

Como hemos visto, la radiación es uno de los vehículos mediante el cual recibimos información de los objetos astrofísicos[†]. Ahora que conocemos la diversidad de los espectros que presentan los AGN es necesario caracterizar y entender los procesos radiativos que están detrás del esquema y bajo qué condiciones se origina la ra-

[†] también los meteoritos y posiblemente ondas gravitatorias son otras formas de vehículos

diación. El caracterizar y explicar los procesos radiativos de los AGN requiere una visión integrada de la Distribución Espectral de Energía, es decir, es necesario conocer el flujo en cada intervalo de longitud de onda para cada fuente, desde el radio, pasando por el infrarrojo, óptico, ultravioleta, rayos-X hasta los rayos- γ . Hacemos notar que hay muy pocos AGN que emiten radiación en el segmento de los rayos- γ . Cada segmento de la Distribución Espectral de Energía está descrita con diferentes procesos físicos íntimamente relacionados (ver Ap. §A).

Capítulo 2

Distribución Espectral de Energía

El arte y la ciencia tienen la finalidad de conocer la naturaleza.

Leonardo da Vinci

En este capítulo mostramos los procesos de emisión a lo largo del espectro electromagnético que dan origen a la Distribución Espectral de Energía de los AGN.

2.1. Unidades en el Sistema cgs de la SED

Debido a que los AGN emiten en todo el espectro electromagnético, la reunión de datos multifrecuencias es necesaria para obtener un mejor entendimiento de los AGN. Con el uso de diferentes observatorios optimizados en diferentes segmentos espectrales, podemos concentrar toda la información posible en una sola representación, la llamada Distribución Espectral de Energía o SED . La SED asociada a un AGN dado muestra de manera gráfica la luminosidad a cada longitud de onda, desde el radio, pasando por el Infrarrojo (IR), óptico, UltraVioleta (UV), rayos-X y hasta los rayos- γ . Así, la SED como una colección multifrecuencias a lo largo de 20 décadas enseña las características espectrales de cada fuente y además las destaca, es decir, en cada segmento espectral podemos saber la cantidad de energía liberada por unidad tiempo. También la SED nos proporciona la luminosidad integrada (bolométrica) a lo largo del espectro electromagnético emitido por la fuente, por lo que a partir de las observaciones multifrecuencias se puede inferir correlaciones, descritas más adelante, con los parámetros de los modelos tales como la masa del agujero negro (M_{\bullet}), la tasa de acreción (\dot{M}_{\bullet}), el tamaño de la regiones de líneas anchas, etc.

Para llevar el espectro observado (F_{ν}) al marco de referencia en reposo es necesario

considerar el termino $(1+z)$, que es el factor de corrección por el corrimiento al rojo. Este factor puede multiplicar o dividir al flujo dependiendo en que unidades del espectro se trabaje, ya sea en F_ν [$\frac{erg}{cm^2sHz}$] ó en F_λ [$\frac{erg}{cm^2s}$], entonces las unidades de la SED más naturales para expresarlo es el flujo por unidad de frecuencia logarítmica o longitud de onda logarítmica $\nu F_\nu = \lambda F_\lambda$ [$\frac{erg}{cm^2s}$], donde el factor $(1+z)$ no es necesario, por lo que la información está reunida en una simple gráfica logarítmica en términos de $\log(\nu F_\nu)$ vs. $\log(\nu)$, donde F_ν es la energía observada por unidad de tiempo por unidad de área y por intervalo de frecuencia. Analíticamente podemos expresar al eje de las ordenadas como $\nu F_\nu = \frac{dF}{d\nu}$. Usando el hecho de que la frecuencia y la longitud de onda se relacionan de manera diferencial como $|d\log(\nu)| = |d\log(\lambda)|$, la SED puede ser convertida a otras unidades. Por ejemplo, los espectros en los rayos-X están en términos del flujo de fotones, de esta forma la SED queda expresada como $\log(E^2 F_p)$ vs. $\log(\nu)$, donde $E=h\nu$ es la energía de cada fotón, F_p es el número de fotones observados por unidad de tiempo por unidad de área y por intervalo de energía. En este mismo contexto, tenemos una representación equivalente para observaciones en el segmento UV de la forma $\log(\lambda F_\lambda)$ vs. $\log\lambda$, usando F_λ que es la energía observada por unidad de tiempo por unidad de área y por intervalo de longitud de onda.

Como vimos en el capítulo 1, en el segmento espectral del radio, los cuasares están clasificados como RLQ y RQQ. La SED correspondiente a cada tipo es una herramienta para distinguirlos entre si, como está mostrado en el extremo izquierdo de la Fig. 2.1 en la página siguiente. En esta figura están ilustradas las SEDs promediadas para cuasares y galaxias Seyferts.

Las SEDs promedios de ambos cuasares pueden ser descritas de manera sencilla. Esta descripción hace uso de leyes de potencia con la convención utilizada a lo largo de este trabajo y descrita con el índice espectral α_ν o β_ν :

$$\nu F_\nu = F_0 \nu \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_\nu} = F_0 \nu_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_\nu+1} = F_0 \nu_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\beta_\nu} \quad (2.1)$$

donde F_ν como el flujo observado en función de la frecuencia (ν). Tanto el índice espectral ($\beta_\nu = \alpha_\nu + 1$), como el flujo de referencia F_0 son parámetros a ajustar. A la diferencia del logaritmo de frecuencias que cumplen con $\text{Log}(\nu_s) - \text{Log}(\nu_i) = 10$ es llamada “década”. Así, en cada década es común ajustar a la SED una ley de potencia y conforme cambia el segmento, el índice espectral también cambia. Por ejemplo, en la Fig. 2.1 en la página siguiente se ilustra que en el segmento espectral del radio $\beta_\nu > 0$, mientras que en el segmento del IR cercano $\beta_\nu < 0$. La variedad de índices espectrales, le da una forma compleja a la SED y cada valor del índices espectral puede estar descrito con procesos físicos que están descritos en Ap. §A.

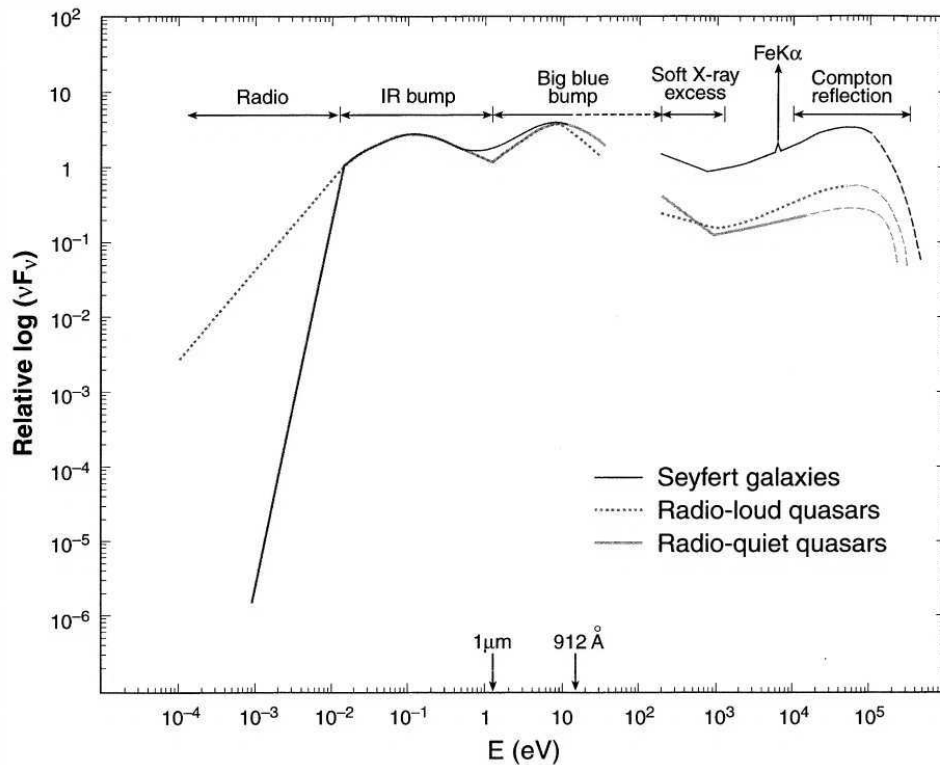


Fig. 2.1. —: SED de 3 AGN en νF_ν . La línea punteada es la SED promedio para los RLQ con intensa emisión en el radio y las líneas sólidas delgadas y gruesas son las SEDs promedio de RQQ y galaxias Seyfert, respectivamente. Estas últimas SEDs muestran baja emisión en el radio. Dependiendo del segmento espectral, las SEDs muestran diferentes formas (jorobas, huecos, punto de inflexión). En la parte superior están colocadas las etiquetas representativas para cada segmento. De derecha a izquierda la descripción comienza en el radio, IR, óptico, UV y rayos-X. Figura extraída de Koratkar & Blaes (1999).

La descripción de la SED en unidades de νF_ν con respecto a F_ν , nos proporciona de forma directa los rasgos espectrales que nos ayudan a encontrar y comparar los segmentos donde el flujo de energía emitido aumenta o disminuye. Como un ejemplo de lo anterior, consideremos la SED de 3C273 en la Fig. 2.2 en la página siguiente; en la gráfica superior está la SED representada en la forma F_ν , mientras que en el panel inferior está en términos de νF_ν . En el panel inferior, las jorobas a $\sim 10^{15}$ y 10^{20} Hz se aprecian a simple vista, por lo que decimos que 3C273 tiene emisión fuerte tanto en los rayos UV como en los rayos-Gamma, mientras que con el uso de la gráfica superior no es tan directo reconocerlo. También la SED proporciona en una sola gráfica la forma en que se traslapan los diferentes procesos físicos radiativos (interpretación de cada rasgo espectral) de un AGN dado.

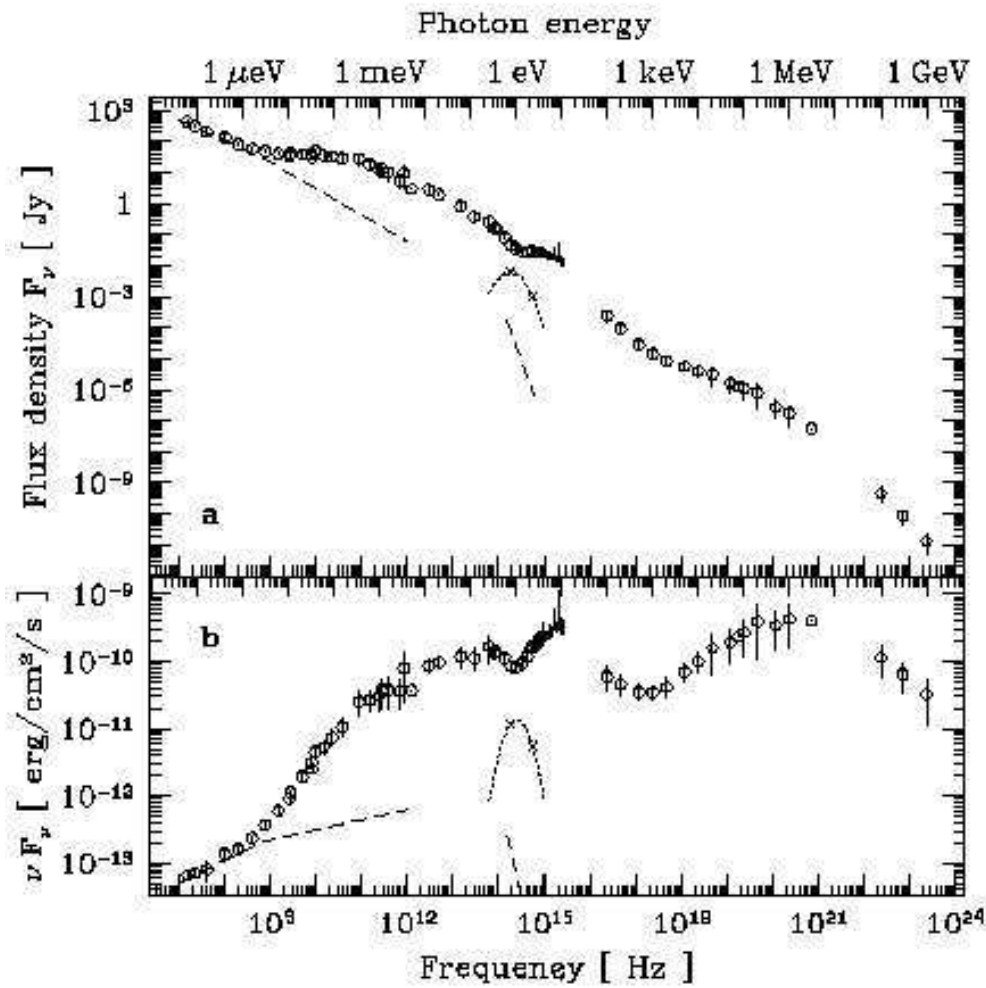


Fig. 2.2. —: SED de 3C273 en dos diferentes gráficas. En el panel “a” es ilustrado la SED en unidades F_ν , mientras que en el panel b está en νF_ν , la cual adoptaremos a lo largo de este trabajo. Figura extraída de (Türler et al. 1999).

2.2. Segmentos Espectrales de la SED

Los procesos físicos del Ap. §A son convocados para explicar la emisión en los AGN. Trataremos de explicar la emisión de radiación con la forma de la SED, desde bajas hasta altas energías (Peterson 1997; Sparke & Gallagher 2000; Kembhavi & Narlikar 1999; Robson 1997):

2.2.1. Radio

Este segmento espectral está comprendido entre 3 a 3×10^8 Hz y localizado en el extremo izquierdo de la Fig. 2.1 en la página 29. Generalmente para explicar a los AGN radio fuertes se invoca el proceso Sincrotrón. Esta emisión busca explicar la emisión extendida de estructuras conocidas como jets relativistas. Por lo general se observan dos jets diametralmente opuestos (aunque algunas veces sólo se observa un solo jet) que salen del centro de la galaxia. Estos jets al interactuar con el medio ambiente producen lóbulos, puntos calientes, etc. La estructura de la emisión está determinada por la interacción entre los jets y el medio ambiente, modificado por efectos relativistas y por efectos de orientación. En las observaciones hechas para detectar fuentes de emisión Sincrotrón, han encontrado que la emisión se modelada con dos índices, uno con valor $\alpha_\nu \sim -0.7$ a altas energías y $\alpha_\nu = 2.5$ para bajas energías. En este último segmento, los fotones emitidos son también auto-absorbidos por el propio ensamble de electrones. En este tipo de emisión se observa gran variabilidad que posiblemente es debida a los cambios en la tasa de acreción o a choques del plasma que se propaga a lo largo del jet. También se observa alta polarización debida a la distribución del campo magnético.

2.2.2. Infrarrojo

Este segmento está comprendido entre 3×10^8 y 4.2×10^{14} Hz, ilustrado al lado izquierdo de la Fig 2.1 en la página 29. En los AGN, la contribución en emisión IR es alrededor del 17 al 30 % de la luminosidad bolométrica. El mecanismo de emisión más sobresaliente es la emisión térmica de polvo, debido al reprocesamiento de la radiación del segmento óptico-UV[†]. La emisión térmica de polvo está descrita con la emisión de cuerpo negro del polvo. Antes se pensaba que esta componente era debido a la emisión sincrotrón (Robson 1997). Sin embargo, la emisión por granos de polvo está favorecida debido a que existe un exceso por encima de la ley de potencia entre 20,000 y 50,000 Å. Este exceso es comúnmente referido como la joroba IR a $3.4 \mu m$ (8.510^{13} Hz). Esta emisión no es variable ni polarizada. Los modelos ajustados sugieren emisión térmica de polvo muy caliente (~ 2000 K), pero que a su vez decae rápidamente debido a que el polvo yace muy cerca de la máquina central, de tal forma que llega a alcanzar temperaturas de evaporación y es destruido. En consecuencia a $\sim 1 \mu m$ (2×10^{14} Hz) el espectro llega a un mínimo que se cree que

[†] radiación proveniente del continuo del AGN, ver capítulos § 5 y § 7

es intrínseco los AGN observados por que al parecer este mínimo es independiente de la luminosidad.

La existencia de granos de polvo que proveen de ciertas curvas de extinción (ver § 5) y asumiendo alguna geométrica para el absorbedor de la SED del AGN dado, esto trae efectos considerables en la forma de la SED tanto en el segmento IR como en el UV (ver § 7). Por ejemplo, la inclusión de un toroide o esfera de polvo podría dejar oculta a la BLR del AGN, por lo que sólo se observaría directamente a la NLR.

(Elvis et al. 1986) investigaron los segmentos IR y los rayos-X de los AGN. Encontraron una fuerte correlación entre los dos segmentos y que una extrapolación del espectro IR puede unirse suavemente con el espectro en rayos-X. Este hecho sugirió la existencia de una ley de potencia intrínseca entre el IR y los rayos-X con índice espectral $\alpha_\nu \sim -1$, de origen no-térmico. Sin embargo, no se obtuvieron el mismo resultado al usar un número mayor de observaciones, debido probablemente a efectos de selección del corrimiento al rojo Sanders et al. (1989). Gradualmente y con mejores datos espectroscópicos esta relación ya no es usada, pero el hecho de que el espectro en IR es descrito crudamente con índice espectral $\alpha_\nu \sim -1$ aún permanece. Posiblemente esta ley de potencias se deba a la contribución de emisión térmica de varios cuerpos negros con un intervalo de temperaturas en las que el polvo oscila (desde 40 K hasta la temperatura de sublimación entre 1500 y 2000 K). Así, la emisión IR de los AGN es creído que se debe principalmente a la reemisión por polvo.

También hay que tomar en cuenta que para una descripción fina de este segmento espectral es necesario corregir la contribución estelar de la galaxia huésped. Usualmente esta corrección se aplica a los AGN con corrimientos al rojo pequeños.

2.2.3. Óptico, UltraVioleta y Rayos-X

El segmento óptico está comprendida entre 4.2×10^{14} a 9.3×10^{14} Hz (7000 a 3200 Å). El segmento UV está comprendido entre 9.3×10^{14} a 3×10^{16} Hz (3200 a 100 Å). Al segmento UV lo podemos subdividir como: el segmento del UV Cercano, NUV (*Near UV*), comprende el intervalo de 3200 a 912 Å y el intervalo del UV Lejano, FUV (*Far UV*) en el intervalo 912 a 100 Å. Por último, el segmento de los rayos-X está entre el segmento de frecuencias 3×10^{16} a 3×10^{18} Hz o en el segmento de longitud de onda entre 100 a 1 Å o en el intervalo de energía entre 0.12 a 12 keV. Este último segmento también está subdividido: los rayos-X suaves entre 0.1 a 2 keV, mientras

que los rayos-X duros están entre 2 a 10 keV. Estos segmentos están ilustrados en la Fig. 2.1 en la página 29. Para transformar unidades de un segmento a otro, en la Tab. 2.1 tenemos algunas conversiones útiles.

A lo largo de estos segmentos es difícil la determinación del continuo, debido a la presencia de líneas de emisión y absorción, ya que en el caso de los AGN tipo 1 es difícil debido a la contribución de líneas anchas e intensas y en general, en estos segmentos existen contaminaciones provenientes de las fuentes de fondo, *background*, y absorción por el medio interestelar (e.g. extinción Galáctica), el medio extragaláctico (e.g. nubes de gas o galaxias distribuidas a diferentes z) y el medio intrínseco del AGN (e.g. gas y polvo alrededor del núcleo). Estas absorciones serán discutidas más a fondo en capítulos posteriores.

En la transición del IR al óptico, $\sim 1 \mu m$ existe la caída de flujo que ya describimos en el segmento IR. A mayores frecuencias el flujo incrementa, dejando como resultado un mínimo pronunciado llamado punto de inflexión como está mostrado en la Fig. 2.1 en la página 29. Este punto es la transición entre emisión por polvo y la joroba pequeña. Esta última es producida por la emisión de líneas entre 2300 y 3000 Å posiblemente proviene de la emisión producida por la la recombinación de la serie Balmer aunada con líneas de emisión de FeII $\lambda 2185$, que al ser observadas con baja resolución espectral parecieran formar la joroba pequeña y pronunciada en el espectro a 3000 Å.

Sin embargo, a energías mayores la joroba que más sobresale es la Gran Joroba Azul, BBB (*Big Blue Bump*), mostrada en la Fig. 2.1 en la página 29. La BBB tiene al menos un máximo entre 2000 y 300 Å. Los trabajos pioneros en modelar la emisión de la Gran Joroba Azul con un disco de acreción los hizo Shields (1977,

Tab. 2.1. Conversión de unidades

$\lambda(\text{Å})^a$	2500	1216	912	679	41.42	24.85	6.21	2.07	1.24
keV ^b	0.005	0.010	0.014	0.018	0.3	0.5	2	6	10
log Hz ^c	15.08	15.39	15.52	15.64	16.86	17.08	17.68	18.16	18.38

$$^a E(\text{keV}) = \frac{12.4}{\lambda(\text{Å})}$$

$$^b 1 \text{ keV} = 1.6 \times 10^{-9} \text{ ergs}$$

$$^c E(\text{keV}) = 6.6 \times 10^{-18} \nu(\text{Hz})$$

1989); Shields et al. (1998) y la idea pronto fue ampliada por Malkan (1981); Malkan & Sargent (1982); Malkan (1983). A través del tiempo, el modelo estándar ha sido el modelo con mayor popularidad porque explica la forma en que se nutre el agujero negro y la forma del espectro emitido (modelo que proviene del estudio de estrellas binarias, Shakura & Sunyaev (1973)).

2.2.3.1. El Reto para Explicar la Relación entre los Segmentos UV y los Rayos-X

Los procesos antes mencionados producen que el sistema sufra enfriamiento (liberación de energía en forma de fotones). En especial, el Disco de acreción Comptonizado se usa para tratar de explicar no solo la joroba en el UV, sino también el exceso de rayos-X suaves como lo hizo Puchnarewicz et al. (1996); Zheng et al. (1997); Hubeny et al. (2001), TZ02, Shang et al. (2005) (de aquí en adelante SBG05) y Brocksopp et al. (2006). El segmento de los rayos-X es usualmente descrito con una ley de potencias, con índices espectrales entre 0.7 y 1.2 para RQQ y ~ 0.6 para RLQ (Reeves & Turner (2000) y ver capítulo § 3), pero en ocasiones se observan evidentes excesos, con respecto a la ley de potencia, en el segmento de los rayos-X suaves (llamado *soft excess*). Varias investigaciones (Brocksopp et al. 2006; Puchnarewicz et al. 1996) intentaron, sin éxito, relacionar este exceso en rayos-X con el BBB al usar una sola componente de emisión (disco de acreción o Bremsstrahlung), sin embargo, en el capítulo § 7 mostraremos que necesariamente la conexión entre estos dos excesos debe realizarse con dos componentes. Por otro lado, los modelos de emisión tanto disco de acreción como Bremsstrahlung han descrito a grandes rasgos el exceso de emisión de la BBB, pero no han podido explicar el cambio de índice espectral alrededor de 1100 \AA . También estos modelos aclaman a favor de una SED universal, con la meta de encontrar posibles correlaciones entre continuo ionizante y la BLR, el desplazamiento del BBB hacia los rayos-X en proporción a la temperatura y masa del disco de acreción. Por ejemplo, si se asume que la luminosidad ionizante tiene la misma forma todos los AGN, a primer orden ponemos calcular el número de fotones ionizantes Q como:

$$Q = \int_{3.210^{15}}^{+\infty} \frac{L_{\nu}}{h\nu} d\nu \propto L \quad (2.2)$$

entonces, el parámetro de ionización definido como el cociente entre el número de fotones ionizantes disponibles y el número de átomos neutros a fotoionizar es:

$$U = \frac{Q}{4\pi r^2 c n_e} \quad (2.3)$$

donde n_e es la densidad numérica y r es la distancia radial desde la máquina central. Así la relación distancia–Luminosidad está dada por :

$$r \propto Q^{0.5} \propto L^{0.5} \quad (2.4)$$

De esta forma se espera que a mayor Luminosidad del AGN la región a fotoionizar esté más retirada de la fuente, porque si estuviera más hacia el centro es seguro que el gas ya estaría fotoionizado.

2.2.4. Rayos- γ

Para este segmento, el intervalo de frecuencias está comprendido entre 3×10^{18} Hz en adelante. La emisión proveniente de los jets bajo el efecto Compton inverso es causante de generar fotones energéticos en el dominio espectral UV–Rayos- γ que provienen de fotones semilla de sincrotrón. A este proceso se le llama efecto sincrotrón autocomptonizado (Reeves & Turner 2000). Por otro lado, la creación de pares electrón–positrón es un mecanismo muy importante en este segmento debido a que los electrones y positrones tienen una energía en reposo ~ 0.5 MeV y al colisionar generan fotones de rayos γ o rayos-X duros. Este tipo de emisión ha sido observada y detectada en el centro de la Vía Láctea a ~ 0.5 MeV.

2.3. La SED del Quasar 3C 273

La descripción de la SED para la fuente radio fuerte 3C 273 está en la Fig. 2.3 en la página siguiente. A través de los diferentes procesos radiativos es posible explicar cada segmento espectral.

Esta fuente cuenta con emisión de jet. Es necesario aclarar que aunque el continuo se origine en zonas diferentes, no necesariamente implica que las regiones estén desconectadas unas de las otras.

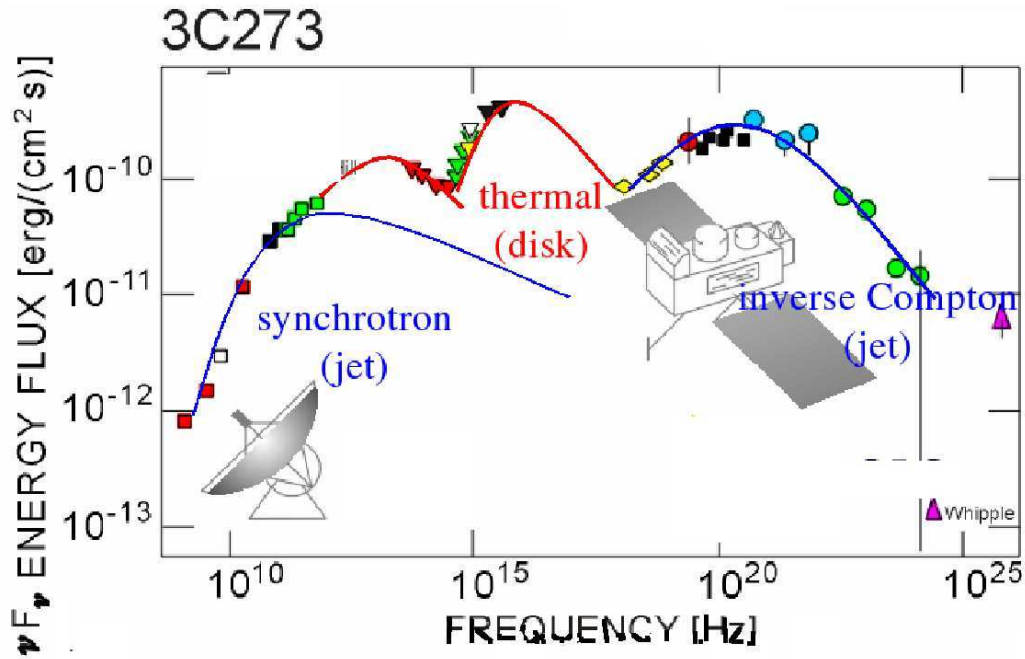


Fig. 2.3. —: Procesos, datos y Ajustes para la SED de 3C 273. los diferentes colores y símbolos de los datos representa al segmento que contribuye cada instrumento (Lichti et al. 1994).

Aunque es conocida ampliamente la SED de 3C 273, aún es necesario conocerla con mayor detalle entre las frecuencias del UV y rayos-X (EUV–X), entonces en el siguiente capítulo investigaremos el comportamiento de la Distribución Espectral de Energía Ionizante entre las frecuencias de 10^{15} a 1.5×10^{18} Hz.

Capítulo 3

Continuo Ionizante y el Quiebre UV

Todas las ciencias son vanas y llenas de errores sino han nacido de la experiencia.

Leonardo da Vinci

Debido a que existen diversos procesos astrofísicos que intervienen en la emisión de radiación de los AGN, a partir de este capítulo, nos enfocaremos en el continuo ionizante. En especial, las observaciones en el dominio UV tienen dos características: un quiebre espectral cerca de 1200 \AA y sus índices espectrales son suaves. En este capítulo mostramos estas dos características espectrales. También explicamos nuestra contribución desarrollada a lo largo de los artículos previos a esta tesis.

3.1. La Falta de Datos en la SED Ionizante

Como explicamos en capítulos anteriores, la radiación en la zona de UV y rayos-X, se piensa que proviene de los alrededores del agujero negro, es decir, la emisión de la radiación proviene de los procesos que son desencadenados en el disco de acreción, en los jets, entre otros componentes, todos ellos referidos como la máquina central de los AGN.

Entre el límite de Lyman y los rayos-X suaves (de aquí en adelante EUV-X) de la SED, no hay datos existentes para ninguna fuente que se encuentra fuera de la vecindad solar (a excepción de los AGN con corrimiento al rojo significativo). La causa es la opacidad fotoeléctrica (ver Ap. §A), producida por el H que se encuentra en el medio interestelar o ISM (*InterStellar Medium*) de nuestra Galaxia. En la Fig. 3.1 en la página siguiente mostramos el efecto progresivo (de arriba hacia

abajo) de la absorción por polvo y la opacidad fotoeléctrica aplicada a la SED en el sistema de referencia del AGN (caso hipotético de que la curva superior es la intrínseca al AGN, Puchnarewicz et al. (1996)).

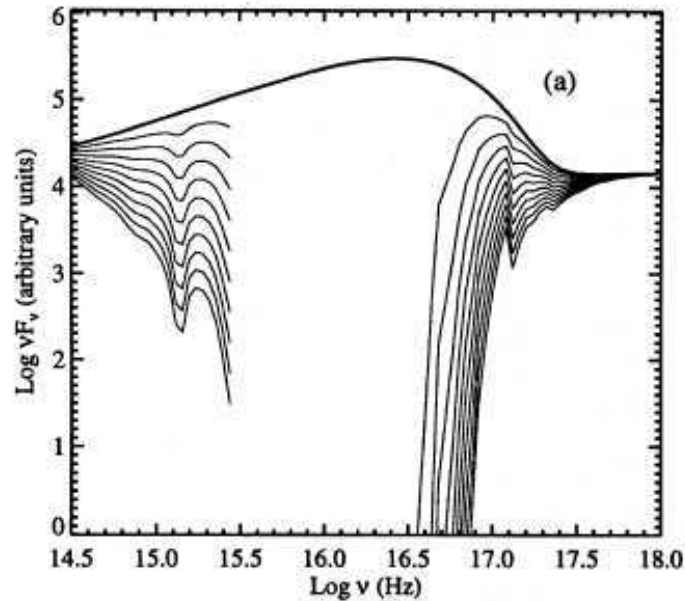


Fig. 3.1. —: Efecto progresivo (de arriba hacia abajo) de la absorción por polvo y opacidad fotoeléctrica aplicada a la SED intrínseca. Se asume el caso hipotético de que la curva superior gruesa es la intrínseca al AGN y conforme aumenta la absorción (líneas delgadas) se va desvaneciendo el continuo ionizante. Figura extraída de Puchnarewicz et al. (1996).

Los AGN producen mayores cantidades de radiación ionizante que otras fuentes como las estrellas. Su continuo ionizante UV–X, el cual no solo excita al gas y polvo de su vecindad, sino también es responsable de ionizar al medio intergaláctico en las etapas tempranas del Universo, $z \sim 2$ a 3 donde se ha encontrado la mayor población de AGN (Peterson 1997). Los espectros de diferentes AGN entre $5.7 < z < 6.4$ son mostrados en la Fig. 3.2 en la página siguiente, de la cual se observa que hay más absorción a $z \sim 6.4$.

Por otro lado, los AGN han sido de gran utilidad para detectar la materia neutra. Después del desacoplamiento entre materia y radiación, de acuerdo a la teoría de la Gran Explosión (Big Bang), la predicción es que hubo formación de estructuras de gas inicialmente neutras. Al aparecer los cuasares y estrellas calientes de primera generación fueron progresivamente ionizando estas estructuras. Esto está corroborado por los espectros en la región azul del límite de Lyman donde se observa una alta densidad de estas estructuras en absorción. La mayoría de las líneas en absorción corresponde a la transición de $\text{Ly}\alpha$ ($\sim 1216 \text{ \AA}$), lo cual es el llamado “bosque

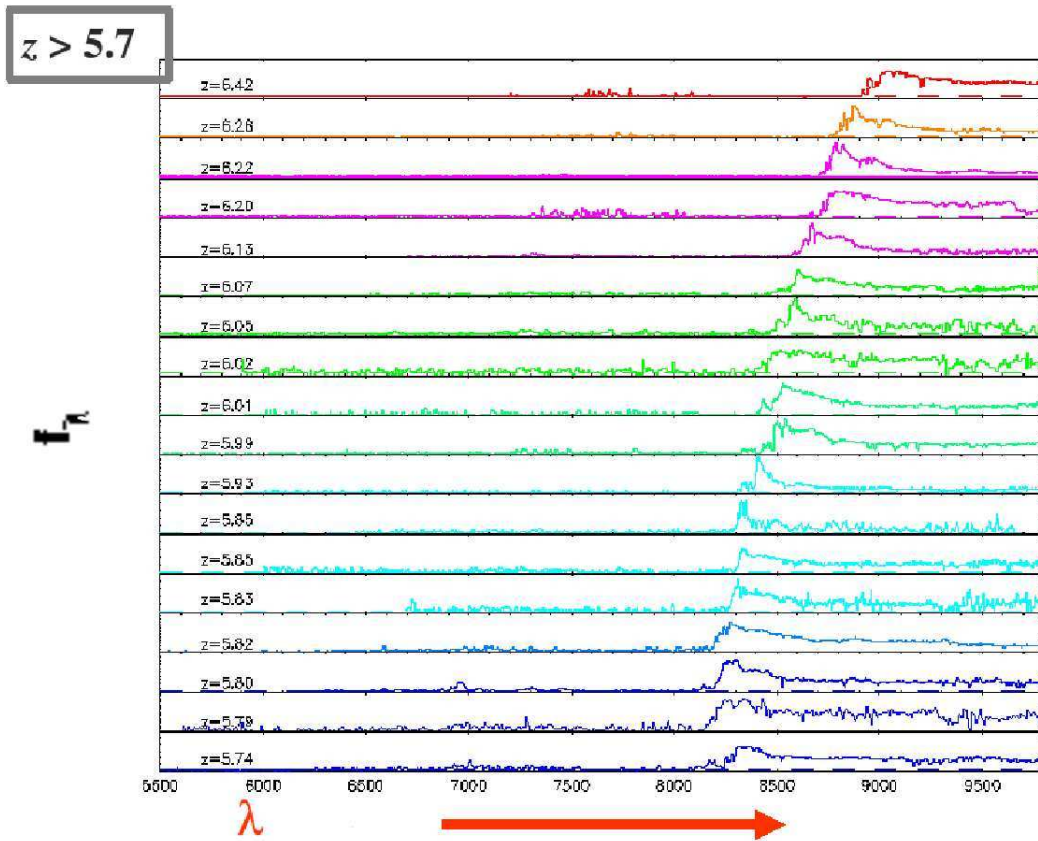


Fig. 3.2.—: Espectros de cuasares en F_λ vs. λ . Los corrimientos al rojo están entre z de 6.4 y 5.7. Los espectros fueron extraídos del catastro *Sloan Digital Sky Survey*. Por debajo de $\text{Ly}\alpha$ (1216 \AA en el sistema de referencia de cuasar), cada sed ionizante es absorbida por gas intergaláctico. (extraído de <http://www.sdss.org>)

de $\text{Ly}\alpha$ ”. Esto implica que la radiación que proviene de épocas muy tempranas del Universo cruza estas estructuras en formación que se encuentran a lo largo de la línea de visión. Cuando el acumulamiento de las líneas de absorción no es resuelto espectralmente y no se puede discernir la contribución de cada nube, aparece un valle de absorción que lleva el nombre de “valle de $\text{Ly}\alpha$ ” (Moller & Jakobsen 1990). En la Fig. 3.3 en la página siguiente mostramos el efecto del valle de $\text{Ly}\alpha$ conforme z de los cuasares aumenta, aquí se aprecia que a $z > 2$ es considerable la corrección estadística que hay que aplicar a la SED, haciendo aún más difícil determinar el continuo. Así, para que la muestra no se vea considerablemente afectada por la absorción, es razonable utilizar AGN con $z < 3$. Otra absorción que puede ser presente en los espectros es la producida por el límite de Lyman, es decir, la absorción por fotoionización del H I, que ocurre a longitudes de onda menores a 912 \AA en el sistema de referencia de la nube en absorción. Este proceso es significativo sólo para los llamados “Lyman limit systems” que corresponden a nubes con mayor opacidad

a la que es típicamente responsable del bosque de Ly α .

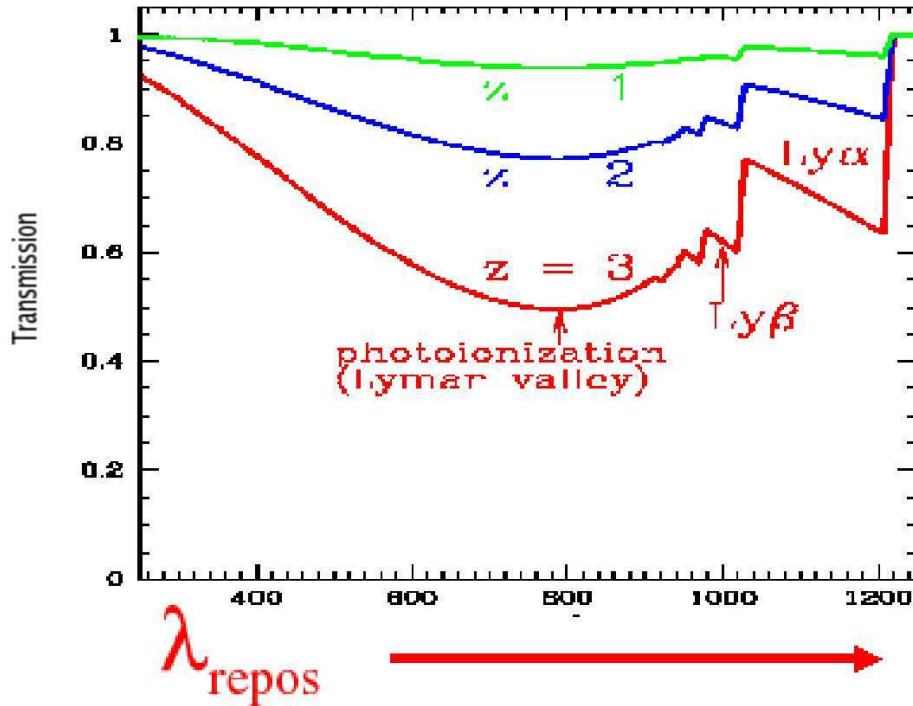


Fig. 3.3.—: Curva de transmisión producida por una distribución de nubes empírica. El número de líneas Ly α por unidad de corrimiento al rojo y por número de nubes es $\propto (1+z)^\gamma N^{-1.5}$, donde el índice γ depende del corrimiento al rojo (para $z > 2$ $\gamma=2.46$) y N es el número de nubes absorbedoras. Cuando no se puede discernir la contribución de cada nube, aparece una depresión del Continuo UV extremo que lleva el nombre de “Valle de Ly α ”. Para cuasares con $z < 1.5$ la corrección es pequeña y para cuasares con $z > 3$ la corrección es más profunda, Zheng et al. (1997)

3.2. Modelos al Continuo Ionizante

A continuación expondremos los resultados de algunos autores que propusieron modelos para reproducir la emisión del continuo de la SED ionizante, aunque muchas veces no eran consistentes con los datos observados. A lo largo de la SED ionizante, νF_ν , sobresalen los llamados excesos o jorobas con respecto a una ley de potencia subyacente. Los datos en el segmento UV muestran un endurecimiento hacia el FUV (el índice espectral de la joroba es mayor que el de la ley de potencia) y los datos en rayos-X suaves tienden a un suavizamiento. Empíricamente esto se visualiza como la superposición de la emisión del continuo descrita por simples leyes de potencia, ajustadas a cada extremo de la joroba (ver Fig. 3.4). Nos referimos comúnmente al

índice de la ley de potencia como el índice espectral (α_ν). Cuando nombremos a un índice espectral endurecido, queremos decir que al comparar dos índices espectrales uno es mayor que el otro y cuando hablemos de índice espectral suave queremos decir que un índice espectral es menor que el otro. Hacemos notar que esta joroba está en una región de transición donde pueden contribuir tanto procesos no térmicos (Ley de potencia) como procesos térmicos debidos a emisión Bremsstrahlung o disco de acreción. A este exceso se le llama la *Gran Joroba Azul* o **BBB** (*Big Blue Bump*).

En la Fig. 3.4 se ve claramente para el caso del cuasar PG 1211 + 143, existe un exceso de flujo en los datos con respecto a una ley de potencia (aquí la línea segmentada que une directamente el UV y los rayos-X), por otro lado, la línea continua representa dos modelos de emisión (ver más abajo) que tratan de explicar el flujo creciente de los datos después de $10^{14.5}$ Hz. Sin embargo, no existen datos entre $10^{14.5}$ Hz y $\sim 10^{16.7}$ Hz y por lo tanto no podemos estar seguros de como se comporta el continuo en este intervalo. Es posible que existiera un quiebre en el UV lejano, como lo reportaremos más adelante.

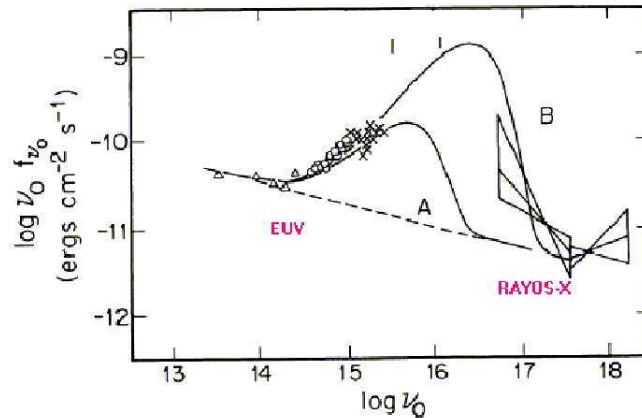


Fig. 3.4.—: Datos y dos modelos de discos de acreción (líneas continuas) para PG 1211 + 143. Los modelos fueron ajustados a las observaciones en el dominio EUV-X con diferentes tasas de acreción. La diferencia entre el modelo A y B es que este último acreta materia a una tasa super Eddington. (Bechtold et al. 1987).

Las jorobas suelen ser modeladas a través de modelos de emisión tal como los discos de acreción modificados por la dispersión de electrones. Los modelos de discos de acreción plantean una conexión directa entre el dominio EUV–X. En el caso de la figura anterior, la diferencia entre el modelo A y B es que este último acreta materia a una tasa super Eddington (Bechtold et al. 1987).

En los espectros UV, también se observan la existencia de un ligero decremento en

el flujo de radiación de los datos entre 10^{15} y $10^{15.5}$ Hz (2700 y 912 Å). Posiblemente esta depresión podría deberse a la falta de alguna componente adicional al modelo de disco de acreción. Los intentos infructuosos que han tratado de explicar el déficit del flujo son: gas neutro intrínseco o extragaláctico (Eastman et al. 1983; Binette et al. 2003b,a; Haro-Corzo et al. 2003), sin embargo, una predicción adicional es la discontinuidad no observada en los espectros en el límite de Lyman. Otra posibilidad para explicar la caída del flujo, podría ser debida a la absorción por polvo, por lo que la corrección por polvo intrínseco del AGN tendría que ser tomada en cuenta (Binette et al. 2005a) (de aquí en adelante B05). En esta última propuesta, la densidad columnar del polvo es el único parámetro fundamental, pues la radiación absorbida en este segmento del espectro es muy sensible a pequeñas variaciones (Tripp et al. (1994); Puchnarewicz et al. (1996)). Posiblemente el cociente polvo a gas en los AGN es mayor al conocido en la vecindad solar (Maiolino et al. 2001b).

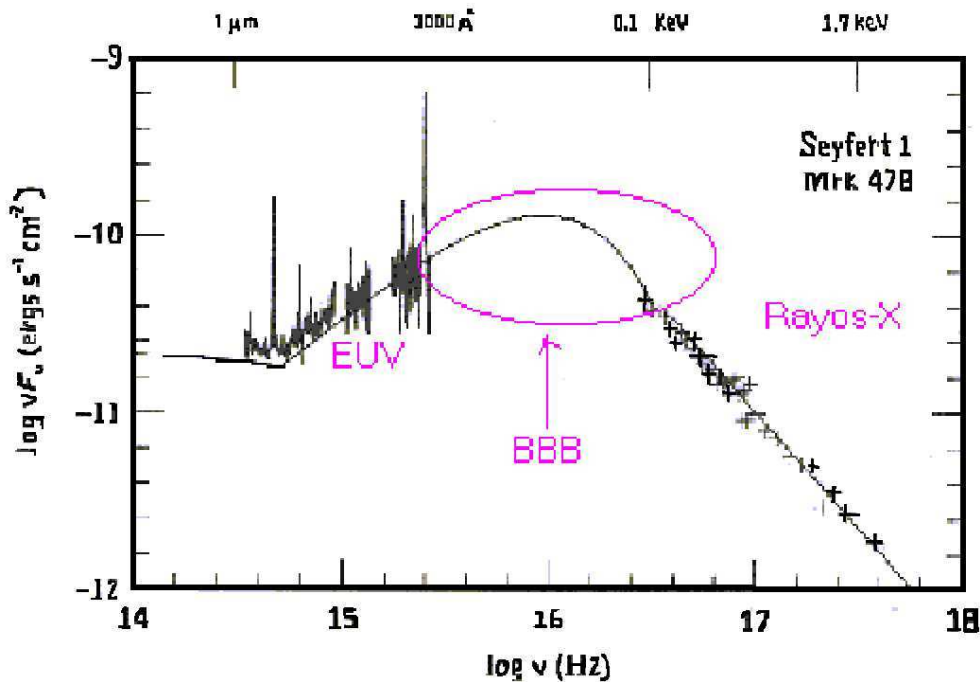


Fig. 3.5.—: Datos obtenidos por IUE y ROSAT de la galaxia Mrk 478. La línea sólida muestra un modelo de la SED. Estos datos junto con el modelo sugieren que el máximo de la BBB esta alrededor de 10^{16} Hz. Peterson (1997)

En la Fig. 3.5 observamos que la SED de Mrk 478 ($z=0.08$) puede ser descrita con una mezcla de componentes, incluyendo leyes de potencia quebradas y un cuerpo negro. Los datos se conectan a $\sim 10^{16}$ Hz (~ 41 eV), en cambio, los datos para el caso del cuasar 3C 273 (Fig. 3.6 en la página siguiente) pueden ser conectados al extrapolar los ajustes en el dominio UV y los rayos-X (Kriss et al. 1999). Para 3C 273, no se

llega a obtener datos más allá de $10^{15.6}$ Hz debido a su bajo z , en comparación con el alcance del espectro compuesto de Zheng et al. (1997), de esta forma simplemente se ajustaron con leyes de potencia quebradas como observamos en la Fig. 3.6. En este último caso, el espectro en el FUV cae como lo indican los datos (línea sólida-gruesa), y en el caso de existir una SED con esta forma, podría implicar un déficit de fotones ionizantes, necesarios para fotoionizar al material circundante y explicar las luminosidades de las líneas de emisión.

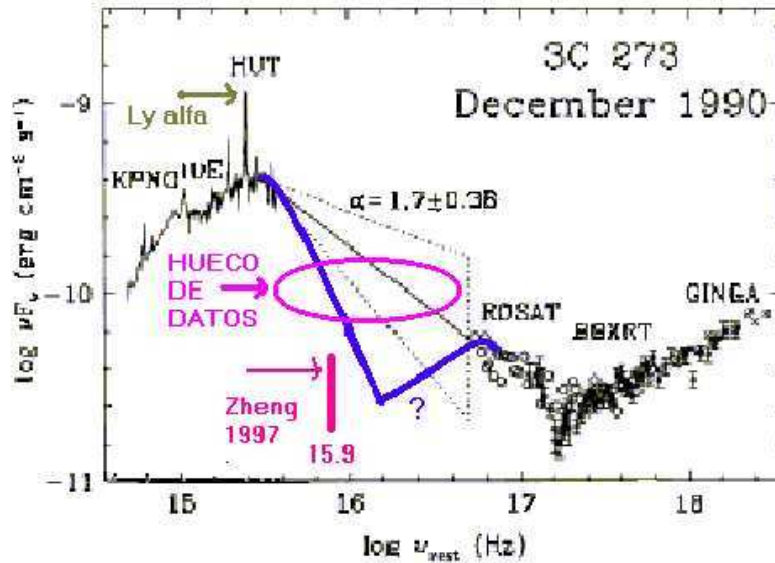


Fig. 3.6.—: Distribución espectral de energía en el dominio UV y rayos-X obtenida con varios instrumentos (Kriss et al. 1999) para 3C 273. La flecha delgada, indica hasta donde llega el promedio de las SEDs para cuasares con altos z (Zheng et al. 1997) dando lugar a una nueva propuesta de ajuste.

Un mejor intento para explicar por una parte el BBB y por otro el exceso suave en rayos-X con una sola componente es con la consideración del modelo de disco de acreción Comptonizado (Blaes et al. 2001), en el que el gas está suficientemente caliente para que se presente el proceso de Comptonización. Sin embargo, el ajuste no es bueno para los datos en el UV, como mostramos en la Fig. 3.7 en la página siguiente.

Los puntos espectrales comprendidos entre las frecuencias UV (2500 \AA) y de los rayos-X (2 keV), se define el índice espectral α_{OX} . Típicamente se han encontrado valores alrededor de $\alpha_{\text{OX}} = -1.4$ (Peterson 1997), sin embargo, para cada cuasar los valores son ligeramente diferentes. Actualmente, el valor de α_{OX} no aporta mucha información, debido a que contamos ahora con datos que nos dan el valor del flujo más hacia el azul de 2500 \AA , en comparación con años anteriores donde no existía

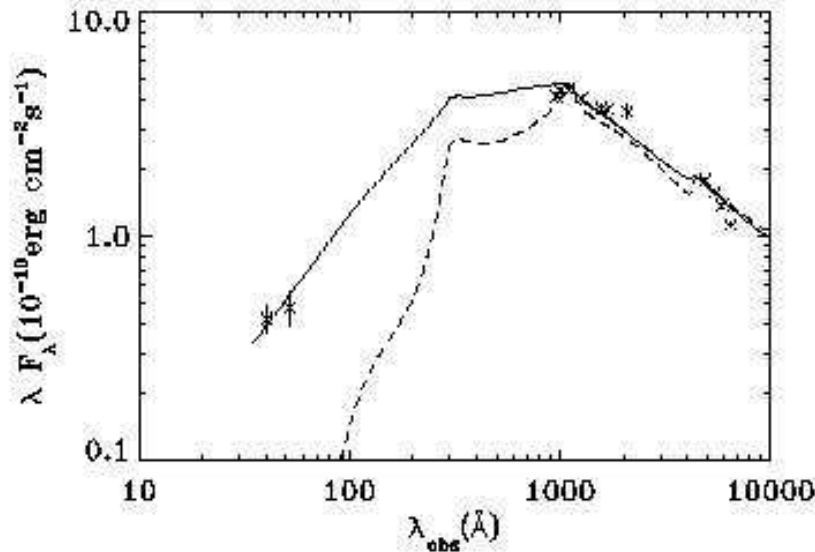


Fig. 3.7.—: Espectro del quasar 3C 273 modelado con un disco de acreción Comptonizado. Los datos en el segmento de los rayos-X provienen del satélite ROSAT y los datos en UV provienen de satélite Hopkins. Los datos fueron corregidos por absorción Galáctica. La línea segmentada es el mejor ajuste a los datos UV con un disco de acreción tipo Kerr de frente con $M_{\bullet}=2 \times 10^9 M_{\odot}$ y $\dot{M}_{\bullet} = 4 M_{\odot}/\text{año}$. La línea sólida es el mismo modelo anterior solo que ahora Comptonizado, (Blaes et al. 2001).

la tecnología para obtener datos en el dominio UV. Yuan et al. (1998) concluyó que la correlación entre el valor de α_{OX} y la luminosidad del quasar es un efecto de la dispersión del flujo de energía, más que una correlación física, aunque hay autores que no comparten esta opinión y intentan interpretar las variaciones de α_{OX} (e.g. Puchnarewicz et al. 1996). Utilizaremos el valor de α_{OX} sólo con el propósito de comparar los valores relativos de los flujos.

3.3. SED Compuesta y el Quiebre Intrínseco

Con el objetivo de incrementar la señal a ruido de los datos y extender el espectro hacia el EUV, Zheng et al. (1997) utilizaron 284 espectros diferentes de 101 quasares. Con estos espectros armaron un espectro compuesto (promedio de los espectros), con los cuales se obtiene una mejor señal a ruido en el segmento espectral comprendida entre la frecuencia 10^{15} a $10^{15.7}$, que se muestra en la Fig. 3.8 en la página siguiente. La posibilidad de obtener un mejor espectro UV en un intervalo espectral más amplio se debe a que el espectro compuesto utiliza diferentes AGN, cada uno con diferente

corrimiento al rojo. Este espectro compuesto nos permite determinar un cambio de pendiente bien definido del continuo producido alrededor de $10^{15.4}$ Hz (~ 1100 Å). La SED compuesta fue descrita por una ley de potencia quebrada con índice espectral en el segmentos NUV, $\alpha_\nu \simeq -1.0$, y sufre un cambio $\alpha_{FUV} \simeq -2.0$ en el FUV.

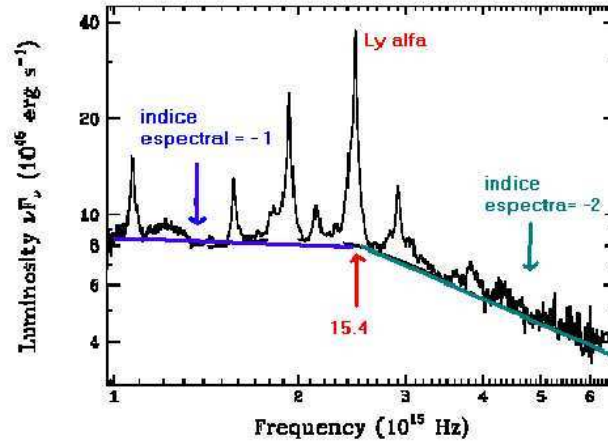


Fig. 3.8.—: Espectro formado por una mezcla de 101 QSO con $z > 0.3$, superponiendo la una ley de potencia quebrada. La resolución espectral es de 1 Å estando en la región de 10^{15} Hz. (Zheng et al. 1997)

Usando la misma filosofía de formar un espectro compuesto, Telfer et al. (2002) (de aquí en adelante **TZ02**) utilizó un número mayor de espectros provenientes del Telescopio Espacial Hubble (**HST-FOS**). Ellos usaron una muestra de 332 espectros UV de 184 cuasares con $z > 0.33$. En su trabajo, favorecieron índices espectrales más duros, como se observa en la Fig. 3.9 en la página siguiente; un quiebre $\lambda_{UV}^{brk} \approx 1200$ Å con $\alpha_{NUV} = -0.72 \pm 0.09$ y $\alpha_{FUV} \simeq -1.53 \pm 0.16$ para RQQ y de $\alpha_{NUV} = -0.67 \pm 0.08$ y $\alpha_{FUV} = -1.89 \pm 0.15$ para RLQ.

Uno de los problemas de hacer espectros compuestos, es que se pierde la información del comportamiento individual (diferentes tipos de AGN con distintas propiedades espectrales y posiblemente con diferente momento evolutivo), sin embargo la ganancia está en un espectro con mejor señal a ruido en un intervalo amplio de frecuencias y para destacar las tendencias generales de la SED.

Tanto en el trabajo de Zheng et al. (1997) como en el de TZ02 se argumenta que el cambio de pendiente ~ 1100 Å ($10^{15.6}$ Hz ó 9.92 eV) de la SED ionizante para cuasares a alto corrimiento al rojo es un rasgo *intrínseco* a las fuentes, el cual podría ser modelado con un disco de acreción Comptonizado.

¿Y qué tal si el quiebre no se observa para otros cuasares? Una cuestión interesante

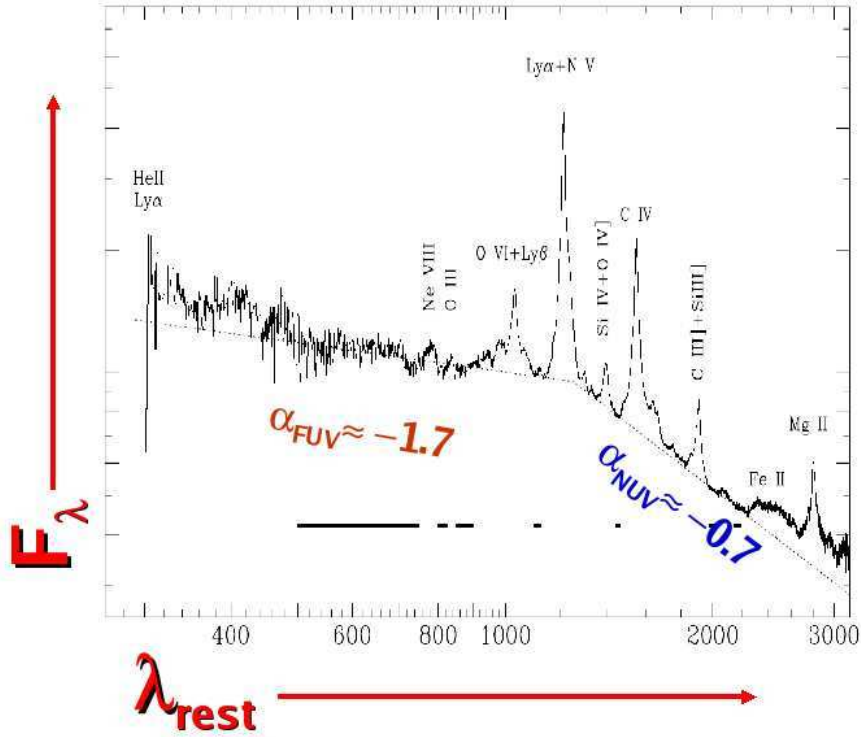


Fig. 3.9.—: Espectro formado por una mezcla de 184 QSO con $z > 0.3$, superponiendo una ley de potencia quebrada. La resolución espectral es de 1 \AA estando en la región de 10^{15} Hz (Telfer et al. 2002).

surge al pensar que posiblemente el exceso de flujo en el dominio EUV–X puede estar corrido a mayores energías (dentro de la región sin datos), pues según las predicciones de los modelos de discos de acreción, los AGN con una menor masa del agujero negro, aumenta la temperatura por lo que el máximo de la emisión se corre a mayores temperaturas ($L_{\bullet} \propto M_{\bullet}$, Eq. 1.1). Aún más, en el trabajo de Scott et al. (2004) utilizaron datos del *satélite FUSE para AGN con $z < 0.6$* , mostraron que $\bar{\alpha}_{FUV} \approx -0.6$, i.e, encontraron un continuo más duro para la SED compuesta en el FUV en comparación con el obtenido con TZ02, como se muestra en la Fig. 3.10 en la página siguiente. El telescopio espacial FUSE permite hacer espectroscopia hasta 905 \AA , es decir, llega a longitudes de onda más cortas que el Hubble (1150 \AA), pero no tiene la sensibilidad suficiente para detectar fuentes lejanas.

Los datos utilizados de FUSE para generar este espectro compuesto, provienen de AGN cercanos y como no fue posible obtener datos hacia el rojo de 1200 \AA debido

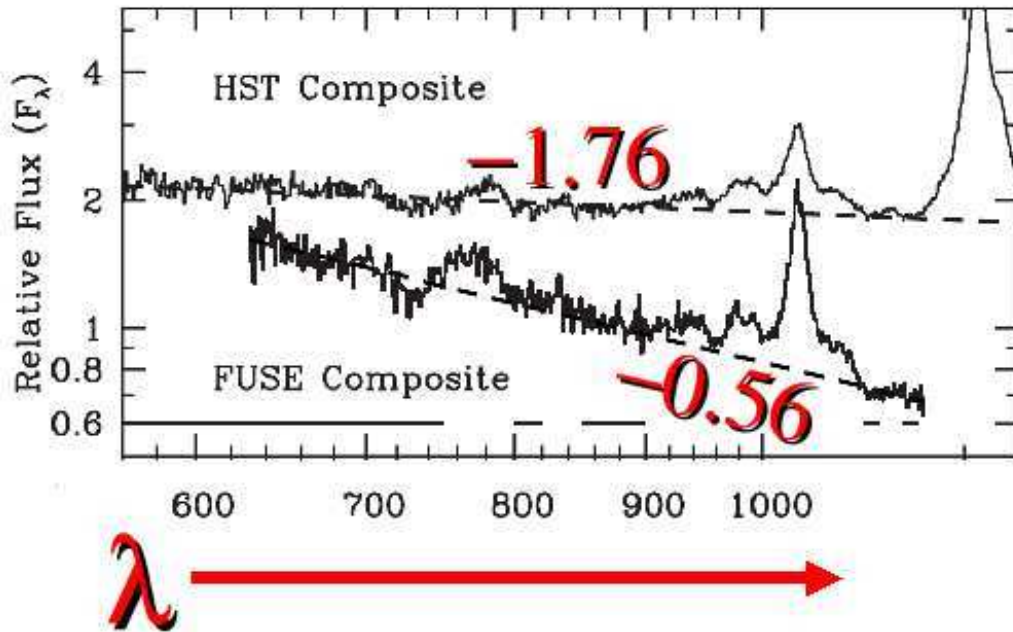


Fig. 3.10.—: comparación de espectros compuesto de Telfer et al. (2002) para quasares con $z > 0.3$ y Scott et al. (2004) $z < 0.67$, en este último trabajo encontraron un continuo más duro.

a que FUSE no tiene dispositivos para recolectar radiación a bajas energías, de esta forma, utilizaron datos de otros observatorios tales como IUE y/o HST-STIS para el segmento del NUV. Lo sorprendente fue que *no hallaron el cambio de pendiente en el espectro compuesto, sin embargo para algunos objetos individuales si encontraron quiebre*. Por otro lado, encontraron una correlación muy débil entre el corrimiento al rojo y la luminosidad o con el índice espectral α_{FUV} .

SBG05 trataron de relacionar variables observables de FUSE con parámetros del modelo estándar, SBG05 reportaron 17 objetos individuales con $z \ll 1$. Encontraron la presencia de un exceso en el FUV-X y un quiebre a $\sim 1200 \text{ \AA}$. Ajustaron el espectro con un modelo de disco de acreción no Comptonizado, pero no encontraron ninguna correlación entre las propiedades espectrales observadas (α_{NUV} , α_{FUV} y λ_{UV}^{brk}) y los parámetros libres del modelo estándar (M_{\bullet} , \dot{M}_{\bullet} , inclinación y L_{\bullet}).

Los parámetros (índices espectrales y luminosidad bolométrica) que caracterizan a la SED nos podrían decir más acerca de M_{\bullet} , inclinación del disco y \dot{M}_{\bullet} , como mostramos en la Fig. 3.11 en la página 49. Estos parámetros están ligados directamente

a la máquina central (Shakura & Sunyaev (1973), SBG05), y predicen que el índice espectral en el UV lejano es el más sensible al valor de los parámetros. En especial, en el panel superior izquierdo está la comparación de la emisión de un disco de acreción (línea sólida) de frente ($\cos(i)=0.99$) y de costado, este último caso predice un β_{FUV} más duro en (ver más adelante). En el caso de variar la Luminosidad (panel inferior derecho), el modelo predice un quiebre abrupto en el límite de Lyman a luminosidades bajas, pero que difiere de la ley de potencia (línea punteada). También, el valor de los índices nos podrían dar información acerca de la evolución de los AGN a través del tiempo como lo propone Haas (2004), donde el índice espectral va cambiando de valor conforme el quasar pasa de una etapa a otra (ver Fig. 1.7 en la página 24) aunque hasta el momento no se han encontrado correlaciones concluyentes y las correlaciones existentes son muy débiles, tal que podrían ser más bien efectos de dispersión (Wilkes 2004), por lo que no ha sido posible juntar todos los elementos que conformen una concepción unificada y coherente de la SED para la variedad de AGN (Elvis et al. 1994a; Wilkes 2004).

3.4. El Quiebre $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ y la Absorción por Polvo

Binette et al. (2003b) exploraron la posibilidad de que el quiebre pudiera ser el resultado de dispersión de HI debido a una componente intergaláctica tenue asociada con el medio intergaláctico Tibio–Caliente. Esta posible explicación fue rechazada al final, pues demostraron que *no* podría ser debido a la absorción del *medio intergaláctico* difuso, debido a que los espectros de FUSE (e.g. Kriss et al. 2001) no muestran la discontinuidad predicha en el flujo UV en el segmento 1050–1190 Å. Sin embargo, en trabajos más recientes, B05 exploraron la posibilidad de que polvo compuesto de carbón cristalino (§ 7) pudiera ser el responsable del quiebre a ~ 1100 Å. La consideración de absorción por polvo en el entorno del quasar, además de reproducir muy bien la SED compuesta, reproduce detalladamente la forma y localización del quiebre en los espectros individuales. La hipótesis de B05 establece que el quiebre es un efecto de la absorción por polvo, sin embargo bajo esta hipótesis:

- 1.- La SED de los cuasares debería declinar en algún dominio espectral aún no conocido, pero dentro del EUV–X, es decir, la ley de potencia con índice espectral en el segmento del NUV no puede extenderse directamente hasta los rayos-X debido a que el flujo extrapolado siempre está por encima del espectro en rayos-X.

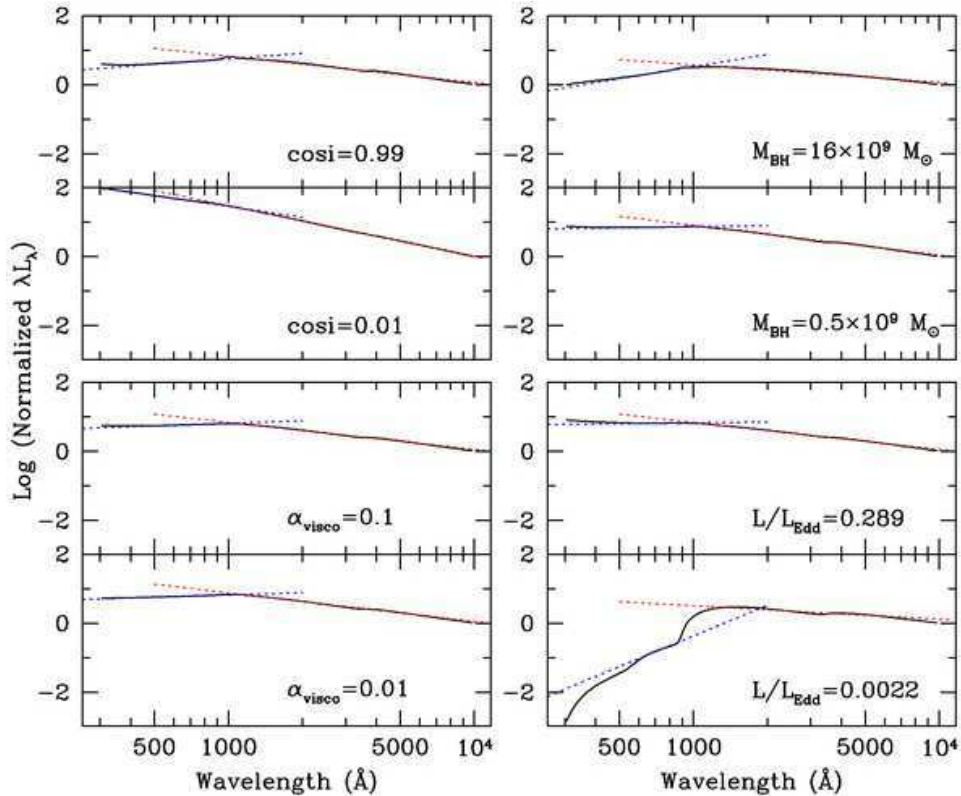


Fig. 3.11.—: SED que predicen los modelos de disco de acreción no Comptonizado (líneas sólidas), en el dominio IR–UV, al hacer variar los parámetros (inclinación, M_{\bullet} , Luminosidad, \dot{M}_{\bullet}). Las líneas punteadas representan el ajuste a la SED teórica con leyes de potencia quebradas. En cada panel está el valor del parámetro variado. Como base, los valores de los parámetros son $M_{\bullet} = 1 \times 10^9 M_{\odot}$, $L/L_{Edd} = 0.14$, $\alpha_{visco} = 0.1$ y $\text{Cos}(i) = 0.8$. El índice espectral en el UV lejano es el más sensible al valor de los parámetros, Shang et al. (2005).

2.- Para ser congruente el continuo en el UV con el continuo de los rayos-X deberá tener un cambio de pendiente en el FUV cerca de 670 \AA (λ_{roll}), valor sugerido para obtener el mejor ajuste a los espectros de los cuasares HS 1700+6416 y HE 2347–4342 (ver detalle en § 7).

3.- En la suposición de que el quiebre a λ_{UV}^{brk} es el resultado de absorción por polvo, ¿es el cambio de pendiente inferido por B05 a 18.5 eV compatible con los flujos observados en rayos-X?.

4.- ¿Es la densidad columnar del material absorbente por polvo compatible con la densidad columnar inferida en los rayos-X?.

5.- ¿El cambio de pendiente, $\lambda_{roll} = 670 \text{ \AA}$ puede producir una huella reconocible en el espectro?.

3.4.1. Los Discos de Acreción Predicen una SED azul

Si los discos de acreción fueran responsables del BBB en cuasares luminosos, esperaríamos que el índice espectral en el NUV, entre 1350 y 1800 Å tuviera un intervalo angosto entre $0.8 < \beta_{\text{NUV}} < 1.3$. Sin embargo, en las observaciones el índice NUV promedio determinado por TZ02, muestra una dispersión de 0.57 alrededor de $\beta_{\text{NUV}}=0.31$. Por otro lado, Hubeny et al. (2000) calcularon índices espectrales de los modelos de Disco de Acreción de Frente, NFAD (*Near Face-on Accretion Disk*), para un agujero negro tipo Kerr y con un ángulo $\cos i = 0.8$ ($i=37^\circ$, cercano a estar de frente), consistente con el esquema de unificación para los cuasares. En la Fig. 3.12 mostramos los intentos de ajuste para dos espectros compuestos, con sólo variar la masa y la tasa de acreción del agujero negro. En todos los casos, el quiebre a 912 Å que predice el modelo no reproduce el quiebre a $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ de los espectros compuestos.

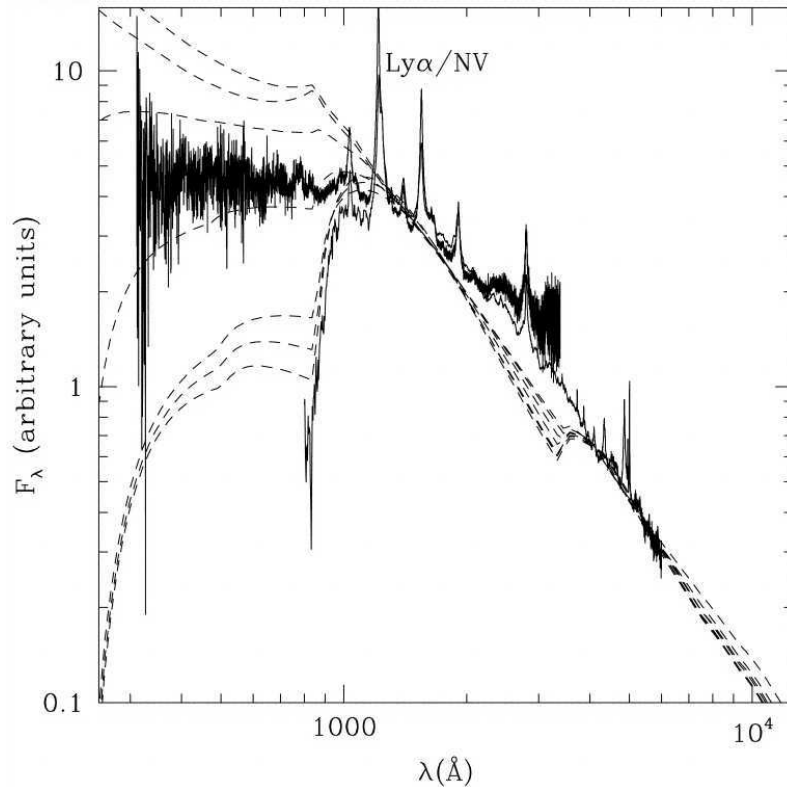


Fig. 3.12.—: Ajustes a las SEDs compuestas de Francis et al. (1991) (línea sólida delgada) y de Zheng et al. (1997) (línea sólida gruesa y ruidosa). El ajuste (línea segmentada) corresponde a un disco de acreción tipo Kerr, casi de frente ($\text{Cos}(i)=0.8$), $\alpha_{\text{visco}} = 0.01$ y la variación del par $(M_{\bullet} \times 10^9 M_{\odot}, \dot{M}_{\bullet} M_{\odot}/\text{año})$. El ajuste de arriba corresponde a (8, 16) y el de abajo (1/8, 1/1024). En todos los casos, el quiebre a 912 Å que predice el modelo no reproduce los espectros compuestos, (Hubeny et al. 2000).

Una gran variedad de índices espectrales β_{NUV} en los modelos de disco de acreción

pueden ser barridos al mezclar los parámetros substanciales del modelo estándar tal como inclinación, \dot{M}_\bullet o M_\bullet . En la Fig. 3.13 mostramos una familia de SEDs generadas a partir de barrer el parámetro ángulo de inclinación, sin embargo, no encontramos justificable el uso de inclinaciones extremas (inclinación casi de canto con $\text{Cos}(i) \sim 0$) para explicar los valores β_{FUV} inferidos a partir de las observaciones espectrales, ni tan poco el intervalo de índices espectrales.

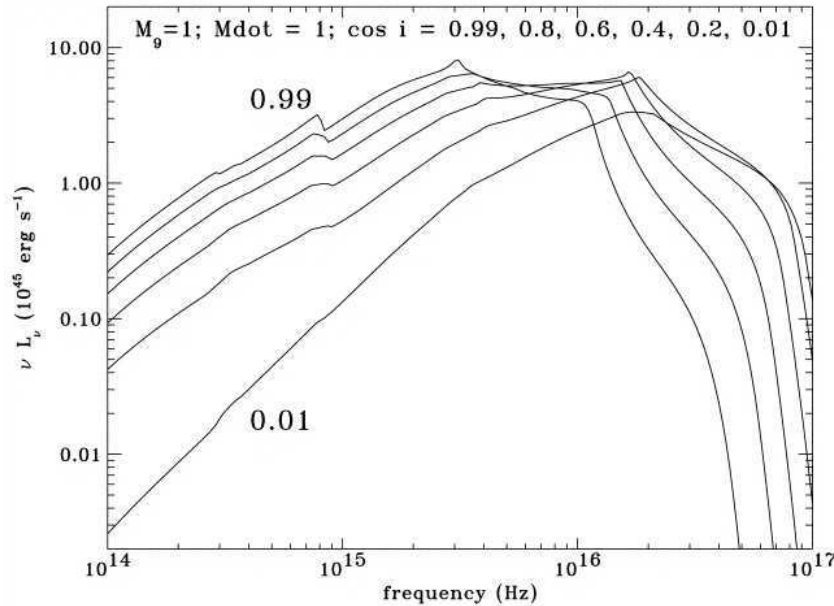


Fig. 3.13.—: SEDs del modelo de disco de acreción con diferentes ángulos de inclinación $\text{Cos}(i)$. La SED para el modelo de disco de acreción de frente está en la parte superior y el disco de acreción de canto está en la parte inferior. Los parámetros fijos son $M_\bullet = 1 \times 10^9 M_\odot$, $\dot{M}_\bullet = 1 M_\odot/\text{año}$, (Hubeny et al. 2000).

Por otra parte, Puchnarewicz et al. (1996) propusieron que el continuo en rayos-X suaves y continuo en el óptico-UV (BBB) son parte de la misma componente (BBB) para una muestra de 108 AGN entre $0 < z < 3.3$. Encontraron correlaciones entre α_{OX} y α_x también entre α_{OX} y α_{NUV} , es decir, la SED cambia de convexa a cóncava cuando se endurece α_x , como mostramos en la Fig. 3.14 en la página siguiente. La SED intrínseca que proponen está formada por la suma de una joroba que va desde el óptico hasta los rayos-X suaves (representada por emisión de Bremsstrahlung térmico con temperatura $\sim 10^6$) y una ley de potencia con índice espectral $\alpha_x = 1$. El cambio de curvatura de la SED intrínseca lo explican con diferentes cantidades de absorción por gas neutro y polvo $0 < N_H < 4 \times 10^{21} \text{cm}^{-2}$.

De acuerdo a los datos obtenidos con ROSAT para los datos en rayos-X y los telescopios Isaac Newton y William Herschel para datos en el óptico-UV, la SED es cóncava o convexa y las correlaciones entre los índices espectrales podrían ser

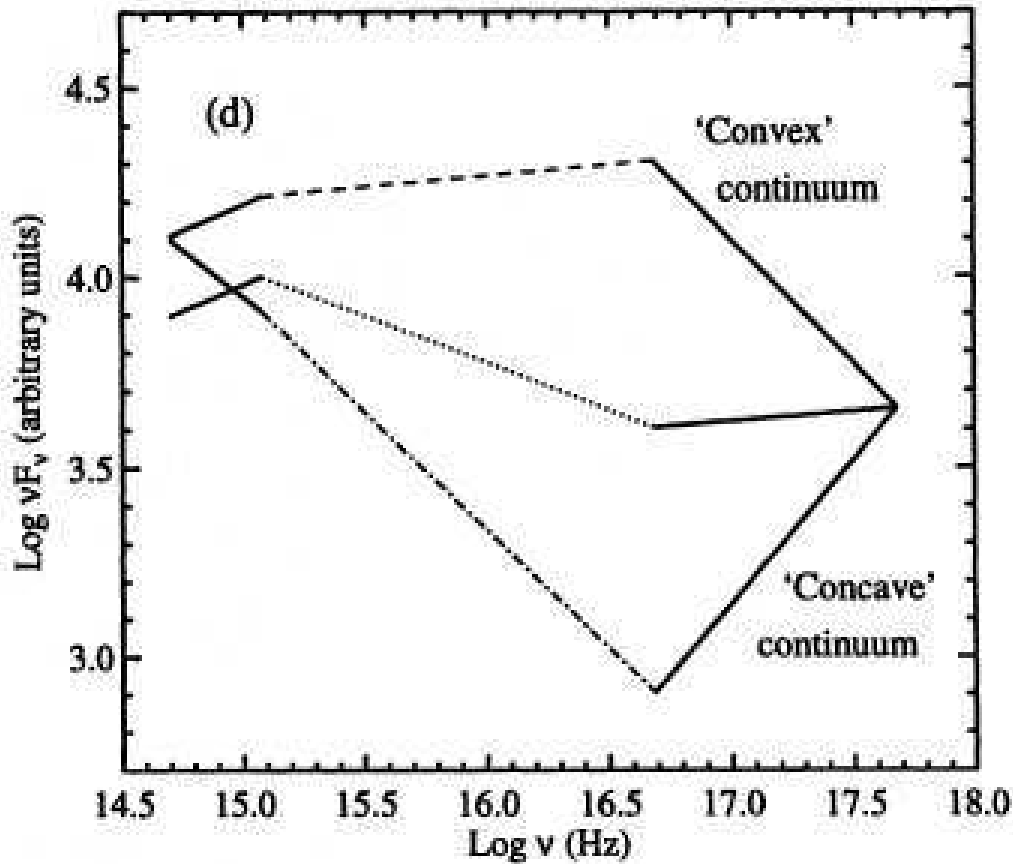


Fig. 3.14.—: SED en el dominio UV y os rayos-X suaves. No hay información espectral entre 2500 \AA y 0.2 keV . Los espectros en cada dominio son ajustados con leyes de potencia (línea sólida). Existen correlaciones entre α_{OX} y α_x y entre α_{OX} y α_{NUV} , es decir, la SED intrínseca cambia de convexa a cóncava cuando se endurece α_x , posiblemente debido a diferentes cantidades de absorción por gas neutro y polvo, (Puchnarewicz et al. 1996).

debidas a que la SED intrínseca para cada quasar, está absorbida por diferentes cantidades de gas frío y/o por polvo tipo Galáctico, con densidades columnares en el intervalo de 0 a $4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Lo interesante es que estas correlaciones, aclaman que tanto la emisión BBB y el exceso de los rayos-X suaves son parte de la misma componente espectral. Su SED intrínseca consiste en una ley de potencia desde el óptico hasta los rayos-X con índice espectral $\alpha_\nu = -1$ más una joroba (emisión de un BB o Bremsstrahlung). En un trabajo posterior (Brocksopp et al. 2006) y con el uso datos del satélite XMM-Newton, modelaron los datos UV y rayos-X con discos de acreción. Encontraron que los modelos no pueden reproducir los datos en los rayos-X suaves como se ve en una de los 23 AGN de su muestra. En la Fig. 3.15 en la página siguiente mostramos sólo el caso para PG 1116 + 215. También hacemos notar que los modelos tipo Kerr predice un exceso de flujo comparado con los datos en rayos-X

y además no pueden reproducir la amplia variedad de índices espectrales observados en el UV. En esta muestra, ¡no existe ninguna fuente para la cual el exceso suave en rayos-X tenga una pendiente cercana a la que predicen los modelos! Por lo tanto, no parece factible que el UV y los rayos-X se conecten de una forma directa, sino con más de una componente, contrario a lo que pretenden encontrar.

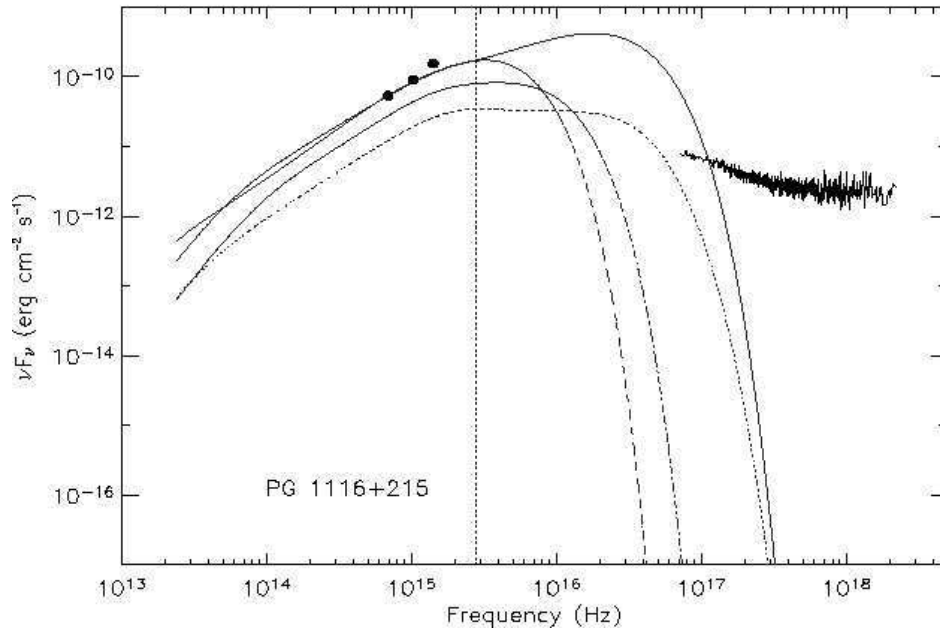


Fig. 3.15.—: SED de PG 1116 + 215 con datos del satélite XMM-Newton tanto los puntos en UV como el espectro en rayos-X. Los datos fueron corregidos por absorción Galáctica y superpuestos con los mejores ajuste usando modelos de disco de acreción Comptonizado tipo Kerr (línea sólida) y Schwarzschild (línea segmentada). Los valores publicados de M_{\bullet} para cada uno de los modelos arriba mencionado están en líneas punteadas y punto-segmo (Brocksopp et al. 2006)

Con modelos finos de disco de acreción que considean anillos de temperaturas crecientes hacia el centro del agujero negro, encontramos que la SED no es compatible con el exceso en emisión observado en los rayos-X suaves, como lo reportan Piconcelli et al. (2005). Este exceso rayos-X empíricamente está frecuentemenete ajustado con un BB a una sola temperatura, pero mucho mayor (~ 0.5 keV) a la temperatura efectiva del disco de acreción.

La comparación entre la emisión de BB y un disco de acreción que considera los efectos de una atmósfera fuera de equilibrio termodinámico, muestran que estos modelos más finos de disco de acreción exhiben una SED algo más diferente que la emisión del cuerpo negro, como mostramos en la Fig. 3.16 en la página siguiente. Para bajas energías, entre 10^{13} y 10^{15} Hz, los índices espectrales son muy parecidos ($\alpha_{\nu}=0.3$),

mientras que por arriba de 10^{15} Hz la emisión de los BB cae más abruptamente que la emisión del modelo NFAD (Hubeny et al. 2000).

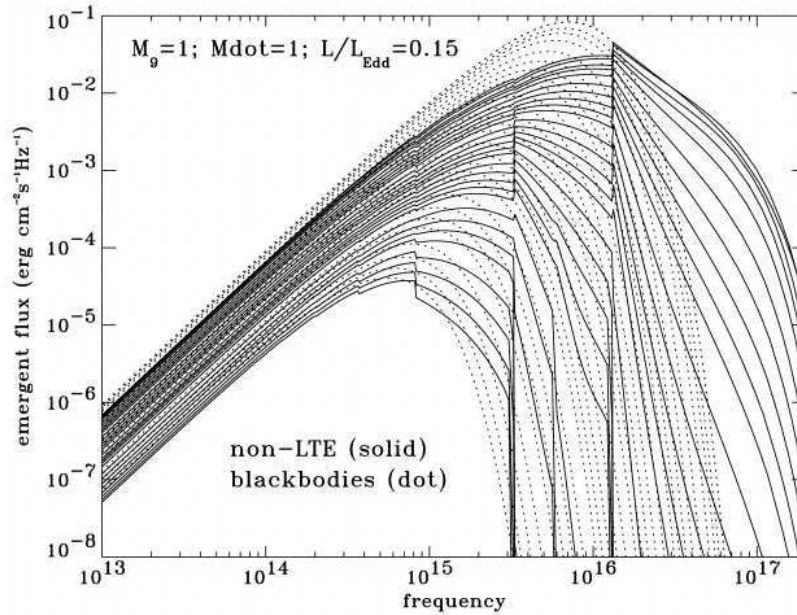


Fig. 3.16.—: Comparaciones de diferentes predicciones de SEDs emergente. Líneas solidas son la emisión fuera de equilibrio térmico (Non-LTE) producida por anillos individuales del disco de acreción mientras que las líneas punteadas es la emisión de los mismos anillos suponiendo sólo emisión de cuerpo negro (BB). El modelo de disco de acreción corresponde a un agujero negro con masa $M_{\bullet}=1 \times 10^9 M_{\odot}$, una tasa de acreción de $\dot{M}_{\bullet}=1 M_{\odot}/\text{año}$ y que está completamente de frente (NFAD), respecto al observador (ver Fig. 7 en (Hubeny et al. 2000)).

3.4.2. Implicaciones de la SED Ionizante.

Uno espera que el continuo ionizante fuese el responsable de la fotoionización de la BLR (capítulo § 1.5), sin embargo Korista et al. (1997b) señaló las dificultades de reproducir los anchos equivalentes de He II, C IV $\lambda 1549$ y O VI $\lambda 1030$ al utilizar una SED ionizante que fue modelada con una simple ley de potencia con índice espectral $\alpha_{FUV} = -2$, sin embargo al utilizar una SED tipo térmica con un corte exponencial formaron una malla de anchos equivalentes más apegada a los datos Korista et al. (1997a). Si nos basamos en el espectro compuesto de TZ02 con índice espectral un poco más duro al previo, $\alpha_{FUV} = -1.7$, todavía esperaríamos una escasez de fotones ionizantes los cuales son necesarios para reproducir los anchos equivalentes de al menos las líneas como el C IV $\lambda 1549$ o O VI $\lambda 1030$. De lo anterior, pareciera que no existe compatibilidad entre la SED que necesitan los modelos de fotoionización y la SED observada en la mayoría de los cuasares.

Si la SED es dependiente del corrimiento al rojo debido a una evolución intrínseca de los índices espectrales, ¿el cambio de la SED podría afectar al cociente de líneas de emisión?. Binette et al. (1988) utilizaron modelos de fotoionización en los cuales la distribución ionizante presentaba una joroba cerca de 100 eV y una ley de potencia superpuesta. Mostraron que el cociente de las líneas He II/H β (4686/4861) está relacionado con la SED es decir, que a mayor número de fotones ionizantes el cociente de líneas es mayor. Por otro lado, si la SED fuera la misma, una mayor cantidad de fotones ionizantes debería estar presente en las galaxias Sy 1, por lo que esperaríamos un ancho equivalente más grande con respecto a los AGN típicos, sin embargo de las observaciones, el ancho equivalente de H β en galaxias Seyferts y cuasares es típicamente 100 Å (Binette et al. 1993), mientras que el ancho equivalente para NLSyI es substancialmente menor con un valor cercano a 60 Å (Stepanian et al. 2003), apuntando a que la suposición de una misma SED no es válida o bien, hubo contaminación estelar en las mediciones de Stepanian et al. (2003). Sin embargo, la SED inusual para AGN cercanos tales como Ark 564 (Romano et al. 2004) o para RE 1034+39 (Casebeer et al. 2006) muestran un espectro en rayos-X algo particular, pues la interpolación entre la ley de potencia en el FUV y los rayos-X sugiere la posible existencia de un importante exceso en el dominio EUV–X de forma que la gran joroba azul y el exceso en rayos-X suaves pudieran relacionarse directamente, al constituir una única componente física. Por lo tanto en los análisis de AGN con $z \ll 0.5$ hay que tener en mente que tal extrapolación no toma en cuenta la posible existencia de un quiebre en el dominio EUV–X, lo cual ha sido comprobado cuando el corrimiento al rojo del quasar permite observar este segmento espectral. Por otra parte, aun con objetos con z más pequeños, se ha visto indicios de un posible quiebre, como lo ilustra la Fig. 3.6 en la página 43 para 3C 273 a $z=0.16$. Por todas estas razones, creemos que es preferible usar espectros de objetos con $0.3 < z < 3.5$ donde es clara la presencia del quiebre y cuantificarlo. Esto nos permitirá hacer un análisis más confiable de la relación que hay entre el UV y el exceso en rayos-X suaves que ha reportado Piconcelli et al. (2005).

Por otro lado, el describir y constreñir con mejor precisión la forma de la SED en el dominio en el EUV–X, es crucial para la búsqueda de una posible interrelación entre los segmentos que emiten y absorben tanto el UV como a los rayos-X, y que se podrían ligar en un solo sistema (ambiente alrededor del núcleo de los AGN), es decir, ¿Toda la absorción que presenta el AGN está relacionada?, ¿Se modifica la SED por el entorno del AGN?, y aún más importante, como se ve afectada la BLR y la NLR?

Capítulo 4

Método

Cada movimiento de la Naturaleza está regido por una ley que es matemática, inmutable, cuantitativamente expresable, preparadas con ecuaciones necesarias e infalibles.

Leonardo da Vinci

En este capítulo definimos la muestra de quasares a investigar, además mostramos la metodología, procesamiento y ajuste espectral que hemos aplicado a la muestra.

4.1. Muestra Observacional de los 11 quasares

A continuación presentamos la investigación desarrollada para contruir la SED ionizante de una muestra de quasares. Hacemos notar que tanto las tablas como las figuras generadas en este trabajo están publicas en (Haro-Corzo et al. 2006).

Hemos analizado 11 quasares que tienen espectros de buena calidad, los cuales fueron observados tanto con el HST-FOS como con Chandra-ACIS/S[†]. En la Tab. 4.1, listamos a los 11 quasares en orden decreciente de cuentas totales detectadas en rayos-X y la descripción de las columnas es la siguiente: en la (col. 1) colocamos el nombre común, (col. 2) es la secuencia alfabética usada para identificar a cada quasar en todas las figuras, (col. 3) es el corrimiento al rojo, (col. 4) es la densidad columnar Galáctica HI obtenida de Dickey & Lockman (1990), (col. 5) clasificación

[†] Los telescopios espaciales Hubble y Chandra, son 2 de los 4 telescopios que componen el gran programa de observatorios de la NASA. Actualmente ambos telescopios continúan en operación.

acorde con la base de datos de NED, (col. 6) es el tipo espectral UV siguiendo la nomenclatura de B05, (clase A son los cuasares con espectro tipo espectro compuesto de TZ02, más detalles en capítulo § 5). Las siguientes columnas están referidas a los datos específicos de cada una de las observaciones con el satélite Chandra: (col. 7) es el número de identificación en la base pública, (col. 8) el tiempo de exposición de cada observación en unidades de ksec, (col. 9) es el número total de cuentas, (col. 10) es el tiempo de lectura para el CCD (Frame-Time), (col. 11) es la fecha en que fue observada la fuente, por último, en la col. 12 reportamos la fecha en la que fueron observados los cuasares con el HST.

4.1.1. Datos en el dominio UV

La base de datos adoptada en este trabajo es la misma que la de TZ02, que nos proporcionó Randal Telfer. Esta base esta formada por 332 espectros de 184 cuasares, la mayoría de los cuales fueron observados con el detector FOS (*Faint Object Spectrograph*) con resolución espectral entre 0.9 a 5 Å, la cual utilizaremos en esta tesis, aunque esta muestra también contiene 3 espectros con el detector STIS (*Space Telescope Imaging Spectrograph*) y 6 con el GHRS (*Goddard High Resolution Spectrograph*).

Todos estos espectros fueron previamente reducidos y corregidos con rutinas preestablecidas que toman en cuenta lo siguiente:

- Una corrección estadística del efecto debido a la absorción acumulada y no resuelta de las líneas Ly α (valle de Ly α con un mínimo alrededor de 700 Å (Moller & Jakobsen 1990)) y la opacidad del límite de Lyman, mostrada en la Fig. 3.3 en la página 40.
- Si el espectro contiene una discontinuidad obvia en su flujo debida a uno o más nubes que absorben al espectro en el límite de Lyman a lo largo de la línea de visión, entonces solo usamos la porción no afectada.
- Convolución del espectro con la extinción Galáctica por polvo siguiendo la forma analítica de Cardelli et al. (1989), usando el exceso de color E(B-V) de Schlegel et al. (1998)[†] y asumiendo un $R_V = 3.1$ para todos los cuasares.

[†] <http://astro.berkeley.edu/davis/dust/data/data.html>

Tab. 4.1. Bitácora de Observación para los 11 quasars

Nombre Común	Fig Etiqu.	z	$N_H^{GA(a)}$ 10^{20} cm^{-2}	Radio- Emisión	Clase Espectral ^(b)	Chandra ID	Tiempo Exp. (ksec)	Total Cuentas ^c	Tiempo Lectura ^d	Chandra Fecha	HST Fecha
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
Pks 1127–14	<i>a</i>	1.18	4.09	RLQ	A	866	27.3	16370	0.4	2000-05-28	1993-01-01
Pks 0405–123	<i>b</i>	0.57	3.8	RLQ	A	2131	8.6	11994	0.4	2001-07-22	1991-07-01
3C351	<i>c</i>	0.3712	2.49	RLQ	A	2128	50.92	9450	1.7	2001-08-24	1991-10-22
3C334	<i>d</i>	0.56	4.28	RLQ	A	2097	32.4	8928	0.85	2001-08-22	1991-09-07
B2 0827+24	<i>e</i>	0.939	3.62	RLQ	A	3047	18.2	6914	0.4	2002-05-07	1997-10-28
Pks 1354+19	<i>f</i>	0.720	2.23	RLQ	A	2140	9.	6445	0.4	2001-01-08	1992-02-26
3C454.3	<i>g</i>	0.850	6.41	RLQ	B	3127	4.9	4716	0.8	2002-11-06	1991-09-11
OI 363	<i>h</i>	0.63	4.18	RLQ	B	377	27.6	4291	3.2	2000-10-10	1997-05-15
Pks 1136–13	<i>i</i>	0.560	3.6	RLQ	A	2138	8.9	3720	0.4	2000-11-30	1992-01-30
PG 1634+706	<i>j</i>	1.330	4.54	RQQ	A	1269	10.8	3113	0.4	1999-08-21	1991-11-03
PG 1115+080	<i>k</i>	1.718	4.01	RQQ	A	363	26.4	1814	3.2	2000-06-02	1997-01-22

^aWebtool COLDEN <http://cxc.harvard.edu/toolkit/colden.jsp>, basado en mapas de H I, ver Dickey & Lockman (1990).

^bClase Espectral con base en el Quiebre en el FUV, ver B05.

^cComando de Sherpa “show” usando una región circular de 3 arcsec alrededor de la fuente.

^dVer subarreglo de los CDD en <http://cxc.harvard.edu/proposer/POG/>.

- Los rasgos fuertes y no intrínsecos al quasar fueron enmascarados para luego ignorarlos, incluyendo efectos instrumentales.
- Corrimiento al marco de referencia en reposo del quasar tanto la frecuencia como el flujo[†].
- Los datos fueron agrupados en canales con ancho de 1 Å.

4.1.1.1. Criterios de selección

Los criterios que hemos usado para seleccionar a nuestros quasares de estudio en el segmento espectral UV son los siguientes:

- 1.- Señal a ruido aceptable con el fin de que al inspeccionar el espectro sea distinguible el continuo.
- 2.- Corrimiento al rojo dentro del intervalo $0.3 < z < 3.5$.
- 3.- Cambio de pendiente bien definido en el intervalo 900 – 1300 Å.
- 4.- Sin líneas anchas de absorción. Tuvimos cuidado de que para cada línea de emisión O VI $\lambda 1030$ y C IV $\lambda 1549$ no tuviera absorción tanto en el núcleo como en las alas del perfil. Esta restricción implica la exclusión de absorción por gas ionizado.
- 5.- Con observaciones públicas en rayos-X (§ 4.1.2).

De las restricciones anteriores, 16 quasares fueron excluidos debido a que muestran evidencia de absorción por gas ionizado (ajustado de manera exitosa en la sección § 4.3). Hicimos la excepción para el quasar 3C 351, debido a que es el quasar en común con la muestra de SBG05, con el cual compararemos los resultados en relación a la conexión entre el dominio UV y los rayos-X, lo cual nos permite una comparación de la SED.

4.1.2. Datos en el segmento rayos-X

Todos los quasares de la muestra fueron observados con Chandra y con el detector ACIS-S. Las observaciones están disponibles en la base de datos pública del centro

[†] Aquí y en adelante, todos los valores de la frecuencia, longitud de onda y flujo estarán en el marco de referencia en reposo, salvo cuando se diga lo contrario indicándolo como (obs).

de rayos-X de Chandra *CXC*[†].

Las observaciones adquiridas fueron procesadas de manera estándar con la paquetería *CIAO v. 3.0.2*. En el inicio, nosotros seguimos las instrucciones disponibles en la página principal de Chandra (*Threads*[‡]). Sin embargo, en el Ap. §B colocamos una selección de instrucciones necesarias para procesar las observaciones con *CIAO* que nosotros compilamos. Estas instrucciones sirven para generar el espectro (archivo *source.pi*), imágenes, perfiles, así como hacer ajustes a los datos con diferentes modelos o ajustar curvas de luz para analizar la variación durante el tiempo de observación, etc.

En esta investigación hicimos uso del detector ACIS-S (*Advanced CCD Imaging Spectrometer*). En especial, ACIS-S es un subconjunto de los 10 CCDs (*Couple Charged Device*) que forman parte del telescopio Chandra. Los CCDs forman un arreglo como el que presentamos en el Ap. §C, y son los encargados de recibir los fotones recolectados y enfocados por el arreglo de espejos parabólicos e hiperbólicos. A lo largo de la historia de la astrofísica en rayos-X los espectros obtenidos siempre están convolucionados con la respuesta que imponen los detectores. Por lo anterior, el nivel de reprocesamiento del espectro marca una diferencia entre usar espectros reducidos con viejas calibraciones (archivo de eventos *evt2.fits* que están almacenados en la base pública), ya que la calibración la mantienen continuamente actualizada. La calibración se obtiene de la base de datos llamada *CALDB* que almacena todos los archivos necesarios para procesar los datos. Por lo anterior, utilizamos los archivos disponibles *evt1.fits* y aplicamos la calibración más reciente del momento (*CALDB v. 2.21*) para generar los archivos *evt2.fits*. Además, los archivos *evt1.fits* no son tan crudos, en el sentido de que ya fueron procesados por el equipo del *CXC* debido al movimiento del satélite alrededor de la Tierra. Los archivos *evt1.fits* contienen la información del número de eventos (fotones) que llegan al detector en cada momento de la observación, la energía de cada evento, la posición de cada evento, coordenadas de la fuente, los CCDs utilizados, la temperatura del detector, entre otros.

Antes de generar el espectro, averiguamos si el CCD utilizado fue afectado por el acumulamiento de fotones (*Pile-Up*). El acumulamiento de fotones es producido porque el detector recibe más de un fotón en cada intervalo de lectura, es decir, si el quasar emite a una tasa elevada de fotones por segundo, entonces el detector confunde los fotones de baja energía con un sólo de alta energía y así, el espectro

[†] <http://chandra.harvard.edu/>

[‡] <http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/data.html>

resultante sufre alteración (hay un mayor número de fotones de alta energía) y en el caso de no corregir esta alteración, se estará modelando un espectro que no es el original. Por lo tanto, para estimar el acumulamiento usamos:

$$PU = \frac{TC * FT}{ET} \quad (4.1)$$

donde TC es el número total de cuentas, FT es el tiempo de lectura a la que se planeó la observación y ET es el tiempo de exposición total de la observación los valores están reportados en la Tab. 4.1. Para fuentes con una tasa de fotones baja, el FT es típicamente 3.2 seg., sin embargo, existe la modalidad de sólo usar un CCD y un tiempo de exposición menor a 3.2 seg. (e.g 0.4, 0.8 seg.) de tal forma que reducir el acumulamiento de fotones. Sin embargo, aún con consideraciones del tiempo de lectura, el espectro podría presentar todavía acumulamiento. Por lo tanto, asumimos aplicar la corrección a los cuasares que presentaron un porcentaje de acumulamiento mayor a $\sim 10\%$ (el número de lecturas es ~ 10 veces mayor para fotones que llegan uno a la vez con respecto a cuando llegan más de dos fotones a la vez), es decir con PU mayor a $10\% \times 3.2 \text{ sec} = 0.32$. De esta forma, solamente 4 de los 11 cuasares presentaron acumulamiento (Pks 0405-123, 3C 351, 3C 454.3 y OI 363).

4.1.2.1. Áreas para extraer el Espectro

- Fuente: En los cuasares que presentaron apilamiento por debajo del 10%, usamos el área de una circunferencia de radio 3 arcsec para extraer los datos que sirven de base para generar el espectro. Sin embargo, los cuasares que sí presentaron apilamiento, usamos la técnica siguiente para disminuir el porcentaje de acumulamiento: solamente seleccionamos los fotones que estuvieran dentro del anillo concéntrico a la fuente con radio interno y externo de 1 y 3 arcsec, respectivamente.
- Fondo: Para cada fuente, nosotros generamos una área para obtener el fondo de rayos-X, o *background*, definida como la región anular centrada en la fuente entre los radios 10 y 20 arcsec que además estuviera libre de fuentes obvias.

Tomamos en cuenta la necesidad de tener al menos 1,000 cuentas entre 0.3 y

6 keV (obs)[†] para que el continuo de cada espectro fuera bien ajustado. Hay que hacer notar, que por casualidad la muestra de cuasares está formada por RLQ en su mayoría (ver col. 5 de la Tab. 4.1), por esta razón, la mayoría de las observaciones contienen emisión de rayos-X proveniente de los jets. Evitamos la posible contaminación del jet en el espectro de los cuasares al excluir las regiones que contuvieran al jet, de manera que no fueron incluidas en el proceso de obtención del espectro.

4.1.2.2. Calibración de los datos

Las correcciones aplicadas a las observaciones en rayos-X están explicadas con mayor detalle en el Ap. §B:

- 1.- Eliminación de los pixeles dañados.
- 2.- Ineficiencia cuántica del detector ACIS.
- 3.- Eliminación de resplandores.
- 4.- Eliminación de la línea de CCD ACIS-S4.

Todo estos procedimientos tienen la finalidad el generar los archivos *PI*, *RMF* y *ARF*. El archivo *PI* contiene la información espectral del quasar, el archivo *ARF* contiene la respuesta (área efectiva) de los detectores y el archivo *RMF* es la matriz que redistribuye los fotones detectados del espacio de energía *E* hacia el espacio de pulso leído por el detector.

4.2. Análisis y Ajustes a los segmentos UV y rayos-X

Ajustar leyes de potencia (Eq. 2.1 de la introducción) se hace de forma común en los dominios espectrales UV y los rayos-X para describir el comportamiento de la SED, por lo tanto, para modelar el continuo utilizamos las funciones aditivas y

[†] usaremos la notación keV (obs) para cuando nos refiramos exclusivamente a la energía reportada en unidades de keV y en el marco de referencia del *observador*.

multiplicativas disponibles en la paquetería *SHERPA*[†] incluida en *CIAO* para los 11 cuasares.

4.2.1. Espectros en el segmento UV

En el segmento UV, los ajustes se hicieron en el espacio λ vs F_λ [ergs/sec/cm²/Å] donde

$$F_\lambda \propto \lambda^{+\gamma_\lambda} \quad (4.2)$$

La relación que guardan los índices espectrales entre el espacio en frecuencias y en longitud de onda, Eqs. 2.1 y 4.2, son:

$$\gamma_\lambda = -\alpha_\nu - 2 \quad (4.3)$$

A lo largo de este trabajo y en la mayoría de la figuras, creamos gráficas en el espacio $\log \nu F_\nu$ vs. $\log \nu$, es decir:

$$\nu F_\nu \propto \nu^{+\beta_\nu} \quad (4.4)$$

donde β_ν es el índice espectral, el cual está relacionado con los otros índices de forma que $\beta_\nu = \alpha_\nu + 1 = -1 - \gamma_\lambda$. La ventaja de usar β_ν es que directamente refleja la pendiente en cada gráfica, a lo largo de diferentes segmentos, es decir, si β_ν es negativo quiere decir que la energía por segundo y por cm² decrece cuando aumenta la energía, mientras que si β_ν es positivo implica que νF_ν crece cuando aumenta la energía.

Un quiebre agudo es observado en el espectro del cuasar, aunque con frecuencias más bajas que el límite de Lyman, alrededor de 1100 Å, como mostró TZ02 en su espectro compuesto y como nosotros confirmamos en el caso de cuasares individuales entre

[†] para más detalles ver Ap. §C o de manera directa en <http://cxc.harvard.edu/ciao/ahelp/sherpa.html>

988–1303 Å. Debido a este quiebre de pendiente existente entre el segmento NUV y el FUV, ajustamos a cada quasar una ley de potencia quebrada, parametrizada en el segmento del UV Cercano por el índice espectral β_{NUV} , un quiebre a la longitud de onda $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ (Å) y por último con índice espectral β_{FUV} en el dominio del UV lejano.

Para modelar los espectros UV seguimos dos métodos diferentes, descritos a continuación:

- El primer método consiste en ajustar el continuo usando una ley de potencia quebrada, BP (*Broken Power-Law*) y libre de líneas. Para este último punto, creamos una máscara cuyo objetivo es ignorar las líneas tanto de emisión como de absorción evidentes: Ne VIII λ 780, O IV λ 780, O III λ 835, H I Ly series, S VI λ 930, C III] λ 980, N III λ 980, O VI λ 1030, N II λ 1065, He II λ 1065, Fe III λ 1123, C III λ 1176, Si II λ 1195, Ly α , N V λ 1240, Si II λ 1263, Si IV λ 1400, O IV] λ 1400, N IV] λ 1486, C IV λ 1549, Al III λ 1857, C III] λ 1900, Si III] λ 1900 y Mg II λ 2799, es decir, ignoramos los intervalos de longitud de onda (Å) 750-800, 820-850, 900-1095, 1100-1135, 1150-1265, 1380-1420, 1470-1610, 1830-1950, 2700-2880. En la Fig. 4.1 en la página siguiente presentamos el espectro compuesto de TZ02 (líneas delgadas) y en líneas gruesas señalamos los segmentos que fueron utilizadas para ajustar al continuo de cada quasar.
- El segundo método está basado en el ajuste tanto del continuo como de las líneas de emisión obvias. El continuo otra vez fue ajustado con una ley de potencia quebrada y las líneas fueron ajustadas con dos perfiles Gaussianos formados por una componente delgada y una componente ancha.

Encontramos un buen acuerdo entre los índices espectrales derivados con ambos métodos, por lo que consideramos que los dos métodos son igualmente buenos para caracterizar al continuo. Debido a que estamos interesados solamente en el continuo y no en las líneas, preferimos asumir el método 1. Hacemos notar que esta máscara predefinida fue ligeramente modificada para el caso de los quasares *e*, *g*, *h*, *i*, *k* como está ampliamente explicado en § 4.3.

Debido a que el quiebre del espectro UV a $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ ocurre muy cerca del segmento en donde se encuentra la línea Ly α , entonces en la primera iteración no fue posible constreñir el valor de $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ por lo que fue necesario hacer varias iteraciones hasta encontrar un valor de $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ consistente con el espectro original. Una vez aceptada la posición del quiebre a $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$, dejamos este parámetro fijo para luego ajustar los

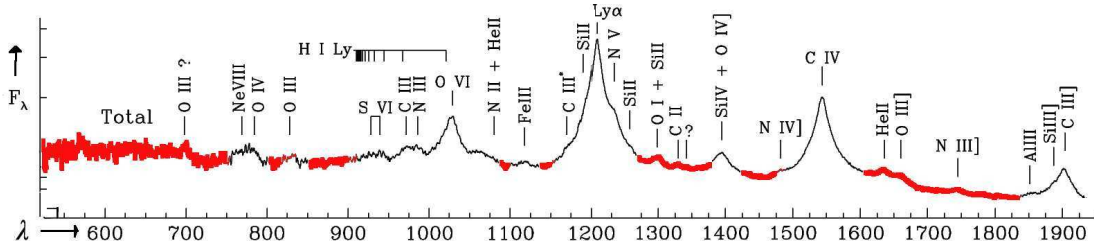


Fig. 4.1.—: máscara predefinida en el segmentos UV para ignorar líneas de emisión y de absorción. Señalamos en el espectro compuesto de TZ02 (línea delgada) a los segmentos que utilizamos para cada quasar al buscar el mejor ajuste al continuo (líneas gruesas).

valores de los índices espectrales. Para cada quasar, los modelos y los valores de los parámetros al mejor ajuste están reportados en la Tab. 4.2. En los paneles *a-k*, graficamos en la Fig. 4.2 en la página 77 los mejores ajustes (líneas continuas) junto con los espectros. Sólo para fines de presentación, agrupamos cada espectro UV en canales de 10 elementos para evitar el aglomeramiento de los rasgos espectrales. El valor promedio donde encontramos el quiebre es a 1165 Å y con dispersión entre 988 a 1303 Å.

4.2.2. El Segmento de los Rayos-X

Para modelar los espectros del segmento de los rayos-X de todos los cuasares, fue necesario agrupar los datos con al menos 20 cuentas por canal. Esto tiene la virtud de que es posible utilizar la estadística de Poisson o de otra manera deberíamos usar la estadística Gehrels. Así, cuando el número de cuentas, N , es mayor a 20 cuentas por canal, el cálculo de la desviación estándar, DE , (es decir, la raíz cuadrada de la varianza, V) se simplifica como sigue:

$$DE = (V)^{0.5} = 1 + (N + 0.75)^{0.5} \sim N^{0.5} \quad (4.5)$$

Por otra parte, los espectros de los cuasares en el segmentos de los rayos-X fueron ajustados en el marco de referencia del observador. Para las observaciones realizadas con Chandra, es común realizar los ajustes a los datos con la convolución simultánea de los modelos y la respuesta del instrumento ACIS-S (los archivos RMF y ARF).

El primer intento para ajustar los datos consistió en usar una simple ley de potencia

Tab. 4.2. Ajuste con Leyes de Potencia Quebrada en el Segmento UV

Nombre Común	Fig. Etiqu.	λ_{UV}^{brk} (Å)	NUV ^a β_{NUV}^{dfe}	FUV ^a β_{FUV}^{dfe}	A^a (10^{-15})
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
Pks 1127–14	a	1022	$-0.19_{+0.05}^{-0.06}$	-1.82 ± 0.08	3.60
Pks0405–123	b	1300	0.74 ± 0.01	-0.40 ± 0.03	38.1
3C351	c	1039	0.28 ± 0.01	-1.26 ± 0.20	20.1
3C334	d	1285	0.29 ± 0.01	$-1_{+0.23}^{-0.24}$	6.55
B2 0827+24	e	988	-0.36 ± 0.07	-1.27 ± 0.41	4.87
Pks 1354+19	f	1303	0.02 ± 0.02	$-0.70_{+0.14}^{-0.16}$	6.03
3C454.3	g	1274	-0.09 ± 0.01	$-1.72_{+0.25}^{-0.27}$	5.32
OI 363	h	1097	0.04 ± 0.25	-1.89 ± 0.28	8.73
Pks 1136–13	i	1300	0.78 ± 0.02	-0.95 ± 0.14	6.94
PG 1634+706	j	1143	0.40 ± 0.13	-1.36 ± 0.11	21.0
PG 1115+080	k	1069	0.34 ± 0.01	-0.65 ± 0.02	4.62

^a-Ley de Potencia normalizada: $F_\nu = A (\nu/\nu_{ref})^{+\alpha_\nu} = A (\nu/\nu_{ref})^{(\beta_\nu-1)}$, donde $\nu_{ref} = c/1197 \times 10^{-8}$ cm. Nota: β_ν está definida en el plano νF_ν , con $\beta_\nu = \alpha_\nu + 1$.

con el índice espectral β_X , atenuada por la absorción Galáctica, N_H^{GA} (las características de cada modelo se encuentran en el Ap. §C). Este ajuste fue aplicado a los datos de cada fuente en el intervalo de energía de 2.5 a 6 keV (marco de referencia en reposo). La razón por la que utilizamos este intervalo estrecho para ajustar el continuo es debido a que en este intervalo no hay contaminación por líneas intensas, tampoco hay absorción ligado libre debidas a gas ionizado o neutro (Krongold et al. 2005a), es decir, en este segmento el continuo es dominante. El siguiente paso es simplemente extrapolar el ajuste a todo el intervalo de datos entre 0.3 y 6 keV (obs). Hacemos notar que los espectros llegan hasta 10 keV (obs), a pesar de esto, nosotros decidimos no incluir el segmento entre 6 y 10 keV debido a que los datos tienen mayor dispersión e incertidumbre, en comparación con el segmento a bajas energías, además porque en particular nos interesa el segmento de bajas energías. Para cada fuente, los índices espectrales están listados en la col. 3 de la Tab. 4.3. Para todos los cuasares, reportamos el valor del índice espectral del primer ajuste así como su incertidumbre a un nivel de significancia 2σ .

Los espectros de cada fuente están graficados en los paneles $a-k$ de la Fig. 4.3 en la página 79. El panel superior está en unidades de cuentas/seg/keV vs. energía (keV) y los residuos de los datos con respecto al primer ajuste están en el panel intermedio. De este panel está claro que para todos los cuasares existen zonas donde no hay un buen ajuste de la ley de potencia a los datos. En esta extrapolación encontramos evidencias de excesos y/o deficiencias en el flujo de datos y algunas ocasiones pequeñas protuberancias, esto es, en general existen desviaciones significativas tanto positivas como negativas (por encima de 2σ).

Las desviaciones negativas y por debajo de 2.5 keV (obs) son rasgos típicos de absorción por gas neutro y la hemos ajustado como una componente de absorción por gas neutro intrínseco a la z de cada quasar. Para los cuasares donde no fue necesario incluir una componente intrínseca de absorción, calculamos la N_H^X marginal máxima, a un límite de significancia 2σ , en el caso de una posible componente de absorción no obvia, esto es, una posible componente de absorción oculta por la dispersión estadística de los datos. Para calcular el límite superior de la densidad columnar intrínseca, fijamos y asumimos el mejor ajuste al espectro (col. 3 de la Tab. 4.3), por lo que solamente variamos N_H^X y la normalización de la ley de potencia.

Las desviaciones positivas por debajo de 2.5 keV (obs) son características del exceso suave (discutido en previas secciones) que hemos modelado como una componente de emisión tipo cuerpo negro, zBB , a la z de cada fuente. No obstante con la falta de argumentos físicos para utilizar la emisión de cuerpo negro a una sola temperatura, el incluir esta emisión en los ajustes a los datos en rayos-X nos permite estimar el

Tab. 4.3. Ajuste al Segmento de los Rayos-X (Marco de Referencia del Observador)

Nombre Común	Fig. Etiqu.	Descr. Modelo	PL β_X^a	N^b	Gas-Neutro $N_H^X{}^{(c)}$	Gas-Ionizado Logu / N_H^X / z	zBB kT/N ^(d)	G fwhm/pos/A ^(e)	d.o.f./ χ^2/Q .
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)
Pks 1127-14	a	GA*IA*(PL+zBB)	1.11 ± 0.12	4.02	$27.34_{-7.13}^{+8.8}$...	0.63/2.44	...	282/271.98/0.65
Pks 0405-123	b	GA*IA*PL	$0.32_{-0.66}^{+0.70}$	1.54	$4.09_{-7.94}^{+4.23}$	48/27.79/0.99
3C351	c	GA*IA1*IA2*(PL+G)	0.60 ± 0.16	2.8	...	$1.38 \pm 0.03/363.1 \pm 1.07/0.36$...	0.08/2.66/0.23	224/214/0.67
						$0.90 \pm 0.21/26.3 \pm 1.32/0.32$			
3C334	d	GA*IA*PL	0.35 ± 0.23	2.60	$4.68_{-1.45}^{+1.53}$	176/148.61/0.93
B2 0827+24	e	GA*IA*(PL+zBB)	0.71 ± 0.22	2.95	$13.05_{-5.52}^{+7.26}$...	0.46/1.13	...	169/127.70/0.99
Pks 1354+19	f	GA*IA*(PL+zBB)	0.82 ± 0.23	4.95	$6.44_{-12.66}^{+7.71}$...	0.28/1.54	...	163/143.1/0.86
3C454.3	g	GA*(PL+zBB+G)	1.32 ± 0.40	1.89	≤ 43.38	...	0.43/1.49	0.42/2.14/1.20	62/43.91/0.96
OI363	h	GA*IA*(PL+zBB)	0.44 ± 0.72	0.66	$7.21_{-11.47}^{+6.05}$...	$10^{-4}/10$...	58/45.71/0.88
Pks 1136-13	i	GA*(PL+zBB+G)	0.93 ± 0.36	2.30	≤ 2.40	...	0.25/1.35	0.01/ 3.35/2.57	115/90.33/0.71
PG 1634+706	j	GA*(PL+G)	$0.08_{-0.39}^{+0.40}$	2.6	≤ 1.16	0.001/2.84/28.92	90/87.84/0.54
PG 1115+080	k	GA*BP	0.86 ± 0.36^f	1.67	≤ 14.28	70/49.48/0.97

^aÍndice Espectral de la ley de potencia en el intervalo 2.5-6 keV. Nota: β es el índice en νF_ν vs ν , con $\beta_X = \alpha_x + 1 = 2 - \Gamma_X$.

^bey de potencia normalizada a 1 keV con 10^{-4} fotones $keV^{-1}cm^{-2}s^{-1}$.

^cDensidad Columnar $N_H^X 10^{20} cm^{-2}$ debido a absorción intrínseca y asociada a un error 2σ .

^dCuerpo Negro a la Temperatura (keV) y normalización en unidades de $10^{-5}L_{39}/D_{10}^2$, donde L_{39} es la luminosidad de la fuente en unidades de $10^{39} ergs s^{-1}$ y D_{10} es la distancia a la fuente en unidades de 10 kpc.

^eFunción Gaussiana 1-D. Lista: Ancho a media altura(keV), position promedio (keV) y amplitud (10^{-4}).

^fey de potencia Quebrada. Índice Espectral despues del quiebre (1.69 keV) es $\beta_X = -0.05_{-0.22}^{+0.25}$ y energía de referencia a 0.5keV.

comportamiento de la SED ionizante.

Las desviaciones positivas en forma de protuberancia y por arriba de 3 keV (obs) son las marcas de la emisión que posiblemente está relacionada con la línea fluorescente de Fe $K\alpha$ (Jiménez-Bailón et al. 2005; Miniutti & Fabian 2006) y que modelamos con un perfil Gaussiano. Por lo tanto y debido a que en los espectros de los cuasares encontramos uno o más de estos rasgos, fue necesario mejorar los ajustes tomando en cuenta todos los rasgos que encontramos de cada fuente a lo largo del intervalo entero de energía entre 0.3 y 6 keV (obs).

Ajustamos modelos más sofisticados dependiendo de los residuos antes señalados, pero siempre basados en la simple ley de potencia y asumiendo que el índice espectral de la ley de potencia permanece fijo al valor del primer ajuste entre 2.5 y 6 keV (con excepción del quasar PG 1115 + 080, § 4.3). En la Tab. 4.3 presentamos los valores del mejor ajuste al continuo (col. 4 a la 8). Para cada uno de los cuasares $a-k$ hemos colocado en p nel superior de la Fig. 4.3 en la página 79 el mejor ajuste al continuo (línea sólida) con los datos convolucionados por la respuesta del detector y en el panel inferior están las desviaciones entre los datos y el mejor ajuste al continuo. En resumen, cada quasar obtuvo diferentes contribuciones que conforman parte del continuo:

- 1.- Emisión térmica de un cuerpo negro, zBB, para las fuentes a, e, f, g, h, i .
- 2.- Perfil Gaussiano, G, para las fuentes c, g, i, j .
- 3.- Densidad columnar intr seca, IA, para las fuentes a, b, c, d, e, f, h .

4.3. Notas Relevantes de cada uno de los 11 Quasar

La información y las consideraciones especiales acerca de cada quasar de nuestra muestra la describimos a continuación:

4.3.1. Pks 1127-14

Etiquetada como a . En esta fuente no encontramos acumulamiento de cuentas en la observación de rayos-X, además la imagen presentó emisión de jet como lo detectó por primera vez Siemiginowska et al. (2002) con estos mismos datos de Chandra, también encontraron que esta fuente tiene un índice fotónico $\Gamma_X = 1.19 \pm 0.02$ entre 2 y 10 keV, valor consistente con nuestros valores encontrados dentro de un nivel 2σ .

4.3.2. Pks 0405-123

Etiquetada como *b*. Observaciones en el dominio UV (Spinrad et al. 1993; Bahcall et al. 1993) reportaron líneas en absorción debido a su rico entorno galáctico. El espectro NUV entre 1300 a 3300 Å muestra un continuo muy endurecido y en el segmento de FUV presenta líneas de absorción de Ly α con anchos ~ 100 Å. También hay que notar que a mayores frecuencias después del límite de Lyman ($\nu > 3.310^{15}$ Hz), existe un exceso por encima de la ley de potencia quebrada. Lee et al. (1995) intentó, aunque sin éxito, explicar el exceso con el uso de un modelo de disco de acreción Comptonizado. Por nuestra parte, creamos una máscara adicional (a la predefinida, § 4.2.1) para ignorar este exceso, es decir, ignoramos el intervalo de 3.39×10^{15} a 4.17×10^{15} Hz o de 717 a 882 Å, sin embargo no encontramos considerable mejoría en el valor del índice FUV.

El espectro en rayos-X de esta fuente presentó emisión de jet. El espectro fue corregido (como se indica en § 4.1.2.1) debido a que hubo acumulamiento de cuentas del 16.7%.

4.3.3. 3C 351

Etiquetada como *c*. Esta fuente es también llamada SBS 1704 + 608. porque tiene en su espectro UV (ver panel *c* de la Fig. 4.2 en la página 77) líneas de C IV $\lambda 1549$ y Ly α en emisión, pero también con perfiles de absorción hacia el azul con anchos (FWHM) de 1700 km/sec y 2200 km/s, respectivamente (Mathur et al. 1994a). Esta característica fue modelada con absorción por gas ionizado, WA. El intervalo de temperatura del gas ionizado, WA, está entre $10^4 < T < 10^7$ K.

4.3.3.1. TRATAMIENTO DEL ABSORBEDOR TIBIO, WA

Usando dos observaciones con ROSAT (Mathur et al. 1994a; Nicastro et al. 1999), encontraron evidencia del WA y una variación de flujo por un factor de 1.7 en un periodo de ~ 2 años entre una observación y otra. Aún más, ellos encontraron la primera evidencia de que el material que absorbe en el UV (con alto estado de ionización de O VI $\lambda 1030$), esta relacionado con el mismo material que absorbe en los rayos-X (absorción de OVII y OVIII). Esta conclusión fue basada en las soluciones consistentes entre la SED y las simulaciones con códigos de fotoionización para las cuales se requiere que la conexión entre el UV y los rayos-X suceda ≤ 0.37 eV. La posición donde ellos sugieren colocar al WA fuera de la BLR (> 0.3 pc), puesto que el WA absorbe tanto el continuo como a la BLR. Hardcastle et al. (2002) confirmaron

la existencia del WA al analizar observaciones (observaciones que hemos usado) de baja resolución con Chandra. Consideraron 2 ajustes en los cuales son consistentes los valores de N_H previamente reportados (Nicaastro et al. 1999). Para modelar (uno de los dos modelos) el WA Hardcastle et al. (2002) utilizan la suma de 2 leyes de potencia, que al final asumen como el mejor ajuste. Los ajustes fueron realizados entre 0.4 y 7 keV (obs).

Para obtener el espectro, utilizamos el mismo procedimiento (§ 4.2), tanto en el segmento espectral en el UV como en rayos-X, que fue llevado a cabo para las demás fuentes. Alrededor del quasar 3C 351 existen 3 fuentes (25 arcsec hacia el noreste) de rayos-X que son denominadas como puntos-calientes (*hot-spots*) y los cuales al parecer no interfieren con la región central de donde extraemos el espectro. Debido a que esta fuente tiene $\sim 11\%$ de acumulamiento de cuentas, corregimos de forma estándar (§ 4.1.2.1). Hicimos el ajuste con una simple ley de potencia en el intervalo 2.51 a 6 keV en lugar de 2.5 a 6 keV, debido a que alrededor de la energía 2.51 keV los datos espectrales presentan un rasgo inusual, produciendo residuos fuera del nivel 2σ . Este rasgo lo ignoramos debido a que no fue posible describirlo debido a la baja resolución de los datos. En este primer ajuste obtuvimos $\beta_X=0.60$ como es reportado en la Tab. 4.3 y el cual es consistente con el índice fotónico encontrado por Hardcastle et al. (2002) a un nivel 2σ de confianza. La extrapolación a todo el intervalo (0.3 a 6 keV) muestra la caída del flujo en los rayos-X suaves entre $0.5 < E \text{ (keV (obs))} < 2$, como mostramos en el panel intermedio de la Fig. 4.3 en la página 79 con etiqueta *c*. Para explicar la caída del continuo, consideramos como mejor ajuste al modelo compuesto por una ley de potencia con índice espectral fijo más un perfil Gaussiano, ambos atenuados por absorción tanto Galáctica como ionizada $GA * IA1 * IA2 * (PL + FeK\alpha)$. En la Tab. 4.3 reportamos los valores de los parámetros.

Del mejor ajuste, no pudimos ajustar el rasgo tipo línea a 3.2 keV (obs) reportado por Hardcastle et al. (2002), por lo que no fue modelado este rasgo.

Para el caso de la absorción por gas ionizado (código *PHASE*, Krongold et al. (2003)), asumimos ajustar simultáneamente 2 componentes de absorción (*IA1* y *IA2*) con el fin de ser consistentes con las evidencias espectrales encontradas en rayos-X para galaxias Seyferts (Krongold et al. 2005b,a), donde la doble fase de la absorción del gas ionizado fueron descritas con dos parámetros de ionización (Eq 2.3, alto y bajo grado de ionización, es decir $\log U \sim 1$ y $\log U \sim 0.1$, respectivamente). Así cada componente de absorción de gas ionizado está descrita por una densidad columnar, parámetro de ionización y corrimiento al rojo.

Las consideraciones especiales para llegar a definir el mejor ajuste para este quasar y describir el continuo fueron que en lugar de usar todo el intervalo (de 0.3 a 6 keV (obs)) sólo usamos el intervalo 0.32 a 6 keV (obs). Aunque este intervalo es más amplio que el utilizado por Hardcastle et al. (2002), no hicimos uso de los datos entre 0.3 y 0.32 keV debido a que los datos dentro de este intervalo no fueron ajustados de manera confiable, además, al ignorar este intervalo no hay consecuencias en encontrar el mejor ajuste para el resto de los datos. Por lo que creemos que este exceso es debido a un problema de calibración de los datos y descartamos la posibilidad de que fuese un rasgo físico dada su forma anormal, es decir, es una joroba entre 0.25 y 0.45 keV, situada en el límite inferior de la calibración del detector. Para rechazar la existencia de algún proceso físico, ajustamos tres modelos diferentes (como base del ajuste está una ley de potencia atenuada por absorción Galáctica):

El primer ajuste tomó en cuenta la emisión de cuerpo negro, el cual es parametrizado con una temperatura de 0.02 keV (normalización de 0.005) y con una estadística 12 d.p, 9 d.o.f, $\chi^2=5.5$, $Q=0.8$ y $R=0.6$.

El segundo intento fue considerar un perfil Gaussiano, la cual generó una estadística 12 d.p, 8 d.o.f, $\chi^2=5.9$, $Q=0.7$ y $R=0.7$. La línea está centrada a 46.1 Å (0.27 keV), una amplitud de 5.64×10^{-5} y con un ancho FWHM de 10.0 Å, es decir, ¡ una velocidad de dispersión $v \sim 60,000$ km/s!. Físicamente esta línea no tiene significado debido a su ancho, además no hay evidencia de la existencia de otras líneas igualmente predominantes.

Por último, usamos dos leyes potencia atenuadas por absorción tanto Galáctica como del WA descrita como sigue: $GA * IA1 * IA2 * (PL + PL1 + FeK\alpha)$, sin embargo al compararlo estadísticamente con el mejor ajuste resulta que el valor de significancia es de ~ 0.24 , es decir, no hay evidencia estadística de que la doble ley de potencia sea mejor con respecto a la simple ley de potencia, entonces asumimos que una simple ley de potencia es el mejor ajuste y dado que es comúnmente utilizado para describir el continuo de los quasares.

4.3.4. 3C 334

Etiquetada como *d*. Este quasar también es llamado 1618 + 177. clasificada como OVV. No presentó acumulación de cuentas ni emisión de jet en el espectro en rayos-X.

4.3.5. B2 0827 + 24

Etiquetada como *e*. Para esta fuente modificamos la máscara predefinida (§ 4.2) en el segmento espectral UV: incluimos todos los datos espectrales entre las líneas Ly α y O VI λ 1030 es decir, entre 900 y 980 Å con el objetivo de hacer una mejor estimación del índice espectral en el FUV. Sin embargo hicimos una modificación más fina al ignorar los datos espectrales donde existen rasgos evidentes de absorción, esto es, datos entre 926.61-974.4, 896.5-897.5, 1090-1110, 1140.5-1142, 1310-1316 y finalmente entre 1440-1446 Å. En el caso de que no hubiéramos hecho estas modificaciones a ambos segmentos espectrales, entonces hubiéramos obtenido un índice espectral FUV más duro ($\beta_{\text{FUV}} = -1.01$), con respecto al que aquí reportamos ($\beta_{\text{FUV}} = -1.27$).

En el segmento de rayos-X la observación presentó emisión de jet, pero no acumulación de cuentas.

4.3.6. Pks 1354 + 19

Etiquetada como *f*. Es también llamado 4C 19.44. Los datos en los rayos-X no tienen acumulación de cuentas. Esta fuente presentó emisión del jet. Con las observaciones hechas con Chandra, utilizadas en este trabajo, Gambill et al. (2003) encontraron índices fotónicos en la parte dura y suave del espectro en rayos-X de +1.39 y +1.88, respectivamente y un $\alpha_{\text{OX}} = -1.38$, los cuales son consistentes con los obtenidos en nuestro análisis a un nivel de confianza 2σ . Además encontraron variabilidad por un factor 3, al decrecer el flujo durante un lapso de 20 años.

4.3.7. 3C 454.3

Etiquetada como *g*. Esta fuente es también llamada 2251 + 158 y clasificada como OVV, sin embargo, no muestra variabilidad en la forma espectral (Kidger et al. 2004). Fue necesario agregarle una máscara adicional a la predefinida al espectro en el segmento UV, con el fin de ignorar las líneas de absorción que presenta entre 877.1 y 894.5 Å.

El espectro en rayos-X presentó 24% de acumulación de cuentas, a pesar de que fue utilizado el subarreglo (1/4) que tiende a minimizar este efecto, es decir, solo se usa 1/4 del CCD con el fin de reducir el tiempo de lectura estándar de 3.2 seg. a 0.8 seg (ver Tab. 4.1). La imagen en rayos-X presentó emisión de jet.

4.3.8. OI 363

Etiquetada como *h*. Este quasar también se le conoce como 0738+31. En el espectro UV fue necesario introducir una máscara adicional a la predefinida (§ 4.2), es decir, fue necesario ignorar el segmento entre 801-824 Å, debido a que en este segmento presentó un rasgo de absorción. Según Siemiginowska et al. (2003), no encontraron un significativo acumulamiento de cuentas para las observaciones aquí presentadas, pero de acuerdo a la definición que utilizamos (ver § 4.1.2.1), encontramos 16.3% de acumulamiento, así que procedimos a corregir este efecto, además que presentó emisión de jet y el cual fue tomado en cuenta.

4.3.9. Pks 1136-13

Etiquetada como *i*. El espectro UV presentó líneas inusuales de emisión de HeII y OIII] en el intervalo 1620-1684 Å aún con el uso de la máscara predefinida (§ 4.2), por lo cual fue necesario ignorar también este segmento.

El quasar no presentó acumulamiento de cuentas, sin embargo sí tiene emisión del jet en rayos-X.

4.3.10. PG 1634 + 706

Etiquetada como *j*. El espectro en rayos-X no presentó emisión de jet ni tampoco presentó acumulamiento de cuentas. Usando datos del XMM-Newton, Page et al. (2004); Piconcelli et al. (2005) encontraron entre 0.2 y 10 keV un índice fotónico de 2.19, el cual esta en concordancia con nuestros resultados a un nivel de confianza 2σ . Sin embargo, encontraron un exceso de rayos-X suaves que no es evidente en los datos y el cual nosotros no modelamos.

4.3.11. PG 1115 + 080

Etiquetada como *k*. Para este quasar fue necesario modificar la máscara predefinida, para ignorar las líneas de absorción en el segmento comprendido entre 886 y 892, 1097 y 1105, 1138 y 114 y por último 1147 y 1149 Å. En el caso de no haber ignorado estos segmentos, hubiéramos obtenido un índice FUV más suave ($\beta_{FUV}^{dfe} = -0.75$) con respecto al que reportamos ($\beta_{FUV}^{dfe} = -0.65$).

El espectro en rayos-X no presentó acumulamiento de cuentas ni emisión de jet, sin

embargo tiene 2 compañeras (debido a que esta lenteado gravitatoriamente, Young et al. (1981)), las cuales fueron removidos de los segmentos que utilizamos para extraer el espectro. Haciendo el ajuste de una simple ley de potencia atenuado por la absorción de la Vía Láctea obtenemos el índice espectral $\beta_X=0.86$. Al extrapolar en todo el segmento utilizada (0.3 a 6 keV (obs)), la ley de potencia a altas energías no ajustó adecuadamente. Mejoramos el ajuste al continuo considerando una ley de potencia quebrada, BP, con el índice espectral a bajas energías [$0.3 < E < 1.69$ keV (obs)] de $\beta_X=0.86$ (fijamos el valor previamente encontrado), un quiebre a $E(\text{keV})= 1.69$ para dar paso al índice en la zona de rayos-X duros [$1.69 < E < 6$ keV (obs)] con valor $\beta_{X_{hard}} = -0.05$. Esta ley de potencia quebrada está atenuada por la absorción Galáctica, es decir el mejor ajuste es GA*BP. Los parámetros encontrados para el mejor ajuste están reportados en la Tab. 4.3. En el espectro observamos un rasgo débil tipo línea, entre 0.92 y 2.2 keV. Cuando este rasgo fue ajustado con un perfil Gaussiano, el ancho no fue bien constreñido, pero el mejor ajuste favorece a un perfil muy ancho (FWHM = 4.63 keV), por lo que esto reduce nuestra confianza de que físicamente se trate de una línea de emisión.

Por otro lado, el análisis hecho por Piconcelli et al. (2005) en el cual utilizaron el espectro procedente de observaciones con XMM-Newton, encontraron que su mejor ajuste está compuesto por una simple ley de potencia atenuada con una componente de absorción por gas neutro, donde su índice espectral está ligeramente endurecido $\beta_X= 0.15$ ($\Gamma_X=1.85$), con respecto a el valor que obtuvimos $\beta_{X_{hard}} = -0.05$, pero que está dentro de la incertidumbre que calculamos a un nivel de confianza 2σ . Posiblemente esta ligera discrepancia es debida al intervalo utilizado a altas energías, donde ellos usaron el segmento con energías > 2 keV (obs), en cambio nosotros utilizamos un intervalo ligeramente corrido a bajas energías, es decir entre $1.69 < E < 6$ keV (obs). Este quiebre a 1.69 keV de la ley de potencia es claro en los residuos del panel intermedio en la Fig. 4.3 en la página 79 con etiqueta *k*.

Finalmente, este quasar no necesito una componente adicional de gas neutro en el espectro de los rayos-X por lo que sólo calculamos la densidad columnar superior, la cual la reportamos en la Tab. 4.3.

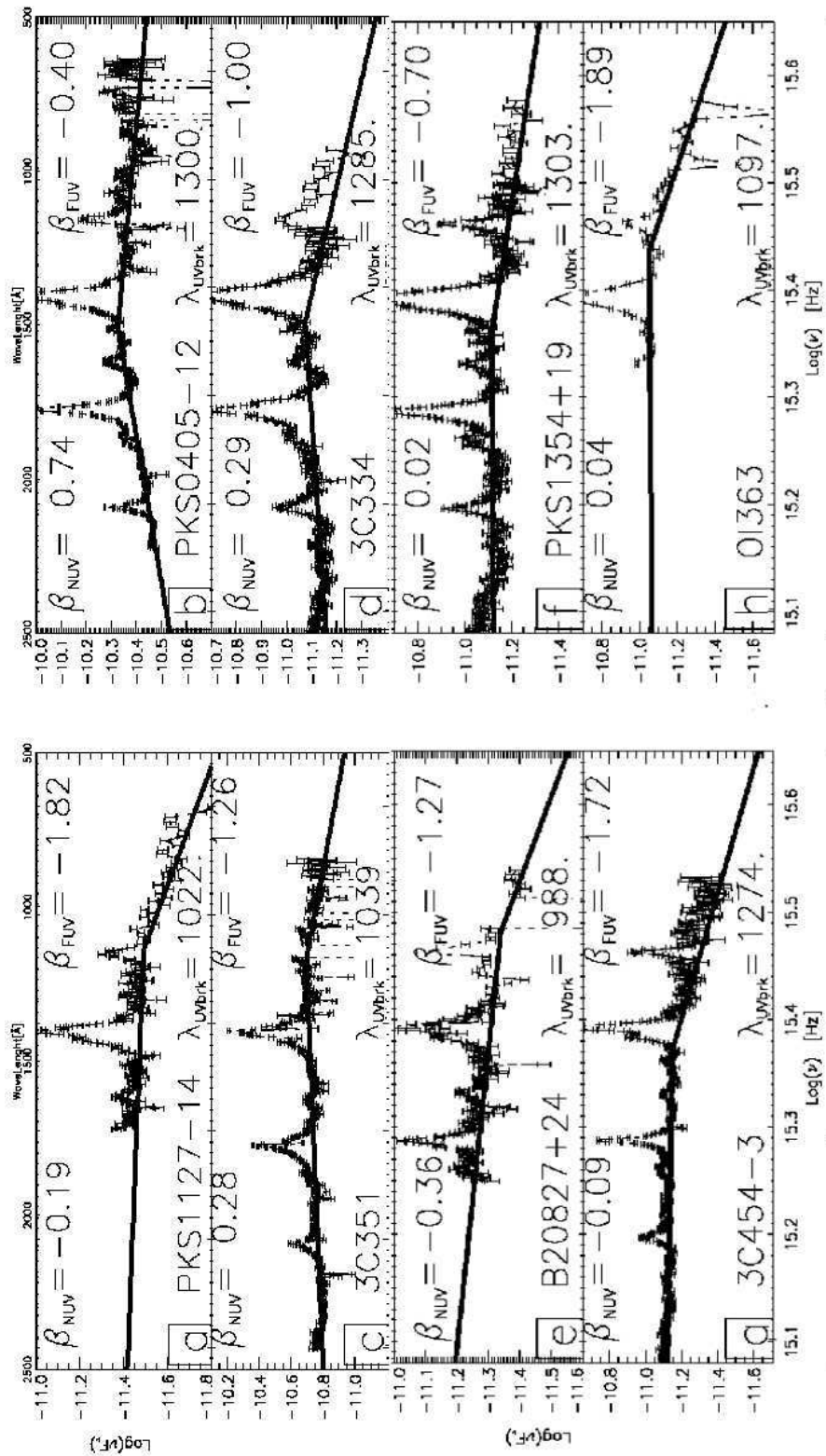


Fig. 4.2.—: 11 espectros UV obtenidos por el HST-FOS. Las etiquetas *a–k* identifican a cada objeto y se encuentra definidas en la Tab. 4.2. Gráfica en función de νF_ν como función de la frecuencia (eje inferior) o en longitud de onda (eje superior). Las barras de error están ilustradas. Los datos han sido rebineados para agruparlos en elementos de 10 canales. También es presentado el mejor ajuste al continuo con una ley de potencia quebrada (línea continua). Los dos índices espectrales $\beta_{\text{NUV}}^{\text{dia}}$ y $\beta_{\text{FUV}}^{\text{dia}}$, además de la posición del quiebre a $\lambda_{\text{UVbrk}}^{\text{brk}}$ (Å) están mostrados.

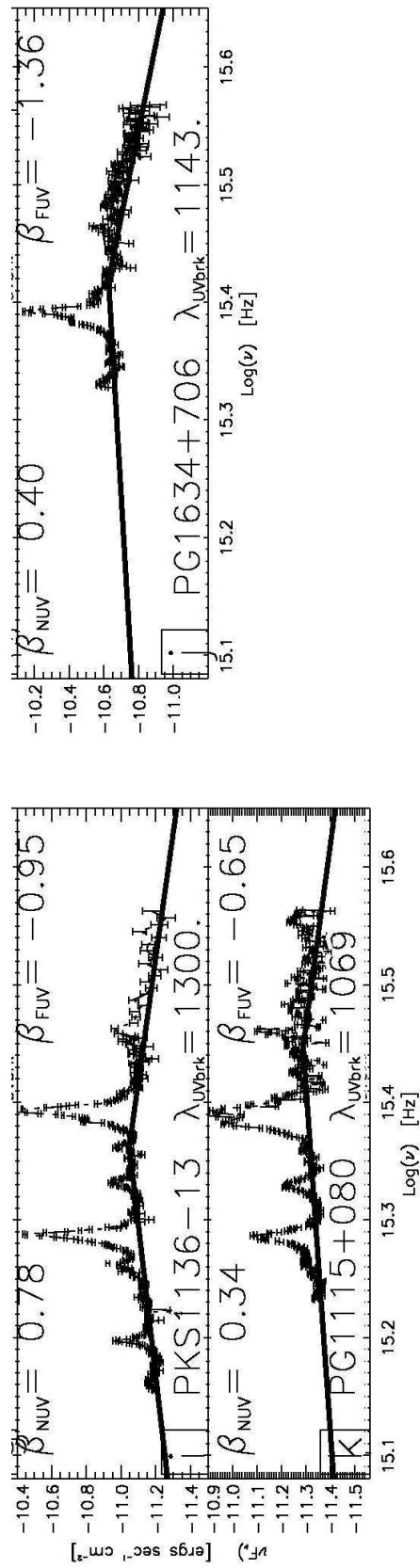


Fig. 4.2.—: Continuación..

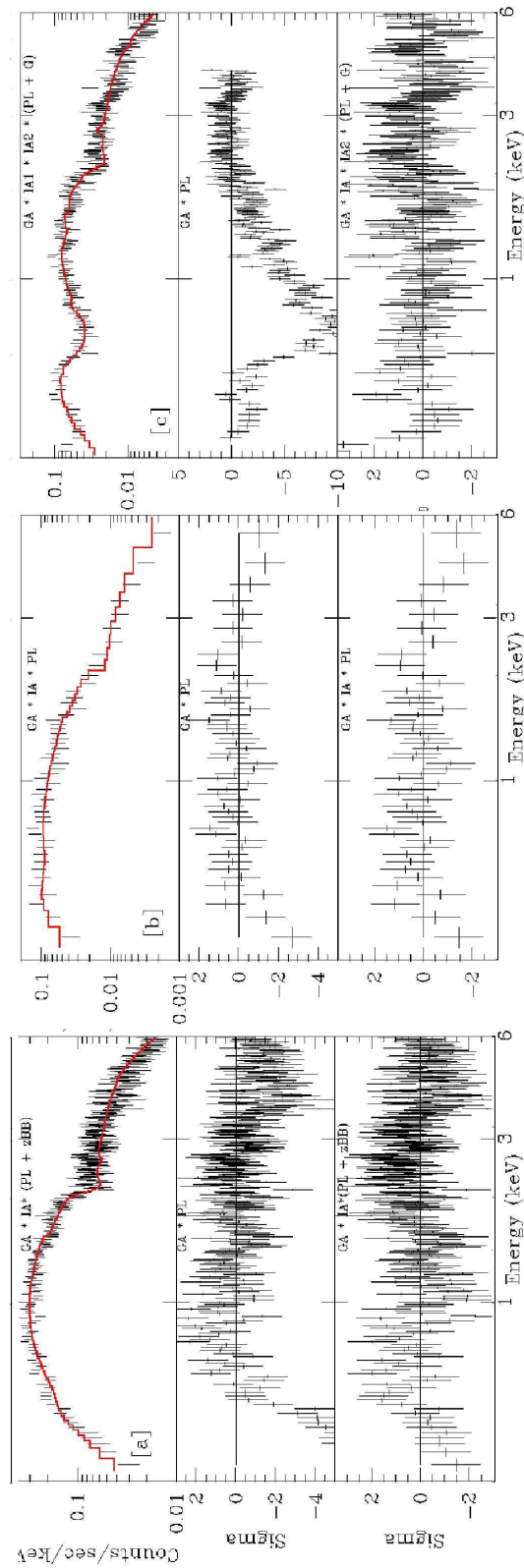


Fig. 4.3.—: 11 Espectros en el dominio de los rayos-X y en el marco de referencia del observador. Los datos espectrales están en counts/sec/keV como función de la energía en keV. El subpanel inferior: residuos de mejor ajuste; el subpanel intermedio: residuos del ajuste inicial en el intervalo de 2.5–6 keV considerando una ley de potencia atenuada por absorción Galáctica superior.

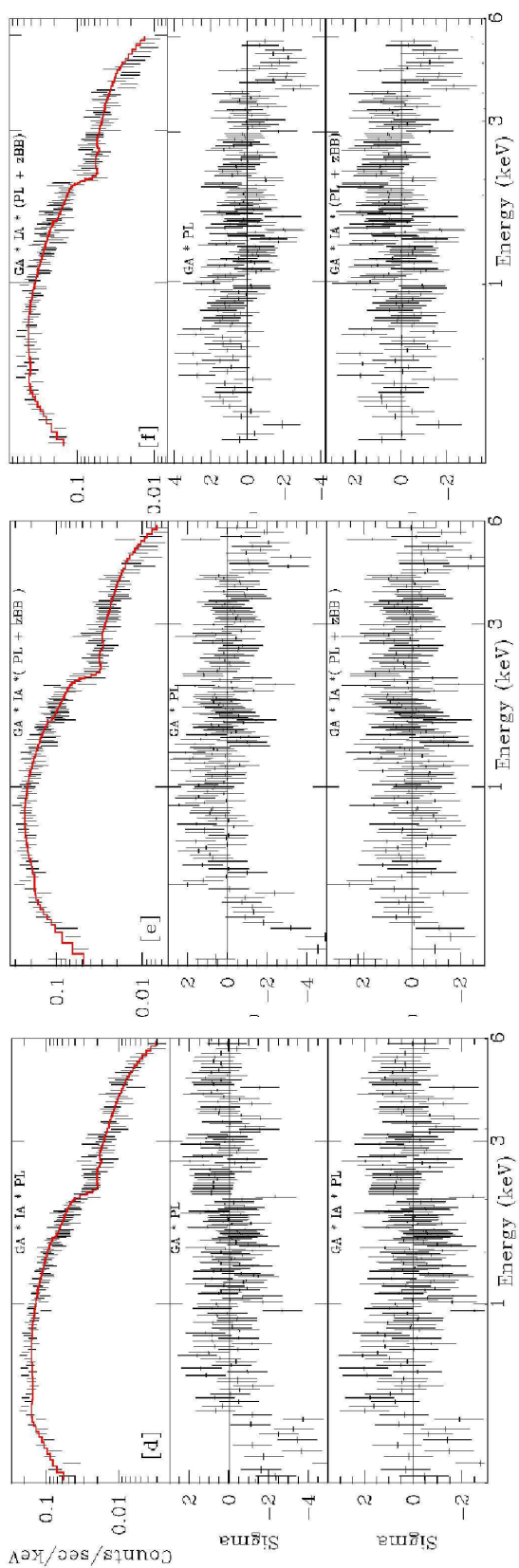


Fig. 4.3.—: Continuación..

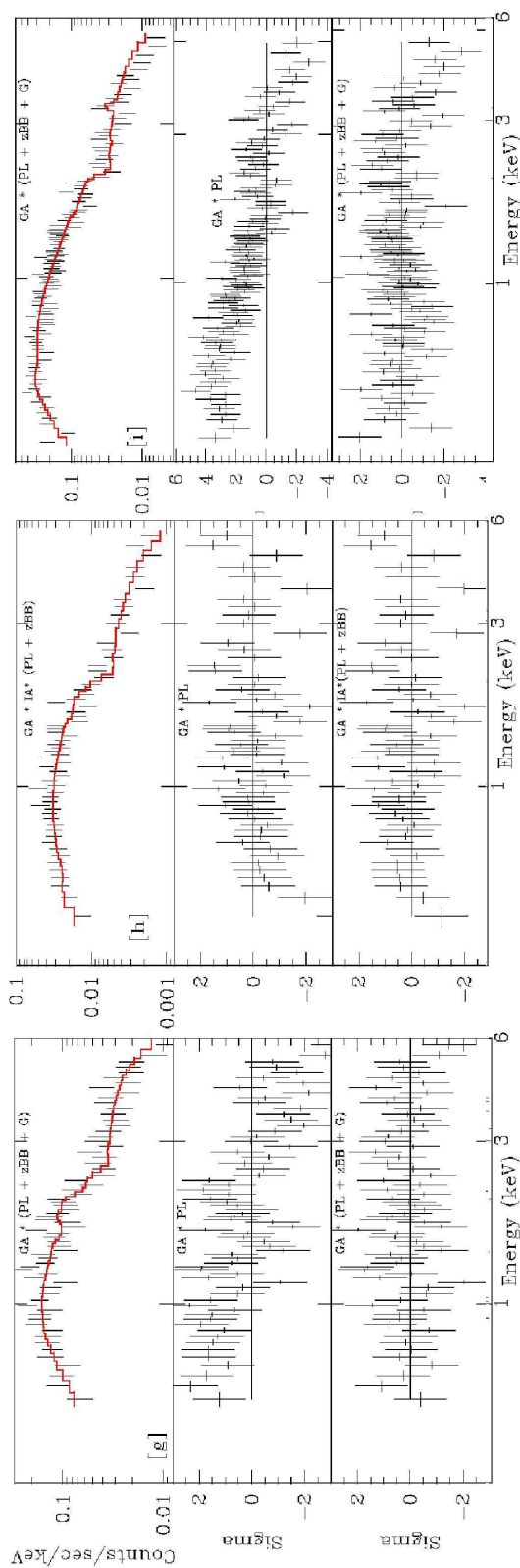


Fig. 4.3.—: Continuación..

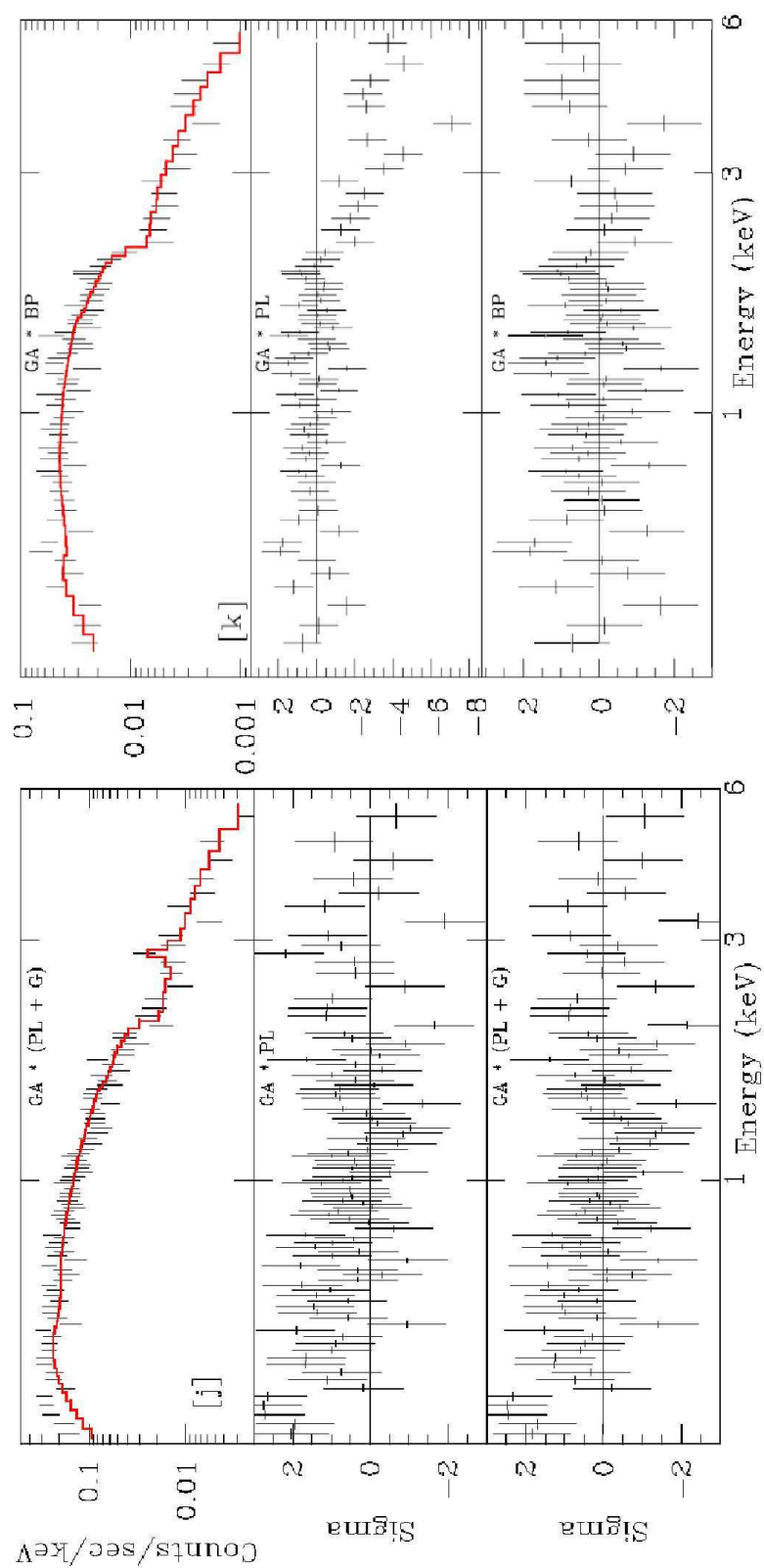


Fig. 4.3.—: Continuación..

Capítulo 5

Curvas de Extinción

Nuestras mayores tonterías pueden ser muy sabias.
Leonardo da Vinci

En este capítulo introducimos y generamos diversas curvas de extinción producidas por granos de polvo. Hemos explorado una variedad de composiciones químicas de los granos, de tal forma que al ser aplicadas a una SED intrínseca pueda describir tanto el quiebre espectral cerca de 1100 \AA como SEDs ionizantes más azules.

5.1. El Polvo Astrofísico

Los granos de polvo son aglomerados de partículas pequeñas que permean el medio interestelar de la galaxias. A grandes rasgos, el polvo tiene una estructura que va desde el núcleo hasta el manto. Esta estructura tienen una gran variedad de compuestos químicos. Algunas de estas composiciones químicas son: PAH o *Poly Aromatic Hydrocarbons*, carbón amorfo, grafito, silicatos, etc. En especial, los tres últimos compuestos serán estudiados más adelante.

Con ayuda de observaciones hechas en multifrecuencias, se ha encontrado que alrededor del 1% de la masa del ISM está comprimida en polvo compuesto por átomos y moléculas con escalas de tamaño entre 10 y 10^4 \AA (Whittet 2003), aproximadamente, lo que corresponde a la mitad de la masa contenida en elementos más pesados que el Helio. Cerca de la mitad de la energía emitida por las estrellas como radiación visible-UV ha sido reprocesada y reemitida por el polvo en el segmento espectral IR, por lo que ha habido una gran motivación por entender los procesos del polvo en la vecindad solar, la Galaxia y en la nubes de Magallanes (Whittet 2003; Draine

2005), aunque también ha sido estudiado ampliamente en otros objetos astrofísicos, en particular galaxias Seyferts (Constantin & Shields 2004). La evidencia del polvo ha aumentado con el estudio de los AGN del catastro del SDSS y sorprendentemente en cuasares con alto corrimiento al rojo.

En el segmento de los rayos-X, por lo regular el gas es convocado para explicar la absorción en los rayos-X. En el dominio IR-UV, el polvo ha sido ampliamente usado para explicar los rasgos observados en la emisión continua de los cuasares. En el dominio del visible-UV parte de la radiación es absorbida por granos de polvo con tamaños canónicos entre 50 y 2500 Å (Mathis et al. 1977) y en el dominio IR el polvo es observado en emisión, acompañado por emisión del gas molecular (Whittet 2003). Mathis et al. (1977) mostraron que la curva de extinción desde el IR lejano hasta el FUV puede explicarse con poblaciones separadas tanto de carbonatos como de silicatos en forma de polvo. Hicieron la consideración de que el polvo tiene una distribución de tamaño de los granos (número de partículas con respecto a su tamaño) en forma de ley de potencia

$$n(a) \propto a^{+\beta} \quad (5.1)$$

además de asumir que el polvo es esférico con radio a .

Esta distribución es físicamente razonable si pensamos que el polvo tiene una semilla (granos chicos) y dado que el polvo podría tener procesos que lo hagan crecer (coagulación, presión de radiación, adsorción) o destruirse (erosión química o física, rayos cósmicos, impactos violentos) por lo que obtendríamos granos de polvo con formas complejas. Consecuentemente es muy idealizado el hecho de que el polvo sea esférico; la evidencia de que el polvo no es esférico es que la radiación está polarizada, debido a que posiblemente el polvo tienen propiedades ópticas anisotrópicas. Sin embargo, las investigaciones que usan esferoides como modelos, han dando buenos ajustes, pero no han cambiado de manera significativa los resultados, por lo que granos esféricos es una aproximación matemáticamente apropiada.

Por otro lado, en el segmento IR, la temperatura típica del polvo es entre 20 y 80 K y el polvo formado por grafito evapora a 2000 K (en comparación, el polvo formado ya sea por carbón amorfo o con silicio sublima a 1500 K y 1000 K, respectivamente), lo que implica zonas donde puede formarse el polvo y crecer, pero también zonas donde definitivamente no está presente el polvo. Definimos el radio de sublimación como la distancia mínima a la fuente de radiación Ultravioleta en donde los granos

de polvo pueden existir sin padecer sublimación. El radio de sublimación para el grano compuesto de grafito

$$r_{subl} = 1.3 L_{UV46}^{0.5} T_{1500}^{-2.8} pc \quad (5.2)$$

donde L_{46} es la luminosidad UV del AGN en unidades de 10^{46} ergs/s, y T_{1500} es la temperatura de sublimación en unidades de 1500 K, la dependencia con la temperatura es debido a la relación entre la frecuencia de la radiación y el coeficiente de absorción (Barvainis 1987).

El conocimiento de las propiedades del polvo que podría existir alrededor de los AGN es importante para determinar la SED intrínseca de la máquina central (§ 7) y para saber acerca de la formación y condición del gas en ese tipo de medio ambiente.

Una de las técnicas utilizadas para inferir la existencia del polvo en regiones H II es haciendo uso del decremento Balmer, que tiene un valor teórico de 2.85 para el cociente $H\alpha/H\beta$ (Osterbrock 1989). El valor del decremento Balmer Galáctico observado es de $H\alpha/H\beta=3.3$, de lo cual se infiere una extinción de $A_v = 0.4$. Pero para los cuasares, no existe un valor teórico aceptado para este cociente para la BLR porque los efectos de transfer de línea o de excitación colisional no son despreciables respecto a la recombinación, dadas las altas densidades. Por lo tanto, no encontramos aplicable esta técnica. No obstante, otra forma de estudiar e inferir la extinción de polvo en las galaxias distantes es vía los efectos que el polvo provoca sobre el continuo óptico–UV de los cuasares de fondo. Los cuasares proveen una fuente de radiación UV que puede ser observada con buena calidad espectral aún después de la absorción. La curva de extinción puede expresarse como la sección eficaz del material absorbente a cada longitud de onda, por lo que la curva de extinción indica las características del enrojecimiento de la SED.

En el caso para las estrellas en la Vía Láctea, una técnica utilizada para inferir la curva de extinción a partir de las SEDs observadas (Whittet 2003), es realizar el cociente entre diferentes SEDs que padecen diferentes grados de extinción. Esta técnica es válida únicamente para fuentes puntuales que tienen la misma SED intrínseca. Este método no se ha planteado para el caso de cuasares porque las observaciones disponibles en el dominio UV cubren un intervalo muy angosto y además cada observación proviene de diferente parte de la SED intrínseca. Sin embargo, los espectros compuestos de TZ02 sugieren que posiblemente la diferencia entre las SEDs en el dominio FUV es debido a que cada SED está absorbida por diferentes cantidades

de polvo, como mostramos en la Fig. 5.1. En este contexto, la SED compuesta de los RLQ parece estar más enrojecida en el UV que la SED compuesta de los RQQ, mientras que el empalme en el segmento del NUV es casi perfecto entre las dos SEDs compuestas. Esto ha sido el punto de partida de B05 en su búsqueda de una nueva composición química de los granos de polvo que podrían generar este tipo de absorción selectiva. Es a partir de entonces que B05 utilizaron la curva de extinción de los nanodiamantes encontrada en el artículo reciente de Mutschke et al. (2004).

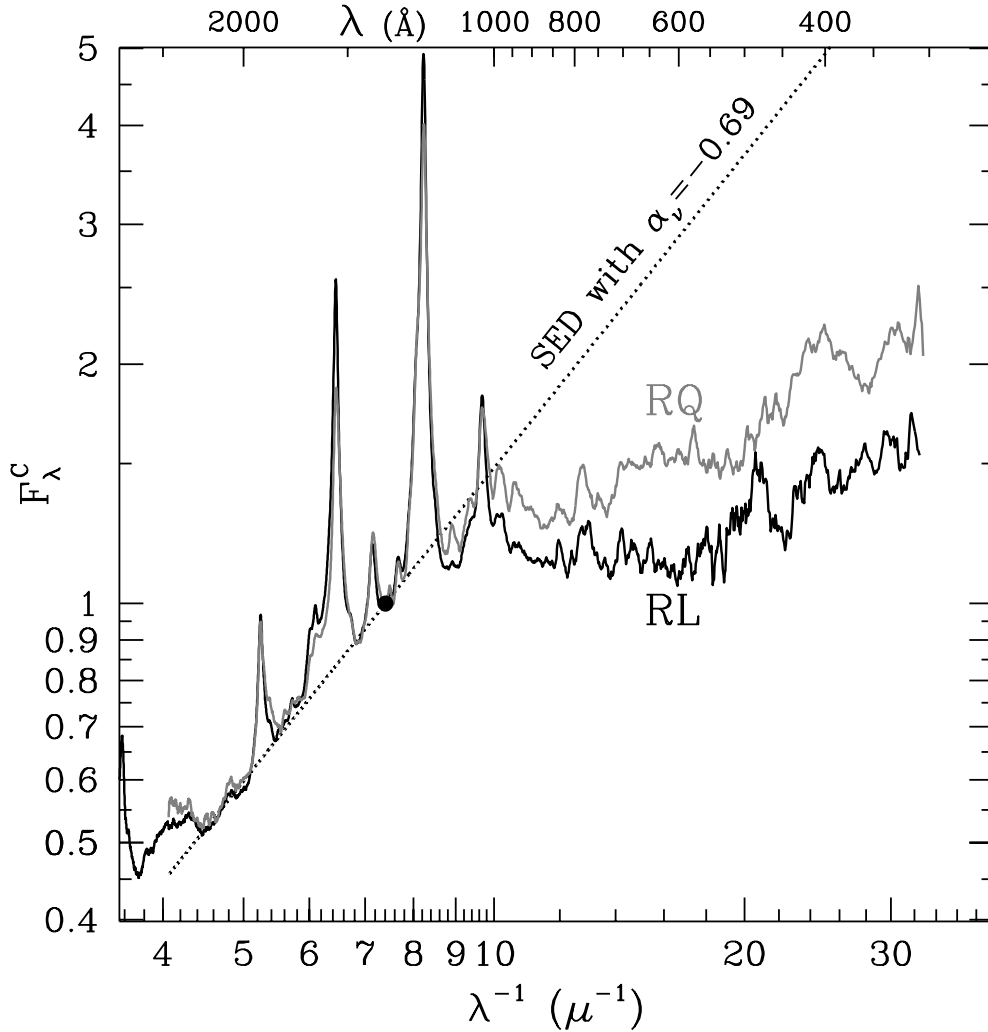


Fig. 5.1.—: Las dos SEDs compuestas de Telfer et al. (2002) en F_λ vs. λ^{-1} para cuasares radio débiles (línea gris: RQQ) y radio fuertes (negro: RLQ), respectivamente. La línea punteada ilustra la ley de potencia con índice espectral $\alpha_\nu = -0.69$. Hacemos notar el empalme casi perfecto en el segmento del NUV entre las dos SEDs compuestas. En el eje superior aparecen los valores equivalentes en λ , Binette et al. (2005b).

De lo anterior, la técnica utilizada a lo largo de este trabajo para explorar los efectos del enrojecimiento que produce el polvo es partir de una SED intrínseca teórica y

de curvas de extinción adecuadas. De esta forma, la SED intrínseca es multiplicada por la curva de transmisión ($T_\nu = e^{-\tau_\nu}$, $\tau_\nu = N_H\sigma$, Eq. A.5 en la página 176). La densidad columnar N_H es usada como un parámetro libre y es ajustada hasta reproducir el espectro observado. Con esta técnicas podemos explorar diferentes composiciones químicas y tamaños de los granos de polvo y por lo tanto diferentes curvas de extinción, lo cual es util, porque permite escoger la curva de extinción más adecuada para los fines del capítulo 7.

5.1.1. Método para Calcular Curvas de Extinción

En este capítulo mostramos el método para construir las curvas de extinción que utilizaremos en el siguiente capítulo. Adoptando un procedimiento similar al de Pei (1992), para lo cual, fue necesario construir el programa *ext-curv* que calcula la sección eficaz de dispersión (σ_{sca}) y de absorción (σ_{abs}) de una distribución de polvo, es decir, calcula la absorción y dispersión de la radiación que es producida por pequeñas partículas esféricas de radio a (sección recta geométrica πa^2). Para hacer esto, necesitamos calcular los valores del factor de eficiencia de la extinción ($Q_{ext} = \frac{\sigma_{ext}}{\pi a^2}$), $Q_{ext} = Q_{sca} + Q_{abs}$ producida por una esfera isotrópica y homogénea, donde Q_{sca} y Q_{abs} son las eficiencias de la dispersión y absorción, respectivamente. En principio, Q_{sca} y Q_{abs} pueden ser calculados (como función de la longitud de onda) a partir de los modelos de granos y los valores resultantes de la extinción total pueden compararse con los datos experimentales de laboratorio. Ahora el problema se reduce a resolver las ecuaciones del electromagnetismo de Maxwell con las condiciones de frontera adecuadas en la superficie de los granos. Mie en 1908 fue el primero en dar una solución y posteriormente Bohren & Huffman (1983) dieron un aplicación a la teoría de Mie. Así pues, el programa *ext-curv* invoca la teoría de BHMIE a través de una subrutina (Bohren & Huffman 1983). La teoría BHMIE consiste en calcular los factores de eficiencias en función de dos cantidades siguientes :

el parámetro adimensional del tamaño del grano

$$X = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (5.3)$$

y el índice complejo de refracción acorde con el material componente del grano

$$m = n - ik \quad (5.4)$$

Otra alternativa, en lugar de usar n y k , es posible usar la relación con la constante dieléctrica compleja $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = (n + ik)^2$.

Una vez calculado el factor de eficiencia de la absorción Q_{ext} , entonces podemos encontrar los valores de la sección eficaz σ_{ext} , para la distribución de granos (Eq. 5.1) quedando:

$$\sigma_{\lambda}^H = C_{gr} \int_{a_{min}}^{a_{max}} d \ln a \pi a^{3+\beta} Q_{ext}(a, \lambda, n, k) \quad (5.5)$$

donde la constante de normalización C_{gr} y el volumen del grano esférico V_{gr} son calculados por el programa y están dados por:

$$C_{gr} = \frac{Z_{el} \mu_{gr} m_H}{\rho_{gr} V_{gr}} = \frac{m_H}{V_{gr}} \left(\frac{1}{C_d \alpha} \right) ; V_{gr} = \int_{a_{min}}^{a_{max}} d \ln a \frac{4}{3} \pi a^{4+\beta} \quad (5.6)$$

donde Z_{el} es la abundancia numérica del elemento a considerar con respecto al H, m_H es la masa del átomo de H, ρ_{gr} es la densidad de masa del grano (g cm^{-3}), μ_{gr} el peso molecular promedio del grano, α es el cociente del peso molecular y el peso atómico de carbón y $C_d = \rho_{gr} / (Z_{el} \mu_{gr} \alpha)$ es la constante que requiere el programa *ext-curv*.

y donde a_{min} y a_{max} son los valores de los tamaños mínimos y máximos de los granos considerados. Los valores canónicos de los límites tienen valores de $a_{min} = 50 \text{ \AA}$ y $a_{max} = 2500 \text{ \AA}$. La distribución del tamaño de los granos (Eq. 5.1) que adoptamos, varía conforme una ley de potencia con índice $\beta = -3.5$ (Eq. 5.1).

Una vez calculada la sección eficaz de extinción con el programa Ext-Curv, podemos obtener la profundidad óptica ($\tau_{\nu} = \sigma_{\nu} N_H$, Eq. A.2 en la página 176), que a su vez nos permite construir la función de transmisión ($T_{\nu} = e^{-\tau_{\nu}}$ de la Eq. A.5).

Hacemos notar que aunque estamos interesados en obtener la SED intrínseca de los cuasares al hacer la corrección a los espectros observados, también estamos interesados en conocer más sobre las condiciones y comportamiento del polvo por sí mismo. Es interesante la existencia de polvo en cuasares con alto corrimiento al rojo (Soifer et al. 1998), porque sugiere que los elementos químicos necesarios para formar el polvo estuvieron disponibles en etapas muy tempranas del Universo.

5.2. Extinción Galáctica

5.2.1. Descripción Fenomenológica

5.2.1.1. Segmento Espectral UV

Empíricamente ha sido de utilidad la corrección aplicada a los espectros ópticos por la curva de extinción Galáctica, de acuerdo al promedio de varias curvas de extinción (Cardelli et al. 1989). Esta curva de extinción promedio fue generada por catastros al observar en diferentes líneas de visión (Savage & Mathis 1979; Cardelli et al. 1989) y además estas son encontradas en el intervalo UV, óptico e IR, es decir, la curva de extinción promedio es válida para datos entre 35,000 a 1250 Å. En la Fig. 5.2 en la página 91, la curva punteada para el caso de granos chicos, $a < 200$ Å y la línea continua-gris representa granos de tamaño $200 < a < 2500$ Å. El máximo (una joroba de absorción ancha y simétrica) a 2175 Å es a menudo atribuida a la presencia de polvo con granos de grafito (Whittet et al. 2004; Whittet 2003). A partir del NUV hasta el FUV, la curva de extinción crece, hasta un máximo ~ 800 Å. Investigaciones sólo alrededor de la joroba de absorción a 2175 Å y al modelar su ancho, han dado restricciones importantes en el entendimiento del polvo:

- La joroba a 2175 Å es bien modelada con rasgos puramente de absorción.
- Los elementos químicos que son candidatos a producir la joroba son C, Mg, Si y Fe. Estos elementos cumplen con la relación entre ancho equivalente, amplitud de la joroba, $E(B-V)$, fuerza del oscilador y tienen una abundancia mayor. De aquí que el C sea el elemento más utilizado. Sin embargo, la composición de polvo está dividida en dos poblaciones: En el FUV se puede modelar bien con granos chicos, $a \leq 200$ Å, de grafito. Para tamaños mayores de los granos, la extinción en el IR aumenta como resultado de la dispersión. Varios estudios (Meyer & Savage 1981; Cardelli & Savage 1988) han mostrado que no existe correlación entre la amplitud de la joroba y la amplitud del FUV, dejando como una posible interpretación de que existe dos poblaciones de polvo, con diferentes factores ambientales. Sin embargo, Fitzpatrick & Massa (1988) reportaron una relación entre el ancho de la joroba con la amplitud en el FUV. La interpretación de esta relación podría centrarse en que el levantamiento del FUV podría estar relacionado con otro máximo localizado en el EUV. Si ambas jorobas son producidas por mecanismos

similares, posibles correlaciones entre los anchos podrían existir (Rouleau et al. 1997).

Así, en términos de tamaños, los granos de polvo clásicos son utilizados para construir la curva de extinción en el dominio IR-óptica-NUV ($a \sim 1000 \text{ \AA}$), mientras que los granos de polvo chicos son necesitados para reproducir la joroba y el levantamiento en el FUV.

Por otro lado, la extinción relativa en magnitudes en el filtro V (cociente de la extinción total y la extinción selectiva) está dada por:

$$R_V = \frac{A_V}{E(B-V)} \quad (5.7)$$

La extinción en unidades de magnitud está dada por

$$A_V = -2.5 \text{Log} \frac{F_{obs}}{F_{rest}} \quad (5.8)$$

y el exceso de color está dado como

$$E(B-V) = A_B - A_V \quad (5.9)$$

Empíricamente para el ISM, es usual usar valores de $R_V \sim 3.1$ así como

$$N_H = 5.8 \times 10^{21} E(B-V) \text{ cm}^{-2} \quad (5.10)$$

En la Fig. 5.3 en la página 92 (SBG05) está mostrado que al variar la N_H y al intentar reproducir o corregir el quiebre observado a 1100 \AA , obtenemos el efecto de la curva de extinción del ISM de la Vía Láctea (MW *Milky Way*) sobre un espectro sintético. En el panel superior, el espectro sintético es una simple ley de potencias. Conforme la densidad columnar aumenta ($E(B-V)$ aumenta), la ley de potencias se enrojece. Hacemos notar que aparecen dos rasgos interesantes debido a este enrojecimiento: a 2175 \AA aparece una joroba en absorción característica de

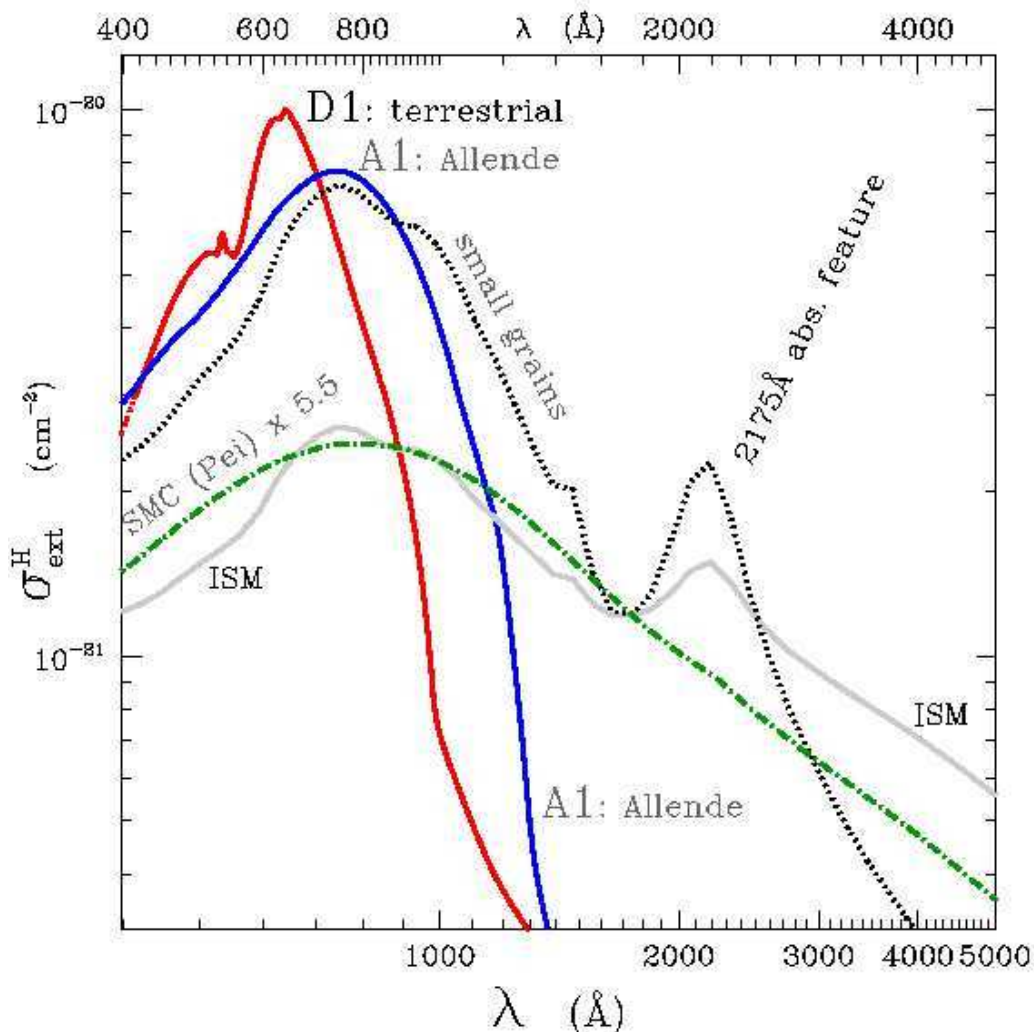


Fig. 5.2.—: Curvas de extinción Galáctica, de la Nube Menor de Magallanes (SMC) y la producida por granos de polvo compuestos por nanodiamantes. La extinción Galáctica está ilustrada con la curva punteada y etiquetada como “small grains” es para el caso de granos chicos, $a < 200 \text{ \AA}$ y la línea continua-gris representa granos de tamaño $200 < a < 2500 \text{ \AA}$. El máximo (una joroba de absorción ancha y simétrica) a 2175 \AA es atribuida a la presencia de polvo con granos de grafito. La curva de extinción para la SMC (línea punto-segumento) calculada por Pei (1992) y escalada por un factor 5.5. Las curvas de extinción calculadas para granos de polvo compuestos por nanodiamante tipo cúbico terrestre y nanodiamante del meteorito Allende (líneas continuas y gruesas que están etiquetada como D1 y A1, respectivamente), Binette et al. (2005a)

la curva de extinción Galáctica y aparece un quiebre a $\sim 1000 \text{ \AA}$ de forma convexa pero suave, lo cual no se parece a los espectros observados en el UV de los cuasares, los cuales tienen un quiebre más agudo. En el panel inferior, si consideramos una ley de potencias quebrada, al corregir por el enrojecimiento con el aumento de N_H , el espectro resultante tiene una joroba en emisión a 2175 \AA y no borra adecuadamente

los rasgos del quiebre.

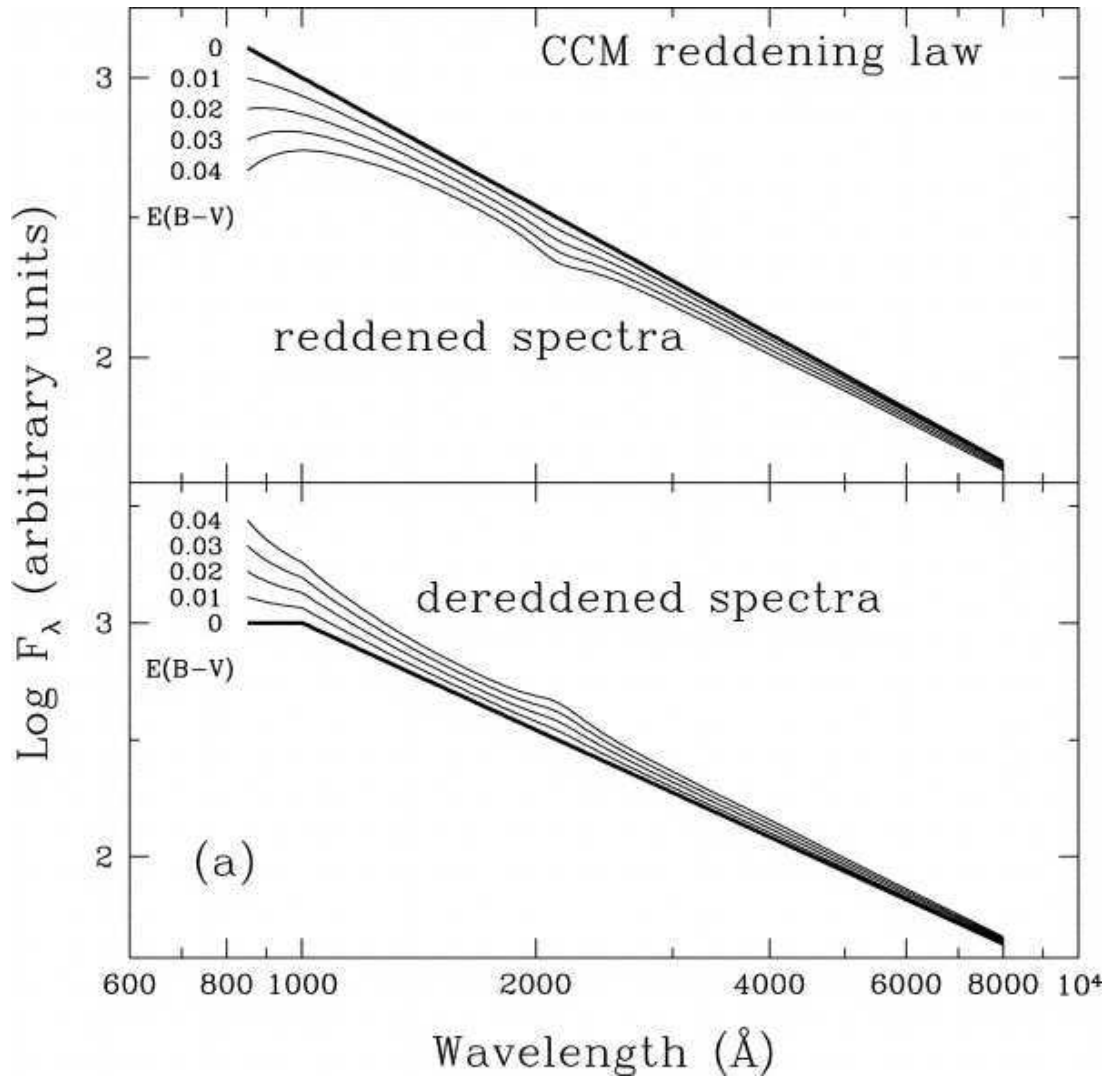


Fig. 5.3.—: Aplicación de la curva de extinción del ISM de la Vía Láctea sobre un espectro sintético (línea gruesa) variando $E(B-V)$. Panel superior: comparación de los efectos del enrojecimiento al intentar reproducir el quiebre observado a 1100 \AA . Aparecen a 2175 \AA una joroba en absorción y un quiebre progresivo a $\sim 1000 \text{ \AA}$ de forma convexa. Panel inferior: desenrojecimiento de la ley de potencias quebrada, resulta en una joroba en emisión a 2175 \AA y no borra los rasgos del quiebre, Shang et al. (2005).

5.2.1.2. Segmento Espectral de los Rayos-X

La radiación proveniente de los rayos-X es absorbida al cruzar el gas atómico del ISM. Esta absorción depende de la densidad columnar del gas. Sin embargo, no es común considerar la absorción y dispersión que produce el polvo (Draine 2003b). La

fuentes de rayos-X proveen de información valiosa de las propiedades del polvo. A estas energías, para todos los materiales que conforman a los granos tienen índices de refracción cercanos a la unidad, por lo que las propiedades del comportamiento de la radiación no es sensible a la composición sino a la porosidad y al tamaño (Mathis & Lee 1991), implicando la necesidad de una distribución de granos grandes ($a > 1000 \text{ \AA}$) (Whittet 2003), sin embargo, esta consideración no será incluida en este trabajo.

Para modelar la absorción del ISM en el segmento de los rayos-X hemos utilizado las densidades columnares (N_H^X) para cada quasar (valores extraídos de los catálogos de HI), también hemos usado las secciones eficaces fotoeléctrica de Morrison & McCammon (1983) y además adoptamos las abundancias solares dadas por Anders & Grevesse (1989). Este tipo de gas contiene principalmente H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca, Fe, y Ni. Al reunir estas consideraciones, la transmisión resultante está ilustrada en la Fig. 5.4 en la página siguiente

En la Fig. 5.5 en la página 95 hacemos notar la absorción considerable debido al O neutro ($\sim 0.5 \text{ keV}$) y otra al Fe ($\sim 6.4 \text{ keV}$), dado que los fotones rayos-X fotoionizan a los electrones internos del átomo. Una vez fotoionizado, el nivel electrónico lo llena alguno de los electrones que está en el nivel inmediato superior, es decir hay una transición de los niveles $n=2$ al $n=1$ llamada transición $K\alpha$ que está acompañada por la emisión de un fotón (línea de emisión $\text{Fe } K\alpha$ a 6.4 keV). En la Fig. 5.5 en la página 95 ilustramos la sección eficaz que tiene el H es pequeña (abajo) en comparación con la sección eficaz del resto de los elementos como el O ó Fe. Por lo que el uso de N_H es sólo una referencia, porque usualmente la densidad columnar está expresada como el número de átomos de H por unidad de área (llamada densidad columnar equivalente), así que para obtener la densidad columnar de cierto elemento N_{el} usamos que

$$N_{el} = Z_{el} N_H \quad (5.11)$$

donde Z_{el} es la abundancia del elemento con respecto al H I.

Por otro lado, observaciones realizadas a supernovas por el satélite Copérnico encontraron que la absorción en rayos-X y el exceso de color en el óptico están en acuerdo con la relación $N_H = E(B-V) \times 5.9 \pm 1.6 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$.

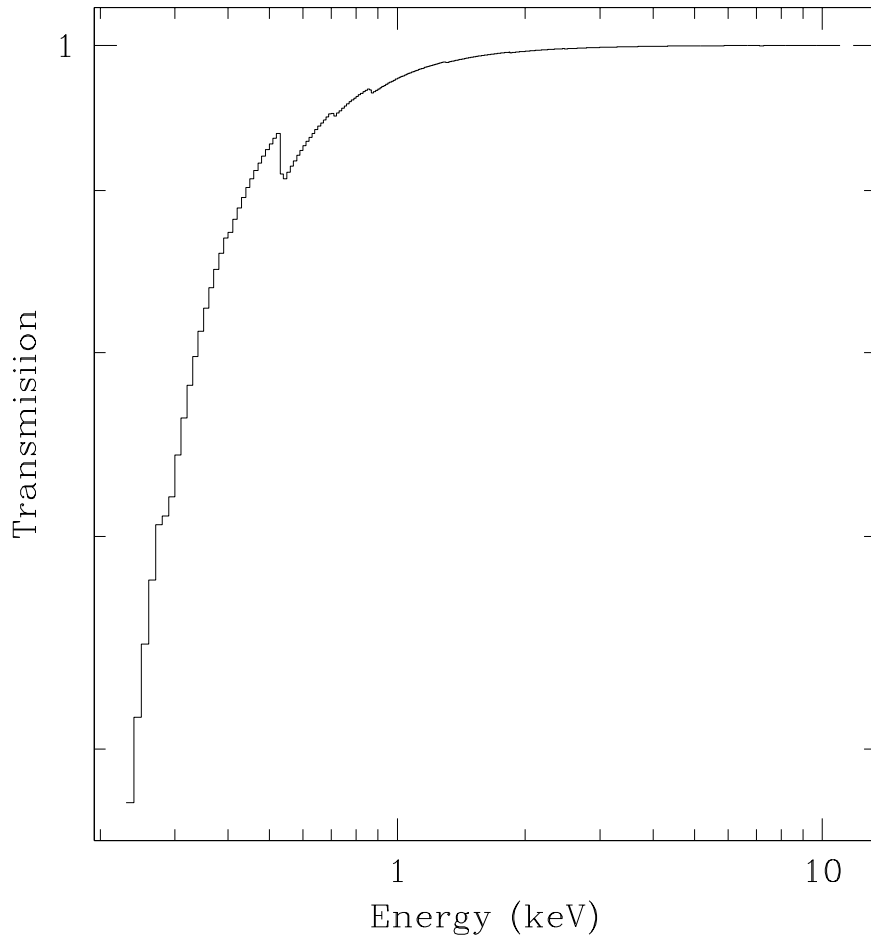


Fig. 5.4.—: Curva de Transmisión en rayos-X para un Gas Neutro ($N_H=1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$) usando sección eficaz de Morrison & McCammon (1983)

5.2.1.3. Curva de extinción de los Absorbedores Tibios

La curva de extinción debida al gas en estado ionizado es proporcionada por el código *PHASE* (Krongold et al. 2003). En la Fig. 5.6 en la página 96 presentamos la Absorción que presenta el gas ionizado $\log(U)=1.3$, $\log(N_H^X)=22.5$ y $z=0$ (ver el resto de los parámetros en Ap. §C)

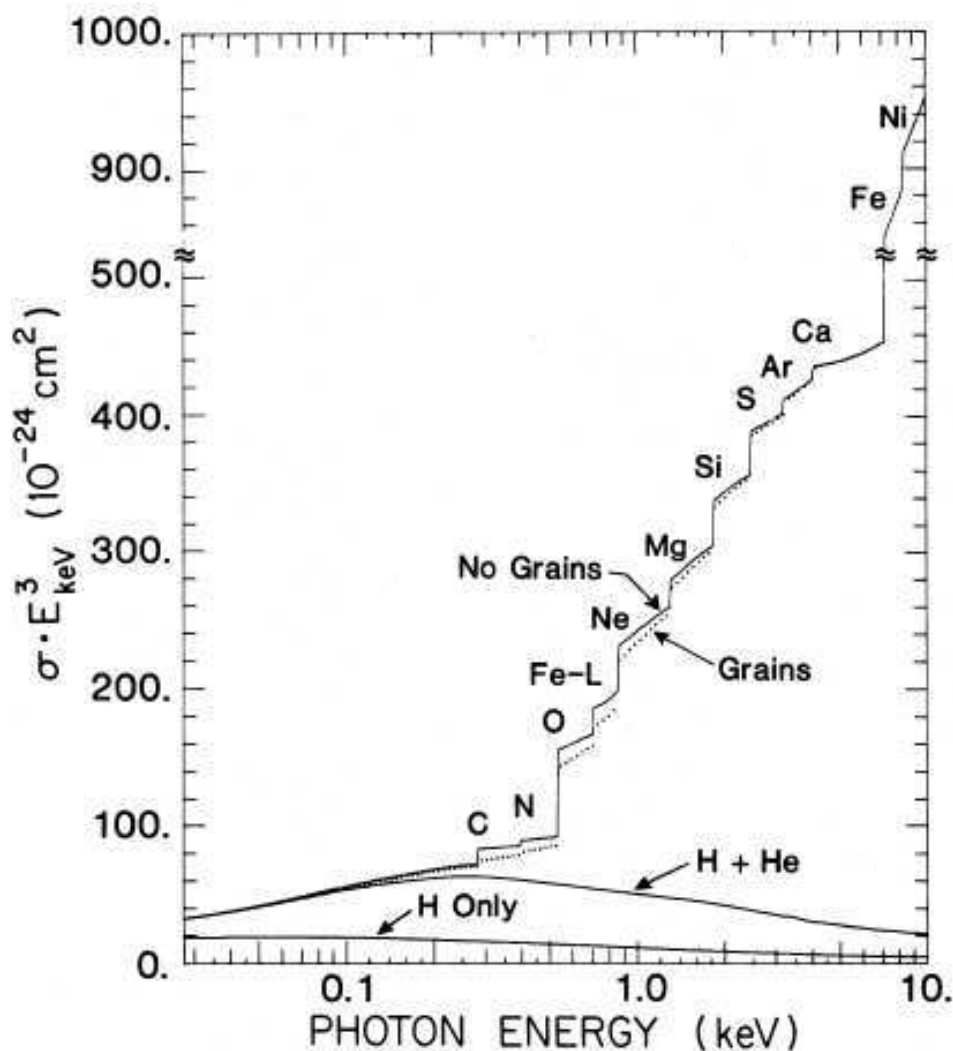


Fig. 5.5.— Sección eficaz fotoeléctrica por átomo de Hidrógeno como función de la energía escalada por $(E/\text{keV})^3$ en el dominio de los rayos-X para el medio interestelar. La línea sólida es para la abundancias relativas de Hidrógeno ($\text{Log}(H) = 12$) considerando que todos los elementos están en fase gaseosa y en forma de átomos neutros. La línea punteada muestra el efecto de condensar una fracción del gas en granos de polvo. La contribución de la sección eficaz del Hidrógeno y del Hidrógeno más el Helio son también mostrados, (Morrison & McCammon 1983)

5.3. Absorción Intrínseca en el UV

Teniendo presente que 6 de los 11 espectros en rayos-X de los cuasares analizados en este trabajo presentan absorción evidente por gas en los alrededores del núcleo, con densidades columnares N_H^X , como fue mostrado en el Capítulo § 4, Fig. 4.3 en la página 79, averiguamos las implicaciones de corregir el espectro UV de cada QSO con la curva de extinción más adecuada. Tal vez la absorción en rayos-X podría estar

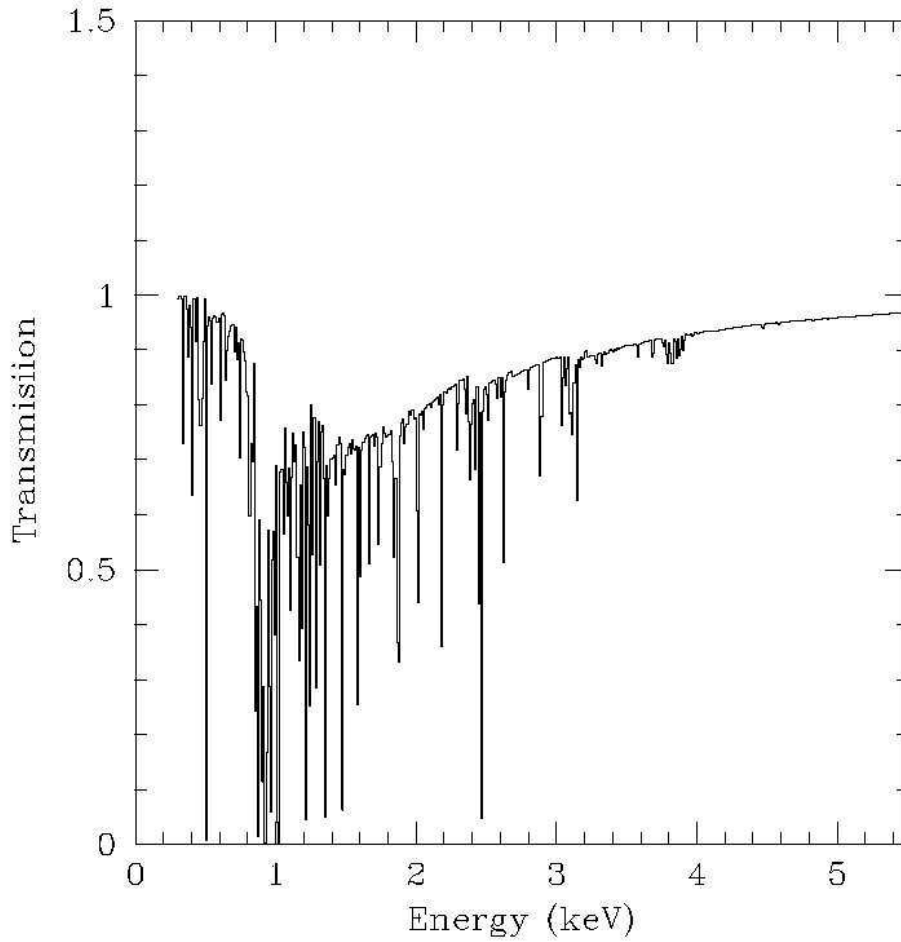


Fig. 5.6.—: Curva de Absorción en rayos-X para Gas ionizado (WA) usamos el código *PHASE* con parámetros $\log(U)=1.3$, $\log(N_H^X)=22.5$ y $z=0$. Entre 0.4 y 1 keV se observa la mayor absorción debida a los iones OVII y OVIII, Krongold et al. (2003)

relacionada con la absorción presente en los espectros del dominio UV (Mathur et al. 1994a; Krongold et al. 2003), por lo que a continuación mostramos las curvas de extinción para el dominio UV que fueron exploradas en este trabajo.

5.3.1. Clase Espectral para los Cuasares

En la investigación de B05, hicieron uso de las observaciones multirejillas (observaciones con mayor cobertura en longitud de onda) en el dominio UV para cada cuasar, encontraron restricciones en el ajuste del espectro, con respecto a la infor-

mación que nos brinda una sola rejilla. Por esta razón, sólo fueron considerados 106 espectros de la muestra de TZ02. Después buscaron los cuasares que llegaran al menos hasta 900 Å (en el marco de referencia del quasar), quedando sólo 61 espectros. La restricción de tener información hasta 900 Å aseguró que el quiebre a λ_{UV}^{brk} del espectro está bien determinado y en la mayoría de los casos hay información hacia el azul y rojo del quiebre, lo que nos permite definir los índices espectrales en ambos lados del quiebre.

De los 61 espectros, B05 encontraron la utilidad de clasificarlos por su valor del índice espectral en el segmento del FUV, variación que es atribuida a la absorción por polvo (Binette et al. 2005b; Haro-Corzo et al. 2006). Esta clasificación no es más que una conveniente y simple caracterización del fenómeno BBB, pero NO implica que los cuasares por sí mismos son intrínsecamente diferentes como resultado de pertenecer a cierta clase. En la Fig. 5.7 en la página siguiente colocamos los tres diferentes tipos de clases de cuasares. Los cuasares de clase A (44 fuentes) son parecidos a la forma espectral del compuesto de TZ02, mostrada en la Fig. 3.9 en la página 46, plana en F_λ y hacia el azul de 1100 Å, mientras que la clase B (6 fuentes) muestra un continuo que cae abruptamente hacia el azul después del quiebre y por último la clase C que tienen un quiebre progresivo y redondeado a partir del NUV (8 fuentes).

B05 propusieron que el quiebre puede explicarse satisfactoriamente al considerar absorción por polvo compuesto por una mezcla de nanodiamantes. Para los cuasares clase espectral A (sin considerable absorción), encontraron que el histograma de α_ν tiene $\bar{\alpha}_\nu = -0.45$, como se muestra en Fig. 5.8 en la página 99, donde α_ν es el índice espectral de la SED intrínseca descrita como una ley de potencias ($\propto \nu^{+\alpha_\nu}$).

Siguiendo esta propuesta, exploramos varias curvas de extinción que den la posibilidad de explicar dos rasgos de los espectros observados en el dominio UV:

- El valor del índice espectral β_{NUV} .
- El quiebre del continuo presente a λ_{UV}^{brk} .

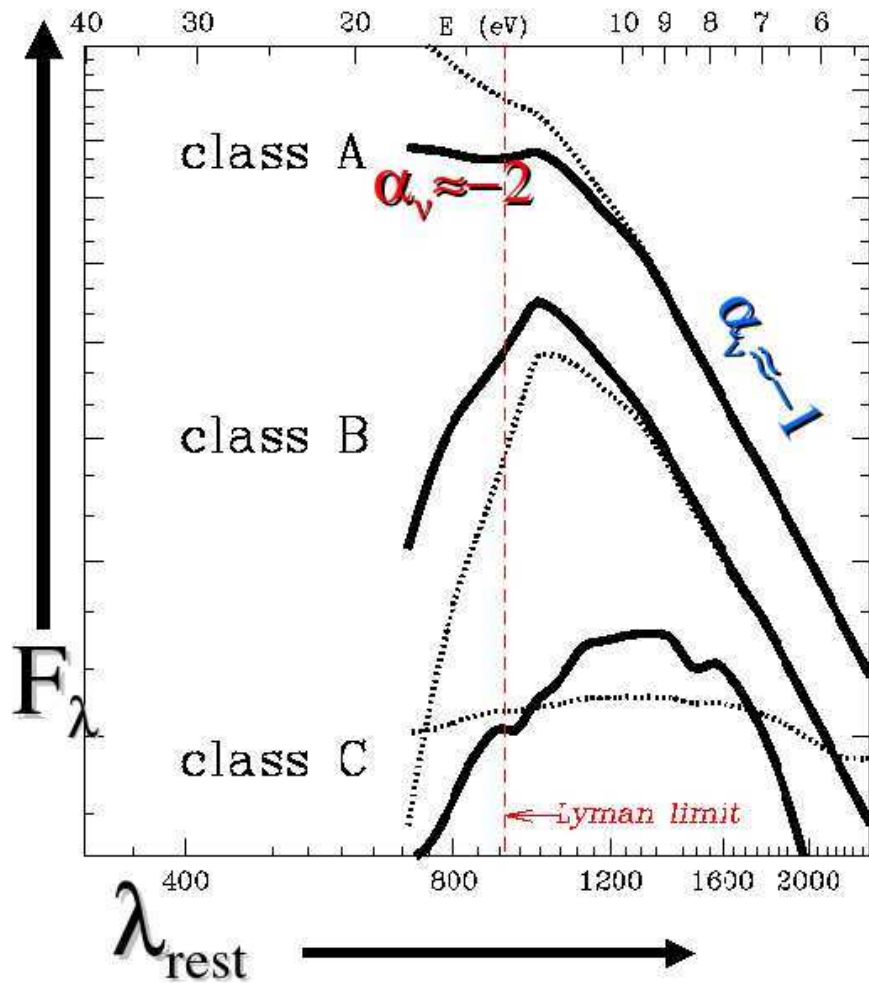


Fig. 5.7.—: Clases Espectral A, B y C para cuasares. Las líneas continuas representan una descripción cualitativa de las tres clases espectrales y las líneas punteadas ilustran las variaciones dentro de cada clase. Los cuasares de clase A (44 fuentes) son parecidos a la forma espectral del compuesto de TZ02, mostrada en la Fig. 3.9 en la página 46, plana en F_λ y hacia el azul de 1100 Å, mientras que la clase B (6 fuentes) muestra un continuo que cae abruptamente hacia el azul después del quiebre y por último la clase C que tienen un quiebre progresivo y redondeado a partir del NUV (8 fuentes). La línea segmentada-vertical indica la posición del límite de Ly a 912 Å, (Binette et al. 2005a).

5.4. Curvas de Extinción del Polvo

5.4.1. Curva de Extinción tipo SMC

Como discutiremos ampliamente en el capítulo § 7.3, estudios hechos a los espectros de los cuasares al usar datos del SDSS (Vanden Berk et al. 2001; Richards et al. 2003; Hopkins et al. 2004) mostraron que las propiedades (en el dominio óptico)

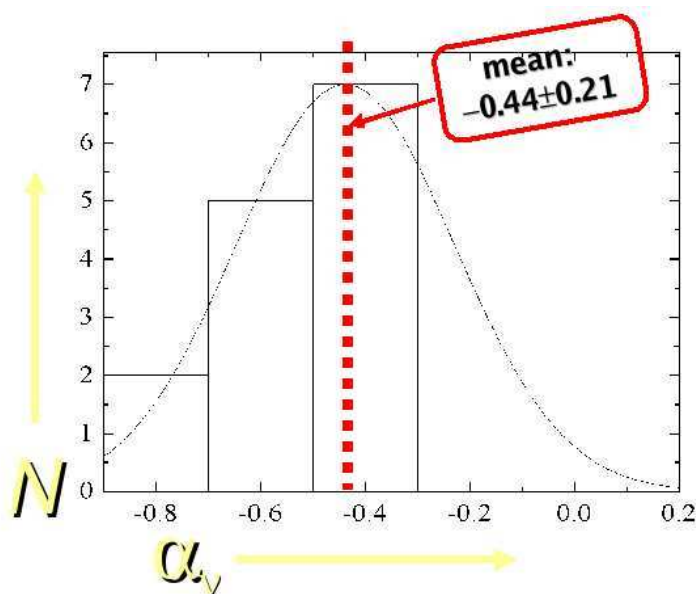


Fig. 5.8.—: Histograma para los cuasares clase espectral A (sin considerable absorción), encontraron que el histograma de α_ν tiene $\bar{\alpha}_\nu = -0.45$, (Binette et al. 2005a).

del polvo presente en cuasares son consistentes con una curva de extinción debida al polvo y que es similar a la Nube Menor de Magallanes, SMC (*Small Magellanic Cloud*). La curva de extinción tipo SMC tiene una pendiente muy pronunciada y NO tiene la joroba de absorción a 2175 \AA , que caracteriza a la curva de extinción Galáctica (ver Fig. 5.2 en la página 91). Prevot et al. (1984) determinaron la curva de extinción para la SMC, la cual ha sido aplicada a los espectros de los AGN para des-enrojecerlos del polvo (Laor & Draine 1993; Czerny et al. 1995; Richards et al. 2003).

En la Fig 5.9 en la página siguiente, usando una figura de SBG05, comparamos los efectos de reproducir o borrar el quiebre observado a λ_{UV}^{brk} de un espectro sintético haciendo uso de la curva de extinción de la SMC. Hacemos notar que no importa el valor de $E(B-V)$ el quiebre no es bien modelado con la curva de extinción tipo SMC.

Gordon et al. (1997) encontraron que el polvo en galaxias Starburst tiene curvas de extinción similares a la de SMC, en el sentido que no presentan la joroba en absorción a 2175 \AA pero el comportamiento de la curva de extinción en el FUV es intermedio entre las curvas de SMC y MW. Investigaciones con espectros sintéticos afectados por una absorción intrínseca similar a la de SMC han reproducido bien el espectro compuesto obtenido con datos del SDSS (Willott 2005).

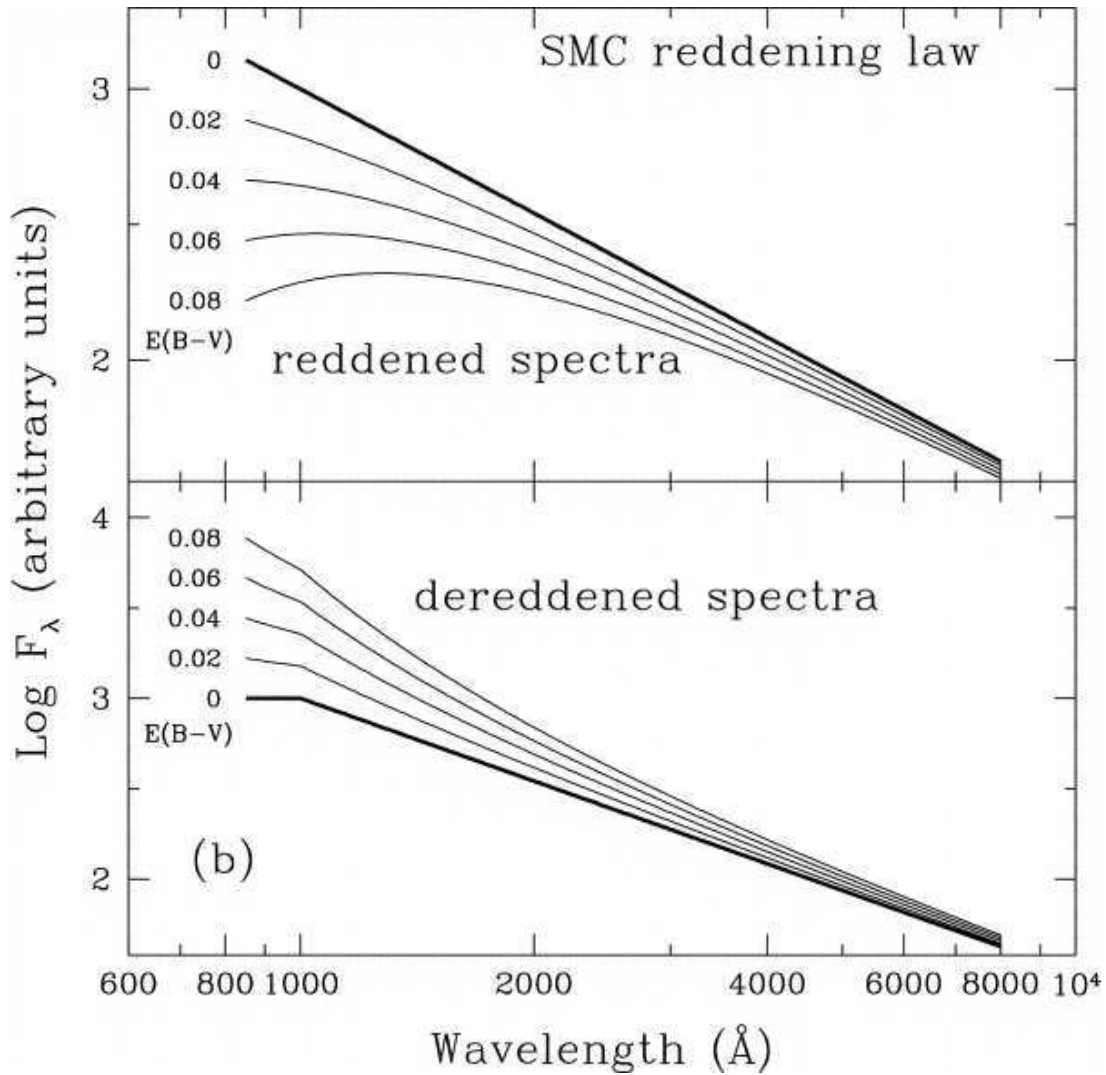


Fig. 5.9.—: Aplicación de la curva de extinción del ISM de la Nube Menor de Magallanes sobre un espectro sintético (línea gruesa) variando $E(B-V)$. Panel superior: comparación de los efectos del enrojecimiento al intentar reproducir el quiebre observado a 1100 \AA . Aparece un quiebre progresivo a $\sim 1000 \text{ \AA}$ de forma convexa. Panel inferior: desenrojecimiento de la ley de potencias quebrada que no borran los rasgos del quiebre, Shang et al. (2005).

Para cambiar sólo el valor del índice espectral β_{NUV} , en comparación con SBG05, exploramos tres diferentes curvas de extinción tipo SMC, debido a que la joroba en absorción a 2175 \AA de la curva de extinción de la MW usualmente no es observada en quasares, lo que indica que granos compuestos por grafito no están presentes en las cercanías del núcleo del quasar (Czerny et al. 2004). Para evitar estos rasgos Laor & Draine (1993) sugirieron utilizar la mezcla de silicato y carbonatos en granos de tamaños chicos. Además, debido a que en los AGN aún no es posible determinar las abundancias, asumiremos a primera aproximación que las abundancias son solares

tanto en el dominio UV como en los rayos-X.

5.4.2. Modelo de polvo compuesto por Silicatos

Los silicatos son minerales basados en cadenas de unidades tetrahédricas SiO_4 como está mostrado en la Fig. 5.10. A partir de estas unidades se forman estructuras más complejas como el piróxino (MgSiO_3 ó FeSiO_3) ó el olivino (MgSiO_4 ó FeSiO_4).

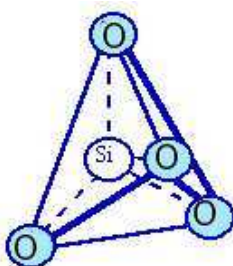


Fig. 5.10.—: Ilustración de la estructura tetrahédricas del Silicato SiO_4 . Los círculos sólidos representan a los átomos de Oxígeno y en el centro está el átomo de Silicio. Imagen recolectada de <http://people.deas.harvard.edu> y la adaptación está basada en Whittet (2003)

Pei (1992) empleó granos de polvo compuestos por silicatos para reproducir la curva de extinción deducida por Prevot et al. (1984) provenientes de los datos de la SMC, sin embargo, este modelo requiere de 2 a 3 veces más cantidad de silicio de la que dispone el medio interestelar de la SMC; la cantidad de silicio fue, entre otros, un parámetro a ajustar. En la Fig. 5.2 en la página 91 comparamos la curva de extinción escalada por un factor 5.5 (línea punto-segmento) que calculó Pei (1992). Debido a que las abundancias utilizadas para generar esta curva de extinción no son físicamente compatibles con las observadas, descartamos esta composición para los granos de polvo.

Como alternativa, calculamos la curva de extinción para granos de polvo formados por silicatos con composición química MgFeSiO_4 . Adoptamos los índices complejos de refracción $n + ik$ de Draine (2003a). Para calcular los valores σ_{ext} , usamos el programa *ext - curv*, intervalo de $a_{min} = 50 \text{ \AA}$ hasta $a_{max} = 2500 \text{ \AA}$, densidad del grano de 500 g cm^{-3} y abundancias solares (en escalas de 10^{-5}) de Mg 3.8, Fe 4.68, Si 3.5 y O 86.1 y con peso molecular de 172.19. Con estos datos calculamos de la Eq 5.6 la constante de normalización adimensional $C_d = 3.3 \times 10^3$ y la distribución de granos está dada por la Eq. 5.1. La curva de extinción la presentamos con una

línea segmentada-larga en la Fig. 5.13 en la página 107 la cual es muy similar al modelo de (Pei 1992) y sólo difiere en su normalización debido a que asumimos abundancias solares.

5.4.3. Modelo de polvo con Carbón Amorfo

El grafito es un compuesto de carbón sólido en forma ordenada en la cual tienen capas planas compuestas de anillos hexagonales ligadas entre sí, como está ilustrado en la Fig 5.11. El grafito es ópticamente anisotrópico, por lo que una vez formado, es suficientemente bueno para refractar la radiación, por lo que llega a durar más tiempo (Whittet 2003). La absorción que presenta en el NUV es debida a la excitación de electrones π , la excitación de electrones σ producen rasgos en el EUV $\sim 800 \text{ \AA}$. Un arreglo del carbón no cristalino es el llamado Carbón Amorfo, AC (*Amorphous Carbon*), formado también por anillos pero unidos aleatoriamente, lo que forma huecos en la estructura que son llamados poros. En la Fig. 5.12 en la página siguiente

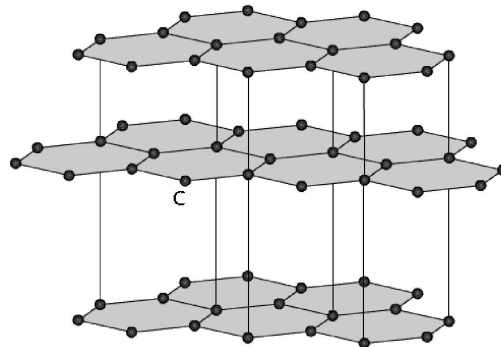


Fig. 5.11.—: Ilustración de la estructura hexagonal del Grafito. Imagen recolectada de <http://www.mse.uiuc.edu>

Creemos la curva de extinción para los granos de polvo compuestos por carbón amorfo con el programa *ext - curv* utilizando tanto los valores de los índices de refracción complejos ($n+ik$) así como la densidad del carbón $\rho = 1.85 \text{ g cm}^{-3}$ que fueron extraídos de la tabla. 1 col. 2 y 4 de Rouleau & Martin (1991). El peso molecular que adoptamos es $\mu_{gr} = 12$, la abundancia solar es $Z = 3.63 \times 10^{-4}$ y asumimos que todo el carbón está oculto dentro de los granos de polvo ($\alpha=1$) por lo que obtenemos el valor de la constante de normalización adimensional que requiere el programa *ext - curv* dada por $C_d = 425$. Escogimos normalizar el modelo de polvo a la abundancia solar para ser consistentes con la abundancia de metales asumidos en la curva de extinción para los rayos-X (Morrison & McCammon 1983). También

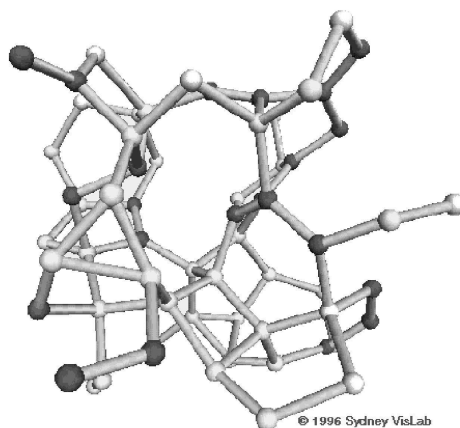


Fig. 5.12.—: Ilustración de la estructura no cristalina del Carbón Amorfo. Imagen recolectada de <http://www.vislab.uq.edu.au>

usamos la distribución de granos como la Eq. 5.1 con índice $\beta = -3.5$, en un intervalo de tamaño óptimo entre los límites $a_{max} = 1400 \text{ \AA}$ y $a_{min} = 50 \text{ \AA}$ con resolución de 0.01 \AA . Afinamos el tamaño de los granos hasta que reprodujera la forma de la curva de extinción de SMC. La curva de extinción resultante está mostrada en la Fig. 5.13 en la página 107 en línea continua.

Asumimos que esta curva de extinción es la más atractiva para representar la extinción tipo SMC, por comparación, la curva derivada con los parámetros anteriores tiene una pendiente mayor que la derivada por Czerny et al. (2004). En la Fig. 5.14 en la página 108 observamos que la curva con etiqueta “Best Fit” es el mejor ajuste por Czerny et al. (2004) a los datos de la SED compuesta 1 (etiquetada como Richards et al.) que fue derivada de los espectros del SDSS (Richards et al. 2003). Esta curva utiliza granos de polvo tipo AC con tamaño entre 160 y 1200 \AA (un intervalo más angosto), debido a que Czerny et al. (2004) ajustaron la curva de extinción para la SED compuesta 1, en cambio, buscamos una curva de extinción tipo SMC, es decir, la línea continua-delgada (etiquetada como SMC) que es la curva de extinción observacional de Prevot et al. (1984), la cual está por encima del resto en el lado azul de 1400 \AA .

5.4.4. Modelo de polvo compuesto por Nanodiamantes

Con el objetivo de corregir el quiebre del continuo presente a λ_{UV}^{brk} , utilizamos curvas de extinción de granos de polvo compuestos por nanodiamantes.

Los nanodiamantes son diamantes de tamaños nanométricos (10^{-9} m). El diamante

está compuesto por Carbón sólido de forma cristalina. Los átomos de carbón están en un arreglo tetrahédrico dentro de una estructura cúbica, como está ilustrado en la Fig. 5.15 en la página 109.

Por otro lado, la abundancia en meteoritos primitivos indica que el nanodiamante es el material granular más abundante (Lewis et al. 1987a,b; Zinner 1998). La abundancia de los nanodiamantes normalizada a la matriz del meteorito es alrededor de 500 a 1000 partículas por millón (*ppm*) y con un tamaño $\sim 20 \text{ \AA}$ (Whittet 2003; Mutschke et al. 2004). Por debajo de esta abundancia está el grafito con valor de 1 ppm y tamaño entre 10,000 y 200,000 \AA . La sobreabundancia de los nanodiamantes con respecto a las demás componentes del meteorito, sugiere que los granos del medio interestelar fueron acretaados directamente en planetisimales y los cuales permanecen relativamente inalterados en los núcleos de los asteroides, que son el fósil de las épocas pre-solares. Sorprendentemente encontramos que los diamantes y el carbón amorfo son necesarios para explicar el espectro UV como lo veremos en el capítulo siguiente.

¿Existe alguna relación entre estas dos componentes de polvo?. Por un lado, el tiempo de destrucción (interacción con radio jets) de los granos podría ser del orden de $\sim 10^4$ años (Villar-Martín et al. 2001) o por medio del gas caliente del medio debería destruir al polvo en tiempos de escala del orden de 6.7×10^6 años para granos de radio $0.1 \mu\text{m}$ (Draine & Salpeter 1979). Por comparación, la transición del AC hacia el grafito podría ser debida a los depósitos del gas de carbón foto-evaporado por fotones UV en escalas de 10^8 años (Sorrell 1991) y que es empíricamente probada en el laboratorio (Mennella et al. 1996), entonces pareciera que se destruye rápidamente en comparación a su crecimiento, lo que da aparentemente una escasez de polvo en la vecindad de las galaxias.

Sin embargo, el origen de los nanodiamantes es todavía materia de debate. La abundancia posiblemente proviene de la conversión de grafito a diamante que podría estar inducida por procesos de colisiones (Tielens et al. 1987) o por los procesos de bombardeo de los núcleos por protones y/o neutrones debido a Supernovas o por reacciones químicas a partir de ambientes hidrogenizados, es decir, dentro de la nebulosa que dio origen al Sol (Dai et al. 2002).

Observaciones de envoltantes estelares indican la presencia predominante de polvo AC, aunque el grafito es considerado como un ingrediente esencial en el polvo del ISM al asumir su existencia con el hecho de la joroba a 2175 \AA . La evidencia observacional de la presencia de nanodiamantes ha sido encontrada en el segmento IR. En especial el nanodiamante tipo Allende (nanodiamante del meteorito que está dopado en la superficie con hidrógeno) tiene tamaños típicos entre 10 y 100 \AA y con rasgos en

emisión a 3.43 y 3.53μ , las cuales han sido observadas en ciertas estrellas llamadas Herbig-AeBe (estrellas tipo T-Tauri pero con mayor masa) como también en estrellas que están posterior a la rama asintótica de gigantes (Van Kerckhoven et al. 2002). Así, algunos de estos procesos podrían ocurrir en la vecindad de los AGN, por lo que le da sentido a la proposición del siguiente capítulo, sin embargo el origen y transición a los nanodiamantes está fuera del alcance de este trabajo.

Calculamos las curvas de extinción con el programa “ext-curv”, siguiendo el procedimiento antes señalado para dos tipos de nanodiamantes, pero siempre asumimos que la distribución de tamaños de los granos está dada por la Eq. 5.1. Despreciamos la contribución de otros elementos, por lo que sólo el Carbón contó en la composición de los nanodiamantes, debido a que no conocemos la razón polvo a gas, de esta forma asumimos que todo el carbón está atrapado en el polvo y adoptamos la abundancia solar del carbón 3.6310^{-4} y entonces el peso molecular es de 12 para todos los granos.

Tipos de nanodiamantes:

- Nanodiamante Cúbico Terrestre **D**. La densidad de granos es de 3.51 g cm^{-3} (Edwards & H.R. (1985)). La sección eficaz de D fue extrapolada para el UV lejano, dado que no encontramos valores de laboratorio de los índices de refracción por debajo de 413 \AA .

En B05 la curva de extinción utilizada fue etiquetada como **D1**, la cual tiene la característica por estar en el *régimen de granos pequeños*, es decir en el intervalo de tamaños entre $a_{min} = 3$ y $a_{max} = 25 \text{ \AA}$, en cambio la curva de extinción calculada en este trabajo la hemos llamado **D3**, la cual tiene un intervalo de tamaños más amplio, es decir, entre $a_{min} = 3$ y $a_{max} = 200 \text{ \AA}$. En la Fig. 5.13 en la página 107 mostramos la curva de extinción calculada para granos de polvo compuestos por nanodiamante tipo cúbico (etiquetada como D1 y D3). También hacemos notar que la curva de extinción para los granos de polvo compuestos por diamante cúbico (ya sea D1 o D3) muestran un pico angosto $\sim 670 \text{ \AA}$ seguido por una meseta a $\sim 500 \text{ \AA}$. Esta particularidad de la sección recta de los diamantes cúbicos, junto con el recuperación empinada por debajo de 1000 \AA son rasgos únicos de este tipo de polvo, los cuales podrían dejar una clara huella en el espectro UV siempre y cuando este tipo de material sea responsable de la extinción.

- Nanodiamante del meteorito Allende **A**. Los nanodiamantes son encontrados en los meteoritos condritos carboníferos (meteoritos no procesados). El

meteorito de Allende aterrizó en la ciudad de Allende en el estado de Chihuahua, México, el 8 Febrero de 1969. Es uno de los meteoritos más estudiados debido a que se piensa que proviene de una época muy temprana del Sistema Solar, pues se estima una edad $\sim 4,525$ millones de años.

Los índices de refracción óptica de los nanodiamantes fueron extraídos de Mutschke et al. (2004). Los meteoritos condritos carboníferos contribuyen con 3.5% de la cantidad total de carbón en el meteorito. La densidad de granos formados por nanodiamante tipo Allende es de 2.3 g cm^{-3} , pero debido al tamaño de los nanodiamantes, no se puede analizar a los granos individualmente, solamente se tienen datos donde el diamante está incrustado en el resto del meteorito (Lewis et al. 1989) o donde fue necesario aislarlos del resto del meteorito con tratamientos químicos (Mutschke et al. 2004).

La diferencia entre el nanodiamante cúbico D y el Allende es que este último tiene impurezas de H en su superficie, por lo que hay una reestructuración en su red cristalina, por lo que también sus propiedades ópticas cambian. Mathis (1994) discutió el caso de dopar la redes cristalinas con una variedad de átomos. Encontró que las propiedades observacionales de los espectros podían ser modeladas usando granos de polvo formados por núcleos de grafito y capas externas grafito dopadas con impurezas (e.g H y N). Así, los modelos con polvo que usan componentes altamente ordenadas tienden a producir rasgos agudos y bien localizados (por ejemplo nanodiamantes o grafito), mientras que el polvo dopado con componentes desordenadas tienden a producir rasgos anchos y dispersos (nanodiamantes tipo Allende). En la Fig. 5.13 en la página siguiente, mostramos la curva de extinción (línea punteada) para granos de polvo formados por nanodiamantes en el *régimen de granos pequeños* y etiquetada como **A1**.

Al comparar las curvas de extinción de los diferentes tipos de nanodiamantes, hacemos notar que el pico de la sección eficaz para D1, A1 y D3 ocurre a la longitud 640, 741 y 640 \AA respectivamente. En la Fig. 5.16 en la página 109 mostramos que al aplicarle la mezcla de las curvas de extinción al la SED sintética (línea segmentada), con sólo variar la densidad columnar equivalente, podemos obtener espectros parecidos a los observados (línea continua). También señalamos que al variar la proporción de los nanodiamante D1 y A1 en el grano de polvo nanodiamantes con $fd1=0$, puro A1, entonces el quiebre de la SED es progresivo, en cambio si $fd1=1$, puro D1, el quiebre de la SED ocurre a longitudes de onda más pequeñas.

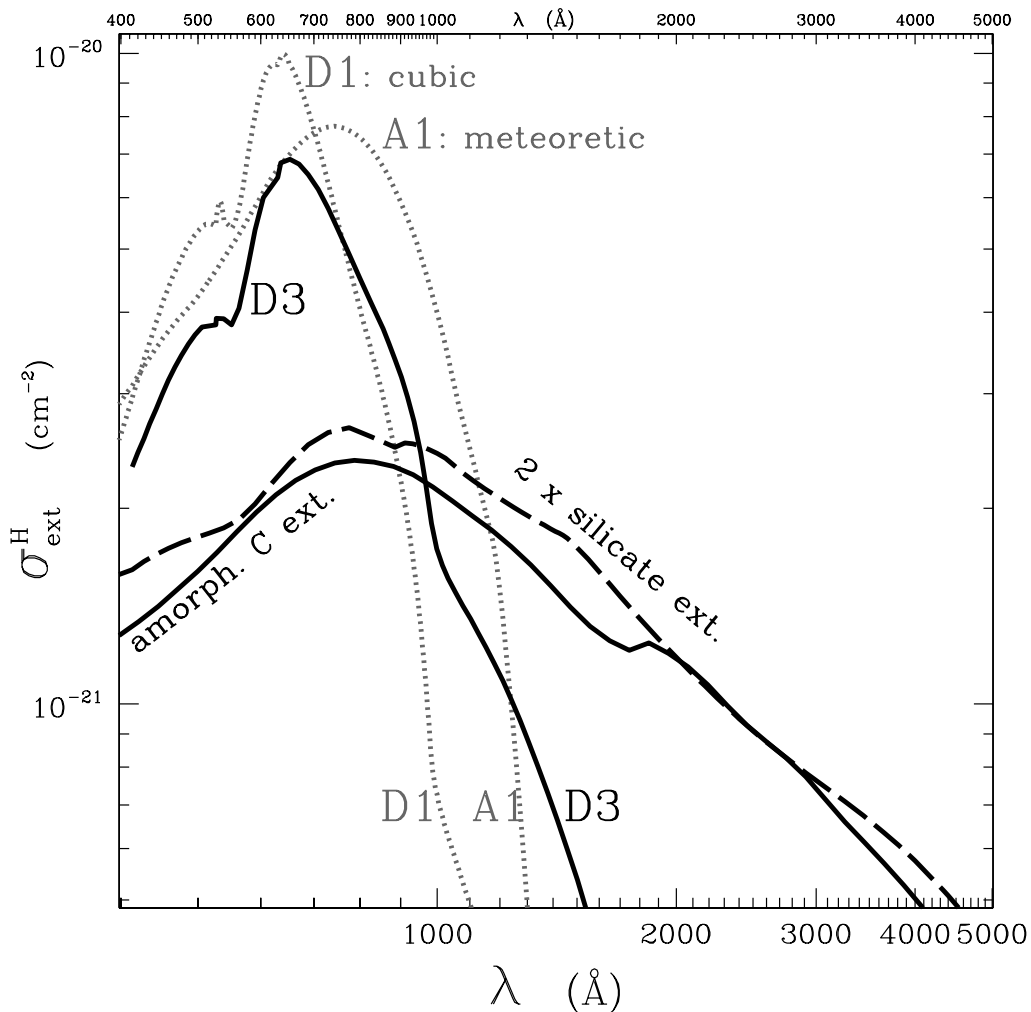


Fig. 5.13.—: Curvas de extinción como función de la longitud (\AA) de onda para diferentes compuestos de los granos de polvo. La curva de extinción ilustrada como la línea segmento-largo es el modelo para reproducir la curva de extinción tipo SMC usando granos de silicatos $MgFeSiO_4$. La normalización asume abundancia solar del Si y los parámetros están en § 5.4.2. La curva ha sido escalada por un factor 2 con el propósito de compararla. En lugar de esta curva, adoptamos en este trabajo un modelo diferente pero que tiene un comportamiento similar al de Pei (1992), el cual hace uso de granos de polvo compuestos por Carbón Amorfo tipo AC (línea sólida). La normalización asume abundancia solar del Carbón y además todo el Carbón está en los granos. El cálculo de esta curva está en § 5.4.3, haciendo uso de las propiedades ópticas para el AC de Rouleau & Martin (1991). La curva etiquetada como A1 (Nanodiamante proveniente del meteorito Allende) y D1 (Nanodiamante cúbico terrestre) fueron usadas por B05 para reproducir el quiebre FUV de una muestra de cuasares. La curva de extinción etiquetada como D3 (línea continua) es la que utilizamos a lo largo de este trabajo para ajustar el quiebre cerca de 1100\AA (ver § 7). La curva de extinción D3 consiste de nanodiamantes terrestres con un intervalo de tamaños de 3 a 200\AA mientras que los granos de polvo D1 tienen un intervalo de tamaño de 3 – 25\AA . Los parámetros para generar las curvas están en § 5.4.4.

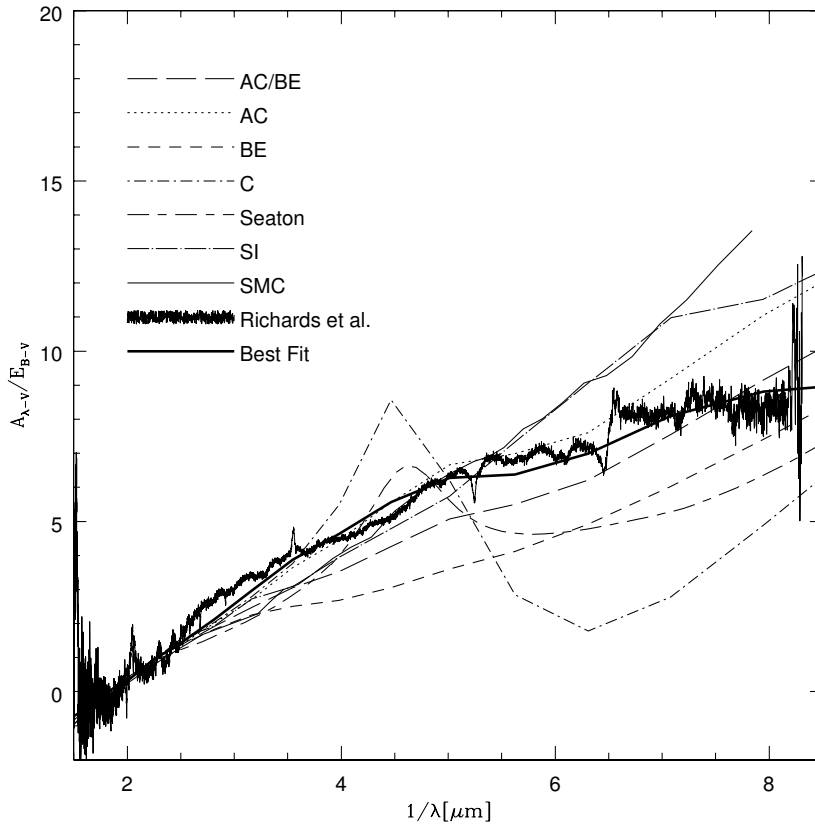


Fig. 5.14.—: Comparación de la curva de extinción para la SED compuesta 1 (etiquetada como Richards et al.) que fue derivada de los espectros del SDSS (Richards et al. 2003). La línea continua-delgada (etiquetada como SMC) es la curva de extinción observacional de Prevot et al. (1984), la cual está por encima del resto en el lado azul de 1400 \AA , la línea etiquetada como Seaton es la curva observacional para la MW de Seaton (1979). La curva con etiqueta Best Fit es el mejor ajuste por Czerny et al. (2004) a los datos de la SED compuesta 1. Esta curva utiliza granos de polvo tipo AC con tamaño entre 160 y 1200 \AA . Las otras líneas son curvas de extinción para diferentes materiales Si-silicatos, AC-carbón amorfo AC, BE-carbón amorfo BE, C-grafito. Los tamaños de los granos están en el intervalo 50 a 2500 \AA , Czerny et al. (2004).

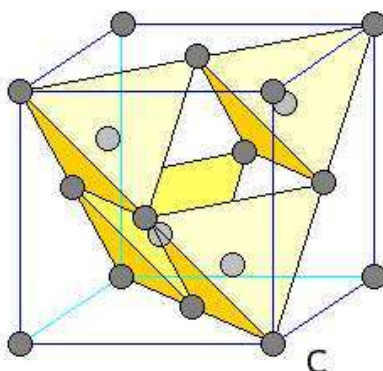


Fig. 5.15.—: Ilustración de la estructura del Nanodiamante tetrahédrica, que se suele insertar dentro de una estructura cúbica. Imagen recolectada de <http://www.uwgb.edu/dutchs>

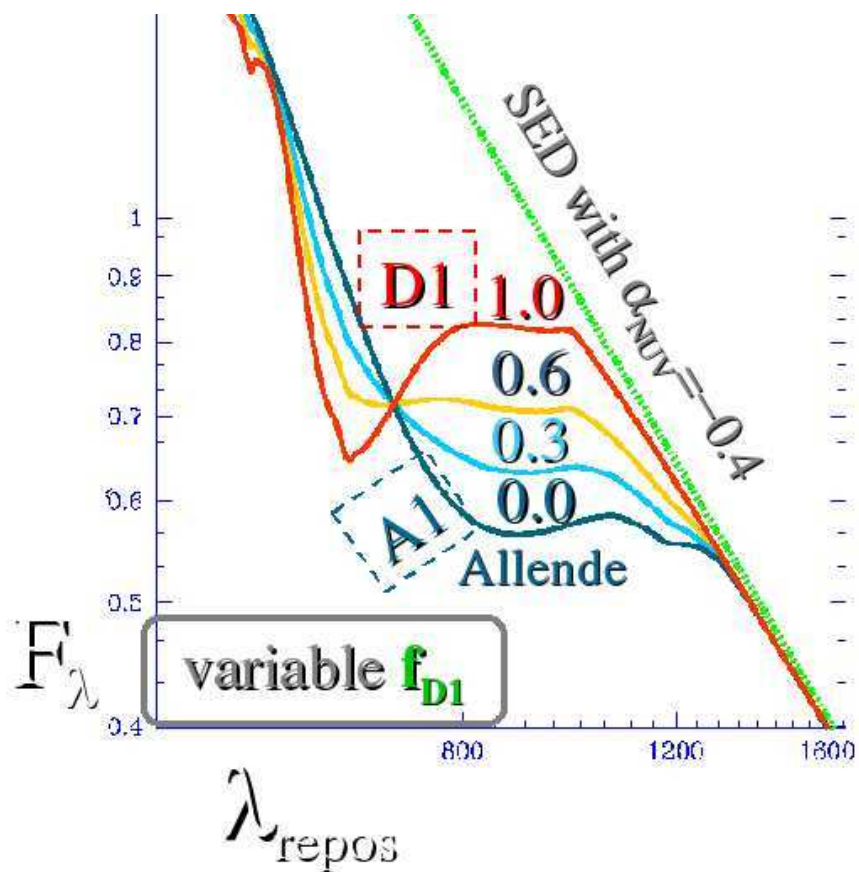


Fig. 5.16.—: Comparamos la SED sintética (línea segmentada con $\alpha_{\text{NUV}} = -0.4$) y el enrojecimiento por granos de polvo nanodiamante Cúbico D1 y Allende A1 en el régimen de granos chicos. Variación en la proporción de los nanodiamantes, el quiebre de la SED es progresivo con sólo utilizar A1, mientras que si hay puro D1, el quiebre de la SED es abrupto.

Capítulo 6

Unión Espectral del UV y Rayos-X

La Naturaleza exhibe su ley y la especulación matemática tiene una sola función: adaptar la experiencia a los hechos más conocidos a los datos.

Leonardo da Vinci

de este capítulo construimos la Distribución Espectral de Energía en el dominio ionizante para los 11 cuasares. Hemos combinado tanto los espectros en el dominio UV como a los rayos-X, los cuales fueron obtenidos y ajustados en el capítulo 4. Hemos asumido que el quiebre observado es intrínseco, es decir, que la SED está libre de polvo.

6.1. SED Libre de Polvo

6.1.1. Combinando la SED en el Dominio UV y los Rayos-X al Asumir que el Quiebre a λ_{UV}^{brk} es Intrínseco

Usamos *IDL v5.5* para generar en una sola gráfica las SEDs UV y rayos-X. En la Fig. 6.1 en la página 117, reunimos la información de los ajustes hechos en el capítulo § 4.2 en una sencilla y tentativa gráfica νF_ν para cada cuasar (Haro-Corzo et al. 2004). Cada una de las SEDs fue construida en el marco de referencia en reposo.

A lo largo de este trabajo, asumiremos que la SED es descrita con leyes de potencia de la forma $\nu F_\nu \propto \nu^{\beta_\nu}$ donde F_ν [erg/sec/cm²/Hz] es el flujo de energía y β_ν ($=\alpha_\nu + 1$) es el índice espectral en el espacio νF_ν vs. ν .

Para evitar que los datos estén encimados, no colocamos los datos originales en las gráficas de las SEDs. En lugar de los datos, colocamos flechas horizontales en la parte superior de cada panel para representar el intervalo espectral que cubrieron los datos tanto en el UV como en los rayos-X. Para la Fig. 6.1 en la página 117, hemos asumido que el continuo UV de cada quasar es intrínseco, es decir, libre de cualquier absorción adicional a de la Vía Láctea *Libre de Polvo*.

Ahora presentamos en detalle la información de las SED de los 11 quasares. El mejor ajuste hecho en el segmento del NUV y FUV son caracterizados con líneas segmentadas que representan leyes de potencia quebrada en νF_ν . Las líneas punteadas representan la incertidumbre a un nivel 2σ alrededor del mejor ajuste. Por comodidad los índices espectrales β_ν ($\beta_\nu = \alpha_\nu + 1$) están listados en cada panel y representan directamente la pendiente † de las gráficas νF_ν .

Analizamos donde se extrapolan y conectan las diferentes componentes. Por ejemplo, el símbolo @ representa la posición del quiebre a λ_{UV}^{brk} . También calculamos el índice α_{OX} , índice espectral de una ley de potencias imaginaria que pasa a través de los símbolos \triangle desde 2500 Å hasta 2 keV. Todos los valores de los parámetros están reportados en la Tab. 6.1. El intervalo de α_{OX} está entre -1.62 y -0.98 con un valor promedio de -1.27 (notar la convención del signo en nuestra definición). Los valores típicos del valor promedio de α_{OX} para algunas muestras de quasares a comparables luminosidades tienden a caer en el intervalo -1.5 a -1.6 (Haro-Corzo et al. 2006). Sin embargo, los valores individuales de α_{OX} tienden a estar entre -2 y -1 (Wilkes 2004).

En el dominio de rayos-X, la línea vertical-punteada marca el límite de energía mínima observada. El mejor ajuste encontrado a los datos está ilustrado con la línea segmentada y las incertidumbres a un nivel 2σ son representadas con líneas punteadas-segmentadas. Estos modelos tienen como objetivo el representar la SED intrínseca corregida por la absorción Galáctica (N_H^{GA}) e intrínseca en el quasar en el dominio de los rayos-X (N_H^X). El símbolo \circ denota la posición de conexión de ambas extrapolaciones.

Las SEDs ionizantes están en el marco de referencia del quasar, así que fue necesario corregir ambas regiones por un factor $\frac{\lambda_{obs.}}{\lambda_{rest}} = \frac{E_{rest}}{E_{obs.}} = 1 + z$. Los flujos también fueron corregidos por el mismo factor, sólo que la ventaja de usar la SED de la forma νF_ν hace que al final quede $\lambda_{obs.} F_{\lambda_{obs.}} = \lambda_{rest} F_{\lambda_{rest}}$.

Hemos agregado en la parte inferior izquierda de cada SED un resumen de la información pertinente, tal como el nombre de la fuente, su corrimiento al rojo, el valor

† la conversión a otras definiciones es obtenida como sigue: $\beta_\nu = 2 - \Gamma_X$ y $\beta_\nu = -\gamma_\lambda - 1$, capítulo § 3

de α_{OX} , el valor de $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ y la energía a la que se interceptan (pequeño círculo) las extrapolaciones de ambos segmentos llamada $E_{\text{join}}^{\text{dfe}}$ (eV).

6.2. Discusión acerca de las SEDs Libres de Polvo

6.2.1. La SED de 3C 351

Mathur et al. (1994a) construyó una SED (su Fig. 3) de 3C 351 sin considerar el quiebre del continuo en el dominio UV a $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}=1039 \text{ \AA}$, no obstante ellos propusieron que la conexión entre el dominio FUV y los rayos-X está a energías $\leq 370 \text{ eV}$ suponiendo que el EUV-X se comporta como la SED teórica propuesta por Fitzpatrick & Massa (1988) (ver Fig. 7.7 en la página 144). El valor de α_{OX} que encontraron fue -1.6 . En esta tesis encontramos un valor muy similar de $\alpha_{\text{OX}} = -1.56$ y una energía de conexión comparable de $\sim 432 \text{ eV}$. (ver panel *c* de la Fig. 6.1 en la página 117)

6.2.2. La conexión de las SEDs en el Ultravioleta Extremo y los rayos-X

Usando como referencia el límite inferior de las observaciones en rayos-X representada con una línea vertical-punteada, entonces la extrapolación del mejor ajuste hecho al continuo UV hacia longitudes de onda más cortas que $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ deja dos posibilidades cuando llega al dominio de los rayos-X. :

- Caso A– La extrapolación del FUV llega al nivel o por debajo del flujo observado en rayos-X. Esto implica que las extrapolaciones están en congruencia con ambos espectros y que la conexión es posible.
- Caso B– La extrapolación del FUV está por encima de los datos en rayos-X, esto quiere decir que es necesario otro quiebre más abrupto en alguna parte de la región EUV-X para ser consistente con los espectros.

En el caso A, la extrapolación deja un resultado congruente entre los datos en UV y rayos-X, es decir, mientras el FUV se desvanece hacia altas frecuencias, la componente de rayos-X se vuelve prominente. En el caso B, concluimos que la simple

extrapolación no es válida y entonces el segmento del FUV deberá hacerse todavía más suave, antes de llegar al dominio de los rayos-X. La estadística es como sigue: de los 11 cuasares, 9 son caso A y solo 2 son caso B (*b*; PKS0405-12 y *k*; PG1115+080). Concluimos que la extrapolación de la ley de potencias quebrada hacia el EUV es congruente con los datos disponibles (excepto en dos casos) dentro del intervalo 146 a 432 eV y con un promedio de 265 eV.

Para los dos cuasares (Pks 0405-123 y PG 1115+080) que están dentro del Caso B, exploramos la posibilidad de que estos cuasares estuvieran afectados en la luminosidad del continuo por la variabilidad y/o al WA, es decir, en el momento que fueron hechas las observación en el dominio en rayos-X, tal vez el flujo disminuyó por alguno de estos motivos. Al explorar la variabilidad, consideramos un aumento del flujo en el dominio de los rayos-X del 50 %, cota similar a la variabilidad del flujo observado en algunos cuasares con variabilidad entre 0.3 a 0.5 magnitudes (Peterson 1997), entonces obtuvimos que no hay un considerable cambio en α_{OX} , sólo del orden del 7%. En contraste, los cuasares *b* y *k* requieren incrementar su flujo por un factor de 31 y 3 veces, respectivamente, lo cual está, por mucho, fuera de la variabilidad típica de los cuasares, además los valores de α_{OX} para cada quasar están dentro de los valores típicos (-1.78 y -1.62 , respectivamente). Por otro lado, para explorar una posible absorción por gas ionizado ajustamos una componente de WA (siguiendo el mismo procedimiento para 3C 351) a cada uno de los espectros en los rayos-X. Encontramos, en particular para Pks 0405-123 y PG 1115+080, que los parámetros de ionización (*U*) tienden hacia cero para ambos, es decir, sólo requieren la componente de gas neutra. En conclusión descartamos la posibilidad de la variabilidad del continuo y/o del absorbedor tibio pudieran explicar el porque del caso B, más bien pensamos que la SED debe caer de una forma abrupta en la región EUV-X, en la misma región donde no hay datos disponibles.

Por otra parte, del hecho que la extrapolación de la ley de potencia quebrada hacia el EUV es congruente con los datos espectrales, esto no quiere decir que entre el EUV y los rayos-X suaves el comportamiento del flujo sea necesariamente como la extrapolación lo hace. La SED podría, por ejemplo, tener un suavizamiento en alguna energía desconocida o podría estar absorbida por He II o podría estar absorbida por polvo, lo cual, alteraría dramáticamente la distribución. Este punto será explorado en el capítulo § 7. Es interesante comparar nuestros resultados con los de SBG05, quienes construyeron las SEDs con datos desde el IR hasta los rayos-X (los datos en el dominio FUV y rayos-X provienen de FUSE y ROSAT, respectivamente). Para los 19 AGN de SBG05, encontramos, que 6 son caso A y 10 son caso B. Esta diferencia es posiblemente el resultado de la resolución y/o cobertura espectral limitada de ROSAT (en comparación con Chandra), lo cual no permite modelar el espectro en

rayos-X con mejor detalle.

Por ejemplo para el quasar 3C 351 que es una fuente en común con la muestra de SBG05, ellos encontraron que pertenece al caso B, mientras que en esta tesis hallamos que está dentro del caso A. Al parecer, el continuo ionizante de este quasar puede ser modelado sin necesidad de la emisión térmica, aunque hay que considerar que presenta absorción por WA, lo cual complica de alguna manera la determinación de la SED intrínseca y la comparación directa con SBG05.

Por comparación con los resultados de TZ02 tanto para los RQQ como los RLQ, encuentran que al extrapolar las SEDs compuestas hacia el dominio de los rayos-X, asumiendo el nivel de flujo típico para cada clase de fuente, las SEDs están dentro del caso A. Por lo tanto, con las SEDs derivadas en el análisis de este capítulo para cada uno de los cuasares, encontramos resultados similares al de TZ02. La extrapolación del FUV, hacia frecuencias mayores después del quiebre, no deja inconsistencia con las observaciones en rayos-X. Sin embargo, esto no prueba, que la componente FUV necesariamente se comporta como hallamos en esta sección. Revisaremos en la siguiente sección si se sigue cumpliendo esta conclusión cuando la presencia de polvo se invoca para explicar el quiebre a λ_{UV}^{brk} o el suavizamiento del índice espectral en comparación con lo esperado por los modelos con discos de acreción.

Tab. 6.1. Parametros de la SED en el Caso de Libre de Polvo^(a)

Quasares			Modelo Libre de Polvo	
Nombre Común	Fig. Etiqu.	α_{OX}	β_{NUV}^{dfe}	E_{join}^{dfe} eV
(1)	(2)	3	(4)	(5)
Pks 1127-14	a	-1.11	-0.19	146
Pks 0405-123	b	-1.78	0.74	...
3C351	c	-1.56	0.28	432
3C334	d	-1.46	0.29	327
B2 0827+24	e	-1.28	-0.36	223
Pks 1354+19	f	-1.29	0.02	429
3C454.3	g	-1.31	-0.09	216
OI363	h	-1.72	0.04	194
Pks 1136-13	i	-1.34	0.78	341
PG 1634+706	j	-1.64	0.40	247
PG 1115+080	k	-1.62	0.34	...

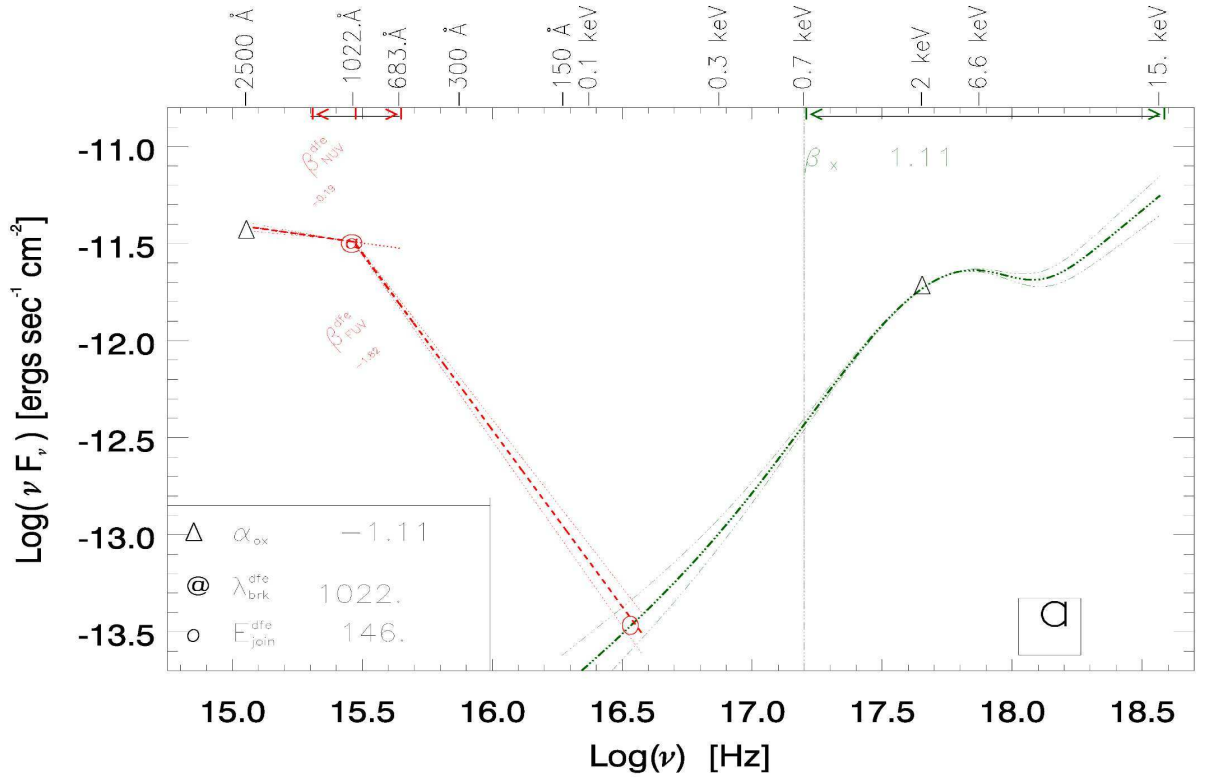


Fig. 6.1.—: SEDs en νF_ν vs. ν para los mejores ajustes a los espectros en el dominio UV y rayos-X. Las Flechas negras en la parte superior de cada panel indican el intervalo que cubren cada uno de los espectros. Los índices espectrales de las leyes de potencia $\beta_{\text{NUV}}^{\text{dfe}}$, $\beta_{\text{FUV}}^{\text{dfe}}$ y β_{X} (pendiente equivalente en la dimensión νF_ν) son usados para describir los segmentos NUV, FUV y rayos-X, respectivamente. En el eje superior colocamos algunas longitudes de onda y energías representativas. Para ambos segmentos, UV y rayos-X, las líneas segmentadas ilustran el mejor ajuste a los datos, mientras que la línea punteada indica la incertidumbre de los ajustes, asumiendo una confianza con un nivel 2σ . El símbolo @ denota la posición del quiebre UV a $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$ y el símbolo O es la posición de la conexión a $E_{\text{join}}^{\text{dfe}}$, entre la extrapolación de los mejores ajustes en los segmentos UV y rayos-X. Los símbolos de triángulos señalan la posición a 2500 \AA y 2 keV . La tabla insertada al costado izquierdo contiene los valores de $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$, $E_{\text{join}}^{\text{dfe}}$ y α_{OX} .

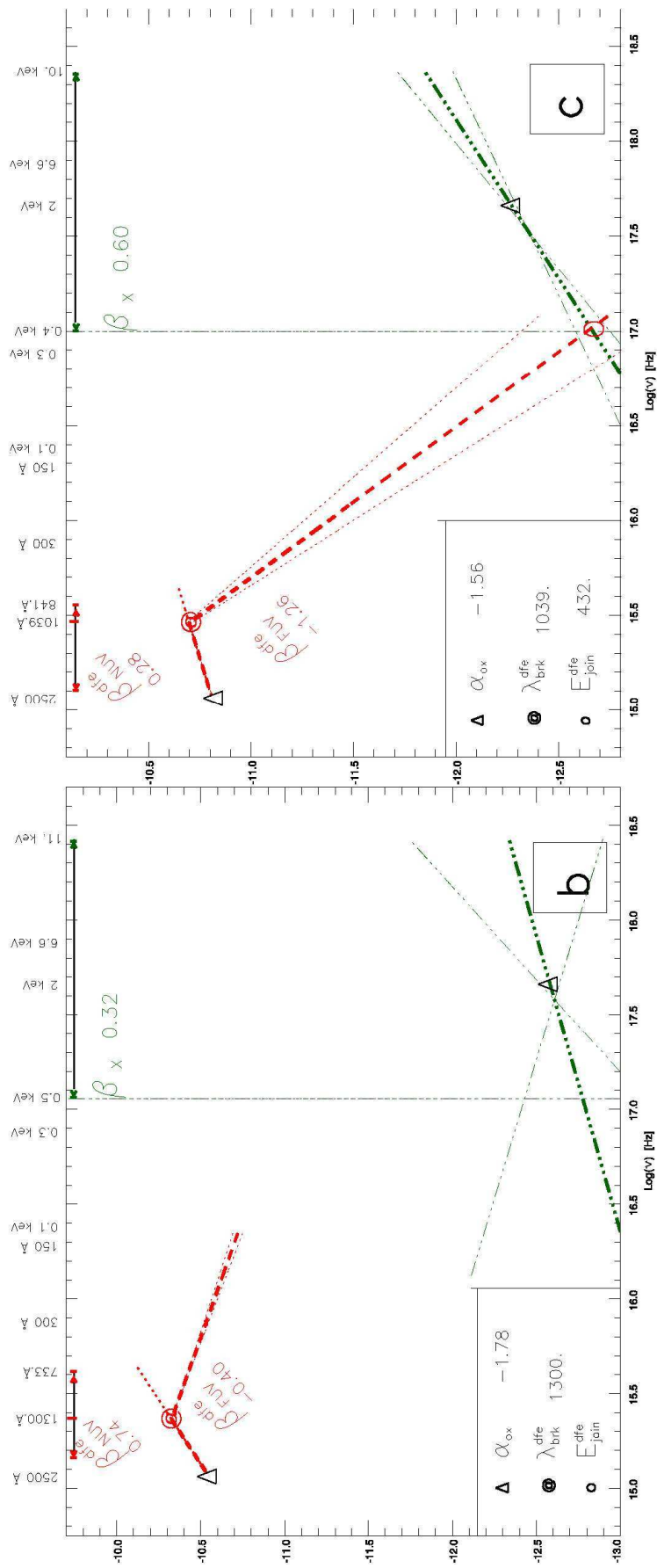


Fig. 6.1.—: Continuación...

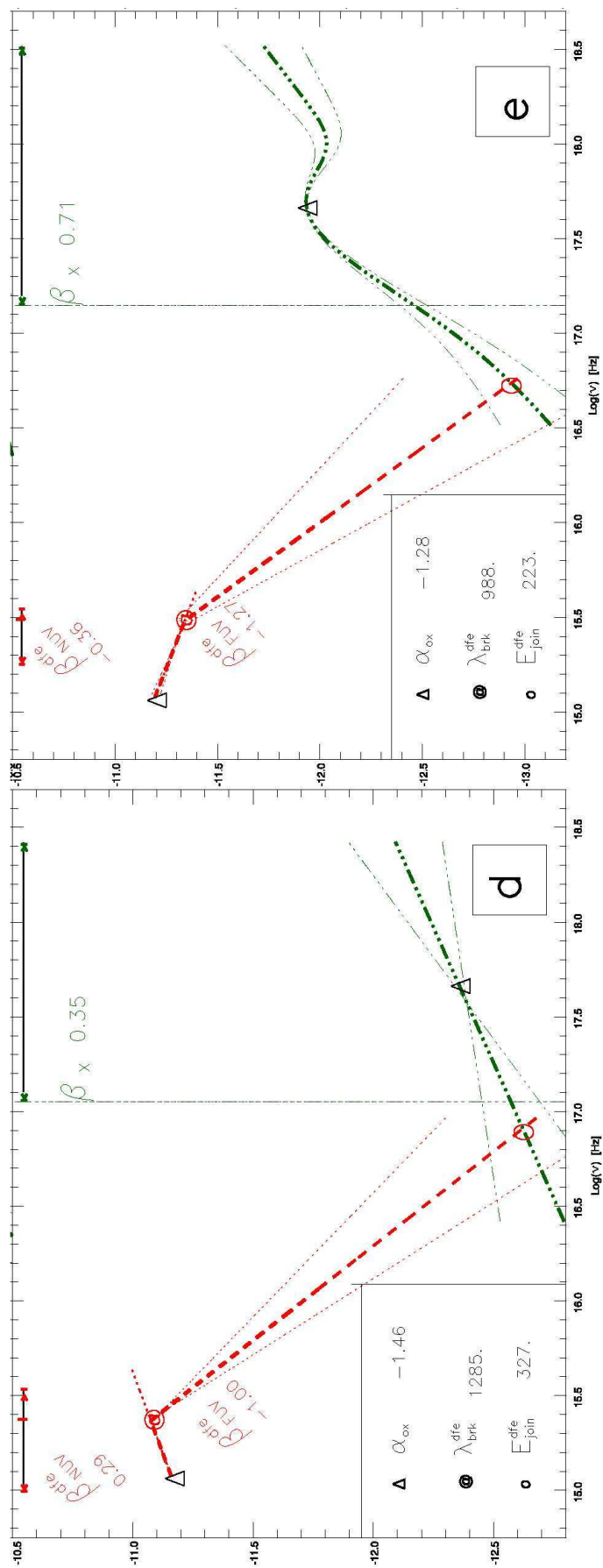


Fig. 6.1.—: Continuación...

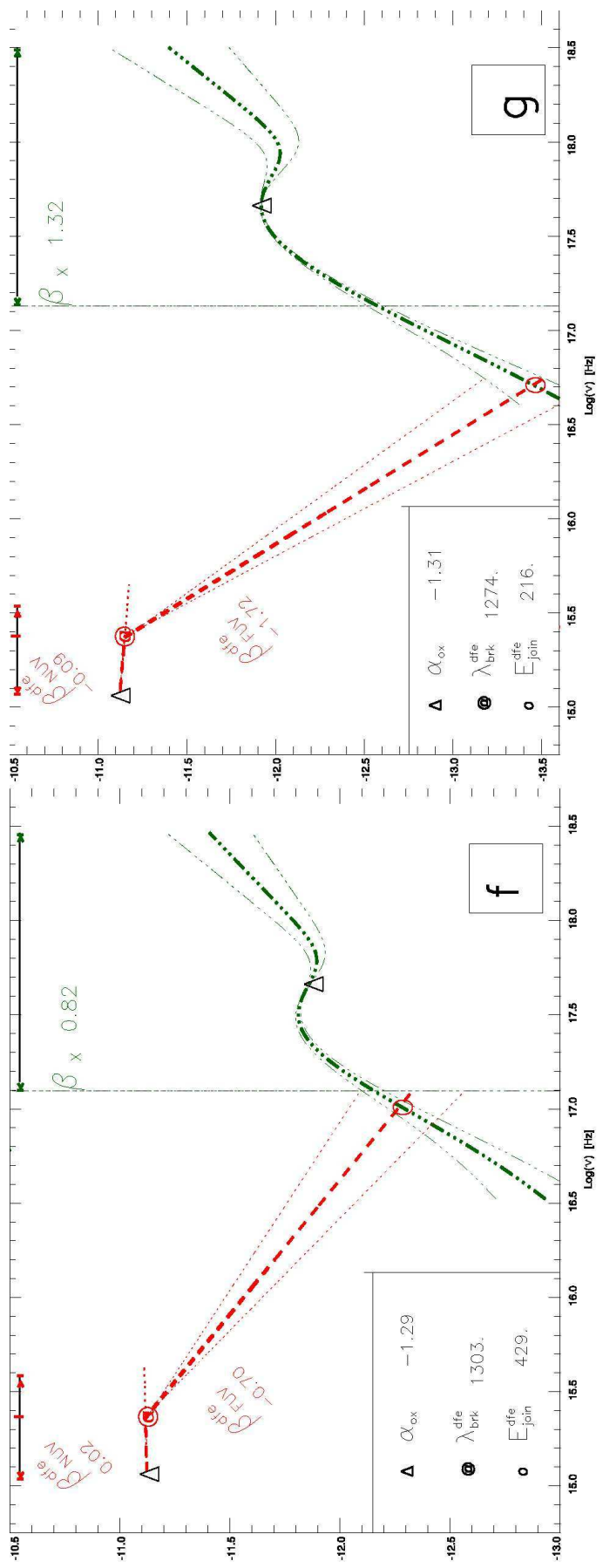


Fig. 6.1.—: Continuación...

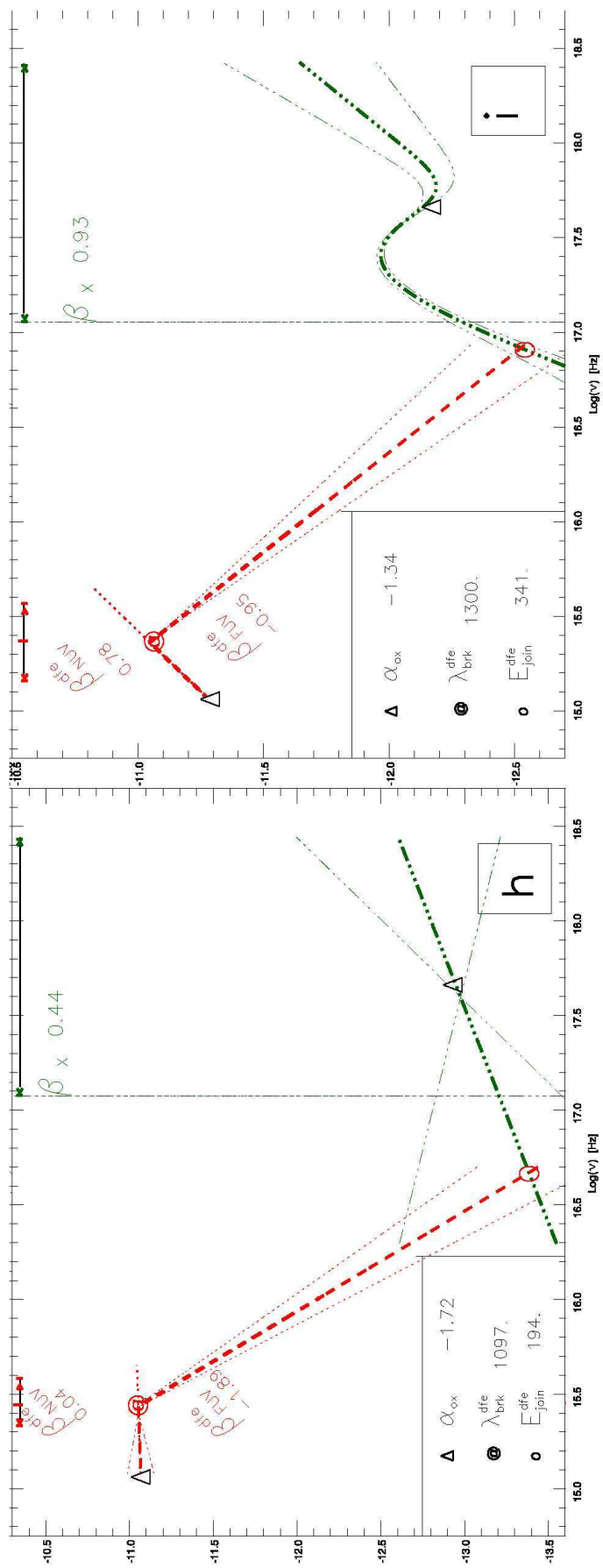


Fig. 6.1.—: Continuación...

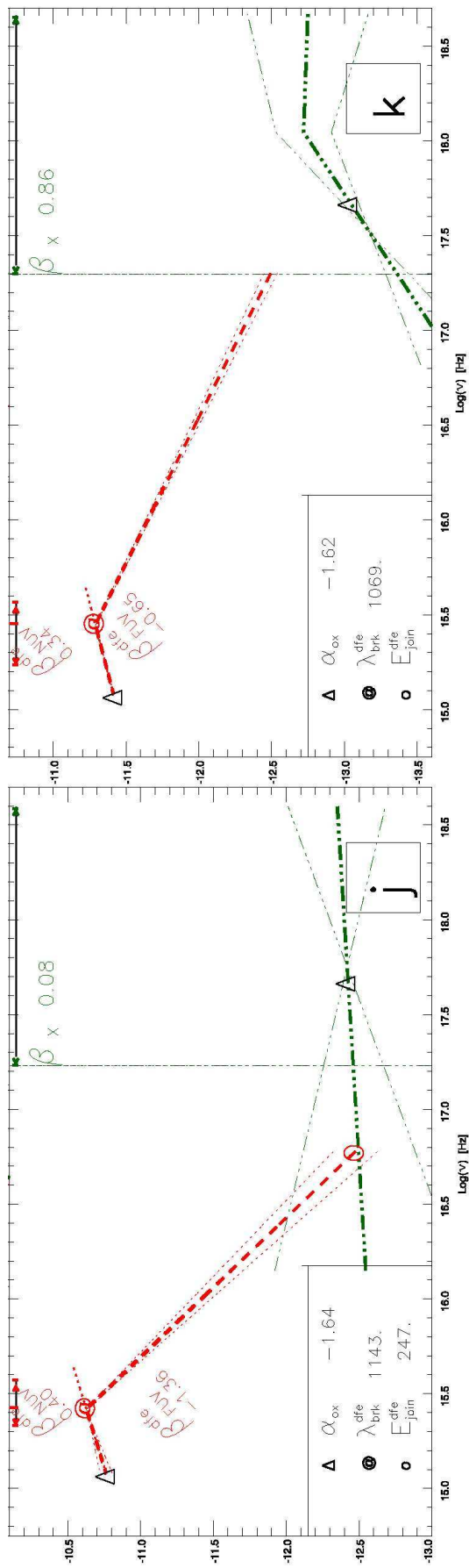


Fig. 6.1.—: Continuación...

Capítulo 7

Los Quasares Polvorientos

*No hay nada que sea desconocido: sólo hay cosas que todavía no
conocemos.*

Leonardo da Vinci

Este capítulo está desarrollado al asumir que tanto el quiebre espectral alrededor de 1100 Å como el enrojecimiento de la SED en el segmento del ultravioleta cercano son debidos a la absorción por dos poblaciones de polvo. Bajo esta hipótesis, combinamos los espectros intrínsecos provenientes del dominio UV con los rayos-X para los 11 quasares.

7.1. Evidencia del Polvo en los AGN

El polvo ha sido encontrado en una gran diversidad de fuentes astronómicas (capítulo § 5) y los AGN no han sido la excepción. Sin embargo, la habilidad para reconocer el efecto del polvo en los espectros (Binette et al. 2005b), abre la oportunidad de explorar las implicaciones del polvo en los quasares. Así, en este capítulo exploramos si la presencia del polvo podría darnos más información del comportamiento de la SED de los 11 quasares considerados en este trabajo. Exploramos la propuesta hecha por B05, Binette et al. (2005c,b), la cual consiste en que el quiebre, alrededor de 1100 Å, es un efecto de la absorción por granos de polvo compuesto por nanodiamantes cristalinos. Además buscaremos si existe un acuerdo entre los espectros observados y los modelos de disco de acreción.

7.2. Corrección del Quiebre

En esta sección combinamos los espectros en el dominio UV y los rayos-X bajo la suposición de que el quiebre a λ_{UV}^{brk} es debido a Polvo.

7.2.1. Tomando en Cuenta al Polvo Cristalino para Reproducir el Quiebre en el UV Lejano

Adoptaremos la hipótesis de que el quiebre es debido a la absorción por granos de polvo intrínseco al quasar y que esta es la causa directa del quiebre observado en la BBB. De 61 quasares con observaciones espectrales multirejillas que llegan al menos hasta 900 Å, B05 demostró que para 50 de los quasares la absorción por granos de polvo compuestos de nanodiamante (ver § 5.4.4) puede reproducir exitosamente la posición y la forma detallada del quiebre a λ_{UV}^{brk} (capítulo § 4). Una predicción importante de B05 es que a longitudes de onda menores a 700 Å hay una recuperación del flujo, es decir, la ley de potencia con índice espectral β_{NUV}^{dfe} vuelve a tomar lugar en el segmento del FUV. Esta recuperación del flujo fue observado en los quasares HS 1307+4617 PG 1008+1319 y Pks 0232–04, y es ejemplificado en la Fig. 7.1 en la página 126. Recientemente Binette & Krongold (2006) (de aquí en adelante BK06), después de combinar espectros de IUE y HST-FOS, presentaron evidencia de la recuperación del flujo en el FUV para el quasar Ton 34, el cual presenta un índice espectral en el segmento FUV más extremo ($\beta_{FUV} = -4.3$). Sin embargo, la recuperación del continuo no puede crecer sin límite como se advierte al utilizar sólo una simple ley de potencia, debido a la restricción que imponen las observaciones en rayos-X por lo tanto es necesario un quiebre en el dominio EUV-X.

7.2.1.1. Quiebre en la Dominio EUV-X

Si el quiebre que es observado a λ_{UV}^{brk} entre el NUV y el FUV es la manifestación de absorción por polvo, el continuo intrínseco, es decir el continuo desrojado, no puede elevarse indefinidamente en el espacio νF_ν , ya que se predice un flujo en los rayos-X al menos de 1 a 2 ordenes de magnitud mayor al observado, por lo que la ley de potencia en el dominio FUV no puede mantenerse como caso B porque en algún momento el continuo proveniente del EUV deberá ser consistente con el continuo en rayos-X. Es por ello que la SED intrínseca deberá de mostrar un cambio de pendiente

a longitudes de onda menores a 700 \AA es decir, después de la recuperación del quiebre pero antes de llegar a el segmento de los rayos-X. Generalmente el flujo de rayos-X es más débil que la extrapolación del NUV para frecuencias altas y típicamente el valor de α_{OX} yace en el intervalo de -1.4 a -1.6 . Pero entonces, ¿Dónde ocurre el cambio de pendiente? B05 reportó evidencia de un quiebre del continuo en el segmento FUV de los cuasares bien estudiados a alto corrimiento al rojo (ambos con $z \sim 2.8$) HS 1700+6416 y HE 2347-4342. Estos cuasares fueron parametrizados con un ligero cambio de pendiente con la función multiplicativa C_{roll} descrita como sigue:

$$C_{\text{roll}} = \frac{1}{(1 + [\frac{\lambda_{\text{roll}}}{\lambda}]^{-f\delta})^{1/f}} \quad (7.1)$$

Esta función produce una joroba centrada en λ_{roll} , con una magnitud de quiebre dada por $\delta = \beta_{\text{FUV}} - \beta_{\text{NUV}}$ y un factor de forma el cual indica la agudeza del quiebre. En el caso de $f \sim 1$, la función C_{roll} produce un quiebre progresivo, pero si $f \gg 1$, entonces la función C_{roll} produce un quiebre agudo. Cuando la SED es multiplicada por la función C_{roll} un cambio de índice dado por δ toma lugar a la longitud de onda λ_{roll} .

Los valores inferidos para las 2 fuentes, antes citadas, fueron: $f = 2.8$, $\lambda_{\text{roll}} = 670 \text{ \AA}$ (18.5 eV) y $\delta = -1.6$. Al incorporar la función C_{roll} a la SED descrita como la ley de potencia intrínseca, B05 encontró una significativa mejoría, con respecto a la no consideración de la función C_{roll} , al simular el espectro compuesto de TZ02. Para ejemplificar la utilidad de la función C_{roll} , mostramos en la Fig. 7.1 en la página siguiente la comparación del espectro compuesto de TZ02 con la SED intrínseca absorbida y multiplicada por C_{roll} (línea continua y gruesa). En el caso de no haber hecho uso de la función C_{roll} la SED intrínseca presentaría una recuperación del flujo cerca de 700 \AA (línea segmentada), la cual se aleja rápidamente del espectro.

En esta sección probaremos si la función C_{roll} , la cual se comporta como una ley de potencia en el dominio EUV-X, es consistente con las observaciones en el dominio de los rayos-X. La base que existe detrás de la función C_{roll} es un quiebre de una ley de potencia generado por la Comptonización de los fotones (provenientes del disco de acreción) por un gas coronal (de temperatura alta $\sim 10^6 \text{ K}$) como lo propuso Zheng et al. (1997) para explicar el comportamiento de la SED compuesta en el dominio UV lejano.

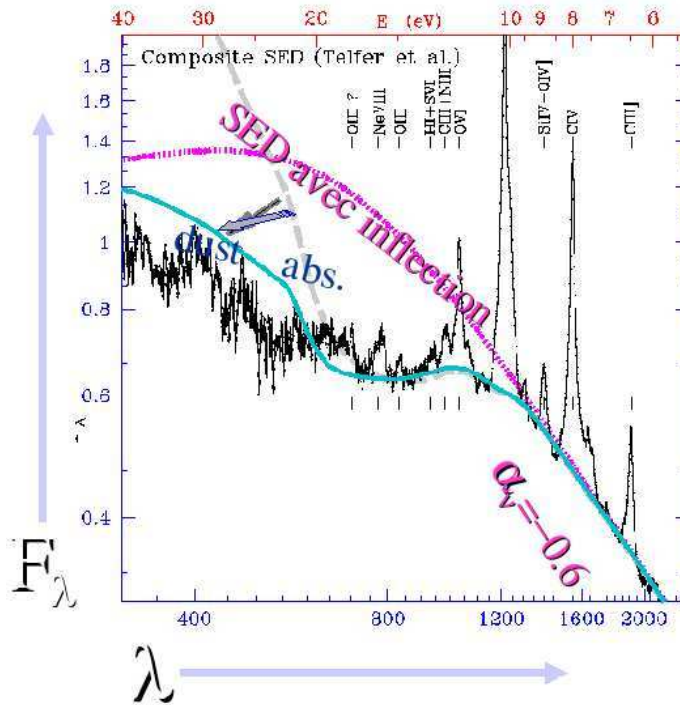


Fig. 7.1.—: Comparación de la SED compuesta de TZ02 con una simulación de la misma, suponiendo una SED intrínseca multiplicada por C_{roll} y luego absorbida (línea continua y gruesa). La línea punteada representa a la misma SED intrínseca multiplicada por la función C_{roll} . Por último, la línea segmentada ilustra una simulación de la SED compuesta suponiendo una SED sin la función C_{roll} .

7.2.1.2. Un Modelo de Polvo Cristalino y el Quiebre Agudo en el UV

En la submuestra de al menos 50 cuasares, B05 reprodujeron satisfactoriamente el quiebre UV localizado a λ_{UV}^{brk} y la recuperación del FUV (ver § 3). B05 utilizaron dos tipos de granos de polvo cristalino carboníferos llamados nanodiamantes (§ 5.4.4): uno es el nanodiamante cúbico terrestre-puro *D1* y el nanodiamante de meteoro dopado con H *A1*. Aquí y en adelante para simplificar el procedimiento en el caso *Corrección del Quiebre UV* observado, adoptamos un modelo más sencillo con respecto al de B05, basado en una simple aunque ligeramente modificada curva de extinción compuesta por sólo nanodiamantes cúbicos (curva *D3*). Hacemos notar que esta simplificación no refleja la preferencia por el polvo cristalino, sino más bien es una aproximación al polvo encontrado en otras fuentes astrofísicas (ver capítulo § 5.4.4). La curva de extinción para *D3* está mostrada en la Fig. 5.13 en la página 107 y difiere de la curva *D1* en la distribución del tamaño de los granos (ver Eq. 5.1), esto es, para *D3* los límites se extienden desde 3 hasta 200 Å, mientras

que para D1 sólo se extiende de 3 hasta 25 Å. La ventaja principal de utilizar D3, es que con una simple curva de extinción es suficiente para modelar adecuadamente el quiebre λ_{UV}^{brk} sin la necesidad de granos de polvo tipo A1. Como mostramos en la Fig. 7.2 en la página 129, esta simple curva de extinción provee un buen ajuste (línea continua) al quiebre agudo para el quasar PG 1148+549. Este ajuste es muy similar al obtenido por B05 (línea segmentada), donde usaron una mezcla de las curvas de extinción A1 y D1. En esta misma figura, la línea punteada representa la SED intrínseca para el quasar PG 1148+549, la cual consiste en una ley de potencia con índice $\beta_{NUV}=0.8$ multiplicada por la función C_{roll} la cual produce un quiebre paulatino cerca de 670 Å.

7.2.1.3. Conectando el Segmento UV con Corrección del Quiebre y el Segmento en los rayos-X

Para cada quasar, la densidad columnar N_H^{dia} es un parámetro libre y su mejor valor corresponde al punto en el cual el quiebre observado a λ_{UV}^{brk} se reproduce con el ajuste. Aunque la curva de extinción D3 presenta un sección eficaz que declina hacia mayores longitudes de onda después de su máximo ($\sim 800\text{Å}$ en la Fig. 5.13 en la página 107), la extinción no es despreciable en el NUV. Por esto y para preservar un buen ajuste, es necesario incrementar ligeramente el valor del índice β_{NUV} con respecto al valor ajustado del índice espectral β_{NUV}^{dfe} en el caso *Libre de Polvo* (ver § 6). En el dominio óptico, sin embargo la curva de extinción D3 es despreciable.

En la Fig. 7.3 en la página 130 presentamos separadamente la SED intrínseca (desenrojecida) inferida para cada quasar. Para facilitar la comparación entre los modelos, la ley de potencia quebrada en el caso *Libre de Polvo* de la Fig. 6.1 en la página 117 está repetida (línea segmentada roja). El espectro en el dominio de los rayos-X para cada quasar es el mismo que antes (§ 6) y están representado por la línea segmento-punto de color verde. La posición de la conexión en el dominio EUV-X está representada con el símbolo de diamante y el valor está dado por E_{join}^{dia} (eV), la cual fue colocada en la tabla insertada en cada gráfica. En la Tab. 7.1 listamos los valores de la SED intrínseca, tal como el índice espectral β_{NUV}^{dia} y la energía de conexión E_{join}^{dia} y otras cantidades relacionadas a la SED *Corregida del Quiebre*, además a todos los parámetros referentes a este caso los hemos etiquetado con el súperíndice “*dia*”.

Tab. 7.1. Columnas de Absorción debidas al Polvo

Quasares	Abs. Galáctica		Rayos-X	Polvo ND	Polvo AC Modelo I			Polvo AC Modelo II		
	Fig. Etiqu.	N_H^{GA} 10^{20} cm^{-2}	$E(B-V)^{GA}$	N_H^X 10^{20} cm^{-2}	N_H^{dia} 10^{20} cm^{-2}	N_H^I 10^{20} cm^{-2}	$E(B-V)^I$	N_H^I/N_H^X	N_H^{II} 10^{20} cm^{-2}	$E(B-V)^{II}$
(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)
a	4.09	0.069	27.3	1.4	2.6	0.017	0.095	4.6	0.045	0.17
b	3.8	0.064	4.1	1.0	1.25	3.6×10^{-3}	0.31
c	2.49	0.042	389	0.60	2.3	0.024	0.0059	3.8	0.045	0.010
d	4.28	0.073	4.7	1.5	3.0	0.021	0.64
e	3.62	0.061	13.1	0.90	3.8	0.041	0.29	5.4	0.065	0.41
f	2.23	0.038	6.4	0.60	3.5	0.041	0.54	4.5	0.055	0.69
g	6.41	0.11	≤ 43.4	0.70	4.8	0.053	>0.11	6.7	0.085	>0.15
h	4.18	0.071	7.2	1.5	3.5	0.029	0.48	5.2	0.054	0.72
i	3.6	0.061	≤ 2.4	1.2	1.4	2.3×10^{-3}	>0.58
j	4.54	0.077	≤ 1.2	1.8	2.1	4.3×10^{-3}	>1.8
k	4.01	0.068	≤ 38.5	0.90	1.2	4.3×10^{-3}	>0.031

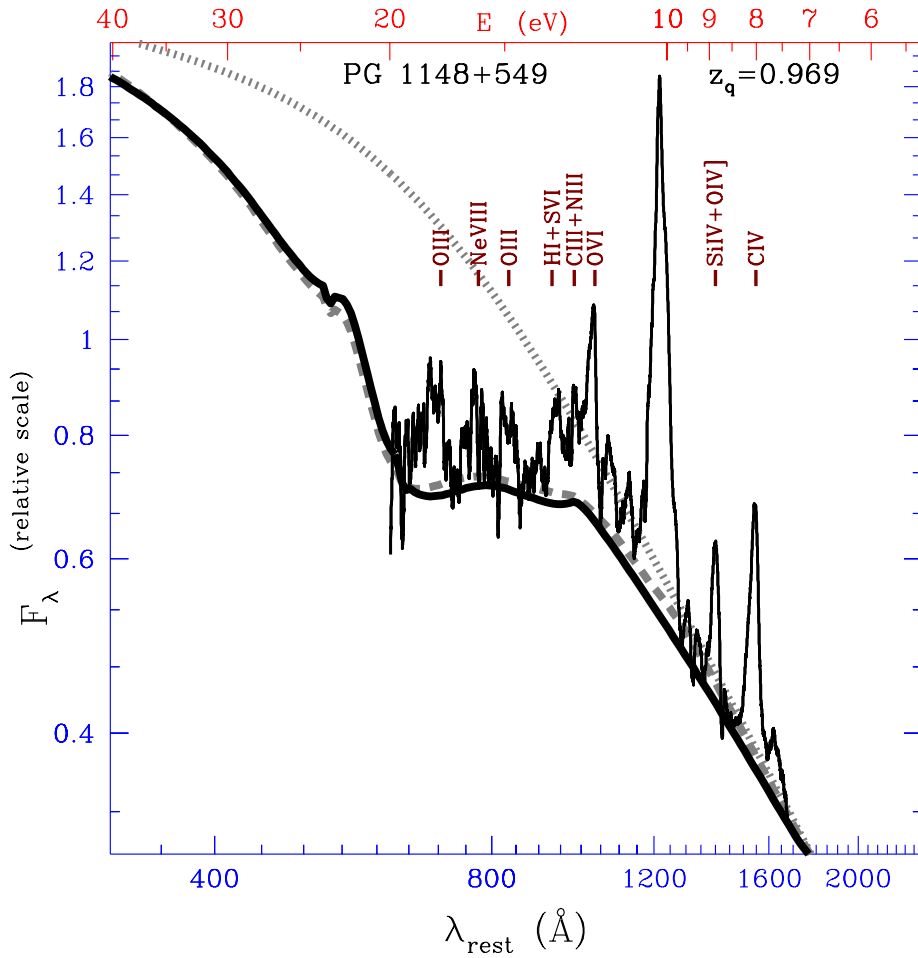


Fig. 7.2.— Ajuste del Espectro UV para PG 1148+549 usando granos de polvo compuestos por nanodiamantes cúbicos. Espectro en el marco de referencia en reposo en dimensiones F_λ vs λ . Datos provenientes del HST con la rejilla G130H+G190H+G270H y multiplicados por factor de escalamiento de $0.45 \times 10^{14} \text{ erg}^{-1} \text{ cm}^2 \text{ s}$. Las etiquetas por encima del espectro indican la posición de las líneas de emisión relevantes. La línea punteada representa al Modelo II con una SED intrínseca de la forma: una ley de potencia con $\beta_\nu = 0.8$ multiplicada por la función C_{roll} como fue definida en la Eq. 7.1. El flujo de referencia de la SED está a la longitud de onda del límite de Lyman. La línea continua negra representa la misma SED absorbida por granos de polvo compuestos por nanodiamantes asumiendo la curva de extinción D3 mostrada en la Fig. 5.13 en la página 107 con $N_{20}=1.0$ mientras que la línea segmentada-gris representa un modelo con $N_{20}=0.8$ que combina las curvas de extinción A1 y D1 (40 % y 60 %, respectivamente), como en B05.

7.2.2. Discusión: Caso de la Corrección del Quiebre a λ_{UV}^{brk} por granos de polvo compuestos por nanodiamantes

La densidad columnar equivalente de gas intrínseco que fue inferida en el dominio de los rayos-X para cada quasar (§ 4), N_H^X está reportada en la Tab. 7.1 donde puede ser

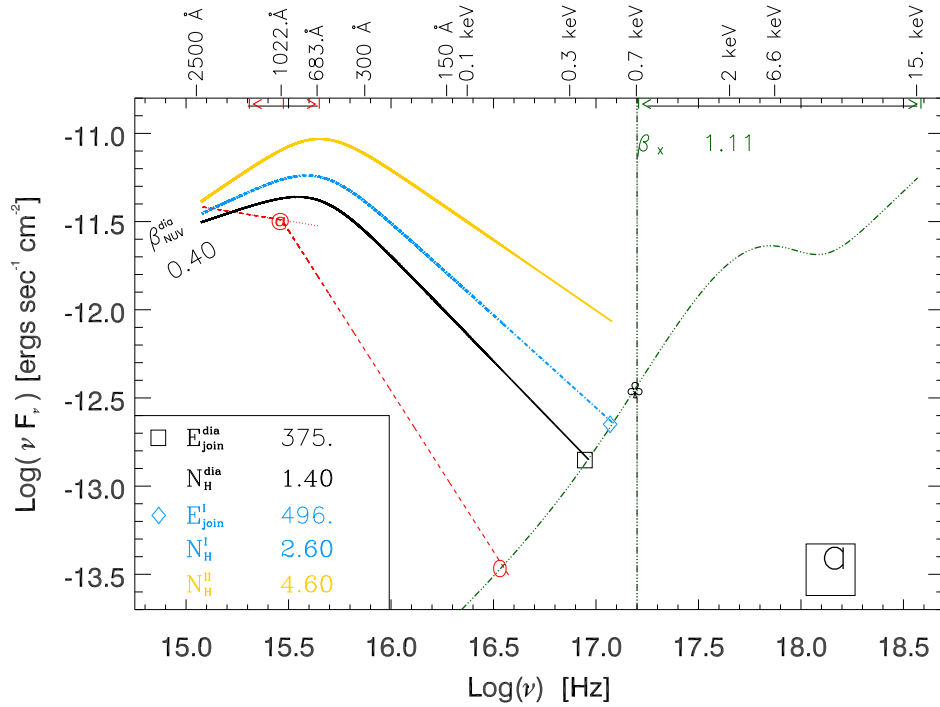


Fig. 7.3.—: SEDs para 11 cuasares en νF_ν . La SED en rayos-X es el mejor ajuste al continuo (línea segmento-punto-punto y en color verde). En la parte superior del espectro en rayos-X colocamos el índice espectral β_x . Por comparación, también hemos colocado el espectro *Libre de Polvo* con línea segmentada roja proveniente de la Fig. 6.1 en la página 117. La línea negra que está por encima del mejor ajuste al continuo en el dominio UV de color rojo está el continuo corregido por polvo (curva D3) y cuya presencia reproduce el quiebre. Línea segmento-punto azul es el continuo que ajusta al espectro considerando como Modelo I *Corrección del Índice*, es decir, corregido por la presencia de polvo que produce el quiebre cerca de 1100 \AA y la absorción local en el NUV (asumiendo un índice espectral universal $\beta_\nu = 0.55$) y por último la línea continua amarilla es la SED considerando como Modelo II *Corrección del Índice*, como el Modelo I sólo que asumiendo un índice espectral universal $\beta_\nu = 0.8$. Las anteriores tres SED UV incluyen la función C_{roll} Eq. 7.1. Las densidades columnares equivalentes de gas N_H^{dia} , N_H^I y N_H^X están incluidas en el recuadro inferior.

comparada con la densidad columnar equivalente de gas que es debida a los granos de polvo compuestos de nanodiamantes, N_H^{dia} , necesaria para reproducir el quiebre a $\lambda_{\text{UV}}^{\text{brk}}$. Ambas densidades columnares son relativas a las abundancias solares. En el

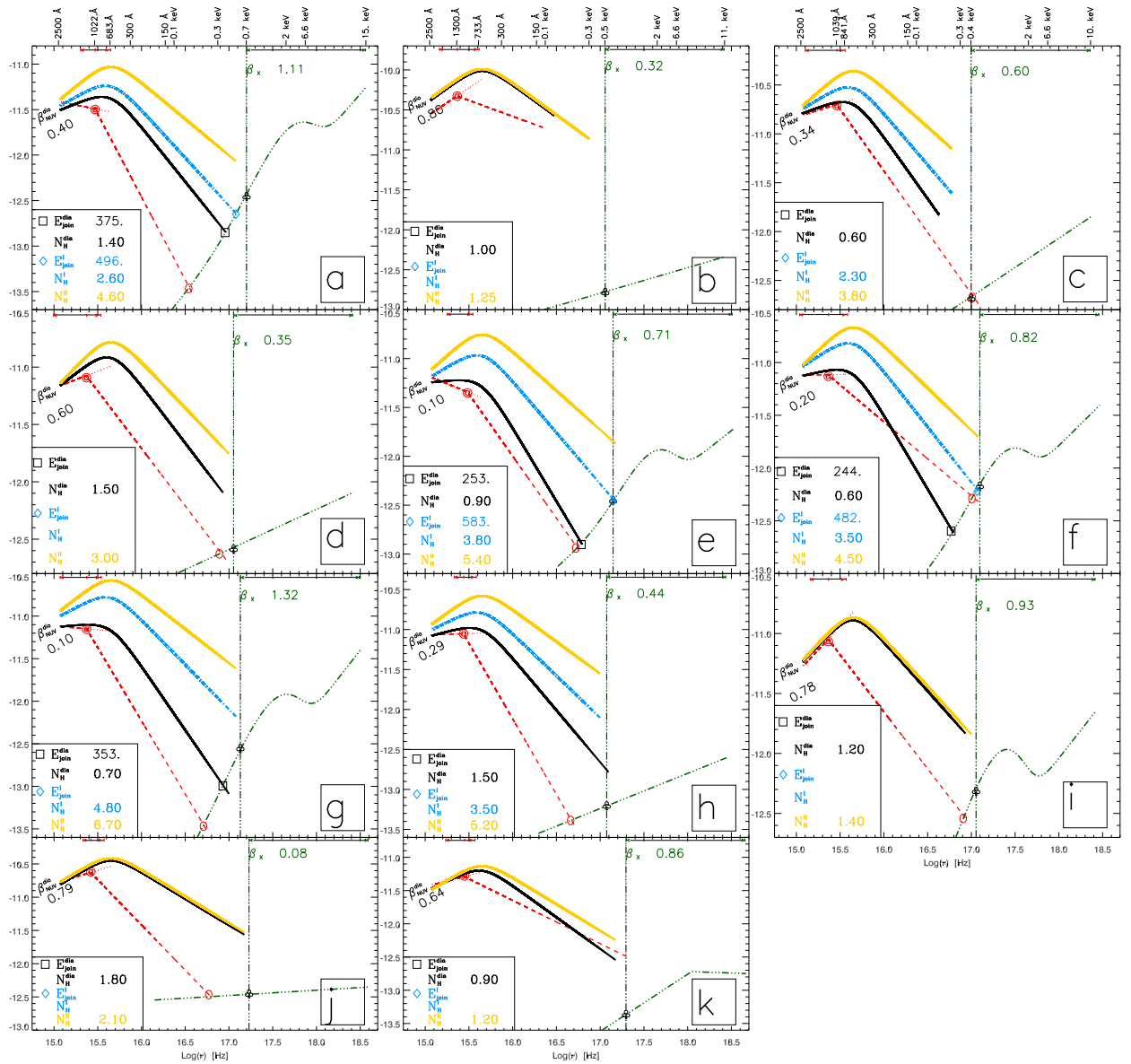


Fig. 7.3.— Continuación...

caso de la componente de polvo compuesto por nanodiamantes, el cociente polvo-gas asume que todo el carbón está oculto en el polvo. Si aplicáramos que el carbón casi no está oculto en el polvo, entonces se requerirá una mayor N_H^{dia} para compensar la cantidad de carbón que no forma parte de los granos. En el dominio de los rayos-X, si los metales que absorben la radiación de rayos-X yacen dentro del polvo o como parte de átomos libres hace muy poca la diferencia, excepto si el gas está ionizado (caso del WA descrito en § 5.2.1.3 para el quasar 3C 351) o si el polvo es poroso (Draine 2003b).

Encontramos que sólo 4 de las 11 SED de los quasares son caso A para la consideración

del caso de *Corrección del Quiebre*, es decir, la extrapolación del FUV llega al nivel o por debajo del flujo observado en rayos-X para los cuasares *a*, *e*, *f* y *g*. La conexión de los espectros extrapolados FUV y rayos-X ocurre entre 244 y 375 eV. Por lo tanto, la adopción de la función C_{roll} de B05 con el valor de $\delta = -1.6$, deja como resultado que para la mayoría de los cuasares, la extrapolación resultante de la SED proveniente del FUV y hacia el dominio de los rayos-X no es compatible con el nivel de los datos en los rayos-X. Así, la función C_{roll} deberá adoptar otro valor de δ (más negativo) para que se incline aún más hacia los rayos-X ó se deberá emplear otra función para obtener un corte abrupto, tal como un corte exponencial. Para las SEDs de los cuasares que se encuentran en la situación del caso B, determinamos la magnitud del cambio de pendiente, $\delta_{\text{max}}^{\text{dia}}$, que es el valor máximo de δ que podría convertir a las SEDs en caso A y cuyos valores son reportados en la col. 8 de la Tab. 7.2. $\delta_{\text{max}}^{\text{dia}}$ es un límite máximo debido a que valores más negativos de δ permite que todas las SED de los cuasares sean caso A. El valor promedio de $\delta_{\text{max}}^{\text{dia}}$ determinado para los 7 cuasares es -2.1 , el cual es significativamente más negativo que el asumido por B05.

Si la absorción asumida por la pantalla de polvo cubre tanto a la fuente UV como a la de los rayos-X, entonces la densidad columnar del polvo cristalino N_H^{dia} deberá constituir una fracción de la densidad columnar total del gas frío inferido por los rayos-X. Esta comparación la realizamos en la Tab. 7.1 donde mostramos la densidad columnar equivalente de gas inferido del polvo compuesto por nanodiamantes (col. 6) y la densidad columnar equivalente de gas inferido de los rayos-X (col. 5). Encontramos que la condición $N_H^X > N_H^{\text{dia}}$ se satisface para todos los cuasares excepto para el cuasar *j*. Esto implica que a priori, la absorción por granos de polvo compuestos por nanodiamantes es consistente con las observaciones en rayos-X. El dominio de las SEDs de los cuasares en caso B, sin embargo indican que la función C_{roll} necesaria para el quiebre en el EUV-X deberá tener una caída más abrupta con respecto a la ley de potencia con índice espectral $\beta_{\text{FUV}} = \beta_{\text{NUV}} - 1.6$.

7.3. Asumiendo un Índice Espectral UV Universal

7.3.1. La Importancia de Probar la Hipótesis de que las SEDs están Enrojecidas por Polvo

7.3.1.1. Los Modelos de Fotoionización Requieren un Continuo UV Endurecido

En la revisión que hizo Koratkar & Blaes (1999) acerca de los modelos de Discos de Acreción generadores del continuo óptico-UV, notaron que los modelos de disco de acreción que producen un número substancial de fotones ionizantes generalmente tienen un índice espectral endurecido con respecto a los β_{NUV} de los espectros observados. Estos autores señalan que el problema de los modelos de disco de acreción no reside en ajustar un continuo óptico-UV enrojecido, porque los modelos en verdad lo pueden hacer, sino en cómo explicar al mismo tiempo la emisión proveniente del EUV, necesaria para reproducir las líneas de emisión de alta excitación (capítulo § 3.4.2). Hasta el momento, no hay un modelo de disco de acreción que pueda estar en concordancia con ambos segmentos simultáneamente. Este es el punto de inicio para explorar si la extinción por polvo podría estar presente en casi todos los cuasares luminosos, provocando que la SED parezca más suave de lo que originalmente es y teniendo en mente que los modelos de fotoionización necesitan una SED más endurecida, con respecto a la SED de las observaciones, para explicar los cocientes de líneas observados de la BLR. Esto nos permitiría ajustar modelos de disco de acreción muy azules, los cuales generarían una luminosidad y un continuo ionizante mayor, especialmente del lado azul de la recuperación de flujo ionizante, donde los granos de polvo compuesto por nanodiamantes vuelven a ser transparentes. Lo anterior estaría en concordancia con los análisis provenientes de las líneas espectrales de los AGN.

7.3.2. Curva de extinción tipo Nube Menor de Magallanes o Gris

A continuación exponemos los detalles de la curva de extinción tanto gris (curva casi independiente de la frecuencia en el dominio del FUV) como tipo SMC (curva con una pendiente pronunciada en el dominio FUV). Al final discutimos las razones del porque utilizamos la curva de extinción tipo SMC.

Tab. 7.2. Parámetros de los Cuatro Modelos de la SED en el UV

Quasares			Modelo Libre de Polvo		Modelo Corrección del Quiebre			Polvo AC Modelo I		Modelo II
Nombre Común	Fig. Etiq.	α_{OX}	β_{NUV}^{dfe}	E_{join}^{dfe} eV	β_{NUV}^{dia}	E_{join}^{dia} eV	δ_{max}^{dia}	E_{join}^I	δ_{max}^I eV	δ_{max}^{II}
(1)	(2)	3	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)
Pks 1127–14	a	-1.11	-0.19	146	0.4	375	-1.21	496	-1.39	-1.78
Pks 0405–123	b	-1.78	0.74	...	0.8	...	-2.73	(a)	(a)	-2.86
3C351	c	-1.56	0.28	432	0.34	...	-1.87	...	-2.22	-2.60
3C334	d	-1.46	0.29	327	0.6	...	-1.85	(a)	(a)	-2.15
B2 0827+24	e	-1.28	-0.36	223	0.1	253	-0.97	583	-1.60	-2.00
Pks 1354+19	f	-1.29	0.02	429	0.2	244	-1.0	482	-1.54	-1.90
3C454.3	g	-1.31	-0.09	216	0.1	353	-1.10	...	-1.81	-2.20
OI 363	h	-1.72	0.04	194	0.29	...	-1.92	...	-2.32	-2.72
Pks 1136–13	i	-1.34	0.78	341	0.78	...	-1.83	(a)	(a)	-1.89
PG 1634+706	j	-1.64	0.40	247	0.79	...	-2.17	(a)	(a)	-2.16
PG 1115+080	k	-1.62	0.34	...	0.64	...	-2.07	(a)	(a)	-2.23

^aNo aplica el Modelo I a estos quasares porque el índice espectral NUV ya está endurecido con respecto a $\beta_{NUV}^I = 0.55$.

7.3.2.1. Catastros en el Segmento del Radio

Baker et al. (1995) generaron espectros compuestos provenientes de espectros de RLQ. Los espectros compuestos fueron extraídos del Catastro de Quasares de Molonglo que fueron ordenados en 4 grupos. Los grupos fueron definidos a partir de su cociente de flujos entre núcleo y lóbulo (R), así R es un indicador de la orientación de quasar con respecto a nuestra línea de visión. Para R pequeños los espectros compuestos están, supuestamente, más enrojecidos en comparación con los espectros compuestos que tienen valores de R grandes. Una posible explicación para este efecto, es que el enrojecimiento podría ser debido al toroide putativo perpendicular al eje del radio jet (§ 1.7). Gaskell et al. (2004) comparó los espectros compuestos, para los casos con $R > 1$ y casos con $R < 0.1$, con el fin de obtener la curva de extinción. Ellos también usaron el espectro compuesto del catastro LBQS de Francis et al. (1991) y lo compararon con el espectro compuesto para $R > 1$, obteniendo una curva de extinción gris. En la Fig. 7.4 en la página siguiente está colocada la curva de extinción inferida por Gaskell et al. (2004) (línea segmento-punto), la cual es plana para todas las longitudes de onda menores a 0.4μ ($2.5 \mu^{-1}$ ó 9×10^{14} Hz). Sin embargo, a partir de estos resultados no es claro que la diferencia entre estos catastros sea definitivamente debida al polvo, porque podría existir una diferencia espectral intrínseca asociada con la diferencia de objetos RLQ y RQQ. También podría ser el resultado de que la SED de los RLQ tienen una componente fuerte de radiación nuclear reflejada por nubes polvorientas y opacas, las cuales tienen un comportamiento gris (Vernet et al. 2001).

7.3.2.2. Catastros en el Dominio Óptico–UV

Las observaciones hechas con el telescopio óptico *Sloan Digital Sky Survey*, SDSS, proporcionan un criterio de selección con base en 5 colores diferentes (5 filtros diferentes), permitiendo descubrir miles de quasares enrojecidos. Richards et al. (2003) generaron 5 espectros compuestos a partir de 9566 quasares. Ellos clasificaron los diferentes espectros compuestos de acuerdo a su posible grado de enrojecimiento, concluyendo que el índice espectral intrínseco domina como lo muestra el espectro compuesto 1, que no está enrojecido y además es el más azul. Posiblemente, el resto (3-5) de los espectros compuestos están enrojecidos debido al polvo, haciendo un notable cambio en el índice espectral. Así que la curva de extinción fue generada al dividir los espectros compuestos 3-5 por el espectro compuesto 1.

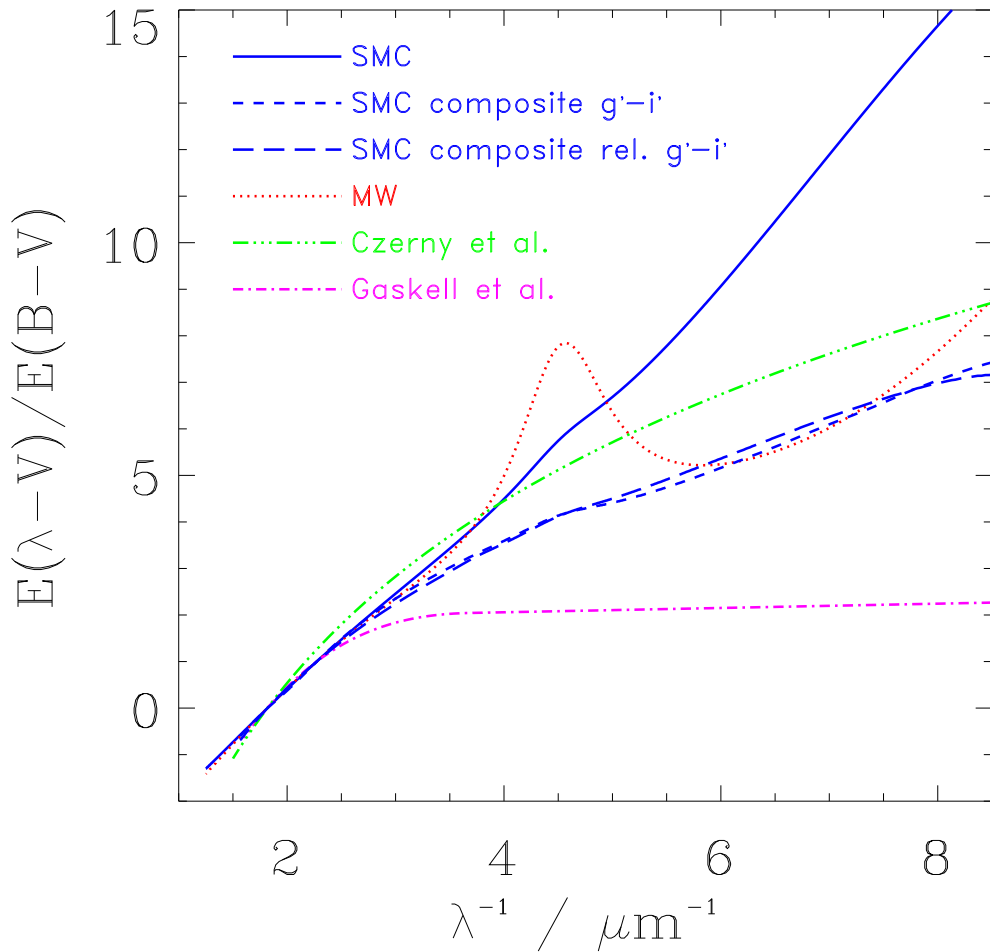


Fig. 7.4.—: Comparación de diferentes curvas de extinción, como función de la longitud de onda (λ^{-1}). La curva de extinción inferida por Gaskell et al. (2004) (línea segmento-punto) es la más plana a partir de $\lambda^{-1} > 2.5 \mu^{-1}$ y en contraste con la extinción tipo SMC (línea sólida) proveniente de Pei (1992), que incrementa rápidamente hacia el dominio del FUV. Las curvas de extinción con inclinaciones intermedias son la Galáctica, MW, representada con la línea punteada y las derivadas de los espectros compuestos del SDSS; la línea segmento-corto de los datos de Richards et al. (2003), mientras que la línea segmento-largo es la simulación del espectro compuesto proveniente de espectros sintéticos que están enrojecidos individualmente Willott (2005). La curva de extinción producida por granos de polvo tipo AC (línea triple-punto-segmento) y que fue ajustada al espectro compuesto Czerny et al. (2004), Willott (2005).

Al analizar la forma del continuo para 9566 quasares, Hopkins et al. (2004) encontraron que la extinción podría ser ajustada por polvo similar al presente en la SMC (capítulo §5.4.1), es decir, con una curva de extinción que crece más abruptamente que la curva de extinción Galáctica, la cual está mostrada en la Fig. 5.9 en la página 100. Sin embargo, los quasares enrojecidos por polvo tipo SMC, tienen una

correlación negativa entre el $E(B-V)$ y el corrimiento al rojo, debido a efecto de selección, pues los cuasares a alto corrimiento al rojo (los cuales contribuyen a la parte UV del espectro compuesto), están menos extinguidos, lo que deja una huella poco profunda en el UV.

Para explicar el comportamiento de la curva de extinción proveniente de los 5 espectros compuestos del SDSS generados por Richards et al. (2003), Czerny et al. (2004) ajustó la curva de extinción producida por granos de polvo compuestos por Carbón Amorfo, con el objetivo de determinar la ley de extinción de los espectros compuestos para los cuasares. En la Fig. 7.4 en la página anterior, la curva de Czerny et al. (2004) (línea triple-punto-segmento) es similar a la de SMC para longitudes de onda mayores a 2500 \AA pero es más plana que la curvas de extinción tipo SMC (línea sólida) ó que la Galáctica (línea punteada) para longitudes de onda menores a 1300 \AA . Sin embargo, la curva de extinción de Czerny et al. (2004) no es útil para los fines de este trabajo, debido a su poco parecido con la SMC en el dominio FUV.

Richards et al. (2003); White et al. (2003) mostraron que la mayoría de los cuasares con enrojecimiento $E(B-V) \leq 0.2$ son encontrados a $z < 1$, los cuales fueron seleccionados con el criterio espectral del óptico y óptico-radio, respectivamente. Por otro lado, Puchnarewicz & Mason (1998) investigaron cuasares en el segmento de los rayos-X con altos corrimientos al rojo y enrojecidos en el dominio óptico-UV. La aparente discrepancia entre los cuasares enrojecidos y el corrimiento al rojo es debida a que los cuasares son buscados en catastros donde existe la imposición del límite en el óptico. La razón principal del porque el espectro compuesto tiene una curva de extinción plana en el FUV es debido a la baja sensibilidad para detectar cuasares a altas z con con alta absorción en el UV (Willott 2005).

7.3.2.3. Argumentos en favor de la curva de Extinción tipo SMC

En la Fig. 7.5 en la página siguiente es mostrado que no hay correlación entre el índice espectral y el corrimiento al rojo para la muestra de cuasares de Baker et al. (1995) (puntos sólidos). Para ejemplificar la falta de correlación, Willott (2005) consideró una SED con índice espectral fijo de $\alpha_\nu = -0.4$, la cual está afectada por extinción tipo SMC (línea continua) o Galáctica (línea punteada), en este caso A_ν es cada vez mayor para cuasares a baja z , sin embargo, la curva de extinción gris de Gaskell et al. (2004) no puede reproducir fácilmente los índices espectrales de los cuasares con grandes z . Por ejemplo, si $\alpha_\nu = 1.5$, entonces la curva de extinción

gris predice una extinción tan grande como $A_v = 20$ y por lo tanto una magnitud absoluta de $M_B \sim -45$ (Willott 2005). La curva de extinción gris es extremadamente plana en el dominio FUV, de tal forma que es necesario una A_v enorme para alcanzar índices espectrales tan duros como los observados de los espectros por Vanden Berk et al. (2001) (ver más adelante la discusión acerca de los valores de los índices espectrales), por lo que la curva de extinción gris no será utilizada en este trabajo.

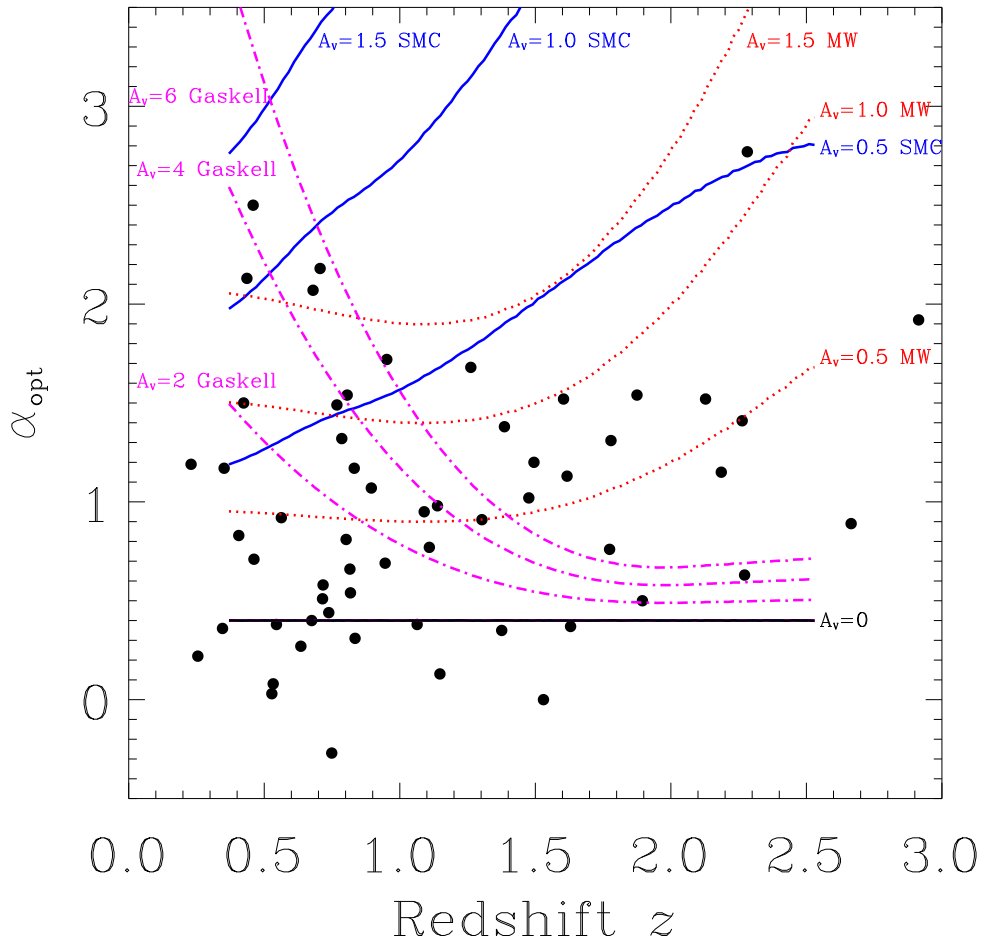


Fig. 7.5.—: Índice espectral α_ν contra corrimiento al rojo de la muestra de cuasares (puntos) que provienen de Baker et al. (1995). Notar que los cuasares más enrojecidos están a corrimientos al rojo pequeño. Al comparar la forma en que una ley de potencia con índice espectral $\alpha_\nu = -0.4$ está afectada por enrojecimiento del polvo como función del corrimiento al rojo. Las curvas de extinción consideradas son tipo *Gris* (línea punto-segmento), tipo SMC (línea sólida) o tipo Galáctica (línea punteada). Esto muestra que para cuasares a corrimientos al rojo pequeños, A_v es mayor, sin embargo, la curva de extinción de Gaskell et al. (2004) no puede reproducir fácilmente los valores para grandes z , Willott (2005).

Al investigar la contribución de la extinción en objetos individuales y no en espectros

compuestos, Willott (2005) construyó un espectro compuesto a partir de un conjunto de 211 cuasares con espectros sintéticos y enrojecidos individualmente por polvo tipo SMC entre $0.4 < z < 2.5$. Mostraron que al seguir el mismo procedimiento que Richards et al. (2003), la curva de extinción derivada del espectro compuesto no recobra la ley de extinción intrínseca tipo SMC. Por lo que concluyó que no hay evidencia de polvo gris para el espectro compuesto de los cuasares. Los cuasares a alta z y con enrojecimiento bajo dominan la parte UV del espectro sintético compuesto, dejando una curva de extinción más plana que la tipo SMC. Esto muestra que las curvas de extinción derivadas del espectro compuesto son un efecto de la técnica, debido al hecho de que los cuasares que contribuyen al espectro compuesto en el UV tienen típicamente menor enrojecimiento que los cuasares que aportan al espectro óptico.

Por otro lado, Maiolino et al. (2001b,a) argumentaron a favor de las distribuciones deficientes de granos pequeños, esto es porque su análisis está basado en la extinción en el IR (segmento en el cual dominan granos con tamaños grandes) y cocientes polvo-gas observados en galaxias Seyfert que no necesitan la contribución de los granos de polvo pequeños. Por otro lado, Willott et al. (2004) mostró que esta diferencia en el cociente polvo-gas está también presente en los cuasares que fueron seleccionados en rayos-X, cuyos espectros en reposo UV y óptico están enrojecidos. Para desenrojecer a los espectros utilizaron la curva de extinción tipo SMC propuesta por Hopkins et al. (2004), debido a que fue bien ajustado la SED en reposo en el dominio óptico-UV para cuasares individuales. Así que Willott (2005) confirma que es mucho más fiable utilizar las curvas de extinción inferidas de los objetos individuales que las curvas de extinción basadas en espectros compuestos.

Por todo lo anterior, adoptamos la curva de extinción tipo SMC, la cual hemos aproximado con la curva de extinción que producen los granos de polvo compuestos por Carbón Amorfo (AC) descrito en § 5.4.3, haciendo uso de la distribución de tamaños de los granos entre 50 y 1400 Å. La curva de extinción está ilustrada con línea continua en la Fig. 5.13 en la página 107.

7.3.3. Combinando los Dominios UV y rayos-X al Asumir una Corrección del Índice espectral NUV por Absorción de Polvo tipo SMC

Asumiendo la curva de extinción tipo SMC y una SED Universal con un continuo UV endurecido, procedemos a investigar la cantidad de granos de polvo, compuesto por

carbón amorfo tipo AC, requerido para desenrojecer los espectros de los cuasares en el dominio del UV cercano, es decir, aplicamos la curva de extinción tipo SMC (línea continua y etiquetada como *amorph.Cext* de la Fig 5.13 en la página 107) para pasar de un índice espectral β_{NUV}^{dfe} (observaciones) a un índice espectral universal. A este procedimiento lo hemos llamado: caso de *Corrección del Índice*. Aplicamos la *Corrección del Índice* a los 11 espectros UV de los cuasares reportados en el capítulo § 4.3, de tal forma que la aplicación de la absorción producida por el polvo, dada por las curvas de extinción D3 y A1, a la SED intrínseca del cuasar reproduce el espectro observado, esto es

$$F_{\nu UV}^{obs} = F_{\nu} C_{roll} T_{\nu}^{AC} T_{\nu}^{dia} \quad (7.2)$$

Las transmisiones de las curvas de extinción están descritas por la Eq. A.5 tanto para el Carbón Amorfo (§ 5.4.3) como para nanodiamantes (§ 5.4.4). Los parámetros libres son únicamente las densidades columnares respectivas a cada tipo de polvo.

Mantuvimos fija la densidad columnar del polvo compuesto por nanodiamantes, lo cual mantiene el ajuste satisfactorio del quiebre de cada cuasar a λ_{UV}^{brk} previamente encontrado en la *Corrección del Quiebre* (ver § 7.2).

7.3.3.1. Un Valor Universal del Índice Espectral β_{NUV}

Modelo I :

En el estudio de RLQ y RQQ, Gaskell et al. (2004) encontraron lo que parece ser un corte, un límite inferior, en la distribución de índices espectrales en el dominio óptico-UV. El índice espectral más duro que encontraron corresponde a $\alpha_{NUV} \simeq -0.45$ ($\beta_{NUV}=0.55$). Este valor del índice espectral lo utilizaron para modelar la SED desenrojada. También en los espectros compuesto del SDSS de Vanden Berk et al. (2001), hallaron un valor del índice espectral similar al índice espectral en el dominio óptico-UV. Por otro lado, B05 encontraron un intervalo de índices espectrales para los cuasares clase A (§ 5.3.1), con un valor promedio de $\alpha_{NUV}=-0.44$ ($\beta_{NUV}=0.56$). Por todas las evidencias anteriores, definimos al **Modelo I** como una ley de potencia con índice espectral $\beta_{NUV}^I=0.55$ y un índice asintótico después de 670 Å de $\beta_{FUV}=-1.05$, donde la transición entre las leyes de potencia está producida por la función C_{roll} , con el fin de ser consistente con los análisis previos (§ 7.2). Los parámetros del

Modelo I están listados en Tab. 7.2 y Tab. 7.1. Para este modelo, todas las cantidades comparten la misma etiqueta “I”.

Dentro de la muestra de los 11 cuasares, 5 cuasares tienen índices espectrales más duros que $\beta_{\text{NUV}}=0.55$, por lo que no fue posible aplicarles la corrección por enrojecimiento de la curva de extinción tipo SMC y por lo tanto, no fueron incluidos en esta prueba. Las SEDs de los 6 cuasares con Modelo I (línea segmento-punto azul) las hemos colocado en la Fig. 7.3 en la página 130.

En la Fig. 7.6 en la página siguiente ilustramos la SED para el Modelo I (línea continua), comparada con la misma SED sólo que absorbida (línea punteada) por una pantalla de granos de polvo compuesto por nanodiamantes (curva D3, § 7.2), con una densidad columnar de $N_H^{\text{dia}} = 0.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Las dos SEDs comparten el mismo continuo tanto óptico-UV como EUV-X, con la única diferencia de que el quiebre (alrededor de $\sim 1100 \text{ \AA}$) está presente debido a la absorción por solamente granos de polvo compuesto por nanodiamantes cúbicos (curva D3). Otra comparación fue hecha con la SED de Korista et al. (1997b) dada por $\nu^{-0.5} \exp(h\nu/kT_{\text{eV}})$, en el cual el corte es a 43 eV y con el máximo a 22 eV (líneas segmentadas y largas). En el dominio EUV-X la caída exponencial de estas últimas SEDs predice una caída abrupta en comparación con la ley de potencia y un transición entre índices espectrales más amplia que la sugerida por la función C_{roll} . Por último, sobrepusimos la SED del ajuste proveniente del espectro compuesto de TZ02 (líneas segmentadas y cortas). Hacemos notar que esta última SED tiene un menor flujo desde ~ 1100 hasta $\sim 60 \text{ \AA}$, con respecto a las otras SEDs.

Modelo II :

B05 encontraron la existencia de una fracción no despreciable de cuasares con un índice espectral β_{NUV} aun más duro que el índice espectral propuesto por Gaskell et al. (2004), es decir, la dispersión de los índices espectrales fue de ± 0.21 alrededor del valor promedio 0.55. Por otro lado, Vanden Berk et al. (2001) al usar espectros de cuasares observados con el SDSS, derivaron una variedad de espectros compuestos, de los cuales 4 espectros compuestos son presumiblemente no enrojecidos y el resto están enrojecidos. En los espectros compuestos no enrojecidos hay índices espectrales en el dominio óptico-UV con una mayor dureza, esto es, fue encontrado que el continuo más endurecido tiene un valor tan duro como $\beta_{\text{NUV}}=0.75$. Los otros 3 espectros compuestos, que son más suaves están caracterizados por índices β_{NUV} con valores 0.59, 0.46 y 0.24.

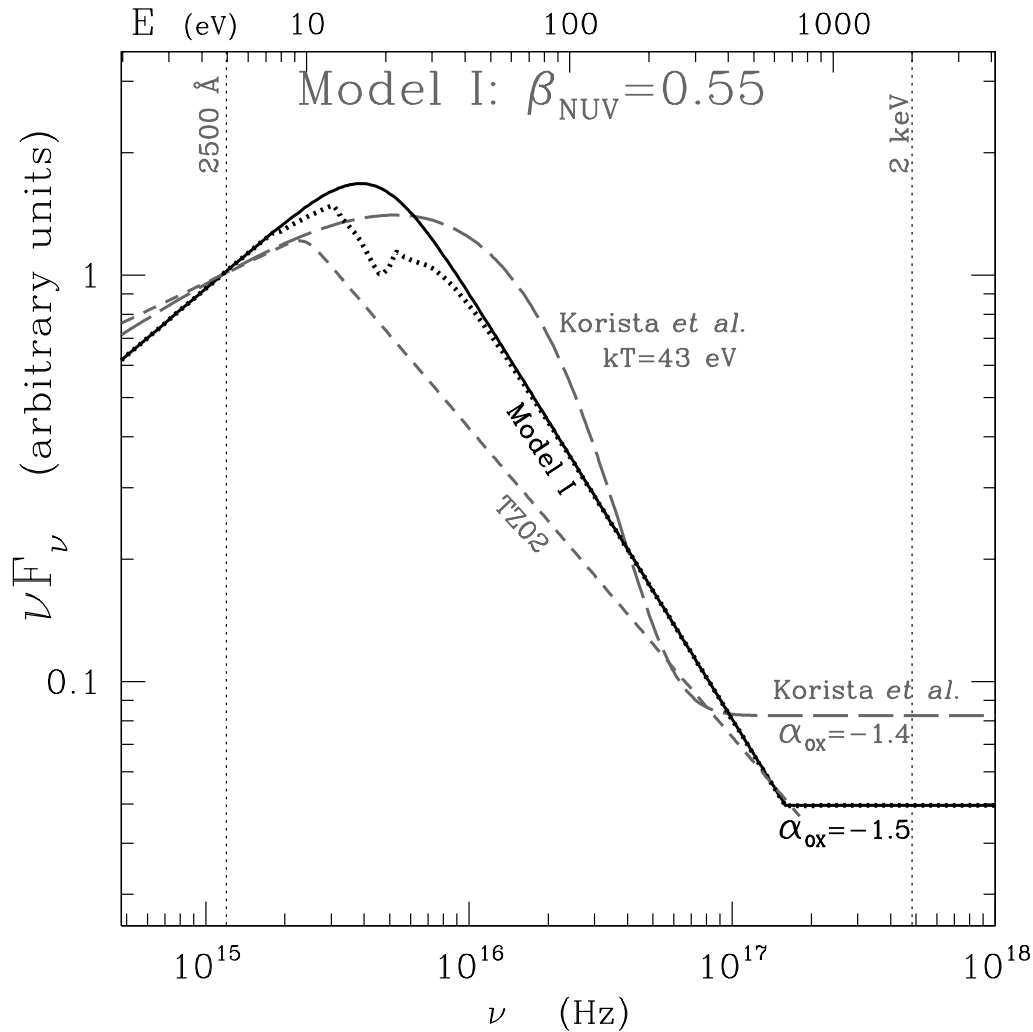


Fig. 7.6.—: comparaciones de la SED Modelo I en νF_ν . La línea continua representa a la SED del quasar en Modelo I definido en § 7.3.3.1. Este modelo consiste de una ley de potencia con $\beta_{\text{NUV}}^I = 0.55$ multiplicado por la función C_{roll} que produce un cambio de pendiente suave (§ 7.2). La función C_{roll} tiene un máximo a 18.5 eV (4.48×10^{15} Hz) consiste en una magnitud de cambio del índice espectral dado por $\delta = -1.6$ hacia un valor asintótico $\beta_{\text{FUV}}^I = -1.05$ en el EUV. Para representar al espectro en rayos-X usamos una ley de potencia quebrada con índice espectral $\beta_\nu = 0.0$ ($\Gamma_X = -2$) y ajustada para obtener α_{OX} de -1.5 . La línea punteada representa la misma SED solo que absorbida por solamente granos de polvo compuesto por nanodiamantes (curva D3, § 7.2), con una densidad columnar de $N_H^{\text{dia}} = 0.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Por Ultimo, la línea segmentada y larga es una de las dos SEDs usadas por Korista et al. (1997b) en su malla extensa de anchos equivalentes para la BLR. Esta curva tiene un máximo a 22 eV. La línea segmentada y corta es la ley de potencia quebrada para ajustar el espectro compuesto de TZ02 (i.e. $\beta_{\text{NUV}} = 0.31$ y $\beta_{\text{FUV}} = -0.76$). Todas las curvas fueron normalizadas a 2500 Å.

Por otro lado, los modelos NFAD (ver § 3.4.1) predicen índices aún más duros, en el intervalo de α_{NUV} entre -0.2 a 0.3 (β_{NUV} de 0.8 a 1.3). Con el fin de cubrir la

posibilidad de desenrojecer los espectros a una SED más azul, definimos el **Modelo II**, el cual está representado como una ley de potencia con un continuo aún más duro con respecto al Modelo I, es decir, con un índice espectral intrínseco $\beta_{NUV}^{II}=0.8$ ($\alpha_{NUV}=-0.2$), un índice espectral asintótico después de 670 \AA de $\beta_{FUV}=-0.8$ y además la ley de potencia está multiplicada por la función C_{roll} . De igual manera, los parámetros están listados en la Tab. 7.2 y 7.1, además, para este modelo, todas las cantidades comparten la misma etiqueta “II”.

En la Fig. 7.7 en la página siguiente están mostradas las SEDs correspondiente al modelo II, la SED intrínseca (línea continua) y la SED absorbida solamente por granos de polvo compuesto por nanodiamantes (curva D3 ilustrada con línea punteada), en comparación con la línea segmento-punto que representa a la SED que propuso Mathews & Ferland (1987) para los AGN inferida a partir de modelos de fotoionización. Hacemos notar que el máximo del Modelo II que se encuentra a 18.5 eV no es muy diferente al propuesto por Korista et al. (1997b).

Al poner todas las componentes anteriores en una sola gráfica obtenemos un panorama del comportamiento de la SED ionizante en el segmento EUV-X, como está ilustramos en la Fig. 7.8 en la página 145. Hemos colocado las SED observadas de TZ02 (línea continua y roja), la de Richards et al. (2003) (línea continua, roja y multiplicada por un factor 0.2), PI05 (línea continua y verde), Brocksopp et al. (2006) (línea continua y Azul). La franja gris central representa el dominio donde no tenemos datos, sin embargo los modelos nos indican posibles comportamientos. Los modelos de fotoionización (MF87 y KO97, representadas con líneas segmentadas) predicen un mayor número de fotones ionizantes por arriba de $\sim 13 \text{ keV}$. Los modelos I y II que proponemos para la SED intrínseca atenuada por nanodiamantes (líneas punteadas) sugieren que la conexión ocurre de manera simple, es decir, con sólo interpolar en el dominio EUV-X, tal como lo indican las flechas que apuntan hacia el segmento de los rayos-X. Sin embargo, esto no se cumple para los casos en donde usamos los datos de cada fuente (comparar con la Fig. 7.3 en la página 130).

7.3.3.2. La Cantidad de Granos de Polvo que Implica un Índice Espectral Universal

La curva de extinción, compuesta por granos de polvo compuestos de nanodiamantes, usada para tomar en cuenta del quiebre λ_{UV}^{brk} , absorbe muy poco hacia el rojo. De esta forma, virtualmente no hay un traslape entre las curvas de extinción de

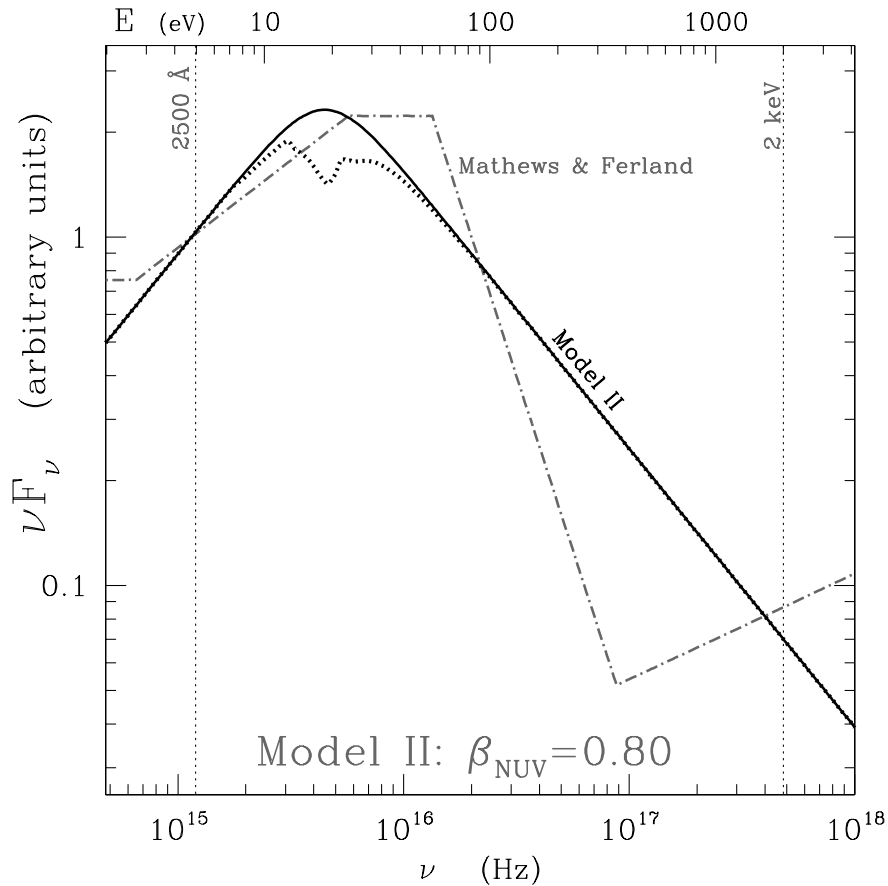


Fig. 7.7.—: Comparación con la SED para el Modelo II en νF_ν . La línea continua representa a la SED de un quasar en el caso de modelo II que fue definido en § 7.3.3.1. Este modelo consiste de una ley de potencia con $\beta_{\text{NUV}} = 0.80$ multiplicado por la función C_{roll} (§ 7.2). La línea punteada representa la misma SED solo que absorbida únicamente por granos de polvo compuestos por nanodiamantes (curva D3), § 7.2), con una densidad columnar de $N_H^{\text{dia}} = 0.8 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Por Ultimo, la línea segmento-punto representa a la SED de los AGN que propusieron Mathews & Ferland (1987). Todas las curvas fueron normalizadas a 2500 Å.

nanodiamantes en el FUV y el que es debido al polvo tipo SMC en el NUV. La propiedad de que el polvo compuesto por nanodiamantes sea transparente en el NUV facilita considerablemente el ajuste de 2 componentes de polvo sin necesidad de tener iteraciones. Por lo tanto y en principio, adoptamos las mismas densidades columnares N_H^{dia} provenientes de la *Corrección del Quiebre* (§ 7.2), cuando la SED intrínseca e inicial fue enrojecida por granos de polvo compuesto por nanodiamantes para reproducir el quiebre del espectro observado (§ 5.4.4). Entonces, determinamos los valores óptimos de las densidades columnares, N_H^I y N_H^{II} necesarios para que el dominio NUV de la SED universal esté enrojecida. Esto es, las SEDs de los Modelo I y Modelo II están enrojecidas por granos de polvo compuesto por AC, con el objetivo de que reproduzcan los índices espectrales observados, β_{NUV} , de los 11 quasares.

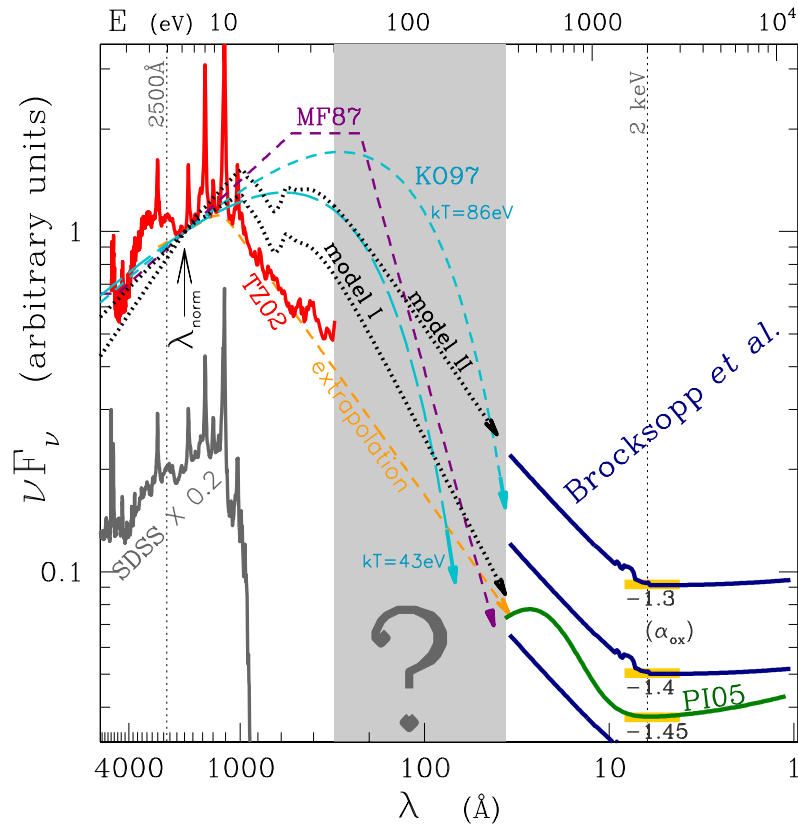


Fig. 7.8.—: Comparación de diferentes SEDs desde el óptico hasta los rayos-X en νF_ν . Comenzando en el segmento UV, todas las SEDs han sido normalizadas a $\lambda_{norm} = 2000 \text{ \AA}$. Eje inferior: longitud de onda (\AA), eje superior: energía (eV). El espectro compuesto del Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (línea sólida y gris) fue multiplicado por un factor 0.2, para evitar el amontonamiento. La línea continua y roja representa el espectro compuesto de TZ02, incluyendo tanto los cuasares RQQ como RLQ. La línea segmentada y anaranjada representa una ley de potencia quebrada ajustada al espectro compuesto de TZ02, usando índices con valores de 0.31 y -0.76 , para β_{NUV} y β_{FUV} , respectivamente. También comparamos las SEDs teóricas: la SED de Mathews & Ferland (1987) (línea segmentada y purpura), nuestro modelo I y II con absorción por polvo (línea punteada y negra) del capítulo § 7, dos SEDs de Korista et al. (1997a) tipo térmica con un corte exponencial a $kT = 43 \text{ eV}$ y el otro a 86 eV (líneas segmentadas cortas y largas ambas de color cyan, respectivamente). La área gris representa el segmento donde no hay información de las observaciones. Todas las SEDs UV terminan con una flecha antes de llegar a los rayos-X con el fin de aglomerar toda la información. Las SED provenientes del extremo-UV deberán de conectarse con la SED proveniente de los rayos-X a un nivel el cual es definido por el índice α_{OX} . Los marcadores amarillos a 2 keV delimitan el flujo en rayos-X correspondientes a los valores de α_{OX} con -1.3 , -1.4 y -1.45 con respecto al flujo UV a 2500 \AA del espectro compuesto de TZ02. Para ejemplificar las SEDs de los AGN en el dominio de los rayos-X usamos dos ajustes: un modelo con una ley de potencia quebrada (línea azul) y otro modelo con cuerpo negro más una simple ley de potencia (línea verde). Estos ajustes corresponden al promedio de los ajustes realizados por Brocksopp et al. (2006) y PI05, respectivamente. Cada ley de potencia quebrada corresponde a los valores de α_{OX} -1.4 , -1.5 y -1.6 . En el caso del modelo de cuerpo negro más una simple ley de potencia es favorecido por una gran número de AGN de acuerdo a PI05, el cual es adoptado en este trabajo.

Para los cuasares e y g , y sólo en el caso del Modelo II, el ajuste del quiebre observado a λ_{UV}^{brk} empeoraba cuando le aplicamos la curva de extinción tipo SMC. Por lo tanto, para ambos cuasares fue necesario reducir la densidad columnar del polvo compuesto por nanodiamantes, N_H^{dia} , para restaurar la calidad del ajuste en el dominio del quiebre. Para el resto de los cuasares, la N_H^{dia} permaneció fija a los valores inferidos en la *Corrección del Quiebre* (§ 7.2).

Para cada cuasar, las densidades columnares inferidas N_H^I y N_H^{II} están listadas en la Col. 7 y 10 de la Tab. 7.1

7.3.4. Discusión Acerca de la SED con Índice Espectral Universal y Sin el Quiebre Espectral cerca de 1100 Å.

7.3.4.1. Resultados de las SEDs absorbidas por Polvo

Un resultado interesante es que después de la inclusión de los granos de polvo compuesto por AC y nanodiamante, ambas SEDs del Modelo I y II pueden ajustar al espectro observado tan bien como los modelos que sólo usan polvo compuesto por nanodiamante. Esto es ilustrado para los tres espectros UV (línea continua) de los cuasares c , f y g en la Fig. 7.9 en la página siguiente. La línea segmentada y gruesa representa al Modelo II al ser absorbida por granos de polvo compuesto tanto de AC como nanodiamante (curva D3). La línea punteada corresponde a la SED absorbida exclusivamente con polvo compuesto por nanodiamantes, con índices espectrales apropiados para cada cuasar (col. 6 de la Tab. 7.2). La línea delgada y segmentada representa la SED intrínseca del Modelo II, para el caso del cuasar c : 3C 351. Ninguno de los ajustes hechos con o sin granos de polvo compuesto por AC resultaron en un ajuste perfecto. Sin embargo, considerando que el nivel del continuo intrínseco subyacente a las líneas de emisión fuertes no puede definirse adecuadamente, ambos modelos son exitosos al ajustar los espectros y reproducir el comportamiento general del continuo.

El rasgo alrededor de 1770 Å en la curva de extinción de los granos de polvo compuestos por AC en la Fig. 5.13 en la página 107 resulta ser un rasgo notable (*shoulder*). En la Fig. 7.9 en la página siguiente para el cuasar g : 3C 454.3 muestra en su espectro UV el rasgo hacia longitudes de ondas más cortas que 1750 Å. Aún más, los datos son consistentes con este rasgo. Por lo tanto concluimos que las SEDs de los modelos de disco de acreción más azules con respecto a las SEDs observados son

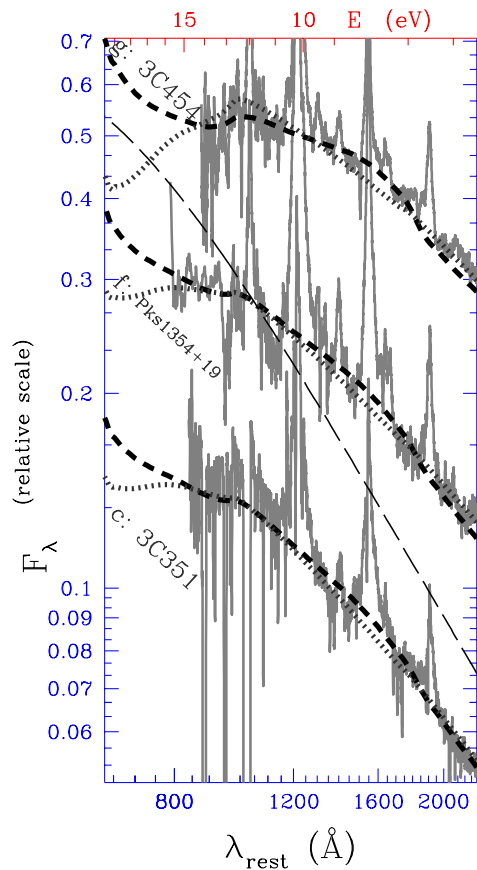


Fig. 7.9.—: Espectros en el dominio UV (líneas continuas) en F_λ como función de λ para los cuasares *c*: 3C 351, *f*: Pks 1354+19 y *g*: 3C 454.3. La línea segmentada y gruesa representa al Modelo II absorbido por granos de polvo compuesto por AC así como nanodiamante. La línea punteada corresponde a la SED absorbida exclusivamente con polvo compuesto por nanodiamantes, con índices espectrales apropiados para cada quasar (col. 6 de la Tab. 7.2). La línea delgada y segmentada representa la SED intrínseca del Modelo II, para el caso del quasar *c*: 3C 351.

una posibilidad bien definida, al menos para los 11 cuasares aquí presentados, por lo que con el uso de granos de polvo tipo AC podemos desenrojecer los espectros observados y hacerlos tan azules como lo predicen los modelos de disco de acreción que generan un espectro ionizante más duro. Además al variar la cantidad de granos de polvo compuesto por AC, tanto el modelo I (para 6 de las 11 SEDs) como el II proveen un ajuste aceptable a los espectros observados. También concluimos que con el uso de la aproximación generada con los granos de polvo, la SED intrínseca no es determinada de manera única, es decir, encontramos que la SED intrínseca descrita por el modelo II pertenece a una familia de SED intrínsecas (con índices espectrales $\beta_{\text{NUV}} > 0.2$ y como lo muestra la Fig. 7.9), pero que esta familia está acotada, al menos, por el rasgo *shoulder*.

Correspondiente al Modelo I y II de cada quasar, listamos en la col. 8 y 11 de la Tab. 7.1 el exceso de color $E(B-V)$ correspondiente a cada densidad columnar, respectivamente. Mientras que en la col. 9 y 12, damos los cocientes de estas densidades columnares con respecto a las densidades columnares determinadas en el dominio de los rayos-X, N_H^X .

Por otro lado, SBG05 también exploraron el desenrojecimiento de las curvas de extinción tipo ISM Galáctico y SMC con el fin de desaparecer el quiebre del continuo observado a λ_{UV}^{brk} . Encontraron que esta curva de extinción no puede remover el cambio de pendiente agudo observado en los espectros de los AGN sin dejar un efecto secundario en el índice espectral del NUV. Además, sólo 2 quasares de la muestra total (17 AGN) de SBG05, encontraron evidencia de que los espectros óptico-UV estaban enrojecidos. En nuestro estudio, el quiebre observado a λ_{UV}^{brk} es específicamente explicado con la absorción de granos de polvo compuesto por nanodiamantes. Cuando agregamos la curva de extinción por granos de polvo compuesto por AC, también, la SED sintética es encorvada, pero este efecto no es un argumento sólido para descartarla, además es la curva de extinción que requiere una densidad columnar menor.

Entre los espectros de la muestra estudiada por TZ02, uno encuentra un amplio intervalo de índices espectrales en el dominio del NUV. La dispersión de los índices es tan grande como 0.57 alrededor del valor medio $\beta_{NUV}=0.31$. Sería interesante explorar en trabajos futuros si la absorción por granos de polvo compuestos de AC puede reproducir satisfactoriamente la amplia variedad de las SEDs observadas que son más suaves. Por otro lado, Vanden Berk et al. (2001) no descartaron la posibilidad de que el polvo pudiera tener un papel importante en la variación de los índices, donde posiblemente la cantidad de polvo varía de AGN a AGN, lo que da lugar a la variedad de sus 4 espectros compuestos o al menos una fracción de estos. Sin embargo, Vanden Berk et al. (2001) atribuyeron que la variación de los índices está dominada por cambios en el continuo intrínseco, debido a su búsqueda de relaciones entre las líneas de emisión y el color.

7.3.4.2. Requisitos para la Función C_{roll} Inferidos de los Modelos I y II

Encontramos que la extrapolación de la SED del Modelo I es caso A para sólo 3 de los 6 quasares para los cuales tiene significado aplicarles la prueba, esto es, la extrapolación del espectro, en el segmento EUV para los quasares a , e , f , está en

acuerdo con los datos en rayos-X. Además, la conexión ocurre a E_{join}^I entre 482 a 583 eV. Esta posición de conexión entre la extrapolaciones del UV y rayos-X está representada con el símbolo de *cuadro* en la Fig 7.3 en la página 130. Para el caso del Modelo II, todas las SEDs de los 11 cuasares están clasificadas como caso B. Entonces la conclusión es que mientras la extinción por granos de polvo compuesto por AC favorece la existencia de una SED intrínsecamente más dura, también implica que la magnitud del cambio de pendiente de la SED en el EUV deberá ser mucho más abrupta que la propuesta por B05, esto es, la función C_{roll} del tipo ley de potencia Eq. 7.1, deberá tener un valor de δ más negativo que -1.6 . Para averiguar posibles valores de δ , calculamos el cambio de magnitud máxima para que las SEDs intrínsecas al menos conecten de forma congruente con el límite inferior de los datos en rayos-X. Los valores δ_{max}^I y δ_{max}^{II} están en listados en la col. 10 y 11 de la Tab. 7.2. Para el Modelo I, el valor de δ puede ser tan negativo como -2.32 y para el Modelo II tan extremo como -2.86 . Otra alternativa es adoptar una nueva forma de la función C_{roll} , tal como una exponencial, que podría ser más apropiada, debido a que los disco de acreción (sin Comptonización) predicen una caída exponencial en el umbral de la ionización del He^+ a 54.4 eV ó 228 Å (e.g. Hubeny et al. 2000). De lo anterior, concluimos que, al menos para los 11 cuasares, los espectros UV no pueden conectarse con los rayos-X de una forma simple y consistente con una sola componente, es decir, el exceso suave en rayos-X y la Gran Joroba Azul no son la misma componente.

El cociente de las densidades columnares de polvo a las densidades columnares inferidas en los rayos-X (Tab. 7.1) está por debajo de la unidad para los 7 cuasares donde fue evidente la absorción neutra. Para los 4 cuasares restantes, sin embargo, disponemos sólo del límite superior de N_H^X , aunque estos cuasares tienen el menor número de cuentas en rayos-X, de los cuales, solamente un quasar, j , tiene un cociente mayor que la unidad (1.8). Entonces y excepto para el quasar j , las densidades columnares debidas al polvo son consistentes con las densidades columnares equivalentes en el dominio de los rayos-X.

Debido a que el índice α_{OX} es sensible a la extinción del flujo UV a 2500 Å, esperamos que este índice podría estar correlacionado con la densidad columnar de granos de polvo compuestos por AC. En la Fig. 7.10 en la página siguiente están los valores de α_{OX} contra N_H^{II} (densidad columnar de absorción para una SED descrita como Modelo II) para cada quasar. Al usar la curva de extinción producida por granos de polvo compuesto por AC, la línea continua da el comportamiento esperado de α_{OX} si todos los cuasares tienen el mismo valor intrínseco de -1.6 , en la cual la pendiente es grande y confirma lo que solo se espera pequeñas variaciones de α_{OX}

para un intervalo de densidades columnares implicadas por el Modelo II. La línea segmentada ilustra el caso de incrementar 3 veces la absorción por polvo, asumiendo un índice intrínseco de -1.8 . De estas curvas, no hay evidencia de correlación. Posiblemente existe una gran variación en el valor intrínseco (des enrojecido) de α_{OX} entre los quasares que podría no producir una relación.

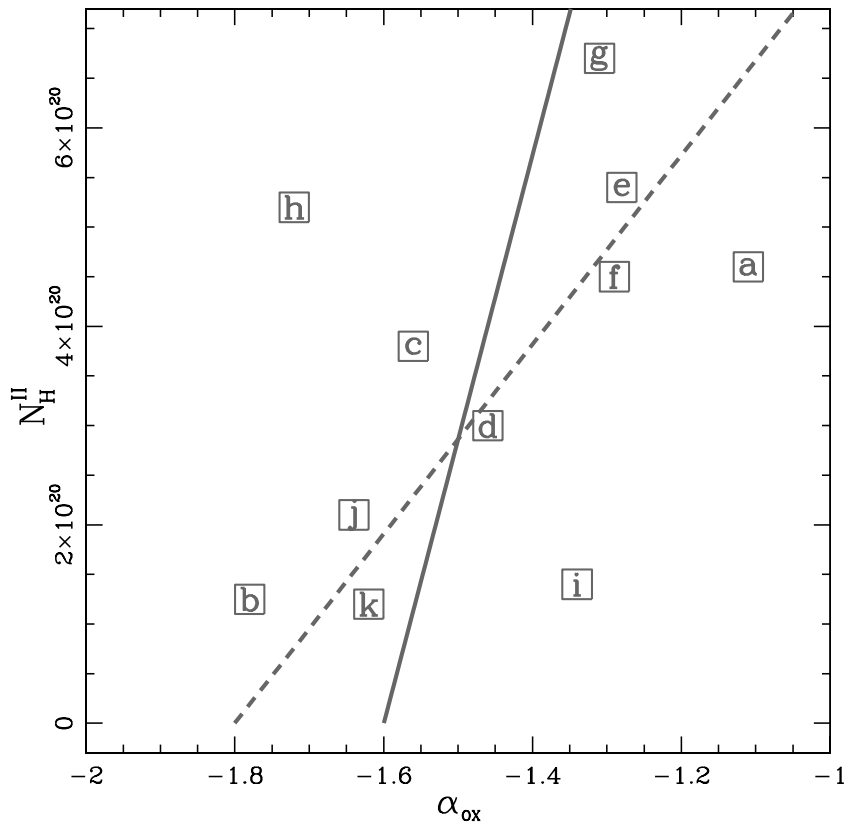


Fig. 7.10.—: Valores de α_{OX} vs. N_H^{II} (densidad columnar de absorción para una SED descrita como Modelo II) para cada quasar. Al usar la curva de extinción producida por granos de polvo compuesto por AC, la línea continua da el comportamiento esperado de α_{OX} si todos los quasares tienen el mismo valor intrínseco de $\alpha_{OX} = -1.6$. La línea segmentada ilustra el caso de incrementar 3 veces la absorción por polvo, asumiendo un índice intrínseco de -1.8 .

7.3.4.3. Las Implicaciones de ambas Curvas de Extinción

En el caso de existir un escenario en donde el polvo tiene un papel importante en el espectro UV, con comportamiento tipo las curvas de extinción del capítulo § 5 y con las densidades columnares inferidas en este capítulo, entonces podría dejar como resultado un alto reprocesamiento de radiación que podría ser identificada en la banda del MIR-FIR. El reto es encontrar esta emisión entre una gran variedad

de contribuciones de este segmento, por ejemplo la emisión de la molécula PHA, entre otras. También implicaría la reconsideración del crecimiento del polvo, porque la densidad de gas y el campo de radiación podrían dejar una producción de nanodiamantes cercanas al AGN, como se ha propuesto para estrellas pre-secuencia principal con exceso e radiación UV (Tielens et al. 1987; Lewis et al. 1989; Van Kerckhoven et al. 2002).

Capítulo 8

Conclusiones

En los cuasares, el quiebre del continuo ionizante presente en los espectros en el segmento UV no puede ser ajustado adecuadamente con los modelos de disco de acreción (Shang et al. 2005). Además, los modelos de disco de acreción que intentan reproducir los espectros UV tienen problemas con las predicciones de los modelos de fotoionización (Korista et al. 1997b; Koratkar & Blaes 1999). Así el problema es ajustar el quiebre observado y a la vez usar modelos de disco de acreción muy azules.

En esta tesis encontramos que la absorción por una mezcla granos de polvo, compuestos por nanodiamante y carbón amorfo, reproducen satisfactoriamente tanto el quiebre (Corrección de Quiebre) como lo rojo del espectro (Corrección del Índice Espectral), en una muestra formada por 22 espectros de 11 cuasares (ver § 2). Los espectros en el dominio UV fueron observados con el telescopio HST-FOS, mientras que los espectros en el dominio de los rayos-X fueron observados con el telescopio Chandra. Procesamos y ajustamos de manera exitosa cada uno de los 22 espectros con sus características individuales en cada dominio:

- Cada uno de los 11 espectros observados en el dominio UV fue ajustado con una ley de potencia quebrada. Cada uno de los quiebres está cercano a 1100 \AA .
- Cada uno de los 11 espectros observados en el dominio de los rayos-X fue ajustado en base a una ley de potencia más componentes extras que en conjunto están atenuadas por la opacidad de la Vía Láctea. Encontramos que las componentes extras son: 6 espectros tienen un notable exceso en los rayos-X suaves. 6 espectros presentan absorción intrínseca debida a gas neutro. 1 espectro tiene una evidente absorción tibia. 4 espectros presentaron una línea de emisión a 6.4 keV , y por último, 1 espectro presentó un quiebre del índice espectral alrededor de 5 keV (en el marco de referencia del cuasar.)

Analizamos cada una de las 11 Distribuciones Espectrales de Energía (SED) ionizante proporcionada para cada cuasar en dos escenarios: la SED sin absorción por polvo (ver § 6) y la SED modificada por la absorción por polvo (ver § 7). En este último escenario hacemos uso de dos componentes de polvo.

La SED ionizante sin absorción por polvo: Los resultados al extrapolar los espectros UV están en buena concordancia con la idea de que el empalme con la extrapolación de los rayos-X ocurre en el segmento del UV Extremo - rayos-X (EUUV-X). Los datos indican además que esta hipótesis es consistente para 9 de 11 quasares, de los cuales la conexión ocurre alrededor de 200 eV.

La SED ionizante atenuada por la absorción de dos poblaciones de granos de polvo:

Utilizamos granos de polvo compuestos por nanodiamante cúbico terrestre (ver curva D3 en Capítulo § 5) en el caso *Corrección del Quiebre* (ver § 7.2) para comparar los efectos de esta absorción con el rasgo a $\sim 1100 \text{ \AA}$ de la SED observada. El efecto de la absorción por este tipo de polvo en la SED sintética (simple ley de potencia) es que reproduce exitosamente el quiebre de pendiente. Asumimos, siendo consistentes con B05, el uso de una SED teórica que tiene una joroba, función C_{roll} , en el UV lejano alrededor de 670 \AA y con una magnitud de cambio de pendiente de -1.6 . El propósito es mejorar el ajuste espectral en el dominio del UV lejano y además conectar congruentemente la ley de potencia intrínseca proveniente del UV cercano con el espectro de los rayos-X para cada cuasar.

Los mejores ajustes a los espectros en ambos dominios fueron extrapolados. Encontramos que las conexiones de las dos extrapolaciones son consistentes con los datos espectrales para 4 de las 11 SEDs. El resto de las SEDs sugieren que la conexión debe de ocurrir en los rayos-X suaves, la cual no es congruente con los espectros en los rayos-X. Por lo que concluimos que la función C_{roll} no cae suficientemente rápido en entre los dominio UV extremo y los rayos-X suaves.

Utilizamos Granos de Polvo compuestos por carbón amorfo tipo AC (ver § 5.4.3) para desenrojecer el valor de β_{NUV} , esto es, una vez realizado el caso de la *Corrección del Quiebre*, utilizamos la curva de extinción tipo SMC para explorar el caso de la *Corrección del Índice Espectral* (ver § 7.3). Esta curva de extinción afecta principalmente al espectro en el dominio del UV Cercano, que es útil para explorar la posibilidad de que todos los quasares comparten la misma SED intrínseca y mucho más dura, lo cual permitiría explicar las características de las líneas observadas. El

caso de la *Corrección del Índice Espectral* consiste en enrojecer la SED intrínseca hipotética (Modelo I y II, ver §7.3.3.1) para reproducir los espectros *observados* en el dominio UV.

El Modelo I consiste en una ley de potencia intrínseca con índice espectral $\beta_{\text{NUV}}=0.55$ multiplicada por la función C_{roll} . Aplicamos este modelo solamente a 6 de las 11 SEDs debido a que el resto de las SEDs tienen índices espectrales en el UV cercano más duros que $\beta_{\text{NUV}}=0.55$. La conexión entre el espectro UV y los rayos-X es congruente con las observaciones para 3 de 6 cuasares y que además ocurre a una energía ~ 500 eV.

El Modelo II consiste en una ley de potencia intrínseca con índice espectral $\beta_{\text{NUV}}=0.8$ multiplicada por la función C_{roll} . La conexión entre el espectro UV y los rayos-X NO ES congruente con las observaciones para ninguno de los 11 cuasares.

Una de las conclusiones más sobresalientes es que la SED intrínseca ionizante atenuada por la absorción de las dos poblaciones de granos de polvo reproduce exitosamente la forma de la SED observada, tanto en el UV cercano como en el lejano.

Para que la SED intrínseca ionizante con índice espectral en el UV cercano $\beta_{\text{NUV}}=0.8$ sea consistente con las observaciones en los rayos-X, es necesario modificar la función C_{roll} propuesta por B05. La nueva función C_{roll} deberá de tener un cambio de pendiente en el UV lejano más pronunciado. Posiblemente, la función C_{roll} podría ser descrita con una caída exponencial, como lo predicen los modelos de disco de acreción sin Comptonización. Esta caída abrupta está en concordancia con los valores máximos de la magnitud del cambio que encontramos para que el cambio de pendiente fuera consistente al menos con las observaciones espectrales en los rayos-X.

Con la investigación realizada en este trabajo, sugerimos una modificación a la forma de modelar la Gran Joroba Azul observada de los cuasares. Típicamente es modelada la emisión intrínseca proveniente del disco de acreción con inclinaciones muy cercanas a estar de frente (Malkan 1983; Zheng et al. 1997; Hubeny et al. 2001; Telfer et al. 2002) o el modelo equivalente con emisión Bremsstrahlung (Puchnarewicz et al. 1996; Brocksopp et al. 2006), sin embargo, los modelos de disco de acreción no han podido explicar satisfactoriamente el cambio de pendiente observado a ~ 1100 Å y además no pueden tomar en cuenta al mismo tiempo los índices espectrales suaves de los espectros *observados*, junto con el número de fotones que necesitan los modelos de fotoionización para reproducir las características de las líneas de emisión de la Región de Líneas Anchas y Delgadas (Korista et al. 1997b; Koratkar & Blaes 1999). Entonces, sugerimos hacer una modificación a estos modelos al considerar la atenuación de la SED intrínseca con granos de polvo en el régimen de granos pequeños (con radios entre 3 y 250 Å) compuestos por nanodiamantes y con granos de polvo

compuestos por carbón amorfo (con radios entre 50 y 1400 Å). Posiblemente entonces los modelos sofisticados para la Gran joroba Azul podrían reproducir los espectros observados en el dominio UV, con un quiebre cerca de 1100 Å y un continuo en el UV cercano más suave, además esto implica una SED ionizante con mayor número de fotones que son necesarios para explicar las características de la líneas de alta excitación.

La consideración de que los granos de polvo afectan de una forma importante ya había sido explorada hace mucho tiempo atras, pero no había sido exitosa, como lo investigaron Puchnarewicz et al. (1996); SBG05, debido a que no hicieron uso de las curvas de extinción adecuadas, sin embargo, con el uso de granos de polvo formados por nanodiamantes y carbón amorfo podemos reproducir exitosamente el quiebre a ~ 1100 Å e índices espectrales más duros que los observados.

Es interesante notar que la curvas de extinción utilizada para reproducir el caso *Corrección del Índice Espectral* están basadas en evidencias observacionales:

el *Sloan Sky Digital Survey* ha observado más de 9000 quasares, los cuales han sido corregidos con una curva de extinción tipo *Small Magellanic Cloud* (Vanden Berk et al. 2001; Richards et al. 2003; Hopkins et al. 2004). Demostramos que la curva de extinción tipo SMC puede ser bien reproducida con la absorción de granos de polvo compuestos de carbón amorfo (ver § 5).

Por otro lado, aunque los granos de polvo compuestos de nanodiamantes cúbicos son una simplificación del caso con nanodiamantes meteoríticos, la justificación para usar la curvas de extinción de granos de polvo compuesta por nanodiamantes está inspirada en se piensa que el nanodiamante tipo Allende tiene líneas de emisión en el segmento IR. Estas líneas posiblemente han sido identificadas en observaciones de estrellas en la pre-secuencia principal (ver § 5). Por lo que el uso de estas curvas de extinción tienen raíces astrofísicas, el reto será descubrir evidencias en emisión en el IR para al menos estos 11 quasares.

La posible SED intrínseca de los Quasares en νF_ν que describe a la Gran Joroba Azul y al exceso de rayos-X suaves está descrita como sigue:

En el dominio del UV cercano, la SED crece conforme aumenta la frecuencia con al menos un índice espectral $\beta_\nu=0.8$. Paulatinamente y alrededor de 700 Å, la SED es enjorobada en el dominio UV lejano para declinar abruptamente hacia el UV extremo. Para la mayor parte de los 11 quasares e independientemente de la consideración del polvo y de la función C_{roll} , la SED en el UV extremo declina conforme la frecuencia aumenta.

Para los 11 quasares, las SED en el dominio de los rayos-X e ilustradas como νF_ν tienden a crecer conforme la frecuencia aumenta, aún en los casos de los espectros

que tienen exceso de emisión en los rayos-X suaves.

Por lo tanto, entre el UV extremo y los rayos-X suaves encontramos:

mientras la SED que proviene del UV desaparece, la SED de los rayos-X emerge, por lo que necesariamente hay un punto de inflexión entre el dominio UV y los rayos-X. Este punto de inflexión apunta a que posiblemente la emisión de la Gran Joroba Azul y el exceso en emisión de los rayos-X suaves son dos componentes diferentes. Esta conclusión favorecen a los modelos en los cuales el *exceso de emisión* de los rayos-X suaves es debido al reprocesamiento de la radiación en el dominio de los rayos-X duros.

Por lo anterior, la conexión del dominio UV con el dominio de los rayos-X no es compatible con la suposición de que la conexión es producida con una sola componente (BBB). En ninguno de las 11 SEDs tienen una conexión directa entre el BBB y el el exceso suave de los rayos-X.

En contraste con lo anterior, hay AGN que tienen espectros con una caída en los rayos-X suaves para posteriormente recuperarse en los rayos-X duros (e.g Laor et al. 1997; Casebeer et al. 2006; Brocksopp et al. 2006). Para estos AGN, la intersección del dominio UV y los rayos-X puede ser explicada con una sola componente de emisión. Esto ha sido modelado con la emisión que produce un disco de acreción Comptonizado.

Perspectivas al futuro:

- Extender la SED ionizante con datos espectroscópicos más hacia el rojo (con respecto a las observaciones que disponemos del HST-FOS) para buscar rasgos espectrales del entronque de la Gran Joroba Azul con de la ley de potencias subyacente que proviene del Infrarojo.
- Revisar si las predicciones de la curva de extinción tipo AC, en especial el rasgo llamado *Shoulder*, están presentes en otros cuasares.
- Explorar las implicaciones de curvas de extinción debidas al polvo en las líneas de emisión del dominio UV.
- Considerar explícitamente la sección eficaz del polvo para absorber el espectro en el dominio de los rayos-X.
- Buscar más correlaciones entre los absorbedores en el dominio UV y en los rayos-X.
- Es necesario probar que una SED intrínseca multiplicada por una función (función en sustitución de C_{roll}) es consistente con los modelos de disco de acreción y que además no necesita Comptonización para reproducir, con los modelos de fotoionización, las líneas de emisión y absorción provenientes de las Regiones de Líneas Anchas y Delgadas.
- Descubrir la evidencia de que los cuasares tienen re-emisión en el IR debido a los

granos de polvo compuesto por nanodiamantes y carbón amorfo.

-Explorar los mecanismos de formación de nanodiamantes bajo las condiciones que prevalecen en los AGN.

Bibliografía

- ADELBERGER, K. L. & STEIDEL, C. C., 2005. A Possible Correlation between the Luminosities and Lifetimes of Active Galactic Nuclei. *ApJ*, **630**, 50–58.
- ANDERS, E. & GREVESSE, N., 1989. Abundances of the elements - Meteoritic and solar. *Geochimica Cosmochimica Acta*, **53**, 197–214.
- ANTONUCCI, R., 1993. Unified models for active galactic nuclei and quasars. *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, **31**, 473–521.
- BAHCALL, J.Ñ., JANNUZI, B. T., SCHNEIDER, D. P. & HARTIG, G. F., 1993. The ultraviolet absorption spectrum of the quasar PKS 0405-12 and the local density of Lyman-alpha absorption systems. *ApJ*, **405**, 491–497.
- BAKER, J. C., HUNSTEAD, R. W. & BRINKMANN, W., 1995. Radio and X-ray beaming in steep-spectrum quasars. *MNRAS*, **277**, 553–560.
- BARTHEL, P. D., 1989. Is every quasar beamed? *ApJ*, **336**, 606–611.
- BARVAINIS, R., 1987. Hot dust and the near-infrared bump in the continuum spectra of quasars and active galactic nuclei. *ApJ*, **320**, 537–544.
- BECHTOLD, J., CZERNY, B., ELVIS, M., FABBIANO, G. & GREEN, R. F., 1987. X-ray spectra of PG quasars. II - The X-ray-ultraviolet excess of PG 1211 + 143. *ApJ*, **314**, 699–715.
- BINETTE, L., 1993. The Ionization Structure of H⁺ Regions. *Presses de l'Université de Montréal*.
- BINETTE, L., HARO-CORZO, S. & RODRIGUEZ-MARTINEZ, M., 2003a. WHIM Absorption and UV Quasar Spectra. In *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*, 52–55.
- BINETTE, L. & KRONGOLD, Y., 2006. The Quasar Ton 34: *submitted*. (BK06).

- BINETTE, L., MAGRIS C., G., KRONGOLD, Y., MORISSET, C., HARO-CORZO, S., DE DIEGO, J. A., MUTSCHKE, H. & ANDERSEN, A. C., 2005a. Nanodiamond Dust and the Far-Ultraviolet Quasar Break. *ApJ*, **631**, 661–677. (B05).
- BINETTE, L., MORISSET, C. & HARO-CORZO, S., 2005b. Dust and the ultraviolet energy distribution of quasars. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series*, 77–80.
- BINETTE, L., MUTSCHKE, H., ANDERSEN, A. & HARO-CORZO, S., 2005c. Nanodiamonds and the energy distribution of quasars. In *Granada Workshop on High Redshift Radio Galaxies, Granada, Andalucia*.
- BINETTE, L., ROBINSON, A. & COURVOISIER, T. J.-L., 1988. The ionizing continua of active galactic nuclei - Are power laws really necessary? *Astronomy and Astrophysics*, **194**, 65–76.
- BINETTE, L., RODRÍGUEZ-MARTÍNEZ, M., HARO-CORZO, S. & BALLINAS, I., 2003b. Technique for Detecting Warm-Hot Intergalactic Gas in Quasar Ultraviolet Spectra. *ApJ*, **590**, 58–65.
- BINETTE, L., WANG, J., VILLAR-MARTIN, M., MARTIN, P. G. & MAGRIS C., G., 1993. Effects of internal dust on the narrow-line region Lyman and Balmer decrements. *ApJ*, **414**, 535–551.
- BLAES, O., HUBENY, I., AGOL, E. & KROLIK, J. H., 2001. Non-LTE, Relativistic Accretion Disk Fits to 3C 273 and the Origin of the Lyman Limit Spectral Break. *ApJ*, **563**, 560–568.
- BOHREN, C. F. & HUFFMAN, D. R., 1983. *Absorption and scattering of light by small particles*. New York: Wiley, 1983.
- BONDI, H., 1952. On spherically symmetrical accretion. *MNRAS*, **112**, 195–+.
- BROCKSOPP, C., STARLING, R. L. C., SCHADY, P., MASON, K. O., ROMERO-COLMENERO, E. & PUCHNAREWICZ, E. M., 2006. Multiwavelength XMM-Newton observations of the Laor et al. sample of PG quasars. *MNRAS*, **366**, 953–968.
- BURBIDGE, G. R., 1970. The Nuclei of Galaxies. *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, **8**, 369–+.
- CARDELLI, J. A., CLAYTON, G. C. & MATHIS, J. S., 1989. The relationship between infrared, optical, and ultraviolet extinction. *ApJ*, **345**, 245–256.
- CARDELLI, J. A. & SAVAGE, B. D., 1988. Two lines of sight with exceedingly anomalous ultraviolet interstellar extinction. *ApJ*, **325**, 864–879.

- CASEBEER, D. A., LEIGHLY, K. M. & BARON, E., 2006. FUSE Observation of the Narrow-Line Seyfert 1 Galaxy RE 1034+39: Dependence of Broad Emission Line Strengths on the Shape of the Photoionizing Spectrum. *ApJ*, **637**, 157–182.
- CONSTANTIN, A. & SHIELDS, J., 2004. Emission and Absorption in Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies. In G. T. Richards & P. B. Hall, eds., *ASP Conf. Ser. 311: AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, 269–+.
- CZERNY, B., LI, J., LOSKA, Z. & SZCZERBA, R., 2004. Extinction due to amorphous carbon grains in red quasars from the Sloan Digital Sky Survey. *MNRAS*, **348**, L54–L57.
- CZERNY, B., LOSKA, Z., SZCZERBA, R., CUKIERSKA, J. & MADEJSKI, G., 1995. Non-standard Extinction by Circumnuclear Dust in Active Galactic Nuclei. *Acta Astronomica*, **45**, 623–640.
- DAI, Z. R., BRADLEY, J. P., JOSWIAK, D. J., BROWNLEE, D. E. & GENGE, M. J., 2002. Nano-Diamonds in Interplanetary Dust Particles (IDPs), Micrometeorites, and Meteorites. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, 1321–+.
- DICKEY, J. M. & LOCKMAN, F. J., 1990. H I in the Galaxy. *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, **28**, 215–261.
- DRAINE, B. T., 2003a. Scattering by Interstellar Dust Grains. I. Optical and Ultraviolet. *ApJ*, **598**, 1017–1025.
- DRAINE, B. T., 2003b. Scattering by Interstellar Dust Grains. II. X-Rays. *ApJ*, **598**, 1026–1037.
- DRAINE, B. T., 2005. Infrared emission and models of interstellar dust. In A. Wilson, ed., *The Dusty and Molecular Universe: A Prelude to Herschel and ALMA*, 251–255.
- DRAINE, B. T. & SALPETER, E. E., 1979. Destruction mechanisms for interstellar dust. *ApJ*, **231**, 438–455.
- EASTMAN, R. G., MACALPINE, G. M. & RICHSTONE, D. O., 1983. High-velocity absorbing cloudlets as potential contributors to observed quasar continua. *ApJ*, **275**, 53–60.
- EDWARDS, D. & H.R., P., 1985. Optical Constants of Solids. in *Handbook of Optical Constants of Solids*, ed. E. D. Palik (Orlando: Academic Press), **665**.

- ELVIS, M., GREEN, R. F., BECHTOLD, J., SCHMIDT, M., NEUGEBAUER, G., SOIFER, B. T., MATTHEWS, K. & FABBIANO, G., 1986. X-ray spectra of PG quasars. I - The continuum from X-rays to infrared. *ApJ*, **310**, 291–316.
- ELVIS, M., LOCKMAN, F. J. & FASSNACHT, C., 1994a. An accurate Galactic N_H map of the north ecliptic pole. *ApJS*, **95**, 413–417.
- ELVIS, M., WILKES, B. J., MCDOWELL, J. C., GREEN, R. F., BECHTOLD, J., WILLNER, S. P., OEY, M. S., POLOMSKI, E. & CUTRI, R., 1994b. Atlas of quasar energy distributions. *ApJS*, **95**, 1–68.
- EVANS, I.Ñ., TSVETANOV, Z., KRISS, G. A., FORD, H. C., CAGANOFF, S. & KORATKAR, A. P., 1993. Hubble Space Telescope Imaging of the Narrow-Line Region of NGC 4151. *ApJ*, **417**, 82–+.
- FABIAN, A. C., 2004. Obscured Active Galactic Nuclei and Obscured Accretion. In L. C. Ho, ed., *Coevolution of Black Holes and Galaxies*, 446–+.
- FANAROFF, B. L. & RILEY, J. M., 1974. The morphology of extragalactic radio sources of high and low luminosity. *MNRAS*, **167**, 31P–36P.
- FITZPATRICK, E. L. & MASSA, D., 1988. An analysis of the shapes of ultraviolet extinction curves. II - The far-UV extinction. *ApJ*, **328**, 734–746.
- FRANCIS, P. J., HEWETT, P. C., FOLTZ, C. B., CHAFFEE, F. H., WEYMANN, R. J. & MORRIS, S. L., 1991. A high signal-to-noise ratio composite quasar spectrum. *ApJ*, **373**, 465–470.
- GAMBILL, J. K., SAMBRUNA, R. M., CHARTAS, G., CHEUNG, C. C., MARASCHI, L., TAVECCHIO, F., URRY, C. M. & PESCE, J. E., 2003. Chandra observations of nuclear X-ray emission from a sample of radio sources. *Astronomy and Astrophysics*, **401**, 505–517.
- GASKELL, C. M., GOOSMANN, R. W., ANTONUCCI, R. R. J. & WHYSONG, D. H., 2004. The Nuclear Reddening Curve for Active Galactic Nuclei and the Shape of the Infrared to X-Ray Spectral Energy Distribution. *ApJ*, **616**, 147–156.
- GORDON, K. D., CALZETTI, D. & WITT, A.Ñ., 1997. Dust in Starburst Galaxies. *ApJ*, **487**, 625–+.
- GREENSTEIN, J. L. & OKE, J. B., 1970. Ton 202, A Quasi-Stellar Radio Source. *Publications of the ASP*, **82**, 898–+.

- HAAS, M., 2004. Infrared SEDs of quasars and radio galaxies: Unification and dust evolution seen by ISO, SCUBA and MAMBO. In T. Storchi-Bergmann, L. C. Ho & H. R. Schmitt, eds., *IAU Symposium*, 267–270.
- HARDCASTLE, M. J., BIRKINSHAW, M., CAMERON, R. A., HARRIS, D. E., LOONEY, L. W. & WORRALL, D. M., 2002. Magnetic Field Strengths in the Hot Spots and Lobes of Three Powerful Fanaroff-Riley Type II Radio Sources. *ApJ*, **581**, 948–973.
- HARO, G. & LUYTEN, W. J., 1962. Faint blue stars in the region near the South Galactic Pole. *Boletín del Instituto de Tonantzintla*, **3**, 37–117.
- HARO-CORZO, SINHUÉ AMOS REFUGIO ET AL BENITEZ, E. A. N. F. & RODRIGUEZ-MARTINEZ, M., 2006. Ionizing Spectral Energy Distribution of 11 quasars. *En proceso*.
- HARO-CORZO, S., BINETTE, L., BENITEZ, E., RODRIGUEZ-MARTINEZ & KRONGOLD, Y., 2004. Spectral energy distribution in the UV–X-ray region of two quasars. In *Proceedings of the Guillermo Haro Conference 2003: World Scientific Publishing*.
- HARO-CORZO, S., BINETTE, L. & RODRÍGUEZ-MARTÍNEZ, M., 2003. The intergalactic WHIM and the quasar break at 1200Å. In *ASP Conf. Ser. 290: Active Galactic Nuclei: From Central Engine to Host Galaxy*, 183–+.
- HOPKINS, P. F., STRAUSS, M. A., HALL, P. B., RICHARDS, G. T., COOPER, A. S., SCHNEIDER, D. P., VANDEN BERK, D. E., JESTER, S., BRINKMANN, J. & SZOKOLY, G. P., 2004. Dust Reddening in Sloan Digital Sky Survey Quasars. *Astronomical Journal*, **128**, 1112–1123.
- HOYLE, F. & BURBIDGE, G. R., 1966. On the Nature of the Quasi-Stellar Objects. *ApJ*, **144**, 534–+.
- HUBBLE, E., 1936. Effects of Red Shifts on the Distribution of Nebulae. *ApJ*, **84**, 517–+.
- HUBENY, I., AGOL, E., BLAES, O. & KROLIK, J. H., 2000. Non-LTE Models and Theoretical Spectra of Accretion Disks in Active Galactic Nuclei. III. Integrated Spectra for Hydrogen-Helium Disks. *ApJ*, **533**, 710–728.
- HUBENY, I., BLAES, O., KROLIK, J. H. & AGOL, E., 2001. Non-LTE Models and Theoretical Spectra of Accretion Disks in Active Galactic Nuclei. IV. Effects of Compton Scattering and Metal Opacities. *ApJ*, **559**, 680–702.

- JIMÉNEZ-BAILÓN, E., PICONCELLI, E., GUAINAZZI, M., SCHARTEL, N., RODRÍGUEZ-PASCUAL, P. M. & SANTOS-LLEÓ, M., 2005. The XMM-Newton view of PG quasars. II. Properties of the Fe K α line. *Astronomy and Astrophysics*, **435**, 449–457.
- KEMBHAVI, A. K. & NARLIKAR, J. V., 1999. *Quasars and active galactic nuclei : an introduction*. Quasars and active galactic nuclei : an introduction /Ajit K. Kembhavi, Jayant V.Ñarlikar. Cambridge, U.K. : Cambridge University Press, c1999. ISBN 0521474779.
- KHACHIKIAN, E. Y. & WEEDMAN, D. W., 1974. An atlas of Seyfert galaxies. *ApJ*, **192**, 581–589.
- KIDGER, M., MARTÍN-LUIS, F. & NARBUTIS, D., 2004. A search for rapid optical spectral variability in blazars. *New Astronomy Review*, **48**, 509–512.
- KOLLATSCHNY, W. & TING-GUI, W., 2006. Active Galaxies in the UV. *arXiv:astro-ph/0604473*.
- KORATKAR, A. & BLAES, O., 1999. The Ultraviolet and Optical Continuum Emission in Active Galactic Nuclei: The Status of Accretion Disks. *Publications of the ASP*, **111**, 1–30.
- KORISTA, K., BALDWIN, J., FERLAND, G. & VERNER, D., 1997a. An Atlas of Computed Equivalent Widths of Quasar Broad Emission Lines. *ApJS*, **108**, 401–+.
- KORISTA, K., FERLAND, G. & BALDWIN, J., 1997b. Do the Broad Emission Line Clouds See the Same Continuum That We See? *ApJ*, **487**, 555–+.
- KRISS, G. A., DAVIDSEN, A. F., ZHENG, W. & LEE, G., 1999. The Ultraviolet Peak of the Energy Distribution in 3C 273: Evidence for an Accretion Disk and Hot Corona around a Massive Black Hole. *ApJ*, **527**, 683–695.
- KRISS, G. A., SHULL, J. M., OEGERLE, W., ZHENG, W., DAVIDSEN, A. F. ET AL., 2001. Resolving the Structure of Ionized Helium in the Intergalactic Medium with the Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer. *Science*, **293**, 1112–1116.
- KRONGOLD, Y., 2003. *Tesis Doctoral*. IA-UNAM.
- KRONGOLD, Y., NICASTRO, F., BRICKHOUSE, N. S., ELVIS, M., LIEDAHL, D. A. & MATHUR, S., 2003. Toward a Self-Consistent Model of the Ionized Absorber in NGC 3783. *ApJ*, **597**, 832–850.

- KRONGOLD, Y., NICASTRO, F., BRICKHOUSE, N. S., ELVIS, M. & MATHUR, S., 2005a. Opacity Variations in the Ionized Absorption in NGC 3783: A Compact Absorber. *ApJ*, **622**, 842–846.
- KRONGOLD, Y., NICASTRO, F., ELVIS, M., BRICKHOUSE, N. S., MATHUR, S. & ZEAS, A., 2005b. The Ionized Nuclear Environment in NGC 985 as seen by Chandra and BeppoSAX. *ApJ*, **620**, 165–182.
- LAOR, A. & DRAINE, B. T., 1993. Spectroscopic constraints on the properties of dust in active galactic nuclei. *ApJ*, **402**, 441–468.
- LAOR, A., FIORE, F., ELVIS, M., WILKES, B. J. & MCDOWELL, J. C., 1997. The Soft X-Ray Properties of a Complete Sample of Optically Selected Quasars. II. Final Results. *ApJ*, **477**, 93–+.
- LEE, G., KRISS, G. A., DAVIDSEN, A. F. & ZHENG, W., 1995. Ultraviolet Continuum of the Quasar PKS 0405-123: Lyman Edge in the Accretion Disk Spectrum. *Bulletin of the American Astronomical Society*, **27**, 846–+.
- LEWIS, R. S., ANDERS, E. & DRAINE, B. T., 1989. Properties, detectability and origin of interstellar diamonds in meteorites. *Nature*, **339**, 117–121.
- LEWIS, R. S., BRIGHT, D. & STEEL, E., 1987a. Presolar Diamonds (C δ) in Carbonaceous Chondrites: Size Distribution. *Meteoritics*, **22**, 445–+.
- LEWIS, R. S., MING, T., WACKER, J. F. & STEEL, E., 1987b. Interstellar Diamonds in Meteorites. In *Lunar and Planetary Institute Conference Abstracts*, 550–+.
- LICHTI, G. G., BALONEK, T., COURVOISIER, T. J. L., JOHNSON, N., MCCONNELL, M., VON MONTIGNY, C., PACIESAS, W., ROBSON, E. I., SADUN, A., SCHALINSKI, C. & SMITH, A. G., 1994. Simultaneous observations of the continuum emission of the quasar 3C 273 from radio to gamma-ray energies. In T. Courvoisier & A. Blecha, eds., *IAU Symp. 159: Multi-Wavelength Continuum Emission of AGN*, 327–+.
- MAGDZIARZ, P. & ZDZIARSKI, A. A., 1995. Angle-dependent Compton reflection of X-rays and gamma-rays. *MNRAS*, **273**, 837–848.
- MAIOLINO, R., MARCONI, A. & OLIVA, E., 2001a. Dust in active nuclei. II. Powder or gravel? *Astronomy and Astrophysics*, **365**, 37–48.

- MAIOLINO, R., MARCONI, A., SALVATI, M., RISALITI, G., SEVERGNINI, P., OLIVA, E., LA FRANCA, F. & VANZI, L., 2001b. Dust in active nuclei. I. Evidence for “anomalous” properties. *Astronomy and Astrophysics*, **365**, 28–36.
- MALAGUTI, G., BASSANI, L., CAPPI, M., COMASTRI, A., DI COCCO, G., FABIAN, A. C., PALUMBO, G. G. C., MACCACARO, T., MAIOLINO, R., BLANCO, P., DADINA, M., DAL FIUME, D., FRONTERA, F. & TRIFOGLIO, M., 1999. BeppoSAX uncovers the hidden Seyfert 1 nucleus in the Seyfert 2 galaxy NGC 2110. *Astronomy and Astrophysics*, **342**, L41–L44.
- MALKAN, M., 1981. Ultraviolet Excess of Seyfert 1 Galaxies and QSO's. *Bulletin of the AAS*, **13**, 521–+.
- MALKAN, M. A., 1983. The ultraviolet excess of luminous quasars. II - Evidence for massive accretion disks. *ApJ*, **268**, 582–590.
- MALKAN, M. A., 1984. The underlying galaxies of quasars. II - Imaging of a radio-loud sample. *ApJ*, **287**, 555–565.
- MALKAN, M. A., MARGON, B. & CHANAN, G. A., 1984. The underlying galaxies of X-ray-selected quasars. *ApJ*, **280**, 66–78.
- MALKAN, M. A. & SARGENT, W. L. W., 1982. The ultraviolet excess of Seyfert 1 galaxies and quasars. *ApJ*, **254**, 22–37.
- MATHEWS, W. G. & FERLAND, G. J., 1987. What heats the hot phase in active nuclei? *ApJ*, **323**, 456–467.
- MATHIS, J. S., 1994. The origin of variations in the 2175 Å extinction bump. *ApJ*, **422**, 176–186.
- MATHIS, J. S. & LEE, C.-W., 1991. X-ray halos as diagnostics of interstellar grains. *ApJ*, **376**, 490–499.
- MATHIS, J. S., RUMPL, W. & NORDSIECK, K. H., 1977. The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, **217**, 425–433.
- MATHUR, S., WILKES, B., ELVIS, M. & FIORE, F., 1994a. The X-ray and ultraviolet absorbing outflow in 3C 351. *ApJ*, **434**, 493–502.
- MATHUR, S., WILKES, B., ELVIS, M. & FIORE, F., 1994b. X-ray and Ultraviolet Absorbing Outflows In Quasars. *Bulletin of the American Astronomical Society*, **26**, 885–+.

- MATTHEWS, T. A. & SANDAGE, A. R., 1963. Optical Identification of 3c 48, 3c 196, and 3c 286 with Stellar Objects. *ApJ*, **138**, 30–+.
- MENNELLA, V., COLANGELI, L., PALUMBO, P., ROTUNDI, A., SCHUTTE, W. & BUSSOLETTI, E., 1996. Activation of an Ultraviolet Resonance in Hydrogenated Amorphous Carbon Grains by Exposure to Ultraviolet Radiation. *ApJL*, **464**, L191+.
- MEYER, D. M. & SAVAGE, B. D., 1981. Ultraviolet interstellar extinction toward 1367 stars observed by ANS. *ApJ*, **248**, 545–562.
- MILLER, J. S. & GOODRICH, R. W., 1990. Spectropolarimetry of high-polarization Seyfert 2 galaxies and unified Seyfert theories. *ApJ*, **355**, 456–467.
- MINIUTTI, G. & FABIAN, A. C., 2006. Discovery of a relativistic Fe line in PG 1425+267 with XMM-Newton and study of its short time-scale variability. *MNRAS*, **366**, 115–124.
- MOLLER, P. & JAKOBSEN, P., 1990. The Lyman continuum opacity at high redshifts - Through the Lyman forest and beyond the Lyman valley. *Astronomy and Astrophysics*, **228**, 299–309.
- MORRISON, R. & MCCAMMON, D., 1983. Interstellar photoelectric absorption cross sections, 0.03-10 keV. *ApJ*, **270**, 119–122.
- MUTSCHKE, H., ANDERSEN, A. C., JÄGER, C., HENNING, T. & BRAATZ, A., 2004. Optical data of meteoritic nano-diamonds from far-ultraviolet to far-infrared wavelengths. *Astronomy and Astrophysics*, **423**, 983–993.
- NETZER, H. & LAOR, A., 1993. Dust in the narrow-line region of active galactic nuclei. *ApJL*, **404**, L51–L54.
- NICASTRO, F., FIORE, F., PEROLA, G. C. & ELVIS, M., 1999. The Equilibrium Photoionized Absorber in 3C 351. *ApJ*, **512**, 136–139.
- OSTERBROCK, D. E., 1989. *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei*. Research supported by the University of California, John Simon Guggenheim Memorial Foundation, University of Minnesota, et al. Mill Valley, CA, University Science Books, 1989, 422 p.
- OSTERBROCK, D. E., TRAN, H. D. & VEILLEUX, S., 1992. Near-infrared spectra and classification diagnostics of Seyfert galaxies. *ApJ*, **389**, 196–207.

- PAGE, K. L., REEVES, J.Ñ., O'BRIEN, P. T., TURNER, M. J. L. & WORRALL, D. M., 2004. XMM-Newton observations of high-luminosity radio-quiet quasi-stellar objects. *MNRAS*, **353**, 133–142.
- PEI, Y. C., 1992. Interstellar dust from the Milky Way to the Magellanic Clouds. *ApJ*, **395**, 130–139.
- PENSTON, M. V. & PEREZ, E., 1984. An evolutionary link between Seyfert I and II galaxies? *MNRAS*, **211**, 33P–39P.
- PETERSON, B. M., 1997. *An Introduction to Active Galactic Nuclei*. An introduction to active galactic nuclei, Publisher: Cambridge, New York Cambridge University Press, 1997 Physical description xvi, 238 p. ISBN 0521473489.
- PICONCELLI, E., JIMENEZ-BAILÓN, E., GUAINAZZI, M., SCHARTEL, N., RODRÍGUEZ-PASCUAL, P. M. & SANTOS-LLEÓ, M., 2005. The XMM-Newton view of PG quasars. I. X-ray continuum and absorption. *Astronomy and Astrophysics*, **432**, 15–30.
- PREVOT, M. L., LEQUEUX, J., PREVOT, L., MAURICE, E. & ROCCA-VOLMERANGE, B., 1984. The typical interstellar extinction in the Small Magellanic Cloud. *Astronomy and Astrophysics*, **132**, 389–392.
- PUCHNAREWICZ, E., MASON, K., ROMERO-COLMENERO, E., CARRERA, F., HASINGER, G., MCMAHON, R., MITTAZ, J., PAGE, M. & CARBALLO, R., 1996. Optical and X-ray properties of the RIXOS active galactic nuclei - I. The continua. *MNRAS*, **281**, 1243–1266.
- PUCHNAREWICZ, E. M. & MASON, K. O., 1998. X-ray-selected active galactic nuclei with red optical continua. *MNRAS*, **293**, 243–+.
- REEVES, J.Ñ. & TURNER, M. J. L., 2000. X-ray spectra of a large sample of quasars with ASCA. *MNRAS*, **316**, 234–248.
- RICHARDS, G. T., HALL, P. B., VANDEN BERK, D. E., STRAUSS, M. A., SCHNEIDER, D. P., WEINSTEIN, M. A., REICHARD, T. A., YORK, D. G., KNAPP, G. R., FAN, X., IVEZIĆ, Ž., BRINKMANN, J., BUDAVÁRI, T., CSABAI, I. & NICHOL, R. C., 2003. Red and Reddened Quasars in the Sloan Digital Sky Survey. *Astronomical Journal*, **126**, 1131–1147.
- ROBSON, I., 1997. Book Review: Active galactic nuclei / Wiley/Praxis, 1996. *The Observatory*, **117**, 100–+.

- ROMANO, P., MATHUR, S., TURNER, T. J., KRAEMER, S. B., CRENSHAW, D. M., PETERSON, B. M., POGGE, R. W., BRANDT, W.Ñ., GEORGE, I. M., HORNE, K., KRISS, G. A., NETZER, H., SHEMMER, O. & WAMSTEKER, W., 2004. The Spectral Energy Distribution and Emission-Line Properties of the Narrow-Line Seyfert 1 Galaxy Arakelian 564. *ApJ*, **602**, 635–647.
- ROULEAU, F., HENNING, T. & STOGNIENKO, R., 1997. Constraints on the properties of the 2175Å interstellar feature carrier. *Astronomy and Astrophysics*, **322**, 633–645.
- ROULEAU, F. & MARTIN, P. G., 1991. Shape and clustering effects on the optical properties of amorphous carbon. *ApJ*, **377**, 526–540.
- RYBICKI, G. B. & LIGHTMAN, A. P., 1979. *Radiative processes in astrophysics*. New York, Wiley-Interscience, 1979. 393 p.
- SANDERS, D. B., PHINNEY, E. S., NEUGEBAUER, G., SOIFER, B. T. & MATTHEWS, K., 1989. Continuum energy distribution of quasars - Shapes and origins. *ApJ*, **347**, 29–51.
- SAVAGE, B. D. & MATHIS, J. S., 1979. Observed properties of interstellar dust. *Ann. Rev. Ast. & Ast.*, **17**, 73–111.
- SCHLEGEL, D. J., FINKBEINER, D. P. & DAVIS, M., 1998. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *ApJ*, **500**, 525–+.
- SCHMIDT, M., 1963. 3C 273: a star-like object with large red-shift. *Nature*, **197**, 1040–1040.
- SCHMIDT, M., 1970. Space Distribution and Luminosity Functions of Quasars. *ApJ*, **162**, 371–+.
- SCHMIDT, M. & GREEN, R. F., 1983. Quasar evolution derived from the Palomar bright quasar survey and other complete quasar surveys. *ApJ*, **269**, 352–374.
- SCOTT, J. E., KRISS, G. A., BROTHERTON, M., GREEN, R. F., HUTCHINGS, J., SHULL, J. M. & ZHENG, W., 2004. A Composite Extreme-Ultraviolet QSO Spectrum from FUSE. *ApJ*, **615**, 135–149.
- SEATON, M. J., 1979. Interstellar extinction in the UV. *MNRAS*, **187**, 73P–76P.
- SEYFERT, C. K., 1943. Nuclear Emission in Spiral Nebulae. *ApJ*, **97**, 28–+.

- SHAKURA, N. I. & SUNYAEV, R. A., 1973. Black holes in binary systems. Observational appearance. *Astronomy and Astrophysics*, **24**, 337–355.
- SHANG, Z., BROTHERTON, M. S., GREEN, R. F., KRISS, G. A., SCOTT, J., QUIJANO, J. K., BLAES, O., HUBENY, I., HUTCHINGS, J., KAISER, M. E., KORATKAR, A., OEGERLE, W. & ZHENG, W., 2005. Quasars and the Big Blue Bump. *ApJ*, **619**, 41–59. (SBG05).
- SHIELDS, G. A., 1977. Evidence for Supermassive Accretion Disks in QSOs. *Bulletin of the AAS*, **9**, 608–+.
- SHIELDS, G. A., 1978. Thermal continuum from accretion disks in quasars. *Nature*, **272**, 706–708.
- SHIELDS, G. A., 1989. Starburst and active galactic nuclei. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 18, **18**, 173–176.
- SHIELDS, G. A., WOBUS, L. & HUSFELD, D., 1998. Accretion Disks and the Lyman Continuum Polarization of QSOs. *ApJ*, **496**, 743–+.
- SIEMIGINOWSKA, A., BECHTOLD, J., ALDCROFT, T. L., ELVIS, M., HARRIS, D. E. & DOBRZYCKI, A., 2002. Chandra Discovery of a 300 Kiloparsec X-Ray Jet in the Gigahertz-peaked Spectrum Quasar PKS 1127-145. *ApJ*, **570**, 543–556.
- SIEMIGINOWSKA, A., STANGHELLINI, C., BRUNETTI, G., FIORE, F., ALDCROFT, T. L., BECHTOLD, J., ELVIS, M., MURRAY, S. S., ANTONELLI, L. A. & COLAFRANCESCO, S., 2003. Chandra Discovery of an X-Ray Jet and Extended X-Ray Structure in the $z = 0.63$ Quasar B2 0738+313. *ApJ*, **595**, 643–655.
- SLIPHER, V. M., 1913. The radial velocity of the Andromeda Nebula. *Lowell Observatory Bulletin*, **1**, 56–2.
- SMITH, M. G., AGUIRRE, C. & ZEMELMAN, M., 1976. Emission-line galaxies and quasars. II - The classification systems and list N1, declination not exceeding about -27.5 deg, galactic latitude not less than about $+20$ deg. *ApJS*, **32**, 217–231.
- SOIFER, B. T., NEUGEBAUER, G., FRANX, M., MATTHEWS, K. & ILLINGWORTH, G. D., 1998. Near-Infrared Observations of a Redshift 4.92 Galaxy: Evidence for Significant Dust Absorption. *ApJL*, **501**, L171+.
- SORRELL, W. H., 1991. Annealed HAC mantles in diffuse dust clouds. *MNRAS*, **248**, 439–443.

- SPARKE, L. S. & GALLAGHER, J. S., 2000. *Galaxies in the universe : an introduction*. Galaxies in the Universe, by Linda S. Sparke and John S. Gallagher, III, pp. 416. ISBN 0521592410. Cambridge, UK: Cambridge University Press, September 2000.
- SPINRAD, H., FILIPPENKO, A. V., YEE, H. K., ELLINGSON, E., BLADES, J. C., BAHCALL, J.Ñ., JANNUZI, B. T., BECHTOLD, J. & DOBRZYCKI, A., 1993. Hydrogen and metal absorption lines in PKS 0405-123 from the halos of low redshift galaxies. *Astronomical Journal*, **106**, 1–5.
- SRAMEK, R. A. & TOVMASSIAN, H. M., 1975. A radio survey of Markarian galaxies at 6 centimeters. *ApJ*, **196**, 339–345.
- STEPANIAN, J. A., BENÍTEZ, E., KRONGOLD, Y., CRUZ-GONZÁLEZ, I., DE DIEGO, J. A., CHAVUSHYAN, V., MÚJICA, R., DULTZIN-HACYAN, D. & VERDUGO, T., 2003. A Multiwavelength Study of Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies from the Second Byurakan Survey. *ApJ*, **588**, 746–762.
- TELFER, R. C., ZHENG, W., KRISS, G. A. & DAVIDSEN, A. F., 2002. The Rest-Frame Extreme-Ultraviolet Spectral Properties of Quasi-stellar Objects. *ApJ*, **565**, 773–785. (TZ02).
- THOMPSON, D. J., DJORGOVSKI, S. & WEIR, W.Ñ., 1989. Spectroscopy of quasar candidates from the case low-dispersion survey. *Publications of the ASP*, **101**, 1065–1071.
- TIELENS, A. G. G. M., SEAB, C. G., HOLLENBACH, D. J. & MCKEE, C. F., 1987. Shock processing of interstellar dust - Diamonds in the sky. *ApJL*, **319**, L109–L113.
- TRAN, H. D., 2003. The Unified Model and Evolution of Active Galaxies: Implications from a Spectropolarimetric Study. *ApJ*, **583**, 632–648.
- TRIPP, T. M., BECHTOLD, J. & GREEN, R. F., 1994. Spectral energy distributions of the brightest Palomar-Green quasars at intermediate redshifts. *ApJ*, **433**, 533–552.
- TÜRLER, M., PALTANI, S., COURVOISIER, T. J.-L., ALLER, M. F., ALLER, H. D., BLECHA, A., BOUCHET, P., LAINELA, M., MCHARDY, I. M., ROBSON, E. I., STEVENS, J. A., TERÄSRANTA, H., TORNIKOSKI, M., ULRICH, M.-H., WALTMAN, E. B., WAMSTEKER, W. & WRIGHT, M. C. H., 1999. 30 years of multi-wavelength observations of 3C 273. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, **134**, 89–101.

- URRY, C. M. & PADOVANI, P., 1995. Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei. *Publications of the ASP*, **107**, 803–+.
- VAN KERCKHOVEN, C., TIELENS, A. G. G. M. & WAELEKENS, C., 2002. Nanodiamonds around HD 97048 and Elias 1. *Astronomy and Astrophysics*, **384**, 568–584.
- VANDEN BERK, D. E., RICHARDS, G. T., BAUER, A., STRAUSS, M. A., SCHNEIDER, D. P. ET AL., 2001. Composite Quasar Spectra from the Sloan Digital Sky Survey. *Astronomical Journal*, **122**, 549–564.
- VERNET, J., FOSBURY, R. A. E., VILLAR-MARTÍN, M., COHEN, M. H., CIMATTI, A., DI SEREGO ALIGHIERI, S. & GOODRICH, R. W., 2001. Radio galaxies at $z \sim 2.5$: Results from Keck spectropolarimetry. *Astronomy and Astrophysics*, **366**, 7–25.
- VERON-CETTY, M.-P. & VERON, P., 1986. Study of a complete sample of galaxies. II - Spectroscopy of the nuclei. *Astronomy and Astrophysics, Supplement*, **66**, 335–372.
- VILLAR-MARTÍN, M., DE YOUNG, D., ALONSO-HERRERO, A., ALLEN, M. & BINETTE, L., 2001. Shocks and dust survival in nearby active galaxies: implications for the alignment effect. *MNRAS*, **328**, 848–854.
- WEEDMAN, D. W., 1976a. Luminosities of Seyfert galaxies and QSOs. *ApJ*, **208**, 30–36.
- WEEDMAN, D. W., 1976b. Seyfert galaxies, quasars and redshifts. *Quarterly Journal of the RAS*, **17**, 227–262.
- WHITE, R. L., HELFAND, D. J., BECKER, R. H., GREGG, M. D., POSTMAN, M., LAUER, T. R. & OEGERLE, W., 2003. An I-Band-selected Sample of Radio-emitting Quasars: Evidence for a Large Population of Red Quasars. *Astronomical Journal*, **126**, 706–722.
- WHITTET, D., 2003. *Dust in the Galactic Environment*. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia. Series in Astronomy and Astrophysics.
- WHITTET, D. C. B., SHENOY, S. S., CLAYTON, G. C. & GORDON, K. D., 2004. The Ultraviolet Extinction Curve of Intraclump Dust in Taurus (TMC-1): Constraints on the 2175 Å Bump Absorber. *ApJ*, **602**, 291–297.
- WILKES, B., 2004. Spectral Energy Distributions of Quasars and AGN. In *ASP Conf. Ser. 311: AGN Physics with the Sloan Digital Sky Survey*, 37–+.

- WILKES, B. J. & ELVIS, M., 1987. Quasar energy distributions. I - Soft X-ray spectra of quasars. *ApJ*, **323**, 243–262.
- WILLOTT, C. J., 2005. No Evidence of “Gray” Dust from Composite Quasar Spectra. *ApJL*, **627**, L101–L104.
- WILLOTT, C. J., SIMPSON, C., ALMAINI, O., JOHNSON, O., LAWRENCE, A., DUNLOP, J. S., ROCHE, N. D., MANN, R. G., MANNERS, J. C., GONZÁLEZ-SOLARES, E., PÉREZ-FOURNON, I., IVISON, R. J., SERJEANT, S., OLIVER, S. J., MCMAHON, R. G. & ROWAN-ROBINSON, M., 2004. Dust and Gas Obscuration in ELAIS Deep X-Ray Survey Reddened Quasars. *ApJ*, **610**, 140–150.
- WOLF, C., 2005. Evolution of AGN - an optical view. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, **76**, 21–+.
- WOLTJER, L., 1959. Emission Nuclei in Galaxies. *ApJ*, **130**, 38–+.
- YOUNG, P., DEVERILL, R. S., GUNN, J. E., WESTPHAL, J. A. & KRISTIAN, J., 1981. The triple quasar Q1115+080A, B, C - A quintuple gravitational lens image. *ApJ*, **244**, 723–735.
- YUAN, W., SIEBERT, J. & BRINKMANN, W., 1998. Does the optical-to-X-ray energy distribution of quasars depend on optical luminosity? *Astronomy and Astrophysics*, **334**, 498–504.
- ZHENG, W., KRISS, G. A., TELFER, R. C., GRIMES, J. P. & DAVIDSEN, A. F., 1997. A Composite HST Spectrum of Quasars. *ApJ*, **475**, 469–+.
- ZINNER, E., 1998. Stellar Nucleosynthesis and the Isotopic Composition of Presolar Grains from Primitive Meteorites. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **26**, 147–188.

Apéndice

§A. Procesos Radiativos en Astrofísica para los AGN

En este apartado, describimos a grandes rasgos los procesos radiativos que están involucrados en los AGN en dos segmentos: En la primera parte mostramos los procesos usados para describir los 22 espectros de la muestra de este trabajo, en la segunda parte mostramos los procesos convocados en la literatura.

El secreto de entender los procesos físicos que producen la emisión observada en los AGN, es el de estar dispuesto a reducir cualquier proceso a una interacción campo-partícula, donde el campo puede ser el campo gravitatorio y/o el campo de radiación y/o el campo de partículas. Así, mostraremos que en cada segmento del espectro multifrecuencias interviene más de un proceso, los cuales contribuyen a la forma global del espectro observado.

Principalmente, el electrón es la partícula que está presente en la mayoría de los procesos. Los electrones pueden emitir radiación continua o líneas. Si consideramos el caso de un electrón que posee un gran intervalo de energías no cuantizadas, entonces su espectro de emisión es llamado emisión continuo, de otra forma, si la energía del electrón está cuantizada (niveles específicos de energía), el espectro de emisión será en forma de líneas (no continuo).

§A.1. Primera Parte

§A.1.1. Radiación de Cuerpo Negro

Esta emisión también llamada BB (Black Body). Esta radiación consiste en emisión térmica, isotrópica y no polarizada que se encuentra en equilibrio termodinámico (Rybicki & Lightman 1979). Este tipo de emisión está descrita por la distribución de Planck

$$u_\nu = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{(e^{h\nu/kT} - 1)} \quad (\text{A.1})$$

Para el caso de altas energías (distribución de Wien) la emisión cae exponencialmente, mientras que a bajas energías (distribución de Rayleigh-Jeans) la emisión se describe con $\alpha_\nu=2$.

§A.1.2. Fotoionización

Por simplicidad consideramos al hidrógeno, pero debemos tener en mente que hay gas compuesto por otros elementos químicos en la vecindad del núcleo. El átomo de hidrógeno es el elemento químico más abundante en el Universo y en la Vía Láctea, nuestra Galaxia, no es la excepción. Para fotoionizar al electrón (también llamado proceso **Ligado-Libre**) del H neutro se requiere que absorba los fotones que tienen energía igual o mayor a la energía umbral de 13.6 eV (912 Å), es decir, los fotones que están hacia el azul del límite de Lyman[†]. En comparación, para fotoionizar a un electrón en la capa K α del átomo o ion de hierro (Fe) se requiere energías del orden de ~ 10 keV.

La absorción es calculada (Rybicki & Lightman 1979) a partir de considerar a un material absorbente con profundidad óptica τ_ν dada por

$$\tau_\nu = \sigma_\nu N_H \quad (\text{A.2})$$

donde N_H es la densidad columnar equivalente, es decir, el número de partículas que absorben la radiación del continuo por unidad de área (cm^2) normalizado al H y σ_ν es la sección eficaz de fotoionización ($\sigma_{H^o}^{foto} = 6.3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ a 912 Å) de las partículas (iones, átomos, moléculas, etc.), aún más, en el capítulo §5 discutiremos otras secciones eficaces. Este material absorbente se encuentra a lo largo del cilindro de la línea de visión con una densidad columnar equivalente N_H (cm^{-2}) de átomos de HI que absorbe de forma proporcional a la intensidad :

$$-dI = I\tau_\nu \quad (\text{A.3})$$

y en el caso de no existir una fuente de radiación externa, de tal forma que la intensidad decae como

$$I = I_0 e^{-\tau_\nu} \quad (\text{A.4})$$

donde I_0 es la intensidad intrínseca y el factor $\exp -\tau_\nu$ es la Transmisión T_ν

$$T_\nu = e^{-\tau_\nu} \quad (\text{A.5})$$

[†] A este tipo de radiación se le llama radiación ionizante que se encuentra en el dominio UV-rayos-X (ver capítulo § refsec:deeuvs) y que proviene de la máquina central.

De esta Eq. decimos que un medio es ópticamente grueso o delgado cuando las profundidades ópticas cumplen con $\tau_\nu \gg 1$ o $\tau_\nu \ll 1$, respectivamente.

Ocupamos dos tipos de profundidades ópticas τ_ν para absorber el continuo:

La *primera* es la τ_ν derivada de la sección eficaz del polvo ($\sigma_{uv}^{polvo} = 1 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$) que rodea al núcleo. El *segundo* tipo de profundidad óptica es la absorción rayos-X debida a la fotoionización de metales.

Partiendo del conocimiento de la τ_ν , deduciremos la curva de extinción, término que usaremos para nombrar al efecto que hay sobre la SED al absorber o enrojecer el continuo y que se encuentra en § 5.

§A.2. Segunda Parte

§A.2.1. Colisiones

Una vez que se ha ionizado el gas, los electrones eyectados por el proceso de fotoionización tienen energía cinética acorde a la diferencia de energía de los fotones ionizantes y la mínima necesaria para arrancar el electrón ligado al átomo. Después, las frecuentes interacciones entre los electrones fotoionizados se encargan de distribuir la energía del sistema a través de **Colisionales**. Estas colisiones producen que la distribución de las velocidades tienda a la de Maxwell-Boltzmann, que está caracterizada por una temperatura promedio T_e . Este proceso opera de manera rápida, por ejemplo a una temperatura de 10^4 K la sección eficaz es $\sigma_{e-e}^{col} = 4 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ (Binette 1993). Estos electrones térmicos también excitan a los electrones internos de los átomos o iones de metales presentes en el gas. Esta última interacción es llamada **Excitación Colisional** y tiene sección eficaz de $\sigma_{X^+}^{exc} \sim 1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ (Binette 1993). La radiación debida a la desexcitación de estos electrones internos tiene una probabilidad de desexcitación menor que las permitidas (tiempo de vida largo del nivel excitado), sin embargo a densidades tan bajas como $< 10^7 \text{ cm}^{-3}$, la desexcitación colisional es aún menos probable, por lo que los electrones en niveles excitados pueden desexcitarse al emitir un fotón, el cual forma parte de una **línea prohibida**.

§A.2.2. Libre-Ligado

Este proceso también es llamado **Recombinación** es cuando el átomo atrapa a un electrón libre, por lo que la energía sobrante es emitida en una cascada de fotones, porque los electrones van desexcitándose desde los niveles de alta excitación hasta los niveles fundamentales. Así los fotones emitidos tienen energías proporcionales a los niveles de transición electrónica y ponderado por la probabilidad de transición espontánea. La probabilidad espontánea de transición para Ly α (transición de nivel 2 al 1 con valor $4.7 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$) es mayor que la de H α (transición de nivel 3 al 2 con valor $4.4 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, Rybicki & Lightman (1979)). Así, los fotones de la recombinación pertenecen a las **líneas permitidas** porque pasan un tiempo de vida sumamente corto en ese nivel, dando origen a las líneas de Balmer para el H I, por mencionar una de las series.

§A.2.3. Radiación Sincrotrón

Emisión que consiste en la aceleración de electrones a velocidades relativistas alrededor de las líneas de campo magnético “B” (Rybicki & Lightman 1979). La radiación de los electrones está enfocada en un cono con ángulo de apertura inversamente proporcional al factor relativista de Lorentz (a mayor velocidad de los electrones, menor el ángulo de apertura). Una aproximación es considerar que los electrones tienen una distribución de energía en forma de ley de potencia $N(E) \propto E^p$ que se encuentran bajo la interacción del campo magnético B y en el caso de que el medio es ópticamente delgado, el espectro radiado a altas energías es de la forma $F_\nu \propto \nu^{(1-p)/2}$, donde p es la distribución de energía de los electrones y donde la constante de proporcionalidad es la frecuencia característica de rotación que está relacionada de la forma $\omega_b = \frac{qB}{\gamma mc}$. Cuando los mismos electrones absorben la radiación producida por la emisión Sincrotrón, tenemos el caso de auto-absorción sincrotrónica en el segmento de bajas energías. En este caso el medio es ópticamente grueso, el espectro emitido tiene un índice espectral (Eq. 2.1) con valor $\alpha_\nu \sim 2.5$ ($F_\nu \propto \nu^{+\alpha_\nu}$). El segmento de transición entre estos dos regímenes produce un cambio de distribuciones que depende principalmente del tamaño angular y de la temperatura de brillo de la fuente alrededor de 1 mm.

§A.2.4. Bremsstrahlung Térmico

Esta emisión también es conocida como emisión **Libre–Libre** o radiación de frenado. En este proceso toma lugar la interacción del campo eléctrico de electrones en una distribución de velocidades térmicas con los iones (Rybicki & Lightman 1979). Los electrones al ser desacelerados radian energía que puede expresada en energía por unidad de volumen por unidad de tiempo y por unidad de frecuencia

$$F(\nu, T) = 5.4 \times 10^{-39} Z^2 n_e n_i \frac{G(\nu, T)}{T^{0.5} e^{(\frac{h\nu}{kT})}} \quad (\text{A.6})$$

donde la densidad de electrones y de iones son n_e y n_i , respectivamente, G es el factor cuántico de Gaunt y T es la temperatura del gas. Una aproximación al factor de Gaunt ocurre a bajas energías $h\nu < kT$, $G = 0.55 \text{Ln}(\frac{2.25kT}{h\nu})$ obteniendo un índice espectral $\alpha_\nu=2$. En el caso de $E \sim kT$, $G \sim (h\nu/kT)^{-0.4}$, se obtiene $\alpha_\nu=-0.1$. Sin embargo, el espectro completo de este tipo de emisión está descrito con un desarrollo polinomial y en su forma es parecido a la distribución de Planck.

§A.2.5. Dispersión Compton

Este proceso es también llamado Efecto Compton es el fenómeno que explica la transferencia de energía del fotón al electrón (Rybicki & Lightman 1979). Este proceso está caracterizado por la disminución de energía de los fotones que poseen altas energías con la interacción de electrones libres de bajas energías cinéticas. El caso inverso se le llama **Efecto Compton Inverso**, ocurre cuando los fotones aumentan su energía después de la interacción con electrones térmicos en un plasma ópticamente delgado a altas temperatura $> 3 \times 10^7$ K, es decir, con grandes energías cinéticas.

En el caso de un sistema con baja energía térmica se obtiene la dispersión clásica de Thompson, donde la energía del fotón después de la interacción con el electrón permanece constante. La sección eficaz esta dada por $\sigma_e = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$.

§A.2.6. Producción de Pares

Es la emisión que se produce en la reacción donde los fotones de alta energía ($h\nu \geq 1.02 \times 10^6 \text{ eV}$) interactúan con el campo de un núcleo u otro fotón o un campo magnético para ser convertidos en un par de electrón-positrón (Robson 1997). El proceso inverso se llama **aniquilación de pares** que al colisionar un electrón y un positrón se emite 2 fotones.

§A.2.7. Disco de Acreción Comptonizado

Este tipo de emisión funciona a través del proceso Compton inverso. La radiación de bajas energías (óptico, UV) procedente del disco (Shields 1978; Malkan & Sargent 1982) se dispersa debido a la corona. La corona es gas caliente que está por encima del disco a una temperatura $\sim 10^6$ K (Robson 1997). Como resultado de esta dispersión, los fotones UV aumentan su energía y se produce radiación en el segmento de los rayos-X.

Apéndice

§B. Cook-Book CIAO

In this Chapter we described the instructions to analyze the data in order to obtain the X-ray spectrum. The software is Chandra Interactive Analysis of Observations (CIAO) version 3.0.2. There are two focal plane instruments. One is a High Resolution Camera (HRC) and the Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS). The latter is an array of charged coupled devices. In this appendix we will focus.

§B.1. Configuration of ACIS

ACIS is a two-dimensional array of ten CDD (small detectors) does simultaneous imaging (I0-I3) and spectroscopy (S0-S5). The array is as follow:

		IO ccd_id=0	I1 ccd_id=1		
		I2 ccd_id=2	I3 ccd_id=3		
S0 ccd_id=4	S1 ccd_id=5	S2 ccd_id=6	S3 ccd_id=7	S4 ccd_id=8	S5 ccd_id=9

§B.1.1. Starting CIAO

First remove some of the files that may have been placed in your home directory (/home/cxc/cxcds_param). These files include: arplib.par, .cxcds.csh, .cxcds.sh, .sm.cxcds, and .bak versions of these files. The next is download the files of Obsevation required such as: evt1.fits, pcad_asol1.fits, flt1.fits, bpix.fits[†] from <http://cxc.harvard.edu/cgi-gen/cda/retrieve5.pl>

When you wish to use CIAO, you can just type `ciao` in a terminal.

[†] the file oif is observation index file

§B.1.2. ARLIB

Setting the ACIS parameters manually. This determine which CDD we re on for the observation, then set the appropriate parameters. From <http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/badpix/>

The format of each intruction and the result is as follow: _____

INSTRUCTION

@ output on screen

```
dmkeypar evt1.fits DETNAM echo+
@acis-235678
foreach d ( 2 3 5 6 7 8 )
pset ardlb AXAF_ACIS${d}_BADPIX_FILE = \
"/disk/xico/secondary/bpix1.fits[BADPIX${d}]"
end
```

§B.1.3. CALDB

The majority of the calibration files are contained within the Chandra Calibration Database (CALDB). This section is to update the CALDB's version. From <http://cxc.harvard.edu/ciao/faq/caldb.html#maintext>

```
dmclist $CALDB/docs/chandra/caldb_version/caldb_version.fits \
"[cols caldb_ver]" data,clean
```

```
dmclist $CALDB/docs/chandra/caldb_version/caldb_version.fits opt=data
```

update the file to last version

```
dmhedit infile='evt1.fits' filelist=' ' operation='add' \
key='CALDBVER' value='2.21' datatype='indef' unit=' ' \
comment='CALDB version' verbose='0' mode='q1'
```

§B.1.4. Information

Getting the mean information about the observation (version of CALDB, type of observation, temperature of detector and mode of detector.)

```
dmkeypar evt1.fits CALDBVER ; pget dmkeypar value
```

@2.21

```
dmkeypar evt1.fits ASCDSVER ; pget dmkeypar value
```

@DS6.0.2

```
dmkeypar evt1.fits FP_TEMP ; pget dmkeypar value
```

@153.28 dmkeypar evt1.fits READMODE ; pget dmkeypar value

@timed

```
dmkeypar evt1.fits DATAMODE ; pget dmkeypar value
```

@vfaint

In the next table, we show the fourth mode for a given observation. Each mode specify the number of pixel event.

READMODE	DATAMODE	eventdef string
TIMED	(V)FAINT	stdlev1
TIMED	GRADED	grdlev1
CONTINUOUS	CC(33)_FAINT	cclev1
CONTINUOUS	CC(33)_GRADED	ccgrdlev1

§B.2. Correction (steps A-E)

In order to generate a new level=2 (final product) event file. Quick steps using: “peg acis_process_events &” or by hand (see below)

```
punlearn acis_process_events
```

```
pset acis_process_events infile=evt1.fits
```

```
pset acis_process_events outfile=evt1_2.fits
```

```
pset acis_process_events acaofffile=asol1.fits
```

@asol.lis made by: stk_build asol1.fits,asol2.fits asol.lis and since asol is used directly, alignment = none

```

pset acis_process_events eventdef=")stdlev1"
the data is TIMED and VFaint
pset acis_process_events
check_vf_pha=yes
if it is not vfaint source the default is "no"
pset acis_process_events mode=h1
the mode for do not ask again the parameters
acis_process_events
plist acis_process_events

```

Note: list of parameter used. CTI if you are working with a -120 C ACIS imaging observations done with the ACIS-I array and/or chip S2. It is not necessary to run this thread if you are working with a grating observation, as it will not improve the data.“

§B.2.1. (A) CTI

The loss of charge in a CCD as it is shifted from one pixel to the next during readout is known as charge transfer inefficiency (CTI) Here we apply the CTI Correction to the detector ACIS. From <http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/acisapplycti/>
22 Ag-03

```

punlearn
acis_process_events
pset acis_process_events infile=evt1.fits
pset acis_process_events outfile=evt1_1.fits
pset acis_process_events eventdef=")stdlev1"
pset acis_process_events apply_cti=yes
pset acis_process_events stop=none
pset acis_process_events mode=h1
acis_process_events

```


§B.2.2. (B) Geom

The New geom.par file, change because the focal length, acis chip size change the shift of the celestial position of photons, but acis_process_events automatically be picked up.

§B.2.3. (C) Pixel_Randomization

This randomization is done to remove the instrumental "gridded" appearance of the data and to avoid any possible aliasing effects associated with this spatial grid. Remove Pixel Randomization, is the use of acaofffile=asol1.fits

§B.2.4. (D) Pha_Randomization

For some observations, the way PHA (Pulse Height Amplitude) channels are converted to PI (Pulse Invariant) channels will cause an aliasing problem in the final binned spectra. Randomizing the PHA distribution alleviates this effects.

```

punlearn
acis_process_events
pset acis_process_events infile=evt1_1.fits
pset acis_process_events outfile=evt1_2.fits
pset acis_process_events eventdef=")stdlev1"
pset acis_process_events rand_pha=yes
pset acis_process_events doevtgrade=no
already made in the step 5 pset acis_process_events gradefile=none
pset acis_process_events stop=none
pset acis_process_events mode=h1
acis_process_events

```

§B.2.5. (E) BG_Vfaint

In ACIS very faint mode, there is a 5x5 pixel, instead of just a 3x3 (as in FAINT mode). This tool is to used the other pixel.

§B.2.6. (F) Physical_Position

Finding the physical position of the source in the image. Using “ds9 evt1_2.fits &”.

Then select the source using:

BIN= BLOCK 1

COLOR= bb

SCALE= sqrt

COORD = physical, equat J2000 & degrees.

Other possibility is by hand:

pset dmstat centroid=no sigma=no

dmstat "evt1_2.fits[bin sky=2]"

Note: sky have the range [1-9] it is a bin of image (not physical image), it is not necessary run again pset.

source: circle with radius of 3 without pileup.

bg (background): annuli with radius between 10 to 20 arcsec.

both annulli save as: ciao format and physical coordenates as source.reg & bg.reg.

§B.2.7. (G) Afterglow

An afterglow is the residual charge from the interaction of a cosmic ray in a CCD.

To create a new bad pixel file we need to remove spurious "detection."of faint sources.

(G.1) Remove the acis_detect_afterglow Correction. Note: if the source are present in evt1_4.fits dont apply (G.2), 12 dec 03.

dmcopy "evt1_2.fits[EVENTS][grade=0,2,3,4,6]" evt1_3.fits

dmcopy "evt1_3.fits[exclude status=xxxxxxxxxxxx000xxxxxxxxxxxxxxxx]" evt1_4.fits

Extracting the flag pixel, then for preserve the events follow

punlearn dmcopy

dmcopy

"evt1_3.fits[EVENTS][status=0000000000xxxx000000000000000]" \

```

evt1_5.fits opt=all
punlearn dmcop
dmcop "evt1_5.fits[EVENTS][@ft1.fits][cols -phas]" evt2.fits opt=all

```

(G.2) Apply an ACIS Gain Map, this step does not preserve the events flagged as afterglow.

```

punlearn dmcop
dmcop "evt1_2.fits[EVENTS][grade=0,2,3,4,6,status=0]" evt1_33.fits
Distributed the matrix of ccd to cover it. See user guide.
punlearn dmcop
dmcop "evt1_33.fits[EVENTS][@ft1.fits][cols -phas]" evt2.fits

```

§B.2.8. (H) Destreak_S4

There is a lack in the serial readout of the chips, causing a significant amount of charge to be randomly deposited along pixel rows as they are read out. Then is necessary destreak the ACIS-S4 or Chip_ID 8, 27 jun 03.

```

punlearn destreak
pset destreak infile=evt2.fits
pset destreak outfile=evt2_1.fits
pset destreak ccd_id=8
pset destreak mode=h1
destreak

```

§B.2.9. (I) Readout_Streak

Remove the ACIS readout Streak: useful when there are photons arriving while the ccd is readout and put in wrong row: make the spectrum of bg region.

```

punlearn dmextract
pset dmextract infile="evt2_1.fits[sky=region(bg.reg)][bin pi=1:1024:1]"
pset dmextract outfile=bg_pi.fits
pset dmextract mode=h1

```

dmextract

§B.2.10. (J) Subarray

This section os to Check what kind of subarray was apply during the observation. Go to web page <http://cda.harvard.edu:9011/chaser/mainEntry.do>. Then view observations info, details. @NONE, @Subarray Rows: @frame time.

If there is subarray, do as follow:

$x=1024/(\text{number rows for the subarray})$ ($x = 1024/128 = 8$ or $x= 4$ or $x= 2$ or $x= 1$)

dmkeypar bg_pi.fits BACKSCAL ; pget dmkeypar value

@ z

Then, calculate new value: $z*x = w$ for instance:

if $1/x = 1/8$ and $z= 5.8017768906872e-05$ then $w=0.000464142$. Therefore remplace by:

dmhedit infile=bg_pi.fits filelist="" operation=add key=BACKSCAL value=**0.000464142** unit="[pixel]" comment="Fractional area"

if 1/4 and z=5.8017768906872e-05 then w=0.000232071 then remplace by:

dmhedit infile=bg_pi.fits filelist="" operation=add key=BACKSCAL value=**0.000232071** unit="[pixel]" comment="Fractional area"

if 1/2 and z=5.8017768906872e-05 then w= 0.000116036 then remplace by:

dmhedit infile=bg_pi.fits filelist="" operation=add key=BACKSCAL value=**0.000116036** unit="[pixel]" comment="Fractional area"

dmkeypar bg_pi.fits BACKSCAL ; pget dmkeypar value

@ w

§B.2.11. (K) Correction by Readout _streak:

Quick step: peg acisreadcorr & with the options as follow:

punlearn acisreadcorr

```
pset acisreadcorr infile=evt2_1.fits
pset acisreadcorr outfile=evt2_2.fits
pset acisreadcorr aspect=asol1.fits
or “@asol.lis” made by: stk_build asol1.fits,asol2.fits asol.lis
pset acisreadcorr x=4041.5 y=4151.5
the mean sky x of the source
pset acisreadcorr dx=2 dy=20
```

Note: correcting without the source(dx = 2pixels should be fine for on axis point source(try and see the results!!!), dy is the Number of rows to be avoided around the source. The default value of 100 seems to be reasonable for 50 ks exposure on a 2 count per second source, but it is estimated dy=2*radius of source) Gokas’s suggestion

```
pset acisreadcorr bkg=bg_pi.fits
pset acisreadcorr mode=h1
acisreadcorr
```

§B.2.12. (OA) Optonial: Light Curve

With this tool is possible to create lightcurves from

<http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/lightcurve/>.

To filter light curve from

http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/filter_ltrcv/ , Jan 2005

Fisrt, extract a region:

```
punlearn dmcopu
dmcopu “evt2_2.fits[energy=300:10000,ccd_id=7]” evt2_c7.fits
Note: extract the region ccd 7 in energy range
punlearn dmextract
pset dmextract “evt2_c7.fits[exclude sky=region(exclude.reg)][bin time=::1000]”
Note: exclude bright/variables source and made a bin time 1ksec
pset dmextract outfile=lc.fits
pset dmextract opt=lrc1
pset dmextract mode=h1
```

dmextract

or

punlearn dmextract

```
dmextract outfile="lightc.fits" opt="lrc1" \
infile="evt2_2.fits[ccd_id=3,sky=region(center.reg)][bin time>::2000]"
```

Note: light curve of the source scr1 include background

```
dmextract outfile="lightc.fits" opt="lrc1" \
infile="evt2_2.fits[ccd_id=3,sky=region(center.reg)][bin time>::2000]"
\ bkg="evt2_2.fits[ccd_id=3,sky=region(bg.reg)]"
```

Note: light curve of the source scr1 include background.

Plotting the light curve

chips

split 2

chips>split gap 0.05

chips>d 1 curve "lightc1.fits[cols time,count_rate]"

chips>d 2 curve "lightc2.fits[cols time,count_rate]"

chips>d all curve simplelinechips>d all curve red

chips>d 1 ylabel curve_1.fits"

chips>d 1 ylabel curve_1.fits"

chips>d 2 ylabel curve_2.fits"

chips>d all ylabel size 1.5

Other way is using the script as follow:

```
() = evalfile("analyze_ltrcv.sl")
```

```
analyze_ltrcv("lc.fits")
```

§B.2.13. (OB) Point_Spread_Fuction

This optional section is to create a Point Spread Function (PSF) for a specific observation, considering a point source.

from <http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/psf/>

27 Jun 2003

Checking the library

```
ls -l $CALDB/data/chandra/acis/cpf/2dpsf/
```

Constraining the energy range made a energy histogram (energy-maximum)

```
dmcopy "evt2.fits[energy=300:7000]" evt2psf.fits
```

```
punlearn dmextract
```

```
pset dmextract infile="evt2psf.fits[sky=region(center.reg)][bin \
energy=300:7000:100]"
```

```
pset dmextract outfile=energy_histogram.fits
```

```
pset dmextract opt=generic
```

```
pset dmextract mode=h1
```

```
dmextract
```

```
chips
```

```
curve "energy_histogram.fits[cols energy,counts]"
```

```
exit
```

In the case of the source is off axis then:

```
punlearn dmcoords
```

```
dmcoords evt2psf.fits option=sky x=4069.5 y=4250.5
```

```
dmcoords theta
```

```
punlearn mkpsf
```

```
pset mkpsf coord=SKY x=4069.5 y=4250.5 energy=1.0
```

```
pset mkpsf
```

```
psflibfile=/disk/xico/sharo/dee/psf/aciss1998-11-052dpsf4N0002.fits
```

```
pset mkpsf infile=evt2psf.fits
```

```
pset mkpsf outfile=psf.fits
```

```
pset mkpsf rotpts=9
```

```
pset mkpsf mode=h1
```

```
mkpsf
```

```
dmstat psf.fits
```

Scaling the counts countsource/cunts psf (sum)

```
punlearn dmimgcalc
```

```
pset dmimgcalc infile=psf.fits infile2=none
```

```
pset dmimgcalc weight=11126.4
```

```
pset dmimgcalc operation=add
```

```
pset dmimgcalc out=psfnorm.fits
```

```
pset dmimgcalc mode=h1
```

dmimgcalc

§B.2.14. (OC) Radial_Profile

from http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/radial_profile/

Note: restraining the energy range

```
dmcopy "evt2.fits[energy=300:7000]" evt2_range.fits
```

Creating multiple annuli as follow:

```
ds9 evt2_range.fits &
```

select region... shape...annulus...left-click on image...select annulus...get info @center, radius, annuli. save annuli as ciao format, in physical coordenates. The same step for the back ground with center in the source. removing contaminating source... make a circle around of the contamination.

```
dmcopy "evt2_range.fits[exclude sky=region(exclur.reg)]" evt2_remove.fits
```

```
punlearn dmextract
```

```
pset dmextract infile="evt2_remove.fits[bin sky=@annuli.reg]"
```

```
pset dmextract outfile=rprofile.fits
```

```
pset dmextract bkg="evt2_remove.fits[bin sky=@annulibg.reg]"
```

```
pset dmextract mode=h1
```

```
dmextract
```

adding a column that defined the midpoint of the annular regions

```
punlearn dmtcalc
```

```
pset dmtcalc infile=rprofile.fits
```

```
pset dmtcalc outfile=rprofile_rmid.fits
```

```
pset dmtcalc expression="rmid=0.5*(R[0]+R[1])"
```

```
pset dmtcalc mode=h1
```

```
dmtcalc
```

ploting and fitting the profile

```
chips &
```

```
plot "rprofile_rmid.fits[cols rmid,sur_bri,sur_bri_err]" x 1 y 2 yerr 3
```



```
plot "rprofile_rmidpsf.fits[cols rmid,sur_bri,sur_bri_err]" x 1 y 2 yerr 3
c 2 symbol circle
log
xlabel "ARCSEC"
ylabel "NET COUNTS/AREA"
title "866"
print postfile profile.ps
exit
sherpa
read data 1 "rprofile_rmid.fits[columns rmid,sur_bri]" FITSBIN
read errors 1 "rprofile_rmid.fits[columns rmid,sur_bri_err]" FITSBIN
beta1d[sbr1]
sbr1.ampl.max=10
show sbr1
source=sbr1
fit
lplot fit
log
limits y 0.0001 10
limits x 10 200
redraw
```

§B.3. (L) Spectra

In this section we extract the ACIS spectra for pointlike sources. The aim is generated RMF (Redistribution Matrix File) and ARF (Ancillary Response File) files. The file RMF maps from energy space into detector PHA space. ARF contains the telescope effective area [cm²] and the quantum efficiency (QE, fraction of incident photons registered by a detector) [counts/photon] as a function of energy averaged over time. 2 Feb 2004 from

<http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/psextract/>

```
Quik step: peg psextract &
pset psextract events="evt2_2.fits[sky=region(center.reg)]"
pset psextract bgevents="evt2_2.fits[sky=region(bg.reg)]"
pset psextract root=center
```

```

pset psextract asol=asol1.fits
@asol.lis, there is a BUG with bgasol because if it is the same as asol,
then use: mode=h
pset psextract gtype=NUM_CTS
pset psextract gspec=20
pset psextract mode=h1
psextract verbose=0

```

Note: In the case to modify the .pi file use “PRISM & ”

§B.3.1. (L.1) Step-by-Step to Creating ACIS Spectra for Pointlike Sources

2 feb 04 from
<http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/pieces/>

Extracting the region:

```

punlearn dmextract
pset dmextract infile="evt2_2.fits[sky=region(s.reg)][bin pi]"
pset dmextract outfile=s.pi
pset dmextract mode=h1
dmextract
punlearn dmextract
pset dmextract infile="evt2_2.fits[sky=region(bg.reg)][bin pi]"
pset dmextract outfile=bg.pi
pset dmextract mode=h1
dmextract
dmstat "evt2_2.fits[sky=region(s.reg)][cols chipx,chipy,ccd_id,x,y]"
search the centroid meanCHIP(286.35,503.42) CCD 7 meanSKY(4041.68,4151.61)
dmstat "evt2_2.fits[sky=region(bg.reg)][cols chipx,chipy,ccd_id,x,y]"
if is used bg.rmf and arf with diferent response (is not necessary if subtract the background) @meanCHIP(249.86,527.58) CCD 7 meanSKY(4057.72,4170.97)
punlearn acis_fef_lookup
acis_fef_lookup evt2_2.fits 7 286.35 503.42
finding the fits embedded function for source ccd =

```

```

chipx= @/soft/ciao/CALDB/data/chandra/acis/cpf/feFs/ \
acisD1999-09-16fef_phaN0002.fits[FUNCTION] \
[ccd_id=7,chipx=286:35,chipy=503:42]
acis_fef_lookup evt2_2.fits 7 249.86 527.58
@/soft/ciao/CALDB/data/chandra/acis/cpf/feFs/acisD1999-09-16fef_phaN0002.fits
[FUNCTION][ccd_id=7,chipx=249:86,chipy=527:58]

```

creating RMF file:

```

punlearn mkrmf
pset mkrmf infile="/soft/ciao/CALDB/data/chandra \
/acis/cpf/feFs/acisD1999-09-16fef_phaN0002.fits\
[FUNCTION][ccd_id=7,chipx=286:35,chipy=503:42]"
pset mkrmf outfile=s.rmf
pset mkrmf axis1="energy=0.1:11.0:0.01"
pset mkrmf axis2="pi=1:1024:1"
pset mkrmf mode=h1
mkrmf

```

Using the bg simultaneously:

```

punlearn mkrmf
pset mkrmf \
infile=\
"/soft/ciao/CALDB/data/chandra/acis/cpf/feFs/acisD1999-09-16fef_phaN0002.fits\
[FUNCTION][ccd_id=7,chipx=249:86,chipy=527:58]"
pset mkrmf outfile=bg.rmf
pset mkrmf axis1="energy=0.1:11.0:0.01"
pset mkrmf axis2="pi=1:1024:1"
pset mkrmf mode=h1
mkrmf

```

Creating the aspect histogram:

```

punlearn asphist
pset asphist infile="asol1.fits[@evt2_2.fits[ccd_id=7]]"
pset asphist outfile=s.asphist
pset asphist evtfile="evt2_2.fits[ccd_id=7]"
pset asphist mode=h1

```

```

asphist
dmkeypar evt2_2.fits GRATING ; pget dmkeypar value
@NONE
the version 2.26 is include the QE degradation: made .arf file
punlearn mkarf
pset mkarf grating=NONE
pset mkarf detsubsys=ACIS-S3

```

The ccd of the source, see image:

```

pset mkarf outfile=s.arf
pset mkarf asphistfile="s.asphist[ASPHIST]"
pset mkarf engrid="grid(s.rmf[cols ENERG_LO,ENERG_HI])"
pset mkarf sourcepixelx=4041.68
source meanskymx=
pset mkarf sourcepixely=4151.61
pset mkarf mode=h1
mkarf

```

creating the bg.arf:

```

pset mkarf outfile=bg.arf
pset mkarf asphistfile=s.asphist
pset mkarf engrid="grid(bg.rmf[cols ENERG_LO,ENERG_HI])"
pset mkarf sourcepixelx=4057.72
pset mkarf sourcepixely=4170.97
pset mkarf mode=h1
mkarf

```

§B.3.2. (L.2) Grouping the Counts

In this step, we procedure to bin (10) the number of counts by channel , bg case:

```

punlearn dmgroup
pset dmgroup infile=bg.pi
pset dmgroup outfile=bg20.pi
pset dmgroup binspec=1:1024:10

```

```

pset dmgroup grouptype=num_cts
Note: other options are NONE, BIN, NUM_BINS, NUM_CTS, ADAPTATIVE,
BIN_FILE(BEPOSAX)
pset dmgroup xcolumn=energy
pset dmgroup ycolumn=counts
rate, surface_brightness
pset dmgroup grouptypeval=
pset dmgroup mode=h1
dmgroup

```

§B.3.3. (L.3) Head_Edit

Here we edit the headings with the aim to read automatically the required files (ARF, RMF, bg):

```

punlearn dmhedit
dmhedit infile=s10.pi filelist="" operation=add key=BACKFILE value=bg10.pi
dmhedit infile=s10.pi filelist="" operation=add key=RESPFILE value=s.rmf
dmhedit infile=s10.pi filelist="" operation=add key=ANCRFILE value=s.arf
dmhedit infile=bg10.pi filelist="" operation=add key=RESPFILE value=s.rmf

```

if do not subtract the bg:

```

dmhedit infile=bg10.pi filelist="" operation=add key=ANCRFILE value=s.arf
dmkeypar s_grp10.pi BACKFILE ; pget dmkeypar value
@bg_grp10.pi
dmkeypar s_grp10.pi RESPFILE ; pget dmkeypar value
@s.rmf
dmkeypar s_grp10.pi ANCRFILE ; pget dmkeypar value
@s.arf
dmkeypar bg_grp10.pi RESPFILE ; pget dmkeypar value
@bg.rmf
dmkeypar bg_grp10.pi ANCRFILE ; pget dmkeypar value
@bg.arf
history
dmllist "evt2_2.fits" header | grep HISTORY

```

§B.3.4. (L.4) Optional: Extract ARF

Extracting the information and all the history made to the ARF file

```
dmlist "s.arf[cols ENERG_LO, ENERG_HI, SPECRESP]" data outfile="s.dat"
```

```
dmlist "evt2_2.fits" header | grep HISTORY
```

§B.3.5. (L.5) TIME_EXPOSURE

Extracting the Time exposure of observation.

```
dmlist s.pi header | grep EXPO
```

```
dmlist sa.pi header, clean, raw | egrep 'TIMEDEL|FRACPROB'
```

@TIMEDEL the time to dived to the counts for get cts/sec)

§B.3.6. (L.6) Pileup :Estimation

Here we estimated the percent of pileup in the observation. For this, we use the software Sherpa, model it using "dpileup" or the pileup using:

$$PU = (\text{total counts}) * (\text{readout time}) / (\text{exposure time})$$

Total Counts (cts) and Exposure Time (ksec). With Sherpa use the comand "show" in order to obtain frame-time or readout-time. Also see step (J) Subarray

there is NO pileup if $PU < 0.3$ to obtain less than 10%. If $PU > 0.3$ then instead of center.reg, use around.reg. This reduce the pileup. The annuli around source is define between 1" and 3". It is necessary repeat step F and L (above).

§B.3.7. (M) Sherpa

This software is usefull to plot and fit the spectra. see

http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/sherpa_sourceandbg/ Fitting

Here we considered spectral data: With/Without Independent Background Responses, 27 jan 04.

Upload data data center.pi
subtract
Note: also is possible to use “sub” or “unsubtract” to subtract or not the background data
lp data
plot the data
set_log
or LOG X or LOG Y or set_lin or d 2 lin y plot in log scale
lim 0.3 7.
ignore energy :0.3,6.:
limit the region to fit
xswabs[a]
model of photoelectric absorption.
a.1.min=
define the minimum of column density
xspowlaw[p]
model power law
source = a *p
or sou = a*p wich define the source to be fitted
method powell
or Levenberg-Marquardt method of fitting
fit
lp 2 fit delchi
plot 2 panels with fit and residual
sherpa sherp.shp
uses the last session of sherpa
use sherp.shp
to use previous session
DATA s_grp10.pi
use simultaneously FITS
read data uv.ascii 1 2
read the file uv only the column 1 and 2
read errors uv.ascii 1 3
read the file uv only the column 1 and 3 of the error
read data 2 data2.dat 1 2
read a new dataset
rsp[inst3](data3_rm.fits, data3_ar.fits)
convert the pha data to energy space
instrument = inst3

show
show the conts rate, time exposure
q
end the command
info
give the number of curves
errs standard
give the erros standar
ignore 1 bad
ignore 2 bad
ignore bin 1:2
remove data from 1 to 2
ignore 2 all
ignore the whole graphyc
notice 2 all
recover the graphys
notice energy :0.3,7:
recover energy
p.1=>p0.1
or unlink p.1 , link or not parameters

Print _ Spectra

print postfile spectrum.ps
analysis wavelenght
or ana wave or ana energy , space of analysis
PARAMPROMPT OFF
if you want sherpa as a stimator of the values os the parameters

§B.3.8. Models

We show the diferents models (short list) used in this work.

XSWABS[a](0.1)

model from macornti and mcammon, integrate:off

XSZWABS[az]

POW[pl](2,1,0.01:0:1e10) gamma=2 ref=1 ampl=0.01

min=0 max 1 e10, integrate: on

GAUSS1D [g]

pl.gamma=1:min:max:1.e-5

pl.norm=0.01:min:max:1.e-5

bpl1d[bp]

broken power, law function with the parameters bp.gamma1, bp.gamma2, bp.eb, bp.ref, bp.ampl

bbody[b]

black body, b.kt, b.norm as parameters 1keV=1.16e+7 K

xsbknpower[bp]

broken power law ; problem with uv DATA

xspexrav[d]

power law with reflexion disk

userModel[ia]

PHASE model for WHIM using meth LVMQT, more path.txt

ftest

<dof_simple-dof_complex> <stat_s-stat_c> <dof_c> <stat_c>

or

ftest <dof_simple> <stat_simple> <dof_complex> <stat_complex>

Significance for the select the complex model when in fact the simple model is correct. A standard threshold for selecting the complex model is significance<< 0.05 (95 % of confidence that the complex model is better).<>

In order to reset the parameters to default value use:

reset b

show source

show the kind of source using

show data

show model

set_xerror

the bar off

error

show data

write model

lp model

LIM Y 1.e-3 0.2

LIM X 0.9 10.1

d all lim 0.3 7

all in the same scale

xlabel "energy"

ylabel "counts"

title "acis"

c 1 symbol none put the symbol at

curve 1

REDRAW or REDR

ahelp lplot

lp 2 arf barf

thaw pl.gamma or freeze pl.gamma or free pl.gamma the variable

gauss1d[g]

function with parameters g.fwhm, g.pos, g.ampl

gety g.ampl

get the value of ampl when you click in the right position

getx g.ampl

source = a * (p + g1 + g2)

LP 2 FIT RESIDUALS

lp 2 ufit ratio

Plot the fit in the spece unconvolution and the ration between model and data. See
...edu/sherpa/threads/slangplot

lp source

plot the bestfit en flux space.

lp 2 fit delchi **plot the fit and the sigma residual of the fit data -model**

lp 2 data 1 data 2 **plot 2 dataset**

lp model

oplot data 1 data 2

overdraw the 2 dataset

cplot data

levels 3 5 20 100

plotx energy

choose the x axis channel, bin, energy, wave

ploty counts

choose the y axis rate, one, energy, wave, energy2, wave2

split gap y 0.04

put a space between plots

d 1 tickvals x off

remove the tick from x axis

d all tick x 1000

d all tickvals x "%4.1e"

format of output "e" as exp or "f" of format

d 1 label 2.0 1.7 "lala"

put a new label

d 2 xlabel 'angstroms'

d 1 ylabel 'ergs \AA⁻¹'

d 1 c 1 errs none

diagram 1 in curve i the data without errors

d 1 c 1 symbol none

without symbols

d 1 c 1 histo

curve as histogram

c 2 simpleline

plot the data as a curve and not as histogram the curve 1 is the data, and the c 2 is the fit

c 1 symbol none

remove the symbols o con symbol cross, circle, root, square

l 1 4.0 1.5

change the position of label 1

l 1 del

erase label 1

l 2 4.0 2.0

put a new label

dataspace 2 (0.035:7:0.01) histogram

extrapolation of the model

Load ASCII data and errors modify columns available in the file

```
variable dat = readfile("data1.dat");
```

```
() = set_axes(dat.col1);
```

```
() = set_data(dat.col2);
```

```
() = set_errors(dat.col3);
```

```
% Plot data and errors
variable x = get_axes().mid;
variable y = get_data();
variable y_err = get_errors();
```

§B.3.9. Statistics

With the aim to find the uncertainty of the thaw parameters, we use “projection” or proj display the value.

```
uncertainty
unc.sigma=3
goodness
or good statistics value, probability and reduce statistic =statistic value/
#degrees freedom
covariance
provide an estimate of confidence intervals for the thawed
parameters
1sigma=68.3% xi-square=1
2sigma=95.5% xi-square=4
3sigma=99.7% xi-square=9
restore_regproj
sherpa.regproj.sigma=2
regproj nh z
sherpa.proj.sigma = 2
sherpa.regunc.arange = 0
sherpa.regunc.sigma = [1,2,3,4]
contours plot with sigma
my_var = get_regunc()
guardar los valores print(my_var)
writeascii("my_output.dat",my_var.x0,my_var.x1,my_var.y) list_regproj()
enlist the whole parameters of projection
restore_regproj()
recover parameters
D 1:2 LOG X
D 1 LOG Y
```

```
D 1 LIM Y 1.e-3 0.2
D 1:2 LIM X 0.9 10.1
D 2 LIM Y -5 5
D 1 TICKVALS OFF
D 1 XLABEL
d all lim 3 7
put all the graphics in the same scale
REDRAW
save all session.shp
```

reset model

```
reset all
clear
```

Save_Spectra

sherpa.output.precision=3, precision with 3 decimal.

```
write data s.dat ascii
write a abs.dat ascii
write source pla.dat ascii
write p p.dat asciii
write arf arf.dat ascii
write down the file arf
write back bg.dat ascii
write backerrors bgerrors.dat ascii
var1 = get_axes(1)
axisunits kev axistype energy lo flout-type hi flot type mid null
fakeit
simulation of the presents data or model with statistical model
fake time= 4000 ksec
print(var1)
```

```

foo = get_fluxed_spectrum
get te flux of the data without calibration
print(foo)
xaa = get_energy_axes
plot x xaa.lo y foo.data e foo.errors
write ascii("spec.dat", xaa.lo, xaa.hi, foo.data, foo.errors, foo.arf) with .arf could to
obtain cts/cm**2
get_exptime
get the time of exposure
fot = foo.data/exptime
ert = foo.errors/exptime
plot x xaa.lo y fot e ert
write ascii("flux.dat", xaa.lo, fot, ert)
()=set_axes(dat.col1) ;
Modify column
()=set_data(dat.col2);
variable x=get_axis().mid;
variable y=get_data(2);
y=y*y
print y

```

CHIPS

Ploting spectra

```

curve "uv.fits[cols lam, flam]"
read in fits
curve uv.fits x 1 y 3 e 5
simetric error
curve uv.fits x 1 y 3 xup 2 xdn 4 yup 5 ydn 6
asimetric error
curve uv.dat
read in ascii
chips_clear(); clear
() = curve(x,y,y_err);
plot the read variable

```

```
limits -10 10 -1 1
redraw
curve "data.fits[cols col1, col2, col7, col18]" x 1 y 2 yup 3 ydn 4
asymmetric errors
```

work with command out of sherpa

```
$ls -l
quit
exit
import("guide")
instrument 4 = rsp ...
instrument 5 = rsp ..
# turn off y errorbars
sherpa.dataplot.y_errorbars=0
sherpa.dataplot.y_curvestyle="histo"
sherpa.dataplot.y_symbolstyle="none"
lp 4 data 3 data 4 data 9 data 10
ignore allset all
notice allsets wave 8.2:8.6
lp 4 data 3 data 4 data 9 data 10
source 3, 4= g + p
source 9, 10 = g2 +p2
show source 3
fit 3, 4, 9, 10
identify (8.42, 0.02)
identify the lines between 5.42 and 8.44
describe(element, ion, upper level, lower level)
show method
method lev-mar
lev-mar.smplx=1
reset models
model integrate off
get the values of the model in the center of the bin
() = evalfile("setplot.sl"); cragando setplot
```

```
setplot("data")
```

Change plot step by step

```
print(sherpa.dataplot) Change plotting
setplot("fit")
Change apparent of fit curve
save_state() save
```

§B.3.10. Signal_to_Noise

Computing the signal to noise. psf-CIAO-2.3.

Signal to Noise = # Source 's counts / (# Source 's counts + # Background 's counts)**0.5

NET COUNT(source)= count(source) - Area(source) * count(bg) / Area(bg)

the number of source photons

with http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/source_counts/

punlearn dmextract

pset dmextract infile="evt2_2.fits[bin sky=region(s.reg)]"

pset dmextract outfile=c.fits

pset dmextract bkg="evt2_2.fits[bin sky=region(bg.reg)]"

pset dmextract mode=h1

dmextract

prism c.fits &

this have the area in pixel² and counts with errors for both source and back gorund,

the superficial brighth and errors and the net counts with error

extract the total counts (source+ bg)

dmclist "evt2_2.fits[sky=region(around.reg)]" blocks or

punlearn dmstat

pset dmstat centroid=no sigma=no dmstat "event2_1.fits[sky=region(s.reg)][opt null=-999]" @sum(s)


```
dmstat "img_src_0.3-8keV.fits[sky=region(bg.reg)]" @sum(bg)
the net source photons are : sum(s)- area(s)* sum(bg) / area(bg)
```

```
or mstat "evt2_2.fits[sky=region(s.reg)][cols chipx,chipy,ccd_id,x,y]"
@good
dmstat "evt2_2.fits[sky=region(sa.reg)]"
@good
```

normalized the area counts $BG*(areaSOURCE/areaBG)$, **radius in physical dimension**

Color_Image

In this section we creat a true color image. see

http://cxc.harvard.edu/ciao/threads/true_color/

With ds9 you have to choise the range of the image with coordenates x and y in physical coord. The energy interval is in eV.

```
punlearn dmcopy
pset dmcopy infile="evt2_2.fits[energy=100:1500][bin x=3773:4380,y=4006:4509]"
pset dmcopy outfile=soft_img.fits
pset dmcopy mode=h1
dmcopy
dmcopy "evt2_2.fits[energy=1500:2500][bin x=3773:4380,y=4006:4509]" med_img.fits
dmcopy "evt2_2.fits[energy=2500:8000][bin x=3773:4380,y=4006:4509]" hard_img.fits
```

Merger the Images

This is for put together diferentes images.

```
punlearn dmimg2jpg
pset dmimg2jpg infile=soft_img.fits
```

```

pset dmimg2jpg greenfile=med_img.fits
pset dmimg2jpg bluefile=hard_img.fits
pset dmimg2jpg outfile=image.jpg
pset dmimg2jpg maxred=1 maxblue=1 maxgreen=1
pset dmimg2jpg gridsize=60
pset dmimg2jpg fontsize=1
pset dmimg2jpg showaimpoint=no
pset dmcoppy mode=h1
dmimg2jpg

```

Extracting_Region

Extracting a region be carefull with the qui.reg. first is the whole.reg and later the jet.reg save as exclude region.

```
dmcopy "evt1_2.fits[exclude sky=region(excluir.reg)]" evt1_22.fits
```

or

```
dmcopy "evt1.fits[sky=region(jet.reg)]" evt1_22.fits
```

or

```
dmcopy "evt1_2.fits[sky=region(jet.reg)][bin sky]" evt1_22.fits
```

it make a image

or

```
punlearn dmcoppy
```

```
dmcopy "evt1_2.fits[energy=100:10000,ccd_id=7]" evt1_22.fits
```

or in the source, define the source and the jet as exclude. in order to get the correct posicion of the region, push downw the shift botton an use the mouse.

Apéndice

§C. Modelos de Sherpa

Los ajustes fueron generados al seguir los Threads de *SHERPA*[†] Usamos modelos ya cargados en sherpa provenientes de xspec y usando el método *Powell*. Para obtener las incertidumbres se uso el comando *projection var* o *proj var* y para obtener incertidumbres de 2σ (confiabilidad del 95.45%) se ocupa el comando *sherpa.proj.sigma = 2*.

- **GA** es el modelo invocado como `xswabs[GA]`. Modelo de absorción fotoeléctrica en el cual la densidad columnar es normalizada al número de átomos de H I. Esta Absorción Galáctica fue aplicada a los modelos en rayos-X utilizamos la sección eficaz para el H I de Morrison & McCammon (1983). En todos los casos, N_H^{GA} fue un parámetro congelado en unidades de 10^{20} cm^{-2} .
- **IA** es el modelo invocado como `XSZWABS[IA]`. Modelo parecido a GA, pero la absorción ocurre al corrimiento al rojo del quasar.
- **PL** es el modelo invocado como `xspowlaw[PL]`. Ley de potencia de la forma Eq. 2.1 y con el signo negativo explícito en el índice espectral. Los parámetros: índice espectral (`pl.PhoIndx`) y la normalización a 1keV (`pl.norm`).
- **BP** es el modelo invocado como `xsbknpower[BP]`. Ley de potencias quebrada y con el signo negativo explícito en el índice espectral con los parámetros: índice espectral antes del quiebre (`bp.PhoIndx1`), la longitud de onda en el intervalo [900,1300] Å a la cual ocurre el quiebre (`bp.BreakE`), el índice espectral después del quiebre (`bp.PhoInd2`) y la normalización a 1keV (`pl.norm`).
- **zBB** es el modelo invocado como `xszbbody[zBB]`. Emisión térmica de cuerpo negro con los parámetros: la energía característica del cuerpo negro (`zBB.kT`), el corrimiento al rojo del QSO (`b.redshift`) y la normalización (`zBB.norm`).

[†] <http://cxc.harvard.edu/sherpa/threads/index.html>

- **RD** es el modelo invocado como `xspextrav[RD]`. Ley de potencias con un corte exponencial a la energía `foldE` y modificada por la reflexión de materia neutra (Magdziarz & Zdziarski 1995) con los siguientes parametros: el índice espectral (`PhoIndx`), la energía (keV) a la cual comienza el corte exponencial (`foldE`), el factor de escalamiento de reflexión (`relRefl`), el corrimiento al rojo, la normalización a 1keV (`norm`) mas 3 parámetros fijos: la abundancia de átomos más pesados que el He (`abund=1`), la abundancia de Fe (`FeAbund=1`) y el coseno del ángulo de inclinación (`cosIncl=0.8`).
- **G** es el modelo invocado como `gauss1d[G]`. Emisión o Absorción con perfil de línea tipo Gaussiano con los siguientes parámetros: el ancho máximo a media altura (`g.fwhm`), la posición del máximo (`g.pos`) y la amplitud (`g.ampl`).
- **IWA** es el modelo invocado como `Usermodel[IWA]`. Es el modelo que calcula la absorción por gas en estado de ionización usando el código *PHASE* (Krongold et al. 2003). En los caso extremos, a baja ionización converge al modelo `xswabs` y a altos estados de ionización ya no presenta absorción. Los parametros libres: el logaritmo del parametro de ionización `logU`, el logaritmo de la densidad columnar equivalente `logNHX` y el corrimiento al rojo `z`. Los parámetros fijos son: el número de parametros libres `paramcount= 5`, la velocidad interna de micro turbulencia del gas absorbedor `vel = 500` y el número de absorbedores tibios utilizados en el ajuste `Num_of_abs= 2`.
- **Q** es el valor de la probabilidad de volver a obtener el valor de χ^2 arrojada por el mejor ajuste suponiendo que el modelo y los parámetros son verdaderos.
- **R** es la estadística reducida calculada a partir de dividir el valor estadístico entre el número de grados de libertad. Un buen ajuste, debe ser el cual tenga como prioridad que $R \rightarrow 1$, seguido por $Q \rightarrow 1$.
- **S** es el valor estadístico calculado para un bajo número de cuentas, i.e. la estadística χ^2 Gehrels.
- **DP** son el número de puntos-datos (*Data Points*).
- **DOF** es el número de grados de libertad (*Degrees Of Freedom*) el cual es calculado como DP menos el número de parámetros libres.

De esta forma, podemos armar el modelo genérico: $GA * IA * (PL + zBB + G)$.

Índice de figuras

1.1. Imagen radio, óptica y en rayos-X de quasares	5
1.2. Espectro óptico de la galaxia NGC 150	13
1.3. Espectro óptico de una Sy 1 y Sy 2	13
1.4. Espectro óptico del quasar Ton 1187	14
1.5. Líneas en el espectro UV de NGC 4151	15
1.6. Esquema Unificado	22
1.7. Evolución de la SED IR propuesta para 3C 273	24
2.1. SED de 3 AGN	29
2.2. SED de 3C 273 en F_ν y en νF_ν	30
2.3. SED de 3C 273 y los procesos involucrados	36
3.1. Absorción progresiva aplicada a la SED intrínseca	38
3.2. Espectro de quasares entre z de 6.4 y 5.7	39
3.3. Curva de transmisión de distribución para el Valle de $Ly\alpha$	40
3.4. Gran Joroba Azul: BBB	41

3.5. BBB.	42
3.6. quasar 3C 273 con corrimiento al rojo 0.15	43
3.7. quasar 3C 273 con disco de acreción Comptonizado	44
3.8. espectro compuesto de Zheng et al. (1997)	45
3.9. espectro compuesto de Telfer et al. (2002)	46
3.10. comparación de espectros compuesto de Telfer et al. (2002) y Scott et al. (2004)	47
3.11. SED que predicen los modelos de disco de acreción en el dominio IR- UV	49
3.12. Ajustes a las SEDs compuestas de Francis et al. (1991) y de Zheng et al. (1997) disco de acreción	50
3.13. SEDs del modelo de disco de acreción con diferentes ángulos de incli- nación	51
3.14. La SED ionizante cambia de cóncava a convexa debido a la absorción .	52
3.15. Modelo Kerr y Schwarchild para PG 1116 + 215	53
3.16. Comparación de diferentes SEDs de FAD y BB (Hubeny et al. 2000) .	54
4.1. máscara predefinida para ignorar las líneas en el UV	66
4.2. Espectros en el dominio UV	77
4.2. Continuación..	78
4.3. 11 Espectros en el dominio de los rayos-X	79
4.3. Continuación..	80
4.3. Continuación..	81

4.3. Continuación..	82
5.1. SEDs compuestas de TZ02 para RLQ y RQQ	86
5.2. Curvas de extinción del nanodiamante, Galáctica y para la Nube Menor de Magallanes	91
5.3. Curva de extinción de la Vía Láctea aplicada a un espectro sintético	92
5.4. Curva de Transmisión en rayos-X para un Gas Neutro	94
5.5. Sección eficaz en rayos-X	95
5.6. Curva de Absorción en rayos-X para n Gas ionizado	96
5.7. Clases Espectral A, B y C para cuasares	98
5.8. Histograma de α_ν para la clase A	99
5.9. Curva de extinción de la SMC aplicada a un espectro sintético	100
5.10. Ilustración de la estructura del Silicato	101
5.11. Ilustración de la estructura del Grafito	102
5.12. Ilustración de la estructura del Carbón Amorfo	103
5.13. Curva de extinción tipo SMC comparada con la de nanodiamantes	107
5.14. Comparación de curvas de extinción para varios tipos de polvo y la SED compuesta	108
5.15. Ilustración de la estructura del Nanodiamante	109
5.16. SED sintética y el enrojecimiento por granos de polvo nanodiamante Cúbico y Allende	109
6.1. SEDs para los 11 cuasares	117

6.1. Continuación...	118
6.1. Continuación...	119
6.1. Continuación...	120
6.1. Continuación...	121
6.1. Continuación...	122
7.1. SED compuesta de TZ02, λ_{roll} y la recuperación del continuo	126
7.2. Espectro UV de PG 1148+549 usando polvo	129
7.3. SEDs para 11 cuasares corregidos por polvo	130
7.3. Continuación...	131
7.4. Comparación de las curvas de extinción Galáctica, <i>Gris</i> y tipo SMC	136
7.5. Comparación de los efectos de las curvas de extinción tipo Galáctica, <i>Gris</i> y tipo SMC	138
7.6. comparaciones de diferentes SEDs	142
7.7. Comparación con la SED para el Modelo II	144
7.8. diferentes SEDs desde el óptico hasta los rayos-X en νF_ν	145
7.9. Espectros en el dominio UV de los cuasares <i>c</i> : 3C 351, <i>f</i> : Pks 1354+19 y <i>g</i> : 3C 454.3	147
7.10. Valores de α_{OX} vs. N_H^H	150

Índice de Tablas

1.1. Características de la BLR y la NLR	15
2.1. Conversión de unidades	33
4.1. Bitácora de Observación para los 11 quasars	59
4.2. Ajuste con Leyes de Potencia Quebrada en el Segmento UV	67
4.3. Ajuste al Segmento de los Rayos-X (Marco de Referencia del Observador)	69
6.1. Parametros de la SED en el Caso de Libre de Polvo ^(a)	116
7.1. Columnas de Absorción debidas al Polvo	128
7.2. Parámetros de los Cuatro Modelos de la SED en el UV	134

Índice alfabético

- AC, 102
- AGN, 9
- BB, 175
- BBB, *véase* Gran Joroba Azul
- BLR, 14
- Bremsstrahlung, 179
- Carbón Amorfo, 102
- Cuerpo Negro, 175
- Disco de Acreción de frente, 50
- Distribución Espectral de Energía, 27
- Efecto Compton, 179
- Esquema Unificado, 21
- EUV–X, 37
- Galaxias Seyfert, 2
- Luminosidad bolométrica, 18
- línea prohibidas, 177
- Modelo I, 140
- Modelo II, 141
- Nanodiamante, 103
- NFAD, 50
- NLR, 16
- Quasares, 3
- Recombinación, 178
- Regiones de líneas, 14
- RLQ, 4
- RQQ, 4
- SED, *véase* Distribución Espectral de Energía
- Silicato, 101
- Sincrotrón, 178
- WA, 15