

UNIVERSIDAD DE GRANADA

FACULTAD DE CIENCIAS

DISTRIBUCION DEL GAS EN EL NUCLEO
DE LA GALAXIA SEYFERT 1 NGC5548

PEDRO MIGUEL RODRIGUEZ PASCUAL

GRANADA, 1989



Biblioteca Universitaria de Granada



01534027

Esta tesis fue defendida el 13 de diciembre de 1989 en la Facultad de Ciencias de la Universidad de Granada.

El tribunal estuvo constituido por:

Presidente : Dr. D. Mariano Moles Villamante
Instituto de Astrofísica de Andalucía (Granada)

Vocales : Dr. D. Angeles Díaz Beltrán
Univ. Autónoma de Madrid

Dr. D. Fernando Cornet S. del Aguila
Univ. de Granada

Dr. D. Ismael Pérez-Fournón
Univ. de La Laguna (Tenerife)

Secretario : Dr. D. María Luisa Sánchez Saavedra
Univ. de Granada

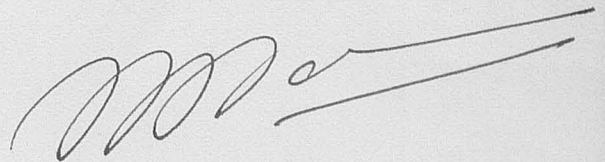
La calificación obtenida fue de APTO *CUM LAUDE*.

El doctorando



Pedro Miguel Rodríguez Pascual

El director del trabajo



Willem Wamsteker

El Ponente



Eduardo Battaner López

Proc. T-11-85

7
14
h21

**UNIVERSIDAD DE GRANADA
FACULTAD DE CIENCIAS**

Me agradecimientos al Dr. William Wamstetter, Director de esta Tesis, por intentar enseñarme cómo hacer Ciencia. La utilidad de sus comentarios y sugerencias va más allá de este trabajo.

Quiero agradecer al Dr. Eduardo Baltasar la confianza que ha demostrado en mi trabajo y su inestimable ayuda y paciencia en todos los trámites administrativos.

Mención especial merece al Dr. A. Ripoll que me dio la oportunidad de acceder a todos los medios de la Estación de Seguimiento de Satélites en Villanueva del Castillo (VILSPA) y me apoyó en los momentos difíciles.

De entre los voluntarios que han sugerido ideas o aportado datos valiosos a este trabajo, quiero mencionar a D. J. M. Martínez y D. J. M. Martínez por permitirme utilizar sus telescopios y a D. Wills que han proporcionado los espectros ópticos.

**Distribución del gas en el núcleo
de la galaxia Seyfert 1 NGC5548**

A María de Santos deseo darle las gracias por las largas horas de discusiones que han contribuido de manera decisiva a mejorar la redacción final de esta Tesis, pero sobre todo, por ser una maravillosa amiga.

Gracias también a todo el personal de VILSPA por su ayuda en todo momento y por hacerme sentir realmente en familia.

No puedo dejar de agradecer aquí las facilidades dadas por la Dirección del Colegio de las Juanas de Dios para desarrollar este trabajo de investigación, ni el apoyo prestado por todos los profesores, ni la paciencia con que me han sufrido "mis chicos".

MEMORIA presentada por
Pedro Miguel Rodríguez Pascual
para aspirar al grado de
DOCTOR EN CIENCIAS FISICAS

GRANADA, Diciembre 1989

**BIBLIOTECA UNIVERSITARIA
GRANADA**
Nº Documento 219662002
Nº Copia 121210135

Agradecimientos

Mi agradecimiento al Dr. Willem Wamsteker, Director de esta Tesis, por intentar enseñarme cómo hacer Ciencia. La utilidad de sus comentarios y sugerencias va más allá de este trabajo.

Quiero agradecer al Dr. Eduardo Battaner la confianza que ha demostrado en mi trabajo y su inestimable ayuda y paciencia en todos los trámites administrativos.

Mención especial merece el Dr. A. Ripoll que me dio la oportunidad de acceder a todos los medios de la Estación de Seguimiento de Satélites en Villafranca del Castillo (VILSPA) y me apoyó en los momentos difíciles.

De entre los astrónomos que han sugerido ideas o aportado datos valiosos a este trabajo, quiero agradecer al Dr. J. Clavel sus discusiones sobre el problema de las líneas de emisión en los núcleos activos de galaxias, al Dr. H. Netzer por permitirme utilizar su código de fotoionización y a los Drs. B. Wills y D. Wills que han proporcionado los espectros ópticos.

A María de Santos deseo darle las gracias por las largas horas de discusión que han contribuido de manera decisiva a mejorar la redacción final de esta Tesis, pero sobre todo, por ser una verdadera amiga.

Gracias también a todo el personal de VILSPA por su ayuda en todo momento y por hacerme sentir rodeado de amigos.

No puedo dejar de recordar aquí las facilidades dadas por la Dirección del Colegio de San Juan de Dios para desarrollar este trabajo de investigación, ni el apoyo prestado por todos los profesores, ni la paciencia con que me han sufrido "mis chicos".

INDICE

A mis padres

A Eva

1. Introducción	1
2. Observaciones	9
2.1. Introducción	9
2.2. Instrumentación a bordo de IUE	10
2.3. Observaciones en el ultravioleta	12
2.4. Observaciones ópticas	13
2.5. Calibración absoluta	14
3. Análisis del continuo	21
3.1. Introducción	21
3.2. Variabilidad	22
3.3. Contribución estelar	25
3.4. Continuo no estelar	27
3.5. Confluo de Balmer y líneas de FeII	29
3.6. Conclusiones	33
4. Análisis de las líneas	47
4.1. Introducción	47
4.2. Variabilidad de la intensidad	47
4.3. Variabilidad de los perfiles	50
4.3.1. Identificación de las componentes	53
4.3.2. Ajuste de los perfiles	54
4.3.3. Cálculo de errores	57

INDICE

1	Introducción	1
2	Observaciones	9
2.1	Introducción	9
2.2	Instrumentación a bordo de IUE	10
2.3	Observaciones en el ultravioleta.	12
2.4	Observaciones ópticas	13
2.5	Calibración absoluta	14
3	Análisis del continuo	21
3.1	Introducción	21
3.2	Variabilidad	22
3.3	Contribución estelar	25
3.4	Continuo no estelar	27
3.5	Continuo de Balmer y líneas de FeII	29
3.6	Conclusiones	33
4	Análisis de las líneas	47
4.1	Introducción	47
4.2	Variabilidad de la intensidad	47
4.3	Variabilidad de los perfiles	50
4.3.1	Identificación de las componentes	53
4.3.2	Ajuste de los perfiles	54
4.3.3	Cálculo de errores	57

4.4	Conclusiones	59
5	Región de emisión de líneas estrechas	75
5.1	Introducción	75
5.2	Perfiles	76
5.3	Variabilidad	77
5.4	Enrojecimiento	78
5.5	Condiciones físicas del gas	79
5.6	Conclusiones	81
6	Región de emisión de líneas anchas	85
6.1	Introducción	85
6.2	Perfiles	87
6.3	Variabilidad	88
6.4	Enrojecimiento	93
6.5	Condiciones físicas del gas.	94
6.5.1	Líneas de Alta Ionización	95
6.5.2	Líneas de Baja Ionización	99
6.5.3	Modelos de fotoionización central	100
6.6	Conclusiones	105
7	Región de emisión de líneas muy anchas	115
7.1	Introducción	115
7.2	Perfiles	116
7.3	Variabilidad	117
7.4	Enrojecimiento	119
7.5	Condiciones físicas del gas.	120
7.6	Conclusiones	121
8	Otras regiones emisoras	125
8.1	Introducción	125
8.2	Perfiles	126
8.3	Variabilidad	127

INDICE

1	Introducción	1
9	Observaciones	3
9	3.1. Introducción	3
10	3.2. Instrumentación a bordo de IUE	10
13	3.3. Observaciones en el ultravioleta	13
13	3.4. Observaciones ópticas	13
14	3.5. Calibración espacial	14
21	Análisis del continuo	5
21	3.1. Introducción	21
22	3.2. Variabilidad	22
25	3.3. Contraste de líneas	25
27	3.4. Continuo no estelar	27
29	3.5. Continuo de Balmer y líneas de FeII	29
33	3.6. Conclusiones	33
47	Análisis de las líneas	4
47	4.1. Introducción	47
47	4.2. Variabilidad de la intensidad	47
50	4.3. Variabilidad de los perfiles	50
53	4.3.1. Identificación de las componentes	53
54	4.3.2. Ajuste de los perfiles	54
57	4.3.3. Cálculo de errores	57

8.4	Condiciones físicas	129
8.5	Conclusiones	130
9	Distribución del gas emisor de líneas	137
9.1	Introducción	137
9.2	Tamaño de las regiones emisoras	140
9.3	Variabilidad del continuo y las líneas de emisión	141
9.4	Dinámica del gas	143
9.5	Conclusiones	145
10	Conclusiones	153
A	Correlación cruzada	157
	Bibliografía	169

Capítulo 1

Introducción

Las galaxias espirales o elípticas tienen una concentración de luz en su centro que se conoce como el núcleo de la galaxia. En las galaxias normales, hay un aumento gradual del brillo desde las partes más externas hacia el núcleo. El brillo superficial de éste es mucho menor que el que correspondería a una estrella de magnitud comparable a la magnitud total de la galaxia. La luminosidad de estos núcleos es debida a las estrellas que se encuentran en esa región. A veces el núcleo es tan brillante que la galaxia aparece en placas fotográficas como una estrella con una nebulosidad alrededor.

En 1943, C.K. Seyfert publicó un estudio de 6 de estas galaxias con núcleos excesivamente brillantes que presentaban líneas de emisión atípicas en la colección de espectros de Monte Wilson tomados para estudios de desplazamiento al rojo. Desde entonces aquellas galaxias que se caracterizan por un núcleo muy brillante que en placas fotográficas aparece como una estrella con una nebulosidad alrededor se las conoce como galaxias con núcleos activos (AGN). Los espectros de estos objetos muestran líneas de emisión muy intensas y anchas. Muchas galaxias tienen líneas de emisión en sus espectros cuya anchura es del orden de unos cientos de kilómetros por segundo. En las galaxias "Seyfert", la anchura es del orden de miles de kilómetros por segundo. Este tipo de líneas nunca se ve en galaxias con núcleos estelares, pero hay galaxias con núcleos brillantes que no presentan líneas de emisión tan anchas.

Cuando el núcleo es tan brillante que es difícil detectar la luz de las estrellas del resto de la galaxia, al objeto se le clasifica como cuasar. Las líneas en estos

132	8.4 Conclusiones finales
130	8.5 Conclusiones
127	9 Distribución del gas emisor de líneas
127	9.1 Introducción
140	9.2 Tamaño de las regiones emisoras
141	9.3 Variabilidad del consumo y las líneas de emisión
143	9.4 Técnica del gas
145	9.5 Conclusiones
153	10 Conclusiones
157	A Correlación cruzada
160	Bibliografía

objetos están muy desplazadas hacia el rojo. Las galaxias con imágenes y espectros similares a las Seyfert, pero con una fuerte emisión en radiofrecuencias se las conoce como radiogalaxias con líneas de emisión anchas (BLRG, Broad Line Radiogalaxies). Estas suelen ser elípticas (O'Dell, 1986), mientras que sólo el 5% de las Seyfert son de ese tipo (Weedman, 1977). Alrededor del 1% de todas las galaxias espirales son Seyfert. Esta estimación lleva a preguntarse si el 1% de las espirales han sido y serán Seyfert o si todas las espirales son Seyfert durante un 1% de su vida.

Las líneas de emisión observadas en galaxias Seyfert corresponden a elementos en un amplio rango de estados de ionización: desde O^0 , O^+ , Fe^+ , hasta He^+ , C^{+3} , Ne^{+4} , Fe^{+6} . Las galaxias donde no se detectan líneas de alta ionización se conocen como regiones nucleares de baja ionización (LINERS). Atendiendo a la anchura relativa de las líneas de emisión, las Seyfert se clasifican en dos grandes grupos (Khachikian y Weedman, 1974), si bien existen objetos con propiedades intermedias. Las Seyfert 1 son aquellas cuyas líneas permitidas (HI, HeI, HeII, etc.) son significativamente más anchas que las líneas prohibidas ([OIII], [NII], [FeVII], etc.). Las galaxias Seyfert 2 tienen líneas permitidas y prohibidas de anchuras similares. Aunque esta clasificación está hecha sólo sobre la base de los perfiles observados, otras propiedades (intensidades relativas de líneas, emisión radio, variabilidad, etc.) también distinguen un tipo de Seyfert de otro. Shuder y Osterbrock (1981) dan un criterio para distinguir las Seyfert 2 de otras galaxias con líneas estrechas en función de las intensidades relativas de algunas líneas. En concreto, las Seyfert 2 se pueden definir como aquellas para las que $[OIII]\lambda 5007/H\beta \geq 3$.

Existe un acuerdo bastante amplio (no general) sobre el escenario básico que da origen al fenómeno Seyfert. La temperatura electrónica que se deduce de algunas líneas de emisión es demasiado baja para explicar los estados de ionización de algunos elementos. El mecanismo que puede explicar la existencia de átomos altamente ionizados manteniendo la temperatura relativamente baja es la fotoionización del gas por un continuo que se extiende hasta el UV lejano y los rayos X blandos. El origen del continuo estaría en la acreción de materia por un agujero negro supermasivo ($10^6-8 M_{\odot}$) (Malkan y Sargent, 1982; Begelman, 1985). La atracción gravitacional del objeto compacto central sería la causa del movimiento del gas, distribuido en nubes o filamentos (Mathews y Capriotti, 1985). Se han propuesto intensos brotes

de formación estelar como alternativa a este modelo (Terlevich y Melnick, 1985). Estrellas muy masivas ($> 30 M_{\odot}$) evolucionan perdiendo gran parte de su masa hasta formar núcleos de helio-carbono, alcanzando temperaturas de 20000K.

Desde principios de los años setenta se ha venido desarrollando un modelo que, aún lejos de ser completamente satisfactorio, es el único capaz de reproducir razonablemente la mayoría de los cocientes de líneas observados. Según este modelo, las líneas anchas se producen en un gran número de nubes con densidades características de 10^9 cm^{-3} , situadas a distancias de la fuente de radiación ionizante del orden de años-luz o menores y que se mueven con velocidades de miles de kilómetros por segundo. Al conjunto del gas emisor de estas líneas se le suele denominar región de emisión de líneas anchas, abreviado BLR (del inglés "Broad Line Region"). Las líneas estrechas se formarían en nubes de menor densidad ($10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$), más alejadas de la fuente, animadas de velocidades de cientos de kilómetros por segundo. El conjunto de estas nubes se conoce como región de emisión de líneas estrechas, o NLR del inglés "Narrow Lines Region". Una descripción bastante completa de los procesos físicos responsables de la emisión de líneas en los núcleos de galaxias Seyfert ha sido hecha por Davidson y Netzer (1979).

Los parámetros que caracterizan este tipo de modelos son la composición química, la densidad del gas, la distribución energética de los fotones ionizantes y la densidad de columna del gas. A este elevado número de parámetros libres se une la incertidumbre en muchos datos atómicos y la complejidad de los procesos físicos que han de ser tenidos en cuenta.

La determinación de abundancias en los núcleos de galaxias Seyfert resulta extremadamente difícil por la pobre relación señal-ruido en aquellas líneas sensibles a la composición química. Los estudios realizados hasta ahora (Uomoto, 1984) indican que las abundancias relativas de C, N y O no se desvían más de un factor 2 de los valores solares.

La ausencia de una componente ancha en las líneas prohibidas, en particular las de [OIII], indica que la densidad en el gas emisor de líneas anchas es superior a la densidad crítica de desexcitación colisional. Se tiene así un límite inferior a la densidad de 10^8 cm^{-3} . Por otro lado, si la densidad fuera mayor que 10^{10} cm^{-3} , la línea CIII] λ 1909 se desexcitaría colisionalmente y no se observaría ancha.

En cuanto al gas emisor de las líneas estrechas la correlación entre anchura y densidad crítica de desexcitación colisional de las líneas prohibidas (Filippenko, 1985; De Robertis y Osterbrock, 1986) señala la existencia de un rango de densidades entre 10^4 y 10^6 cm^{-3} .

La relación entre el flujo ionizante y la densidad del gas suele expresarse en función del parámetro de ionización. A menudo hay cierta confusión al referirse a este parámetro debido a que existen varias definiciones en la literatura. Por ejemplo:

$$1.1 \quad U_1 = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_{\nu} d\nu}{n r^2} \quad \text{Davidson (1977)}$$

$$1.2 \quad \Gamma = \frac{L_{\nu}(\nu_L)}{8\pi r^2 h n c} \quad \text{Kwan y Krolik (1981)}$$

$$1.3 \quad \Xi_{ion} = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_{\nu} d\nu}{4\pi r^2 n c k T} \quad \text{Krolik, McKee y Tarter (1981)}$$

$$1.4 \quad U = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_{\nu} d\nu}{4\pi r^2 n c h \nu}$$

En las expresiones anteriores L_{ν} es la luminosidad (erg/s/Hz), ν_1 es la frecuencia (Hz) que corresponde a la energía necesaria para ionizar un átomo de hidrógeno en el nivel fundamental ($13.6 \text{ eV} = 1 \text{ Ryd} \leftrightarrow 912 \text{ \AA} \leftrightarrow 3.29 \times 10^{15} \text{ Hz}$), n es la densidad del gas (cm^{-3}), r es la distancia del gas a la fuente de continuo (cm), h es la constante de Plank ($\text{erg}\cdot\text{s}$), c es la velocidad de la luz (cm/s), T la temperatura del gas y ν la frecuencia (Hz). El más utilizado es U , el cociente entre la densidad de fotones ionizantes y la densidad de átomos en el gas. Los valores de U y n se han venido deduciendo conjuntamente de las intensidades relativas de $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909$ (Mushotzky y Ferland, 1984). Se suelen tomar como valor típico del parámetro de ionización $U \sim 10^{-2}$ para densidades $10^9 < n < 10^{10}$. Sin embargo para calcular U hay que conocer el número total de fotones con energía mayor que 1 Ryd . Esto resulta difícil si se tiene en cuenta que no existe instrumentación para medir en el rango $1200\text{\AA}-1 \text{ KeV}$. Las observaciones en el ultravioleta (UV) y rayos X muestran que debe haber una caída abrupta del continuo entre el UV y los rayos X blandos. La frecuencia a la que se produce de este corte es fundamental en el cálculo de U y en la determinación de las intensidades relativas de $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909$ (Clavel y de Santos, 1989). La intensidad relativa de $\text{MgII}\lambda 2798$ y otras

líneas de baja ionización (FeII, CaII, etc.) respecto a Ly α implica una profundidad óptica para el continuo de Lyman muy grande. La densidad de columna del gas es del orden de $10^{23.5} \text{ cm}^{-2}$ o mayor.

En la mayoría de las Seyfert 1 se han detectado variaciones tanto en el continuo como en las líneas. Además de la importancia intrínseca del estudio de las escalas de tiempo en que se producen cambios significativos, la relación entre las variaciones en los flujos del continuo y de las líneas puede ser muy útil en la determinación de la distancia, el tamaño y las condiciones físicas del gas. También se puede extraer información sobre la dinámica del gas a partir de los cambios en los perfiles. Cualquier análisis basado en la variabilidad está limitado por la distribución temporal de las observaciones (Peterson, 1988).

Los datos necesarios para el estudio detallado del gas emisor de líneas en una galaxia Seyfert 1 deben cumplir una serie de requisitos de acuerdo a las propiedades que exhiben estos objetos:

- i) **Espectrofotometría:** Sabemos que existe gas porque éste emite líneas. La espectroscopía es fundamental. Como también se quiere estudiar la variabilidad del objeto, las observaciones tomadas en distintas épocas y con distintos instrumentos deben ser comparables, por lo que los espectros han de ser fotométricos.
- ii) **Rango espectral :** Cuantas más líneas se puedan medir mayores posibilidades se tienen para hacer un diagnóstico de las condiciones del gas. Se necesitan espectros en el UV porque en este rango espectral están las líneas más intensas y más sensibles a los parámetros de los modelos. Las observaciones en el rango óptico permiten medir las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno y algunas de helio, útiles en la medida de un posible enrojecimiento. Un amplio rango espectral también ayuda a una mejor determinación del continuo.
- iii) **Resolución espectral:** Los perfiles de las líneas anchas muestran una estructura compleja que varía con el tiempo. Poder resolver estas líneas en función de componentes ayuda a identificar distintas regiones emisoras. Una resolución del orden de 6\AA es suficiente debido a que la anchura total de las líneas permitidas a altura cero es mayor que 15000Km/s (75\AA en CIV λ 1550).

iv) **Resolución temporal:** La frecuencia temporal de las observaciones es fundamental en el estudio de la variabilidad. El intervalo típico entre dos observaciones no debe ser ni mucho menor ni mucho mayor que el tiempo característico de variabilidad del objeto. Aunque se han observado variaciones rápidas (del orden de varios días) en algunas Seyfert 1, la mayoría muestra cambios significativos en escalas de tiempo del orden de años. Es preciso, por tanto, empezar por estudiar las variaciones a largo plazo para después pasar a estudiar las variaciones rápidas.

Un conjunto de datos que cumpla las condiciones anteriores existe para muy pocos objetos. En este trabajo se ha elegido la galaxia Seyfert 1 NGC5548 por cumplir con los requisitos *i-iv*.

Morfológicamente NGC5548 se ha clasificado como una galaxia peculiar S0/Sa en el Catálogo de Galaxias Brillantes de de Vaucouleurs, de Vaucouleurs y Corwin (1976). La razón entre los ejes es $b/a=0.8$, correspondiente a una inclinación $i = 37^\circ$, aunque este valor depende del método de medida.

La emisión radio del núcleo puede resolverse en tres componentes (Wilson y Ulvestad, 1982) alineadas en un ángulo de posición de $\approx 165^\circ$, extendiéndose $12''$. La componente central no ha sido resuelta ($< 0''.8 \times 0''.3$) y coincide con la posición del núcleo en el óptico. Cada lóbulo tiene un aspecto difuso, siendo el que está al norte el más brillante. Observaciones con menor resolución espacial en 1.5, 6 y 20 cm (Edelson, 1987) muestran que la pendiente del espectro es $\alpha_R = -0.91$.

Las medidas en el infrarrojo (IR) con *IRAS* (Edelson, Malkan y Rieke, 1987) y desde Tierra (McAlary *et al.*, 1983; y Ward *et al.*, 1987) se ajustan relativamente bien a una ley de potencia con $\alpha_{IR} = -0.95 \pm 0.10$. La emisión estelar a longitudes de onda mayores que $2\mu m$ puede representar menos de un 20% de la luminosidad total en el IR (Carleton *et al.*, 1987). A pesar de la similitud entre α_R y α_{IR} , el flujo en radio es varios órdenes de magnitud menor que en el IR. Los intentos de medir la emisión en el rango submilimétrico sólo han podido proporcionar límites superiores (Engargiola *et al.*, 1989). Debe haber un corte en la ley de potencia IR entre 100 y $155 \mu m$. Para conectar las medidas radio con las medidas de *IRAS*, el flujo debe aumentar con una pendiente $\alpha_{R-IR} > 1.2$.

NG5548 ha sido observada en rayos X con *HEAO-1* (Mushotzky *et al.*, 1980), el *Observatorio Einstein* (Petre *et al.*, 1984) y *EXOSAT* (Branduardi-Raymont y Mittaz, 1988). El espectro es consistente con una ley de potencia de pendiente $\alpha_X = -0.7$ más absorción por una densidad de columna de $4.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$. Tanto el índice espectral como el flujo total en rayos X no muestran variaciones importantes en períodos de años. Barr, Willis y Wilson (1983) no encuentran ninguna correlación entre las propiedades en rayos X y en el UV.

Las líneas de emisión estrechas han sido estudiadas por Heckman *et al.* (1981), Cohen (1983), Vrtilik (1985), Whittle (1985), Contini y Viegas-Aldrovandi (1987) y Wilson *et al.* (1989). Las variaciones en la intensidad y en el perfil de las líneas anchas también han sido objeto de un extensivo análisis: Gregory, Ptak y Stoner (1982) encontraron variaciones en el cociente $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$; la diferencia entre los perfiles de $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$, $\text{CIII}\lambda 1909$ y $\text{MgII}\lambda 2798$ fue mencionada por Ulrich y Boisson (1983); la existencia de distintas componentes en las líneas de emisión permitidas, variando en intensidad pero manteniendo constante la anchura y la posición, fue sugerida por Stoner y Ptak (1984); componentes distintas de las canónicas estrecha y ancha son mencionadas por Peterson (1987) y Stirpe, de Bruyn y van Groningen (1988). Los cambios en el continuo, en $\text{H}\beta$ y en $\text{HeII}\lambda 4686$ ocurridos entre febrero y junio de 1984 y su interpretación como un fenómeno de acreción por parte de Peterson y Ferland (1986) han sido muy comentados: Terlevich y Melnick (1988) señalan la similitud de la diferencia entre la fase brillante y la fase débil con el espectro de una Supernova de tipo II; Kalman y Elitzur (1988) proponen dos poblaciones de nubes con diferentes velocidades y una componente del continuo en el UV lejano o los rayos X, que varía fuertemente.

En este breve resumen se puede ver que el conjunto de datos disponible para un estudio detallado del núcleo de NGC5548 es bastante grande; casi tanto como el número de interpretaciones que se han dado para explicarlos. Todos los trabajos usan un conjunto de datos limitado bien en rango espectral, bien en distribución temporal. Aquí se analizarán espectros en los rangos UV y óptico, tomados entre 1978 y 1988.

En el capítulo 2 se describen las observaciones disponibles y la forma en que se han calibrado en flujo absoluto todos los espectros. En el capítulo 3 se analizan

distintas contribuciones al continuo así como sus variaciones. Un primer análisis de la intensidad total de las líneas y de sus variaciones se realiza en el capítulo 4. En este mismo capítulo se describe el método utilizado para encontrar las distintas componentes en las líneas de emisión. En los capítulos 5, 6, 7 y 8 se hace un estudio detallado del gas emisor de cada una de las componentes encontradas. Con los resultados de estos capítulos se intentará desarrollar un modelo que describa el comportamiento de todo el gas en su conjunto (capítulo 9). Tras las Conclusiones se incluye un apéndice en el que se describe la técnica de correlación cruzada utilizada para encontrar retrasos entre las variaciones en las líneas y en el continuo.

Capítulo 2

Observaciones

2.1 Introducción

Las líneas de emisión son las evidencias que se tienen de la existencia de gas ionizado en los núcleos activos de galaxias. Un estudio del gas pasa por el análisis de las líneas y la espectrofotometría es entonces la técnica a utilizar en las observaciones.

La resolución y el rango de los espectros están condicionados por la información que se quiere extraer de ellos. En este trabajo se busca una comprensión global de las condiciones del gas. Este objetivo requiere la detección de líneas de emisión del mayor número de especies químicas posible y de muy distintos estados de excitación e ionización. El rango espectral ha de ser el mayor posible para incluir un número elevado de líneas.

La resolución espectral no puede ser alta pero debe resolver los perfiles de las líneas. Una resolución de $\sim 7\text{\AA}$ es suficiente para que las líneas de emisión permitidas incluyan varios elementos de resolución. La anchura de $H\beta$ es $\sim 5000\text{ Km/s}$, es decir, $\sim 80\text{\AA}$.

Los rangos espectrales para los que se dispone de instrumentación capaz de proporcionar la resolución deseada y donde están líneas útiles en el diagnóstico de las condiciones del gas son el UV y el óptico. Las observaciones en el UV permiten estudiar también el continuo responsable de la fotoionización del gas.

La variabilidad del continuo y de las líneas de emisión, además de ser objeto de estudio por sí misma, es una herramienta útil en la determinación de las escalas

de distancia, las condiciones físicas y la cinemática del gas. En este trabajo es la base del método a utilizar en el estudio del gas en NGC 5548. En otros campos de la Astrofísica el análisis de la variabilidad ha permitido profundizar en el conocimiento de los fenómenos relacionados con estrellas simbióticas, estrellas jóvenes, binarias de rayos X, etc.

La distribución temporal de las observaciones es crucial en los estudios relacionados con objetos variables. Desde el lanzamiento del satélite IUE (International Ultraviolet Explorer) se ha dedicado un esfuerzo considerable al seguimiento de varias galaxias Seyfert 1. La mayoría de las observaciones han sido tomadas bajo programas propios del Observatorio en Villafranca del Castillo. El resultado es que se dispone de datos que permiten estudiar en detalle las variaciones en algunas Seyfert 1 (NGC 5548, Wamsteker *et al.*, 1984; NGC 4151, Clavel *et al.*, 1987; Fairall 9, Clavel *et al.*, 1989). Existen muchas galaxias Seyfert 1 para las que el número de espectros ópticos es mucho mayor que el de espectros IUE, pero la ventaja de éstos es que forman un conjunto de datos homogéneo, en el sentido de que todos tienen la misma resolución y son fotométricos. Aún más importante que esto es que cualquier espectro IUE pasa a ser público seis meses después de haber sido tomado. El Banco de Datos de IUE en Villafranca del Castillo permite un acceso fácil y rápido a estos espectros.

En este trabajo se ha elegido NGC 5548 por ser una de las Seyfert que muestran variaciones mejor definidas y por disponer de espectros ópticos con una resolución similar a la del UV, a lo largo de los años que cubren los datos de IUE.

La importancia de los espectros de IUE en este trabajo ha aconsejado dedicar una sección a la instrumentación a bordo del satélite.

2.2 Instrumentación a bordo de IUE

El satélite International Ultraviolet Explorer (IUE) fue lanzado el 26 de enero de 1978, gracias a una colaboración entre la Administración Nacional para el Espacio y la Aeronáutica (NASA) de Estados Unidos, el Consejo para la Investigación Científica (SRC) y el University College de Londres (UCL) del Reino Unido y la Agencia Europea del Espacio (ESA). El proyecto fue ideado para estudiar el rango

ultravioleta (UV) del espectro electromagnético de los objetos celestes. Debido a la absorción atmosférica, esta radiación no puede observarse desde la superficie terrestre y se hace necesario recurrir a globos, cohetes o satélites.

NASA proporcionó el vehículo espacial, los componentes ópticos y mecánicos del instrumento científico, los programas de control de la nave y la estación de seguimiento en el Centro de Vuelos Espaciales de Goddard (GSFC), cerca de Washington. Las cámaras de televisión utilizadas para recoger los datos espectroscópicos fueron aportadas por SRC en colaboración con UCL. ESA se responsabilizó de los paneles solares de la nave y de la estación de seguimiento europea, situada en Villafraanca del Castillo, cerca de Madrid. Una descripción detallada del vehículo y las operaciones en vuelo de IUE se puede encontrar en Boggess *et al.* (1987). Aquí sólo se mencionará que el satélite describe una órbita elíptica geosíncrona, de excentricidad 0.24 y de semieje mayor 42,152Km.

La instrumentación científica a bordo de IUE consta del telescopio, los "Sensores Finos de Error" (FES), los espectrógrafos y las cámaras de televisión.

El telescopio es de tipo Ritchey-Chrétien, en configuración Cassegrain. El diámetro del espejo primario es de 45cm y la relación focal $f/15$. Esto proporciona un campo de visión de 16 minutos de arco de diámetro. En el plano focal del telescopio se tiene un espejo a 45° del eje óptico, con una abertura que permite el paso de la luz a los espectrógrafos. La luz reflejada por este espejo pasa a los FES, cuya misión es doble: permiten el seguimiento del blanco a partir de una estrella cercana de guía y se pueden utilizar como cámaras de campo para identificar el objeto por el observador. La magnitud límite detectable por FES es 14 mag.

El instrumento fue pensado para estudiar desde atmósferas de estrellas brillantes y planetas hasta objetos extragalácticos muy débiles, con la máxima resolución posible. Para lograr la máxima eficacia, el rango espectral accesible (1150-3200Å) está dividido en dos: rango de longitudes de onda cortas (1150-1950Å) y rango de longitudes de onda largas (1900-3200Å), de manera que se necesitan dos espectrógrafos y dos cámaras para cubrir el rango total.

Tras la abertura en el espejo del plano focal están los dos espectrógrafos echelle que cubren los rangos 1150-1950Å y 1900-3200Å. La luz entra a cada espectrógrafo a través de dos aperturas de 3 segundos de arco de diámetro y 10×20 segundos de

arco, donde ésta última se puede abrir (apertura grande) o cerrar mientras que la primera siempre permanece abierta. Existe la posibilidad de colocar un espejo plano delante de la red de difracción echelle, dando como resultado un espectro de baja dispersión producido por la red de difracción esférica. Así pues, cada espectrógrafo puede trabajar en modo alta resolución ($\sim 0.1\text{\AA}$) o en modo baja resolución ($\sim 6\text{\AA}$).

La luz dispersada por el espectrógrafo llega a una de las cuatro cámaras de televisión a bordo del satélite, dos para cada rango espectral (Prime y Redundant). Actualmente sólo una cámara de cada rango es operacional: Short Wavelength Prime (SWP) en el rango de longitudes de onda cortas y Long Wavelength Prime (LWP) en el rango de longitudes de onda largas. La estructura de todas las cámaras es la misma y consta de dos partes: un convertidor de ultravioleta a visible (UVC) y una cámara de TV de conducción de electrones secundarios (SEC). El UVC convierte los fotones UV en electrones que inciden sobre una pantalla de fósforo, produciendo a su vez una imagen azul que pasa al SEC, vía fibra óptica. La imagen en la cámara de televisión es digitalizada en 768×768 pixels de $37\mu m$ cada uno y es enviada a Tierra.

2.3 Observaciones en el ultravioleta.

Se han utilizado todos los espectros de baja resolución ($\approx 6\text{\AA}$) de NGC 5548 disponibles en el Banco de Datos de IUE hasta 1986, además de los tomados desde diciembre de 1987 hasta agosto de 1988. En el rango de longitudes de onda cortas ($1150\text{--}1950\text{\AA}$) se han analizado 44 espectros correspondientes a 37 fechas de observación diferentes, tomados con la cámara SWP, mientras que en las longitudes de onda largas ($1950\text{--}3200\text{\AA}$) se utilizó la cámara LWR hasta octubre de 1983, y desde entonces la cámara LWP. En total existen 31 espectros tomados con estas cámaras, en 27 fechas diferentes. La fecha de observación, la cámara utilizada, el número de imagen correspondiente, el tiempo de exposición, el número de cuentas de FES y el programa bajo el cual se llevaron a cabo las observaciones se encuentran listados en la Tabla 2.1. En general, los tiempos de exposición fueron elegidos de manera que las líneas de emisión más intensas ($\text{Ly}\alpha\lambda 1216$ y $\text{MgII}\lambda 2798$) tuvieran una exposición óptima. A menudo aparecen dos espectros consecutivos en el mismo rango.

En tales casos, uno de ellos está sobreexposto para poder tener buenas medidas del continuo, mucho más débil que las líneas.

El Sensor Fino de Error (FES) a bordo del IUE es un fotómetro cuyo fotocátodo S-20 tiene una curva de respuesta que sube rápidamente desde 3600\AA , con un pico en 4600\AA y un descenso casi lineal hasta 9000\AA , donde alcanza de nuevo el nivel cero (Holm y Crabb, 1979). La longitud de onda efectiva depende de la distribución de energía del objeto observado, siendo $\approx 5200\text{\AA}$ para AGN. Por lo tanto, el número de cuentas de FES es una medida útil para estudiar las variaciones en el flujo óptico del continuo, si bien hay que tener presente que la contribución de $H\alpha$ y $H\beta$ puede ser importante. Las cuentas FES que aparecen en la Tabla 2.1 han sido corregidas de la disminución en la sensibilidad del aparato, que a partir de 1981 es del orden del 3% por año (Barylak *et al.*, 1985). El error relativo viene determinado por la desviación cuadrática media de las medidas individuales en cada época, y resulta ser constante y del orden del 7%.

Los espectros más antiguos han sido reprocesados con la última versión del programa de procesado de imágenes de IUE (IUESIPS, Holm *et al.*; 1982) para tener un conjunto de datos homogéneo. La calibración que proporciona IUESIPS para la cámara LWP muestra una discrepancia del orden del 10% con respecto a la calibración de los espectros SWP. Sin embargo, esta diferencia no afecta de forma importante a los resultados, debido a la mala relación señal-ruido de los espectros IUE en el rango $1950\text{--}2200\text{\AA}$. La corrección de la pérdida de sensibilidad en la cámara LWR, publicada por Clavel *et al.* (1988), no ha sido aplicada a estos datos por no estar desarrollada en el tiempo en que se analizaron; en cualquier caso, los problemas de calibración citados hacen que los resultados no se vean afectados por el empleo o no de esta corrección.

2.4 Observaciones ópticas

Excepto una, todas las observaciones ópticas fueron tomadas con el espectrógrafo IDS en el foco Cassegrain $f/9$ del telescopio de 2.7m de diámetro en MacDonal Observatory de la Universidad de Texas. Las características de los aparatos, así como las técnicas de observación y reducción están descritas por Wills, Netzer y Wills

(1985) (en adelante referido como WNW). Estos espectros fueron tomados a través de aperturas pequeñas del telescopio (Tabla 2.2). El espectro restante fue tomado con un apertura de 40" en el telescopio de 1-m del Observatorio Wise de Tel Aviv. El sumario de estas observaciones aparece en la Tabla 2.2, donde se incluyen la fecha de observación y la apertura en segundos de arco. La resolución en longitud de onda de estos espectros es del orden de 8Å, y el error en la calibración del flujo es 5–10% en la mayoría del rango espectral, aunque en los extremos ($\leq 3200\text{Å}$ y $\geq 7000\text{Å}$) la imprecisión puede ser mayor del 10% debido al corte atmosférico y a la pérdida de sensibilidad del detector, respectivamente.

De los 21 espectros ópticos, 10 de ellos fueron tomados con una diferencia menor de 12 días respecto a las observaciones con IUE.

Los espectros tomados en intervalos de 6 horas no muestran diferencias, dentro del 3% de error de repetibilidad de IUE (esto es válido para las tres cámaras SWP, LWP y LWR). Por otro lado, la campaña de observaciones llevada a cabo en 1988, muestra que las variaciones son menores del 30% en escalas de tiempo del orden de tres semanas (Rodríguez-Pascual y Wamsteker, 1989). Por ello, se ha considerado que aquellos espectros cuyas fechas de observación difieren en menos de 12 días son simultáneos.

Tras la reducción estandar, el proceso de tratamiento de los datos se ha llevado a cabo con el programa IHAP (Image Handling And Processing) instalado en el Observatorio IUE de ESA en Villafranca del Castillo (Madrid).

2.5 Calibración absoluta

En el análisis posterior de los datos, la calibración absoluta de los espectros tiene una importancia fundamental. En este trabajo se han utilizado datos ópticos obtenidos desde tierra y datos UV desde satélite. Las condiciones de observación y, por tanto, la reducción son muy diferentes. Sin embargo, cabe esperar que la calibración de espectros ópticos tomados en condiciones fotométricas sea consistente con la calibración absoluta de IUE.

En la mayoría de los núcleos activos, las líneas de emisión estrechas no manifiestan cambios en su intensidad. En NGC 5548, la intensidad de las líneas prohibidas

[OIII] $\lambda\lambda$ 4659–5007 en los espectros ópticos fotométricos se mantiene constante dentro de un 10% de error. Dado que este error está dentro de la incertidumbre en la calibración absoluta, asumimos que la intensidad de estas líneas de [OIII] es constante en esta galaxia y su valor se utilizará para la calibración absoluta de los espectros ópticos no fotométricos.

En algunos objetos se ha observado emisión extensa en estas líneas. Si éste fuera el caso de NGC 5548, las diferentes aperturas utilizadas podrían constituir un problema en la calibración absoluta a partir de [OIII]. Para ver si realmente existe emisión extensa de [OIII] en NGC 5548, se han comparado dos observaciones simultáneas, tomadas desde distintos observatorios, con aperturas muy diferentes y reducidas independientemente, pero ambas tomadas en condiciones fotométricas. Estos dos espectros corresponden al 23 de marzo de 1982 y fueron tomados desde los observatorios en Texas e Israel. Pese a que el espectro del Observatorio Wise fue tomado con una apertura 5 veces mayor que la del Observatorio McDonald, el flujo en las líneas de [OIII] es el mismo en ambos, dentro de los errores observacionales(10%). Como este espectro es el de menor apertura de todos los de MacDonald, se ha asumido que la región de emisión de [OIII] en NGC 5548 no se puede resolver y se ha tomado el promedio de los valores del flujo en las líneas de [OIII] medidos en los espectros fotométricos como referencia para todos los demás. Este promedio está en buen acuerdo con los valores determinados por Cohen(1983) y Peterson(1987)(Tabla 5.1). La corrección que hay que aplicar a los espectros para reproducir el valor de referencia de [OIII] es siempre del orden de 5–10% , lo que indica, de nuevo, que la calibración de los datos es consistente. También el acuerdo entre los datos de IUE y los espectros ópticos es excelente en la región 3100–3200Å, como se puede apreciar en la Fig. 2.2. Este hecho proporciona una confianza adicional en la calibración absoluta de los espectros ópticos.

Todos los datos han sido corregidos de enrojecimiento en la Galaxia mediante la ley de Seaton(1979) a partir de un valor $E(B-V)=0.05$ medido en los mapas de Burstein y Heiles(1982). Asimismo, se ha pasado al sistema de referencia de NGC 5548 asumiendo $z = 0.0174$ (Kelton,1980). En la Figura 2.2 se muestran algunos ejemplos de los espectros combinados de este objeto en diferentes estados de brillo.

Tabla 2.1: Observaciones en el UV.

Fecha		Cámara	N. Imagen	Ap.	Tiempo Exp. min	FES	Programa
TU	DJ ¹						
78 Jun 27	3687	SWP	1862	L	84	72	EGAMS
		LWR	1738	L	120	72	
79 Jun 12	4037			S	15		
		SWP	5500	L	40	87	QSBAB
		LWR	4768	L	55	89	
79 Jun 30	4055	LWR	4769	L	35	80	
79 Jun 30	4055	SWP	5687	L	150	99	UK225
		79 Jul 1	4056	SWP	5688	L	40
79 Jul 1	4056	SWP	5689	L	30	95	
		LWR	4929	L	60	95	
		79 Dic 8	4216	SWP	7345	L	195
79 Dic 8	4216	LWR	6334	L	195	77	
		79 Dic 13	4221	SWP	7393	L	50
79 Dic 13	4221	LWR	6383	L	90	81	
		80 Abr 9	4339	SWP	8708	L	90
LWR	7464			L	80	70	
80 Abr 14	4344	SWP	8751	L	50	74	QSBAB
		SWP	8752	L	40	76	
		LWR	7489	L	30	82	
80 Jun 27	4417	SWP	9379	L	180	63	MU330
		SWP	9380	L	32	65	
		LWR	8131	L	60	59	
80 Ago 3	4454	SWP	9679	L	68	71	UK328
80 Nov 27	4570	SWP	10692	L	180	64	QSCSG
81 Feb 24	4658	SWP	13354	L	63	48	QSCSG
81 Jun 14	4770	SWP	14253	L	60	50	UK475
		LWR	10850	L	60	55	
81 Jul 4	4790	SWP	14398	L	90	56	VILSPA
		LWR	11009	L	75	56	
81 Dic 10	4948	SWP	15701	L	60	67	UK475
81 Dic 18	4956	SWP	15792	L	60	67	UK475
		LWR	12164	L	60	60	
81 Dic 23	4961	SWP	15855	L	90	59	UK475
		LWR	12193	L	80	61	
82 Feb 1	5001	SWP	16233	L	86	61	SEYFE
		LWR	12490	L	70	61	
82 Mar 30	5057	SWP	16667	L	83	72	SEYFE
		LWR	12904	L	60	71	
82 Jul 19	5170	SWP	17445	M	150	75	QSESG
		LWR	13717	L	30	100	

Tabla 2.1: Cont.

Fecha		Cámara	N. Imagen	Ap.	Tiempo Exp. min	FES	Programa
TU	¹ DJ						
82 Dic 12	5316	SWP	18782	L	30	84	EE252
82 Dic 22	5326	SWP	18875	L	30	74	SEYFE
82 Dic 25	5329	SWP	18890	M	150	74	QSESG
82 Dic 26	5330	SWP	18892	L	60	75	EE252
		SWP	18893	S	60	74	
		LWR	14920	L	60	76	
83 Ene 9	5343	SWP	18976	L	70	78	EE252
				S	40	78	
		LWR	15025	L	60	92	
83 Feb 9	5373	SWP	19231	L	85	73	SEYFE
		LWR	15220	L	85	70	
83 May 12	5468	LWR	15912	L	20	102	FST00
83 May 15	5471	SWP	19990	L	100	72	FE070
		SWP	19991	L	98	74	
		LWR	15949	L	100	73	
		LWR	15950	L	95	73	
83 Dic 13	5682	SWP	21761	L	80	70	FE086
		LWP	2406	L	70	71	
83 Dic 24	5693	SWP	21864	L	90	69	FE086
				S	14	69	
84 Feb 1	5731	SWP	22178	L	90	65	FE257
		SWP	22179	L	96	70	
		LWP	2726	L	60	65	
		LWP	2727	L	90	71	
84 Abr 2	5793	SWP	22652	M	130	78	QSGRP
84 May 14	5835	SWP	23018	M	150	78	QSGRP
		LWP	3365	M	100	74	
84 May 21	5842	SWP	23065	L	80	80	GQ256
		SWP	23066	L	29	82	
		LWP	3399	L	70	77	
85 May 10	6196	SWP	25902	L	100	64	HQ117
		SWP	25903	L	170	68	
		LWP	5948	L	60	66	
86 Feb 6	6466	SWP	27673	L	94	89	HQ117
		LWP	7635	L	75	80	
86 Jul 17	6629	SWP	28699	L	90	68	IQ138
		SWP	28700	L	165	68	
		LWP	8648	L	65	68	
		LWP	8649	L	91	70	

Nota a la tabla 2.1: ¹ Días julianos -2,440,000

Tabla 2.2: Observaciones en el óptico

Fecha	Apertura (arcsec.)	Comentarios
790628	3.0×5.8	Rojo; claro; buen seeing
800317	3.0×3.9	Rojo; claro; seeing > 5"
800615	2.2×2.9	Azul; claro; seeing 2-4"
810506	5.0×6.5	Rojo; claro; FWHM=3.5 Å
810628	3.0×3.4	Rojo; nublado; seeing 2-3"
810703	5.0×6.5	Azul; cirrus; seeing < 2"
810706	3.3×6.5	Rojo; claro; seeing 2"
810903	3.9×4.0	Azul; húmedo,luna;seeing 2-3"
811223	3.4×4.6	Azul; nublado; seeing 5"
820126	3.4×4.6	Azul; claro,polvo; seeing 2-3"
820224 ¹	3.0×4.0	Rojo ; Cirrus; seeing 2"
820228 ¹	3.0×4.1	Azul; muy nublado;seeing 2-3"
820323	2.1×2.4	Rojo; Claro; seeing var. 2"
" 1	5.0×6.5	Rojo; Claro; seeing 1-2"
820325 ¹	Ø24	Wise Obs.
820428	2.6×4.0	Rojo; Cirrus; seeing 2"
820621	5.0×6.5	Azul; nublado; seeing 2"
830111	3.0×4.0	Rojo; poco nublado; Seeing 2-3"
830208	3.0×4.0	Rojo; nublado; seeing > 3"
830314 ²	6.5×6.5	Azul; nublado; seeing 2-3"
830317 ²	6.5×6.5	Rojo; Claro; seeing 4-5"
830711	6.5×6.5	Azul; Claro; seeing 1-2"
840201	6.7×6.5	Azul; ; buen seeing
840526	3.0×3.4	Azul; Claro
840527	3.0×3.4	Rojo; Claro; seeing 2"

Notas:

¹ Datos ópticos usados para Marzo de 1982² " Mayo de 1983

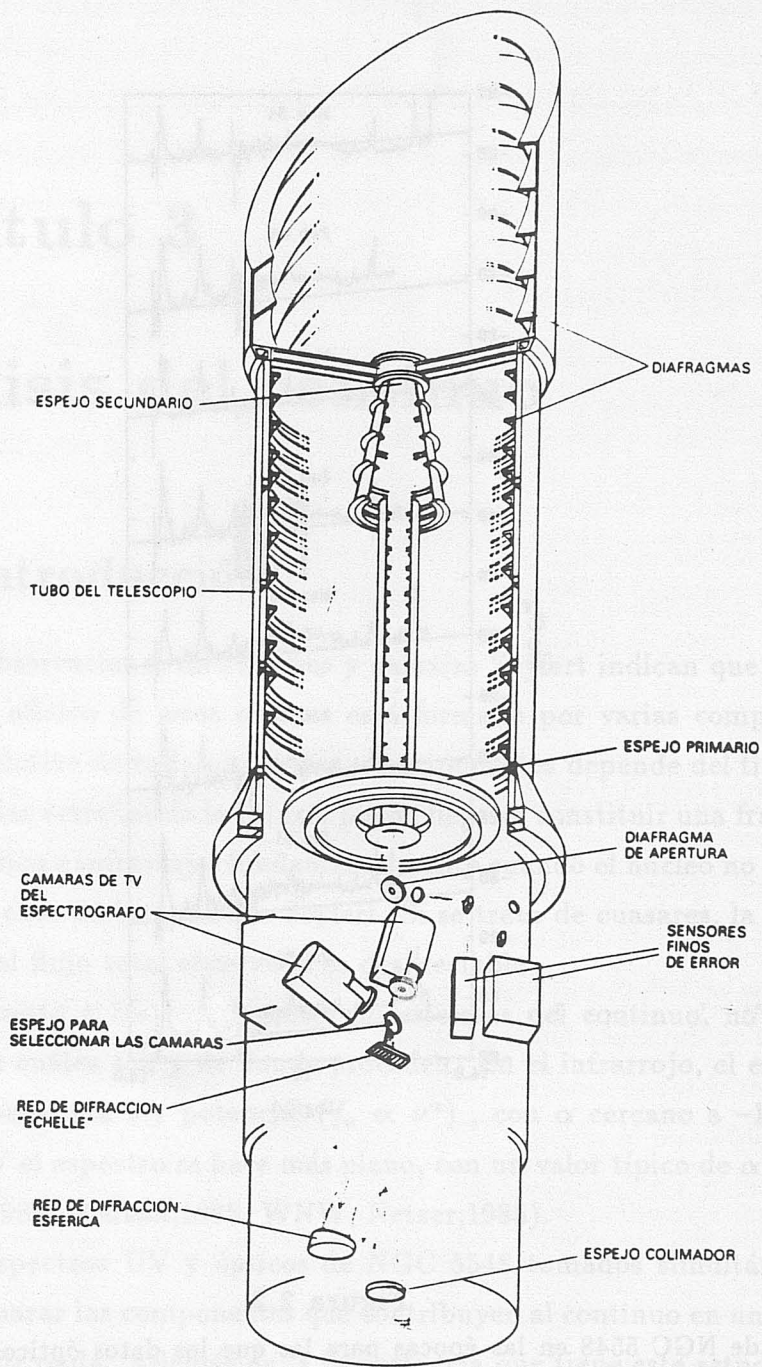


Figura 2.1 Esquema del telescopio IUE

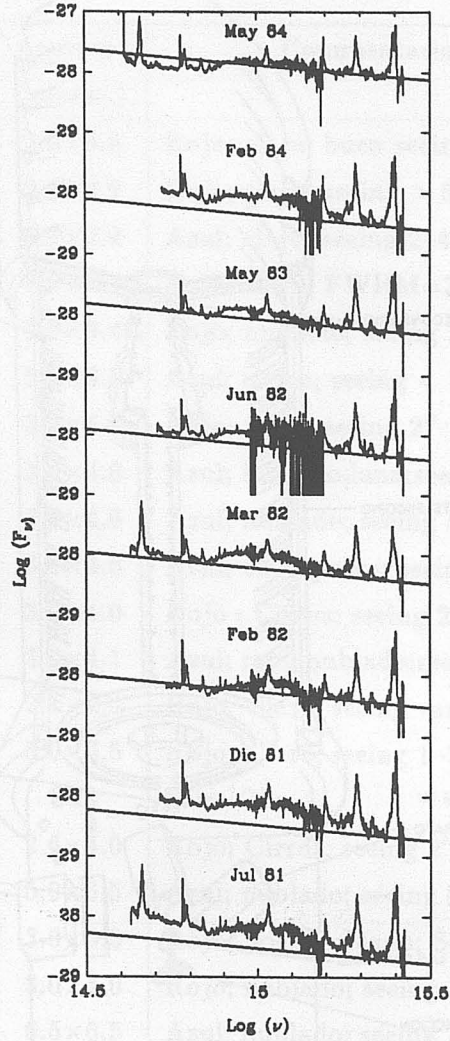


Figura 2.2

Espectros de NGC 5548 en las épocas para las que los datos ópticos y UV solapan en longitud de onda. La línea recta representa una ley de potencia $F_\nu \propto \nu^{-0.5}$, ajustada al flujo a 1350\AA ($\nu = 2.2 \times 10^{15}$ Hz)

Capítulo 3

Análisis del continuo

3.1 Introducción

Las observaciones de cuasares y galaxias Seyfert indican que el continuo emitido por el núcleo de estos objetos está formado por varias componentes; la contribución relativa de cada una de estas componentes depende del tipo de objeto. La emisión de las estrellas de la galaxia puede llegar a constituir una fracción apreciable del flujo óptico e infrarrojo, fundamentalmente cuando el núcleo no es muy brillante, como en el caso de las galaxias Seyfert. Si se trata de cuasares, la aportación de la luz estelar al flujo total observado es despreciable.

En cuanto a las componentes no estelares del continuo, no hay un acuerdo unánime de cuáles son y de donde proceden. En el infrarrojo, el espectro se puede describir como una ley potencial ($f_\nu \propto \nu^\alpha$), con α cercano a -1.0 . En el rango óptico y UV el espectro se hace más plano, con un valor típico de $\alpha = -0.5$ (Malkan y Sargent;1982, Malkan;1983, WNW, Netzer;1985).

Los espectros UV y ópticos de NGC 5548 tomados simultáneamente, van a permitir separar las componentes que contribuyen al continuo en un amplio rango de longitudes de onda. Además de la importancia que tiene este estudio por sí mismo, es necesario para analizar en detalle las líneas de emisión. WNW han puesto de manifiesto que la presencia de un gran número de líneas anchas de FeII en emisión da lugar a un falso continuo en los espectros de muchos AGN. El espectro y la intensidad de las líneas de FeII, junto con el índice espectral del continuo pueden

afectar de manera significativa a la intensidad y el perfil de algunas líneas de emisión (p.ej. $H\beta$).

Las variaciones en la intensidad del continuo pueden resultar útiles a la hora de identificar las distintas componentes en el continuo UV-óptico.

3.2 Variabilidad

En el capítulo 1 ya se señaló que la variabilidad en la luminosidad del continuo es una característica bastante común entre las galaxias de tipo Seyfert 1. La variabilidad del continuo de NGC 5548 en diferentes rangos espectrales ha sido descrita por Wamsteker *et al.* (1984, 1988a)

Para el estudio de las variaciones del continuo en el UV, se han buscado regiones espectrales libres de líneas de emisión intensas. A pesar de que es difícil asegurar una ausencia total de líneas débiles, se han elegido tres zonas, centradas en 1350Å, 1450Å y 1810Å, donde no se observan signos de la presencia de líneas de emisión en ninguna Seyfert 1 (Ver fig. 2.2). El flujo a cada una de las longitudes de onda citadas anteriormente se ha medido calculando el valor medio en los intervalos 1330–1370Å, 1430–1470Å y 1800–1820Å, respectivamente. Se ha tomado como error en estos flujos la desviación cuadrática media dentro de cada ventana (Tabla 3.1¹). En 6 épocas se tienen dos espectros SWP consecutivos, con tiempos de exposición similares. Los flujos medidos en cada par de estos espectros, en ventanas de 40Å a lo largo todo el rango espectral 1200–1920Å, difieren en $\approx 3\%$. Este valor es el error de repetibilidad de la cámara SWP y coincide, aproximadamente, con la desviación cuadrática media dividida por \sqrt{N} , donde N es el número de elementos de resolución en la ventana elegida. Pese a este resultado, se ha seguido manteniendo como error la desviación cuadrática media para tener en cuenta los efectos instrumentales a largo plazo.

En la curva de luz UV (Fig.3.1), medida en 1350Å. Se observa claramente que se han producido variaciones de un factor ≈ 5 en el flujo UV, en un tiempo del orden de unos pocos años. La característica más notable en esta escala de

¹En adelante las unidades de flujo serán $10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$, salvo que se indique lo contrario

tiempo es la continua disminución del flujo desde junio de 1979 (DJ~2,444,000) hasta febrero de 1981 (DJ~2,444,600), y el subsiguiente aumento hasta enero de 1983 (DJ~2,445,300), cuando alcanza un brillo cercano al que tenía en 1979. El tiempo característico de estas variaciones, calculado como el tiempo necesario para que el flujo cambie por un factor 2, es de 290 días. Dado que el intervalo medio entre dos observaciones consecutivas es de 98 días, nos encontramos con que la distribución temporal de los datos permite estudiar en detalle las variaciones en esta escala de tiempo. En la fig. 3.1 también aparecen fluctuaciones del flujo UV en tiempos del orden de semanas; sin embargo, los datos no permiten obtener mucha información sobre estas escalas de tiempo.

Una herramienta clásica en el análisis de variabilidad temporal es la transformada de Fourier. En el caso de distribuciones temporales no uniformes, el algoritmo CLEAN (Roberts *et al.*, 1987) es uno de los más potentes a la hora de identificar las componentes armónicas en una curva de luz. De forma general, CLEAN trata de eliminar los picos ficticios en la transformada de Fourier discreta (TFD) (fig. 3.2.a), por medio de la transformada de Fourier de la distribución temporal (TFM) (fig. 3.2.b). La fig. 3.2.c muestra las componentes encontradas con CLEAN en la curva de luz UV de NGC5548.

$$\text{TFD} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N f_j e^{-2\pi i \nu t_j}$$

$$\text{TFM} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N e^{-2\pi i \nu t_j}$$

Aunque en una distribución no uniforme la frecuencia de Nyquist no existe como tal, se puede asumir que la frecuencia para la que TFM es máxima (ν_N) indica cuál es el intervalo característico entre dos observaciones consecutivas. La fig. 3.2.b muestra que $\nu_N = 5.4 \times 10^{-3} \text{ días}^{-1}$, que corresponde a un intervalo $\Delta = \frac{1}{2\nu_N} = 92 \text{ días}$. Recordando que el intervalo medio es 98 días, se puede decir que las observaciones UV de NGC5548 están distribuidas casi uniformemente.

En cuanto a la periodicidad de las variaciones en el flujo UV, hay un máximo en TFD a $\nu = 6.5 \times 10^{-4} \text{ d}^{-1}$, que corresponde a 1550 días. Teniendo en cuenta que

el tiempo necesario para que el valor de una función sinusoidal aumente o disminuya por un factor 2 es $1/6$ del período, el acuerdo con la estimación dada arriba de 290 días es excelente (con $T = 1550$ días es 260 días).

Los dos picos que siguen en intensidad se encuentran en $9.8 \times 10^{-3} \text{ d}^{-1}$ y $1.55 \times 10^{-3} \text{ d}^{-1}$, que corresponden a 100 y 65 días. La amplitud de estos picos es mucho menor y corresponden a periodicidades del orden de o menor que el intervalo medio. Aunque en una distribución no uniforme se podría obtener información para frecuencias hasta $\frac{1}{2\Delta_{\min}}$, donde Δ_{\min} es el mínimo intervalo entre dos observaciones consecutivas, el hecho de que en este caso se tenga una distribución casi uniforme (en el sentido descrito arriba) obliga a tomar con cautela los resultados sobre escalas de tiempo menores que $\frac{1}{2\nu_N} \approx 100$ días.

La conclusión que se puede extraer del análisis de la distribución temporal de las observaciones y del comportamiento del flujo UV de NGC5548 es que se podrán estudiar en detalle los procesos que involucren escalas de tiempo ≥ 100 días. Variaciones más rápidas escapan a la resolución temporal que proporcionan las observaciones.

Observar el paso de una galaxia Seyfert 1 a través de un mínimo (o un máximo) en su luminosidad con una buena resolución temporal, son puntos cruciales para poder estudiar en detalle la relación entre el continuo y las líneas de emisión, y establecer así conclusiones sobre las condiciones físicas y la dinámica del gas emisor. Hay que hacer notar que hasta ahora tan sólo se había conseguido observar una variación de este tipo, con una buena resolución temporal, en Fairall 9 (Clavel, Wamsteker y Glass, 1988).

Las variaciones en los flujos a 1350Å , 1450Å y 1810Å están relacionadas entre sí (Fig. 3.3), como muestran los análisis de correlación lineal:

$$F(1450) = (0.91 \pm 0.06)F(1350) + (0.1 \pm 0.4) \quad r = 0.984 \quad (3.1)$$

$$F(1810) = (0.66 \pm 0.03)F(1350) + (0.6 \pm 0.2) \quad r = 0.986 \quad (3.2)$$

En ambos casos el nivel de confianza en la correlación es mayor del 99.9%. La relación (3.1) indica que $F(1450)$ es proporcional a $F(1350)$, puesto que el término independiente no es significativamente distinto de cero. El hecho de que el término independiente en la expresión (3.2) sea distinto de cero revela la existencia de una

contribución al flujo en 1810\AA que no varía con el continuo UV responsable de la emisión a 1350\AA y 1450\AA . Siguiendo a WNW, esta contribución puede ser debida a la emisión de FeII. Sin embargo, hay que hacer notar que el falso continuo debido a FeII, a 1810\AA , es una fracción muy pequeña del flujo total observado (sección 3.4).

En el rango óptico, las cuentas de FES son una medida del brillo del objeto. En la fig. 3.1 se representan el flujo UV a 1350\AA y el número de cuentas de FES en función del tiempo, de manera que se pueden comparar las curvas de luz UV y óptica. La forma de ambas es muy similar, si bien existe una diferencia en amplitud bastante grande. El número de cuentas FES y el flujo UV a 1350\AA están relacionados mediante

$$\text{Cuentas FES} = (3.1 \pm 0.2) \times F(1350) + (49.0 \pm 1.1); r = 0.715 \quad (3.3)$$

La menor amplitud de las variaciones en las cuentas FES es debida a la contribución de la luz emitida por las estrellas de la galaxia, que enmascara las variaciones del flujo óptico procedente del núcleo. Es difícil dar una buena estimación del número de cuentas debidas a la luz estelar en las medidas de FES. En el análisis del continuo UV-óptico de NGC 5548 es importante separar la emisión óptica del núcleo de la emisión de la galaxia. Esto se puede conseguir gracias a los espectros ópticos descritos en el capítulo 2. En la siguiente sección se explica cómo se ha procedido para separar dicha contribución estelar.

3.3 Contribución estelar

En las galaxias Seyfert 1 cercanas la luz estelar puede constituir una fracción importante del flujo total recibido a longitudes de onda mayores de 4000\AA (Yee;1983, Malkan y Filippenko;1983). Para estimar la cantidad de luz estelar presente en los espectros ópticos, se parte del resultado de WNW acerca de la presencia de una ley de potencia relativamente plana ($\alpha \approx -0.5$) en el rango UV-óptico de los espectros de Seyfert 1 y cuasares. El espectro tomado el 23 de marzo de 1982 en el Observatorio MacDonald con una apertura pequeña (tabla 2.2) corresponde a una fase brillante del objeto (Tabla 3.1). Estas dos circunstancias hacen pensar que en este espectro la contribución estelar ha de ser pequeña. Así pues, se ha ajustado una ley de potencia

a los flujos en aquellas regiones donde se espera que no existan líneas de emisión intensas. Además de las ventanas citadas en la sección anterior, se ha incluido otra centrada en 4000\AA y de anchura 40\AA .

La pendiente de la ley de potencia que mejor se ajusta a los datos es $\alpha = -0.5$ (fig. 2.2). En dos zonas el espectro queda sistemáticamente por encima de la ley de potencia. Veremos que en la zona UV ($1600\text{--}4000\text{\AA}$) esta discrepancia se debe a la presencia de líneas de FeII y continuo de Balmer en emisión. Más allá de 4000\AA , el exceso respecto a la ley de potencia se atribuye a la emisión de las estrellas de la galaxia.

Retomando los resultados de la sección anterior (Ecuaciones 3.1 y 3.2), la escasa variabilidad de los índices de color en el UV implica que la forma del continuo no sufre cambios dramáticos; la pendiente (α) de la ley de potencia estimada para marzo de 1982, no será muy diferente del valor de α en julio de 1981, cuando el núcleo pasa por una fase de escasa actividad y la contribución estelar llega a ser importante. El siguiente paso es multiplicar la ley de potencia determinada para marzo de 1982 (núcleo brillante, pequeña apertura), por un factor tal que dicha ley se ajuste al flujo medido a 1350\AA en el espectro de julio de 1981 (núcleo débil, mayor apertura). En la fig. 3.4 se representa la diferencia entre el espectro observado y la ley de potencia calculada según se acaba de describir. Esta diferencia se ajusta razonablemente bien mediante un espectro de M31.

De manera independiente, se puede estimar la forma de la contribución estelar a partir de los dos espectros tomados a finales de marzo de 1982, desde dos Observatorios distintos, con diferentes aperturas. El espectro del Observatorio Wise se tomó con una apertura circular de $24''$ de diámetro, mientras que el espectro del Observatorio MacDonalld corresponde a una apertura de $2''.1 \times 2''.4$. Dado que el núcleo no se puede resolver, la diferencia entre ambos espectros es debida a la luz procedente de las estrellas de la galaxia NGC5548. Esta diferencia se muestra en la fig. 3.5, junto con un espectro de M31 (multiplicado por un factor adecuado). A pesar de la peor resolución de este último, el acuerdo es aceptable y se puede concluir que las dos estimaciones de la contribución estelar en NGC5548 conducen a una forma del tipo observado en M31.

Se ha preferido sustraer de los datos el espectro de M31 mostrado en las Fig. 3.4

y 3.5, en lugar de la diferencia entre los dos espectros de distinta apertura, para evitar aumentar el ruido en los datos. El único problema es el de algunas líneas de absorción, cuya eliminación puede no ser totalmente satisfactoria debido a la diferente resolución. Esto podría suponer un inconveniente en el análisis de algunas líneas de emisión. El estudio de las diferencias en los perfiles hace que la influencia de las líneas de absorción estelares sea mínima.

Una vez determinada la emisión estelar en el espectro de julio de 1981, para las restantes épocas se ha asumido que la distribución espectral de la luz estelar es la misma, y que su contribución es proporcional al área de la apertura. Esto está justificado en parte por haber utilizado aperturas relativamente pequeñas. Los valores del flujo estelar a 5500\AA , para todas las épocas donde se dispone de datos ópticos, se encuentran en la Tabla 3.2. Estos valores están en buen acuerdo con los dados por Malkan y Filippenko (1983), quienes utilizaron imágenes directas para estimar la contribución de la galaxia a diferentes aperturas y a diferentes longitudes de onda. Para la apertura utilizada el espectro de julio de 1981, los flujos que ellos determinan a 4000\AA y 7900\AA son, respectivamente, 4.7mJy y 11.2mJy , en excelente acuerdo con nuestras medidas de 4.8mJy y 10.5mJy . Dado que los dos métodos son completamente diferentes, se puede confiar en que la sustracción de la contribución de la galaxia se ha realizado correctamente.

3.4 Continuo no estelar

Una vez sustraída la contribución de la galaxia, se puede estudiar la forma del continuo no estelar desde el UV hasta el óptico. WNW proponen una ley de potencia relativamente plana ($\alpha \approx -0.5$) para el continuo en este rango espectral. Otros autores sugieren la presencia de una emisión del tipo cuerpo negro, caracterizado por una temperatura cercana a 27000 K (Edelson y Malkan, 1987).

Los índices de color $F(1450)/F(1350)$ y $F(1810)/F(1350)$ son muy parecidos para una ley de potencia con $\alpha \approx -0.5$ y para un cuerpo negro con $T \approx 27000\text{ K}$, de manera que sólo con observaciones en el UV es muy difícil distinguir si el continuo no estelar en esta región del espectro tiene una forma u otra.

La fig. 3.1 mostraba que las variaciones en el UV y en el óptico estaban directa-

a los flujos en aquellas regiones donde se espera que no existan líneas de emisión intensas. Además de las ventanas citadas en la sección anterior, se ha incluido otra centrada en 4000\AA y de anchura 40\AA .

La pendiente de la ley de potencia que mejor se ajusta a los datos es $\alpha = -0.5$ (fig. 2.2). En dos zonas el espectro queda sistemáticamente por encima de la ley de potencia. Veremos que en la zona UV ($1600\text{--}4000\text{\AA}$) esta discrepancia se debe a la presencia de líneas de FeII y continuo de Balmer en emisión. Más allá de 4000\AA , el exceso respecto a la ley de potencia se atribuye a la emisión de las estrellas de la galaxia.

Retomando los resultados de la sección anterior (Ecuaciones 3.1 y 3.2), la escasa variabilidad de los índices de color en el UV implica que la forma del continuo no sufre cambios dramáticos; la pendiente (α) de la ley de potencia estimada para marzo de 1982, no será muy diferente del valor de α en julio de 1981, cuando el núcleo pasa por una fase de escasa actividad y la contribución estelar llega a ser importante. El siguiente paso es multiplicar la ley de potencia determinada para marzo de 1982 (núcleo brillante, pequeña apertura), por un factor tal que dicha ley se ajuste al flujo medido a 1350\AA en el espectro de julio de 1981 (núcleo débil, mayor apertura). En la fig. 3.4 se representa la diferencia entre el espectro observado y la ley de potencia calculada según se acaba de describir. Esta diferencia se ajusta razonablemente bien mediante un espectro de M31.

De manera independiente, se puede estimar la forma de la contribución estelar a partir de los dos espectros tomados a finales de marzo de 1982, desde dos Observatorios distintos, con diferentes aperturas. El espectro del Observatorio Wise se tomó con una apertura circular de $24''$ de diámetro, mientras que el espectro del Observatorio MacDonalld corresponde a una apertura de $2''.1 \times 2''.4$. Dado que el núcleo no se puede resolver, la diferencia entre ambos espectros es debida a la luz procedente de las estrellas de la galaxia NGC5548. Esta diferencia se muestra en la fig. 3.5, junto con un espectro de M31 (multiplicado por un factor adecuado). A pesar de la peor resolución de este último, el acuerdo es aceptable y se puede concluir que las dos estimaciones de la contribución estelar en NGC5548 conducen a una forma del tipo observado en M31.

Se ha preferido sustraer de los datos el espectro de M31 mostrado en las Fig. 3.4

y 3.5, en lugar de la diferencia entre los dos espectros de distinta apertura, para evitar aumentar el ruido en los datos. El único problema es el de algunas líneas de absorción, cuya eliminación puede no ser totalmente satisfactoria debido a la diferente resolución. Esto podría suponer un inconveniente en el análisis de algunas líneas de emisión. El estudio de las diferencias en los perfiles hace que la influencia de las líneas de absorción estelares sea mínima.

Una vez determinada la emisión estelar en el espectro de julio de 1981, para las restantes épocas se ha asumido que la distribución espectral de la luz estelar es la misma, y que su contribución es proporcional al área de la apertura. Esto está justificado en parte por haber utilizado aperturas relativamente pequeñas. Los valores del flujo estelar a 5500\AA , para todas las épocas donde se dispone de datos ópticos, se encuentran en la Tabla 3.2. Estos valores están en buen acuerdo con los dados por Malkan y Filippenko (1983), quienes utilizaron imágenes directas para estimar la contribución de la galaxia a diferentes aperturas y a diferentes longitudes de onda. Para la apertura utilizada el espectro de julio de 1981, los flujos que ellos determinan a 4000\AA y 7900\AA son, respectivamente, 4.7mJy y 11.2mJy , en excelente acuerdo con nuestras medidas de 4.8mJy y 10.5mJy . Dado que los dos métodos son completamente diferentes, se puede confiar en que la sustracción de la contribución de la galaxia se ha realizado correctamente.

3.4 Continuo no estelar

Una vez sustraída la contribución de la galaxia, se puede estudiar la forma del continuo no estelar desde el UV hasta el óptico. WNW proponen una ley de potencia relativamente plana ($\alpha \approx -0.5$) para el continuo en este rango espectral. Otros autores sugieren la presencia de una emisión del tipo cuerpo negro, caracterizado por una temperatura cercana a 27000 K (Edelson y Malkan, 1987).

Los índices de color $F(1450)/F(1350)$ y $F(1810)/F(1350)$ son muy parecidos para una ley de potencia con $\alpha \approx -0.5$ y para un cuerpo negro con $T \approx 27000\text{ K}$, de manera que sólo con observaciones en el UV es muy difícil distinguir si el continuo no estelar en esta región del espectro tiene una forma u otra.

La fig. 3.1 mostraba que las variaciones en el UV y en el óptico estaban directa-

mente relacionadas. La menor amplitud de las variaciones en el número de cuentas de FES se ha atribuido a la contribución estelar, pero el hecho de observar dichas variaciones significa que el continuo UV se extiende hasta el óptico, produciendo una fracción apreciable del flujo medido en esta región espectral.

La sustracción de la contribución estelar de los espectros ópticos descrita en la sección anterior permite una medida directa del flujo no estelar en el óptico. El índice $F(5500)/F(1350)$ resulta ser mucho mayor para una ley de potencia con $\alpha \approx -0.5$ que para un cuerpo negro con $T \approx 27000 \text{ K}$. En la fig. 3.3 se puede ver claramente que cuando se consideran índices de color entre el UV y el óptico, una forma del tipo cuerpo negro no es aceptable (línea discontinua en la fig. 3.3). Tradicionalmente un espectro del tipo ley de potencia en los núcleos activos de galaxias se ha interpretado como emisión sincrotrón por electrones relativistas, junto con dispersión Compton (Stein y O'Dell, 1985). Sin embargo, el desarrollo de los modelos de discos de acreción (Malkan y Sargent, 1982; Sun y Malkan, 1989; Laor y Netzer; 1989) ha puesto de manifiesto que cuando se alcanza un rango de temperaturas suficientemente amplio en el disco y se tienen en cuenta efectos de inclinación, el espectro emitido puede tener la forma de una ley de potencia a longitudes de onda mayores que 1350 \AA .

En este trabajo se procedió a ajustar el continuo no estelar mediante una ley de potencia. La intensidad viene dada por el flujo medido en una ventana de 40 \AA , centrada en 1350 \AA . Se ha elegido el máximo valor de α para el que la ley de potencia no excede el flujo medido a ninguna longitud de onda entre 1200 y 7000 \AA (tabla 3.2). En otros objetos (Fairall 9, Clavel *et al.*, 1989) también se ha encontrado que el continuo no estelar queda bien representado por una ley de potencia.

En la fig. 2.2 aparece, para cada espectro que cubre desde el óptico hasta el UV, una ley de potencia con $\alpha = -0.5$, ajustada al flujo medido en 1350 \AA (línea de puntos). Cuando la ley de potencia queda por debajo del espectro se podría pensar en la contribución estelar, pero para los datos de febrero de 1982, mayo de 1983 y, más claramente, mayo de 1985, no se puede justificar una pendiente de -0.5 . En estas fechas (todas correspondientes a fases brillantes del objeto) el espectro se hace más plano y α tiene que ser mayor que -0.5 . El índice espectral calculado para cada época se muestra en la fig. 3.6 en función del flujo UV a 1350 \AA . El nivel de confianza

en la correlación entre ambas magnitudes es superior al 98%.

$$\alpha = -(0.7 \pm 0.2) + (0.04 \pm 0.02) \times F(1350) \quad (3.4)$$

El continuo tiende a hacerse más plano cuando aumenta el flujo UV. Esto significa que cuando el objeto es más brillante no sólo se producen más fotones en el continuo, sino que además éstos son, en promedio, más energéticos. Esta tendencia es contraria a la observada en rayos X. El índice de dureza en las medidas de EXOSAT en el rango 2–6KeV disminuye cuando aumenta el número de cuentas (Branduardi-Raymont y Mittaz, 1988).

3.5 Continuo de Balmer y líneas de FeII

Tras sustraer la contribución estelar y la ley de potencia del espectro observado, queda el espectro de las líneas de emisión estrechas y anchas. Entre éstas se encuentran un gran número de líneas de FeII y el continuo de Balmer, que no pueden sustraerse sin tener un conocimiento previo de las condiciones físicas que se dan en el gas emisor. En el caso de las líneas de FeII, existe el problema adicional de la falta de modelos teóricos que tengan en cuenta todos los posibles procesos de emisión, sin olvidar que los datos atómicos necesarios para construir dichos modelos no están completos, y que las incertidumbres en los parámetros calculados son aún bastante grandes. WNW han calculado un conjunto de modelos para la distribución de energía en el continuo de Balmer y en las líneas de FeII, basados en diferentes condiciones físicas que se espera se den en las regiones de emisión de líneas anchas. Estos modelos, suavizados con un filtro gaussiano de una anchura similar a la de H β (4,500Km/s), se han utilizado para producir espectros sintéticos, que permitan separar las líneas de emisión de otras especies químicas.

La forma del continuo de Balmer viene determinada por dos parámetros: la temperatura electrónica (T_e) promediada sobre la región emisora, y la profundidad óptica, $\tau(3646)$. Ambas no pueden ser determinadas por separado observacionalmente, puesto que T_e elevada y $\tau(3646)$ pequeña, dan lugar a un continuo de Balmer muy similar al producido en condiciones de T_e baja y $\tau(3646)$ grande. Como el interés fundamental radica en el flujo total y en la distribución de energía en el

continuo de Balmer, se elige un modelo que represente bien los datos, principalmente en el rango de 3000–3800 Å, donde la emisión de FeII es menos importante. De esta manera, se determina la forma del continuo de Balmer. El flujo total viene dado por el salto de Balmer en 3646 Å. Afortunadamente, en esta región no aparecen líneas de FeII ni otras líneas de emisión fuertes, por lo que la intensidad del continuo de Balmer a 3646 Å puede medirse directamente. Hay que resaltar, de nuevo, que el flujo total y la distribución de energía en el continuo de Balmer son estimaciones óptimas, pero la temperatura electrónica y la profundidad óptica utilizadas como parámetros en el modelo no deben tomarse como valores significativos de las condiciones físicas en el gas, debido a las incertidumbres tanto observacionales como teóricas.

Los modelos de líneas de FeII de WNW han sido calculados para diferentes valores de la profundidad óptica en una línea de resonancia del multiplete UV 3, $\tau(2343)$, y de la velocidad de turbulencia (V_t) del gas en las nubes emisoras, ya que estos dos parámetros son los más importantes a la hora de determinar la intensidad relativa de los diferentes multipletes de FeII. Aunque en el cálculo de estos modelos se han supuesto las mismas condiciones que para el cálculo del continuo de Balmer, cuando se procede al ajuste del espectro cada uno de ellos se trata de forma independiente, de manera que es posible que el ajuste final corresponda a un continuo de Balmer y a un modelo de líneas de FeII cuyas condiciones físicas no sean idénticas. Este tipo de discrepancia no es un problema importante en el método utilizado, pues ya se mencionó más arriba que las incertidumbres, teóricas y observacionales, en la determinación de las condiciones físicas y de los procesos que tienen lugar en las nubes emisoras, son bastante grandes. Es más, para poder medir el flujo y el perfil de las líneas de emisión aisladas, se debe buscar el mejor ajuste al continuo, y esto se consigue con el método que se está describiendo.

A pesar de disponer de muchos modelos, es difícil encontrar uno que dé cuenta de forma óptima de las líneas de FeII, desde el UV hasta el óptico. En lugar de calcular más modelos modificando los parámetros, se ha dividido el rango espectral observado en varias regiones y se ha ajustado cada una por separado. Por una parte está la zona UV (1132–3676 Å), donde el ajuste es complicado por el gran número de líneas presentes y la pobre relación señal-ruido en el rango correspondiente a las cámaras LWR y LWP. En el rango óptico es importante determinar la intensidad

de los multipletes de FeII que se encuentran justo debajo de $H\beta$ y $H\alpha$ para poder después estudiar en detalle el perfil y el flujo en estas líneas de Balmer. Por esta razón, en el rango óptico el ajuste se ha hecho tomando cuatro regiones:

3678–4792 ÅÅ

4794–5094 ÅÅ

5096–5782 ÅÅ

5784–7000 ÅÅ

Cada una de estas regiones se ha ajustado de forma independiente a partir del modelo que proporciona el mejor ajuste sobre todo el rango espectral ($\tau = 25$, $V=10$ Km/s). Esta división está justificada por el hecho de que los mecanismos de excitación de los multipletes ópticos y UV son diferentes, como se discutirá al final de esta sección.

En la Tabla 3.2 aparecen los flujos totales en el continuo de Balmer y en las líneas de FeII para aquellos espectros que abarcan el UV y el óptico. Estos valores corresponden al flujo total integrado entre 1152Å y 7000Å. Los flujos de las líneas de FeII en las distintas regiones espectrales se dan en la Tabla 3.2. La Fig. 3.7 muestra el acuerdo entre las observaciones y el ajuste llevado a cabo incluyendo las distintas componentes del continuo ya analizadas. En general, con este ajuste se consiguen eliminar todas las emisiones que no corresponden a líneas aisladas. La mayor discrepancia entre los modelos y las observaciones ocurre en la región 3640–3900Å. Esto es debido a las líneas de la serie de Balmer de más alto orden.

Los ejemplos de las figuras 3.7a–d tratan de ilustrar el acuerdo entre las observaciones y los ajustes para distintas fases de luminosidad. En la parte superior de cada figura aparece el espectro observado junto con el ajuste final, incluyendo la ley de potencia, el continuo estelar, el continuo de Balmer y las líneas de FeII (línea de puntos). En la parte central está el espectro, tras sustraer la ley de potencia y la contribución estelar, y los modelos de continuo de Balmer y líneas de FeII estimados para esa fecha. Por último, se muestra la diferencia entre las observaciones y el ajuste, poniéndose de manifiesto el excelente acuerdo entre ambos.

Se puede apreciar que la intensidad del continuo de Balmer cambia de manera notable con el flujo UV. Existe una excelente correlación entre ambos ($r=0.98$),

salvo para mayo de 1984. Más adelante se verá que al rápido aumento del continuo UV en esta fecha no le corresponde un cambio similar en las líneas de emisión. La correlación de la intensidad del continuo de Balmer con la de $Ly\alpha$ (ver el capítulo siguiente) es aún mayor (99% de nivel de confianza) que con el continuo UV.

$$I(BaC) = (1.52 \pm 0.12) Ly\alpha - (79 \pm 104) \quad (3.5)$$

Esta relación junto con la ecuación 3.4 es de gran utilidad a la hora de analizar todo el conjunto de datos de IUE. En la mayoría de las ocasiones sólo se dispone de observaciones en el UV. Sin la ayuda de los espectros ópticos resulta muy difícil separar las contribuciones del continuo no estelar, el continuo de Balmer y las líneas de FeII. Las relaciones 3.3 y 3.4 permiten estimar los dos primeros cuando los datos se limitan a la parte UV. Tras sustraer la ley de potencia y el continuo de Balmer, las líneas de FeII pueden ajustarse directamente.

La intensidad relativa de las líneas de FeII en el óptico ($\lambda > 3500\text{\AA}$), UV cercano ($3000\text{\AA} < \lambda < 3500\text{\AA}$) y UV ($\lambda < 3000\text{\AA}$) depende de los parámetros de los modelos. El cociente $I[\text{FeII}(\text{UV})]/I[\text{FeII}(\text{opt})]$ alcanza valores entre 5 y 11, dentro de lo predicho por los modelos (recordar que los ajustes se hicieron de forma independiente en distintas bandas de longitud de onda). No se encuentran variaciones significativas en la intensidad de las líneas de FeII con $\lambda > 3000\text{\AA}$. En el rango UV la emisión de FeII muestra pequeñas variaciones (Fig.3.8), similares a las detectadas en $\text{MgII}\lambda_{2798}$. Esto se traduce en un aumento de $I[\text{FeII}(\text{UV})]/I[\text{FeII}(\text{opt})]$ con el continuo. Los modelos predicen una mayor la intensidad relativa entre el UV y el óptico cuando $\tau(2343)$ es menor. Una posibilidad es, pues, que la profundidad óptica en las líneas de FeII cambie con la intensidad del continuo. Un aumento en el continuo produce un aumento en el parámetro de ionización (U), y como consecuencia un aumento en la profundidad óptica. Esto daría lugar a una disminución del cociente $I[\text{FeII}(\text{UV})]/I[\text{FeII}(\text{opt})]$ al aumentar el continuo, lo contrario a lo observado.

La explicación más plausible para la variación en la intensidad relativa de las líneas de FeII, se encuentra en el hecho de que la excitación radiativa del Fe^+ es más importante en la formación de las líneas UV que en las ópticas, donde domina totalmente la excitación colisional. De esta forma $I[\text{FeII}(\text{UV})]$ aumenta de manera apreciable con el continuo, mientras $I[\text{FeII}(\text{opt})]$ se mantiene constante.

3.6 Conclusiones

El análisis de aquellos espectros que cubren desde el UV hasta el óptico ha permitido separar las distintas componentes que contribuyen al continuo observado en NGC 5548.

Se ha podido identificar la contribución estelar de la galaxia mediante espectros de diferente apertura. El espectro de la luz estelar en el núcleo de NGC 5548 tiene la forma del espectro observado en la galaxia M31.

Las curvas de luz de NGC 5548 en el UV (1350Å) y en el óptico (cuentas de FES) indican que el continuo UV no estelar se extiende hasta el óptico ($\lambda > 5500\text{Å}$). Este resultado se ha encontrado también en otras Seyfert 1 como Fairall 9 (Clavel *et al.*, 1989). Un espectro de cuerpo negro caracterizado por una única temperatura no puede dar cuenta de los índices de color observados. El mejor ajuste del continuo no estelar se obtiene mediante una ley de potencia ($F_\nu \propto \nu^\alpha$). El índice espectral (α) alcanza valores en el rango -0.6 a -0.1 .

Los resultados muestran que α tiende a aumentar con el flujo UV, esto se traduce en una forma más plana del espectro (en un diagrama $\log F_\nu$ frente a $\log \nu$) para flujos altos.

La emisión del continuo de recombinación de la serie de Balmer del hidrógeno y de un gran número de líneas de FeII aparece como un falso continuo en los espectros UV-óptico. No se puede medir directamente estas contribuciones por lo que se ha de recurrir a modelos que reproduzcan las observaciones. La intensidad del continuo de Balmer está directamente relacionada con el flujo UV a 1350Å, aunque la correlación con Ly α es aún mayor. Las variaciones en la emisión de FeII son mucho menores que en el continuo y sólo parece haber una variación significativa en el rango UV.

Estos resultados, obtenidos para los espectros UV-óptico, se han utilizado para separar las líneas de emisión del continuo en el resto de los espectros, donde sólo se disponía de observaciones UV, pero que constituyen la mayor parte de los datos.

Tabla 3.1: Flujos en el UV

Fecha	F ₁₃₅₀	F ₁₄₅₀	F ₁₈₁₀	FES
3687	7.137±1.165	6.596±0.674	5.196±0.449	72
4037	10.931±2.322	13.152±2.914	6.056±1.264	85
4055	6.482±0.702	5.327±0.310	4.748±0.676	96
4216	10.223±0.557	9.228±0.247	7.022±0.162	78
4221	12.395±1.389	10.930±0.903	8.814±0.469	00
4339	9.469±1.327	8.110±0.638	6.437±0.195	72
4418	7.677±1.173	8.305±0.513	6.270±0.350	62
4455	4.781±0.901	3.580±0.708	3.800±0.298	71
4571	4.357±0.338	4.073±0.511	3.415±0.185	64
4660	2.626±1.566	1.593±0.490	1.695±0.226	48
4770	3.469±0.620	3.379±0.628	3.080±0.167	52
4790	3.649±0.431	3.321±0.458	3.137±0.247	56
4949	5.267±0.856	3.926±0.533	4.421±0.533	67
4959	4.120±0.465	3.869±0.570	3.590±0.135	62
5002	5.619±0.443	4.802±0.519	4.298±0.241	61
5059	6.867±0.220	6.238±0.398	5.392±0.208	72
5170	7.472±0.436	7.961±1.392	5.622±0.171	88
5316	9.613±1.119	7.869±1.304	7.369±0.316	84
5326	6.710±0.910	5.977±0.558	4.811±0.257	74
5329	8.321±0.336	7.952±0.697	6.366±0.140	74
5330	8.477±0.403	7.387±1.035	5.703±0.101	75
5344	9.053±0.804	8.542±0.614	6.442±0.211	83
5375	6.747±0.585	6.097±0.611	4.929±0.276	72
5470	9.146±0.601	7.820±0.537	6.052±0.190	73
5682	8.925±0.862	8.348±0.842	6.246±0.247	71
5693	8.613±0.555	8.110±0.320	6.269±0.256	69
5732	5.173±0.373	5.042±0.516	4.217±0.238	68
5842	13.889±0.903	13.305±1.485	9.287±0.360	80
6196	3.525±0.216	3.443±0.239	2.802±0.118	66
6468	6.788±0.499	6.730±0.475	4.977±0.211	85
6629	4.016±0.214	3.826±0.370	3.086±0.090	69

Tabla 3.2: Componentes del continuo UV-óptico.

Epoca		Pendiente α	F(1350)	F(5500)	F(estelar)	BaC	FeII(Tot.)	Ap.
Fecha	DJ		$10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$			$10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$		
79/06	4055	-0.45 ± 0.22	6.48 ± 0.70	0.72 ± 0.06	0.19	1221	1020	0.68
80/06	4418	-0.50	7.68 ± 1.17		0.15	1390	955	0.53
81/07	4789	-0.50 ± 0.24	3.65 ± 0.43	0.49 ± 0.04	0.28	594	830	1.00
81/12	4959	-0.65 ± 0.22	4.12 ± 0.47	0.65 ± 0.05	0.16	862	990	0.56
82/02	5001	-0.25 ± 0.18	5.62 ± 0.44	0.53 ± 0.04	0.16	784	976	0.56
82/03	5059	-0.45 ± 0.17	6.87 ± 0.22	0.84 ± 0.07	0.06	1308	955	0.32
82/06	5169	-0.40 ± 0.17	7.47 ± 0.44	0.85 ± 0.07	0.24	1554	1239	0.85
83/01	5344	-0.35 ± 0.20	9.05 ± 0.80	0.94 ± 0.08	0.13	1764	1037	0.45
83/02	5373	-0.55 ± 0.20	6.75 ± 0.58	0.93 ± 0.08	0.13	1308	1112	0.45
83/04	5470	-0.30 ± 0.17	9.15 ± 0.60	0.86 ± 0.07	0.30	1832	750	1.09
84/02	5732	-0.60 ± 0.18	5.17 ± 0.37	0.73 ± 0.06	0.30	1143	1099	1.09
84/05	5842	-0.10 ± 0.16	13.89 ± 0.90	1.05 ± 0.08	0.13	1335	1588	0.46

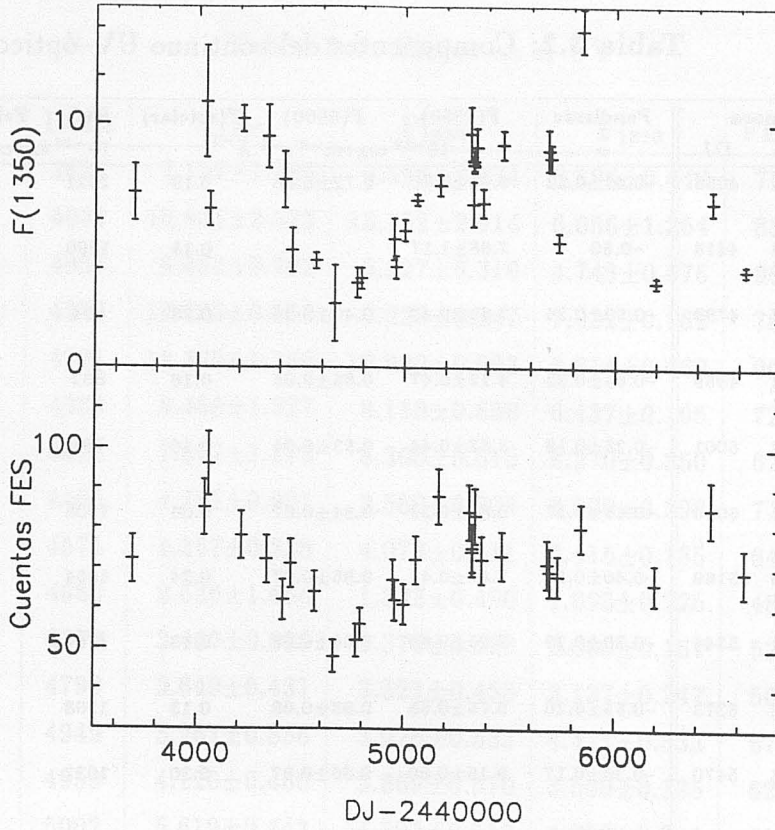
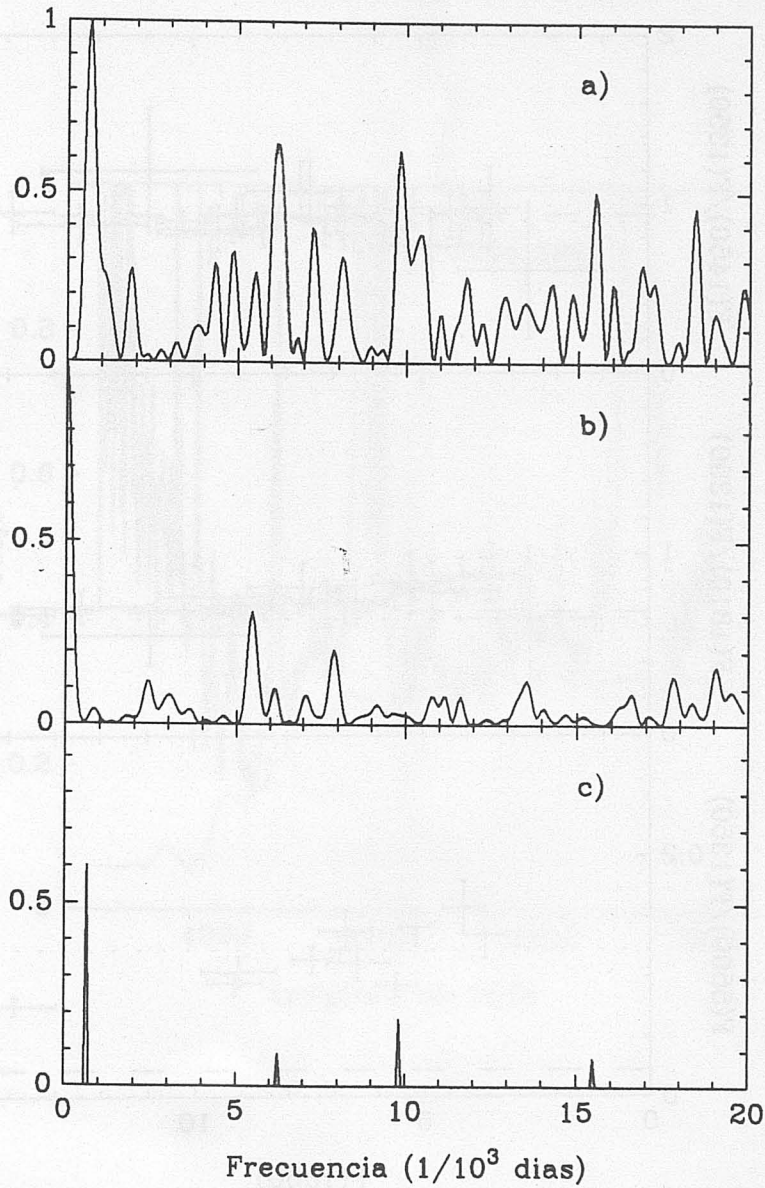


Figura 3.1

Las curvas de luz en el UV (flujo a 1350\AA en unidades de $10^{-14}\text{ erg/cm}^2/\text{s}/\text{\AA}$) y en el óptico (cuentas de FES) tienen una forma muy similar. La contribución de la luz estelar hace que la amplitud de las variaciones en las cuentas de FES sea mucho menor en el flujo UV.

**Figura 3.2**

El algoritmo CLEAN elimina los picos ficticios introducidos en la transformada de Fourier discreta (TFD, *a*) debidos a la distribución temporal de los datos (transformada de Fourier de la distribución, TFM, *b*). En las variaciones de NGC 5548 domina una periodicidad de frecuencia 6.8×10^{-4} días⁻¹, (≈ 1500 días) (*c*)

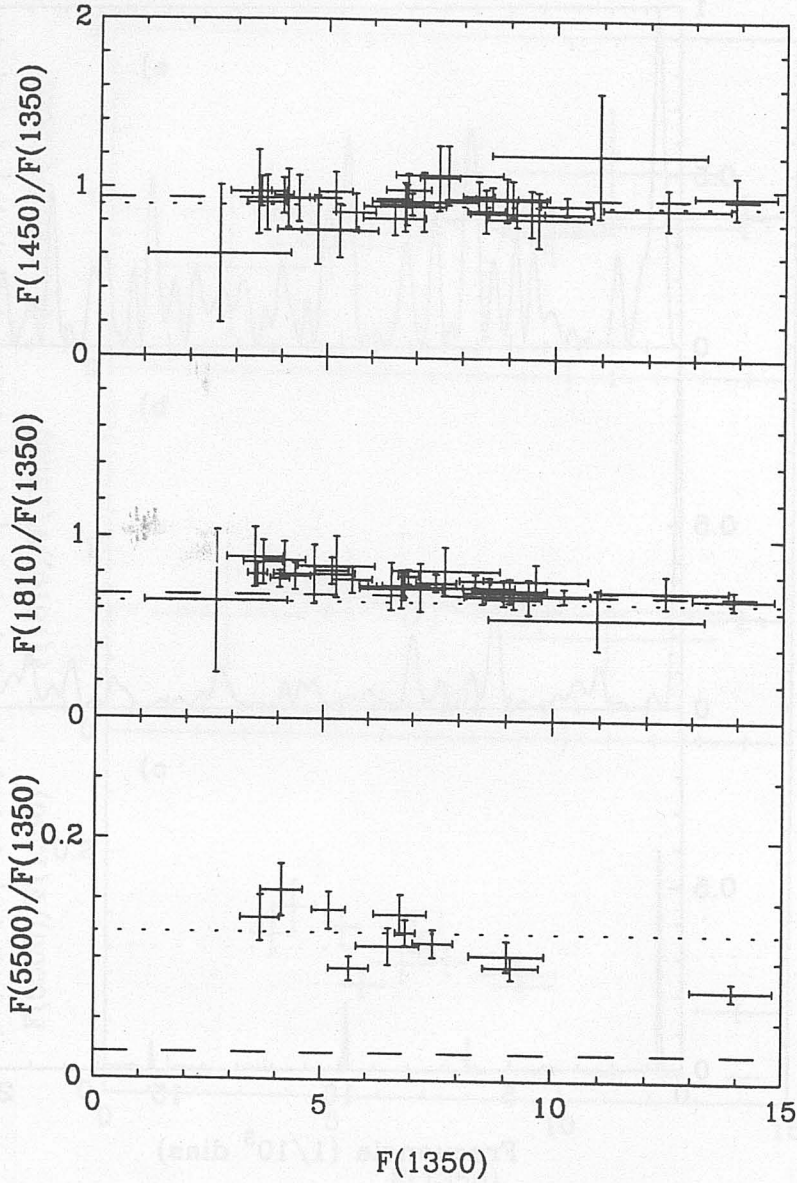


Figura 3.3

Los cocientes $F(1450)/F(1350)$ (*arriba*) y $F(1810)/F(1350)$ (*centro*) se mantienen constantes dentro de los errores. En la parte inferior de la figura se muestra el cociente $F(5500)/F(1350)$, donde $F(5500)$ es el flujo a 5500\AA tras sustraer la contribución estelar. En cada diagrama se incluyen los cocientes esperados para una ley de potencia de índice espectral -0.5 (*puntos*) y a un cuerpo negro de temperatura 27000 K (*líneas*).

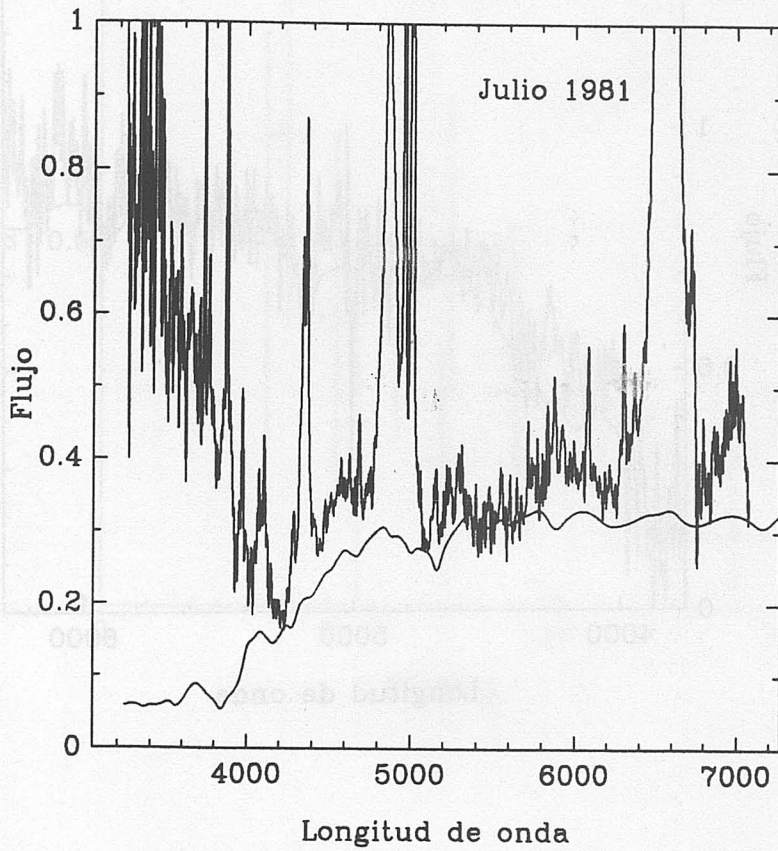
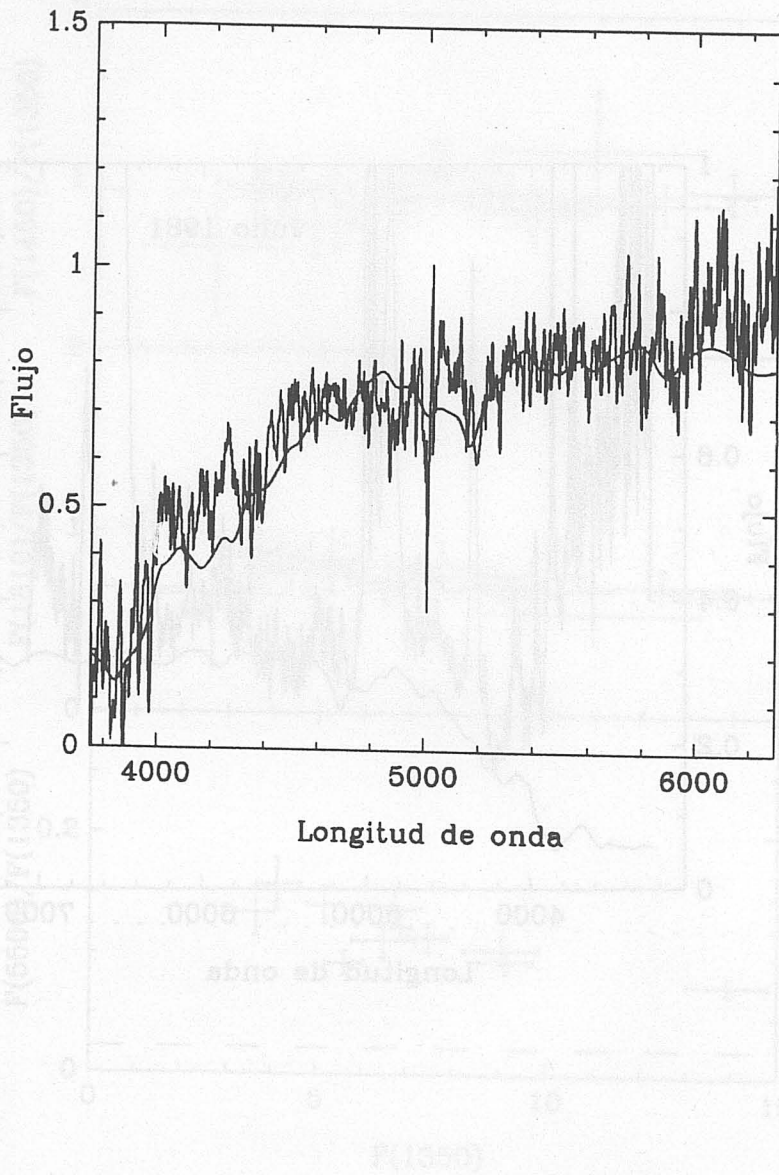


Figura 3.4

La diferencia entre el espectro óptico en julio de 1981 y una ley de potencia con $\alpha = -0.5$ queda bien representada por un espectro de M31.

**Figura 3.5**

La diferencia entre dos espectros tomados el mismo día (23 de marzo de 1982) con diferentes aperturas ($\text{Ø}24''$ y $2''.1 \times 2''.4$) permite conocer la forma del espectro estelar de NGC 5548. Esta es similar a la de M31.

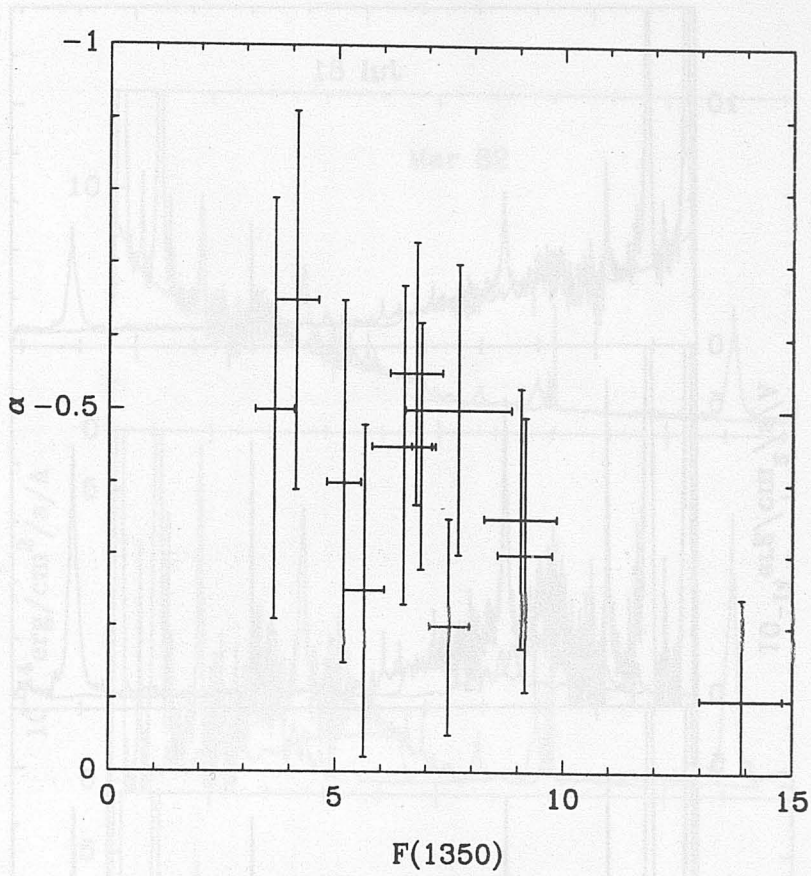


Figura 3.6

En la figura se muestra el cambio en la pendiente de la ley de potencia UV (α) con $F(1350)$. A medida que el continuo UV aumenta en intensidad, el número de fotones de alta energía aumenta respecto a los de baja energía.

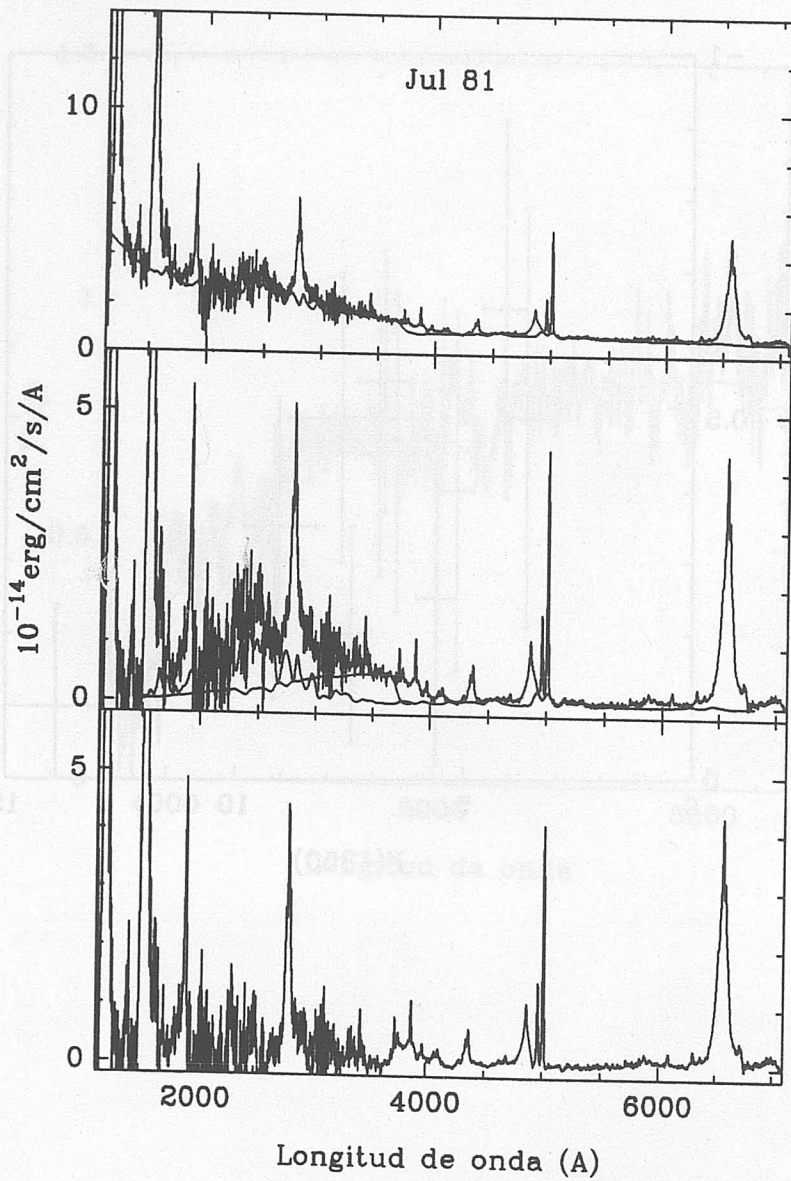


Figura 3.7 a

En la parte superior de la figura se muestran el espectro de julio de 1981 junto con el ajuste realizado. Tras sustraer la ley de potencia y la contribución estelar (*centro*) aparece un falso continuo en el azul, debido a la emisión del continuo de Balmer y de líneas de FeII. Los modelos de WNW han permitido eliminar estas contribuciones, aislando las líneas de emisión (*abajo*).

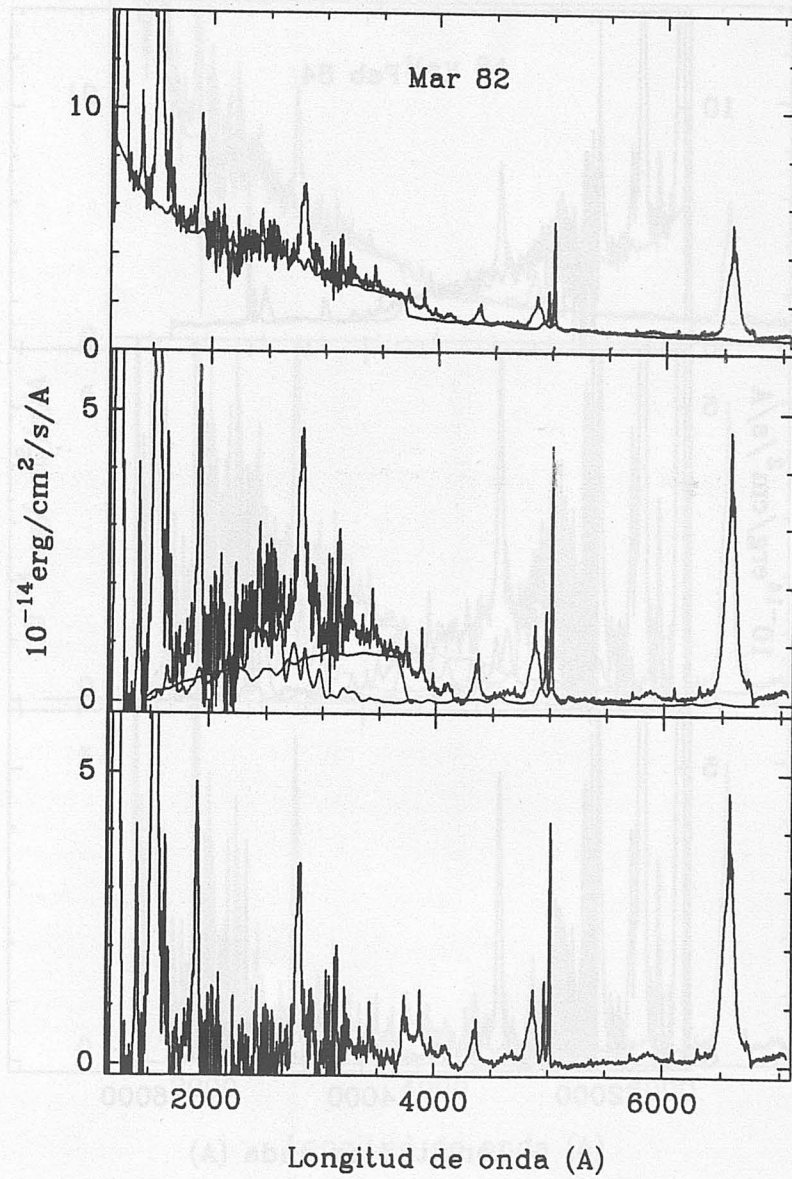


Figura 3.7 b

Componentes del continuo en el espectro de marzo de 1982.

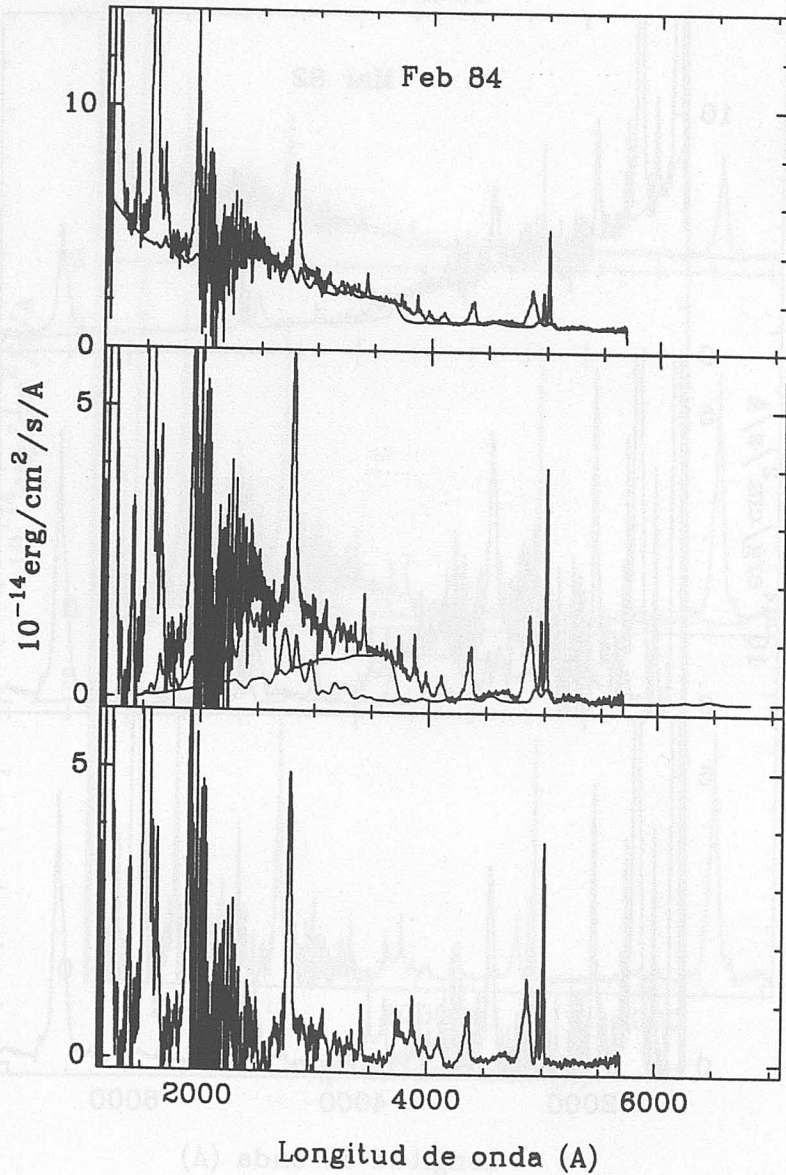


Figura 3.7 a

Figura 3.7 c

Componentes del continuo en el espectro de febrero de 1984.

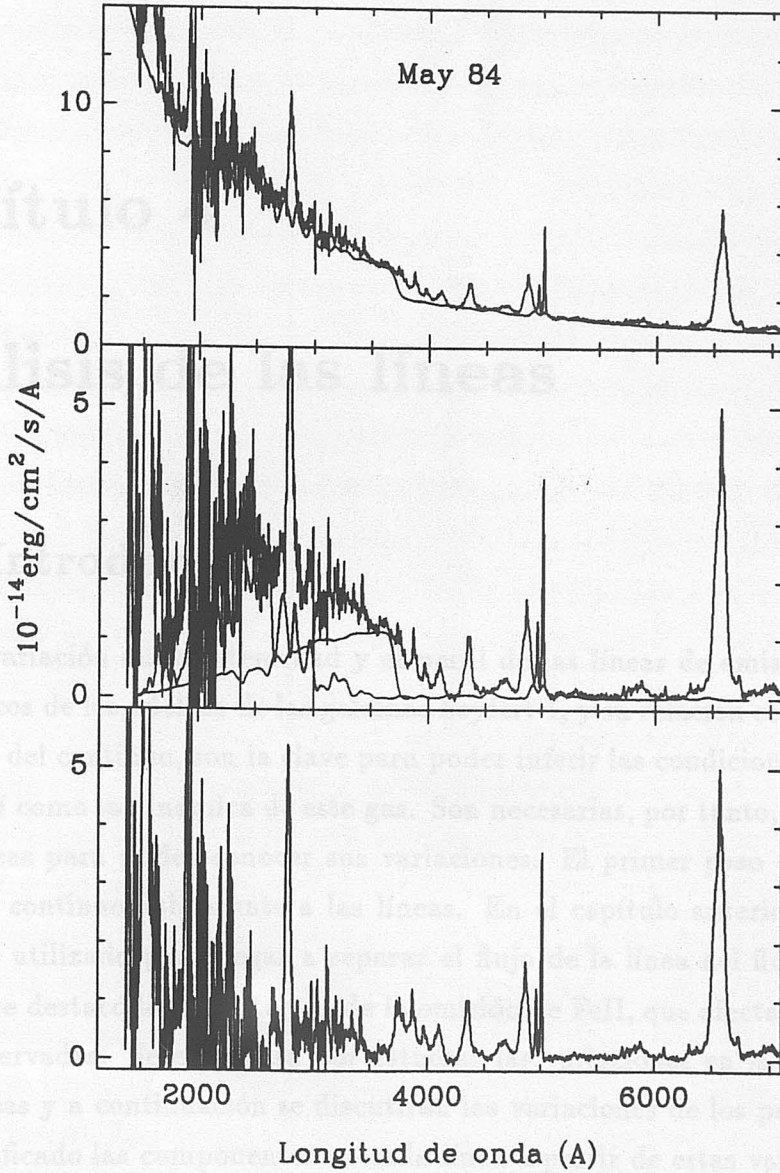


Figura 3.7 d

Componentes del continuo en el espectro de mayo de 1984.

Capítulo 4

Análisis de las líneas

4.1 Introducción

La variación en la intensidad y el perfil de las líneas de emisión presentes en los espectros de los núcleos de las galaxias Seyfert 1, y su relación con las variaciones en el flujo del continuo, son la clave para poder inferir las condiciones físicas del gas emisor, así como la dinámica de este gas. Son necesarias, por tanto, buenas medidas de las líneas para poder conocer sus variaciones. El primer paso es determinar la forma del continuo subyacente a las líneas. En el capítulo anterior se ha descrito el método utilizado para llegar a separar el flujo de la línea del flujo del continuo. También se destacó la importancia de la emisión de FeII, que afecta a muchas de las líneas observadas. Se empezará por estudiar las variaciones en la intensidad total de las líneas y a continuación se discutirán las variaciones de los perfiles y cómo se han identificado las componentes en cada línea a partir de estas variaciones.

4.2 Variabilidad de la intensidad

El flujo total en las líneas de emisión se ha medido tras sustraer de los espectros observados la ley de potencia, el continuo de Balmer y las líneas de FeII según se describió en la sección anterior. Fuera de las líneas el flujo es nulo dentro del error en la determinación del continuo. Esta es la principal causa de error en el flujo de las

líneas. Puede haber errores sistemáticos debidos a la forma del continuo de Balmer y al espectro de líneas de FeII utilizados en el ajuste al continuo. Su influencia sobre los resultados es mínima porque son mucho menores que la incertidumbre en la medida del continuo y porque el estudio de las variaciones elimina los efectos de errores sistemáticos.

La mayor fuente de error en los espectros tomados con IUE es el ruido de lectura de los datos. La relación señal-ruido en un mismo espectro es entonces proporcional a la señal. El error absoluto en el flujo a una longitud de onda es independiente de ésta. El error en el flujo de las líneas se ha calculado como el producto de la desviación típica en la medida del continuo por el intervalo de longitud de onda sobre el que se integra. En las líneas permitidas se distinguen claramente (ver figura 2.2) al menos una componente estrecha y una ancha. Los valores dados en la tabla 4.1 incluyen ambas componentes. En la Introducción se señaló que las intensidades relativas de una y otra componente indican que estas líneas se forman en regiones de densidad, temperatura y parámetro de ionización diferentes. En general, se ha observado que la componente estrecha de las líneas permitidas presenta un perfil y un comportamiento similares a los de las líneas prohibidas. No se han encontrado variaciones en las líneas prohibidas en el óptico en ninguna galaxia Seyfert 1. Tan sólo en la componente estrecha de CIV λ 1550 en 3C 390.3 se ha visto una variación significativa en un tiempo del orden de varios años (Clavel *et al.*, 1989). Las líneas prohibidas más intensas en el espectro de NGC 5548 son las de [OIII] $\lambda\lambda$ 4959-5007. Tanto sus perfiles como sus intensidades no cambian de manera significativa a lo largo de los seis años que cubren las observaciones ópticas. El perfil de la componente estrecha en las líneas permitidas se puede ajustar con el perfil observado en las líneas de [OIII], sin más que modificar la anchura de acuerdo con la resolución que se tiene en cada región espectral.

En la Figura 4.1 se muestran las variaciones en cada una de las líneas tras sustraer el flujo en la componente estrecha, respecto a la variación del continuo. Para ello se han utilizado los flujos relativos a julio de 1981. En general, todas las líneas y el continuo de Balmer muestran variaciones relacionadas con las variaciones del continuo. Sin embargo, algunas líneas varían más que otras.

En las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno, la máxima amplitud corre-

sponde a $H\gamma$, mientras que $H\alpha$ es la menos variable de la serie. Esto implica que el decremento de Balmer se hace más pronunciado cuanto más débil es el continuo, llegando a un valor próximo al esperado para el caso B de recombinación cuando el objeto se encuentra en una fase muy brillante. Este hecho fue puesto de manifiesto por Tohline y Osterbrock(1976), Boksenberg y Netzer(1977) y De Bruyn(1980), quienes intentaron explicarlo mediante cambios en la profundidad óptica de $H\alpha$.

Estas consideraciones afectan a la parte no-estrecha de las líneas de Balmer. Para estudiar el comportamiento de la parte variable de estas líneas se ha tomado la diferencia entre la intensidad en cada fecha y la intensidad mínima observada (julio de 1981). Si $I_x(t)$ es la intensidad de la línea H_x de la serie de Balmer en la fecha t , e $I_x(t_0)$ es la intensidad de la misma línea en julio de 1981, se toma la diferencia $\Delta H_x = I_x(t) - I_x(t_0)$, es decir, ΔH_x es la variación real de la intensidad de la línea H_x de la serie de Balmer. El decremento de Balmer para estas variaciones resulta ser:

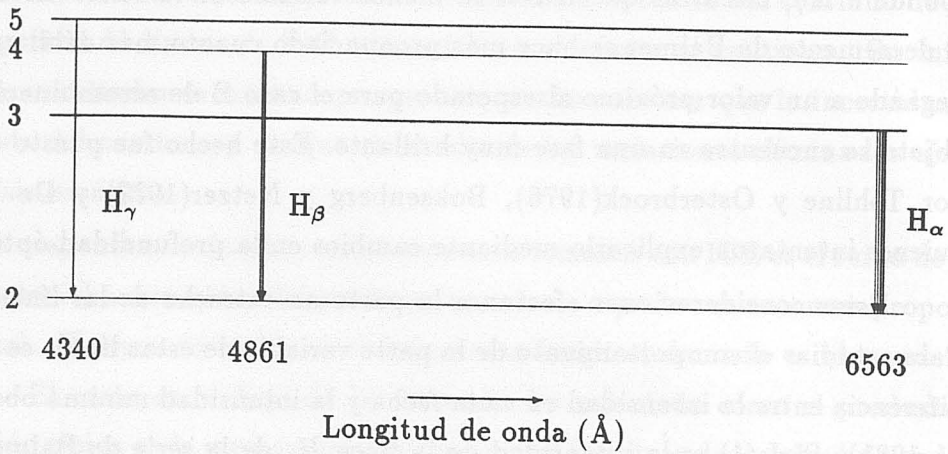
$$\frac{\Delta H_\alpha}{\Delta H_\beta} = (2.5 \pm 0.7); \quad \frac{\Delta H_\gamma}{\Delta H_\beta} = (0.51 \pm 0.10)$$

con

$$\frac{\Delta Ly_\alpha}{\Delta H_\beta} = (20 \pm 5)$$

Aunque la desviación típica puede llegar al 30%, hay que recordar que la intensidad de $H\beta$ cambia por un factor > 2

Cuando el flujo ionizante aumenta, crece el tamaño de la región ionizada y, por lo tanto, el flujo total en las líneas de hidrógeno también es mayor. De esta forma la contribución al flujo total de los fotones procedentes de la región donde el caso B es aplicable es mayor cuando el continuo es más brillante, explicando así la variabilidad del decremento de Balmer con el flujo del continuo. Por otro lado, si la ionización por colisiones llega a ser importante, ésta se produce preferentemente en átomos que se encuentran en estados de excitación altos; la población relativa de los niveles superiores disminuye dando lugar a una disminución, también relativa, de las transiciones de más alto orden en la serie de Balmer. El resultado es que la intensidad de $H\alpha$ aumenta respecto a la de $H\beta$, y ésta aumenta respecto a $H\gamma$ cuando las colisiones son importantes.



Uno de los resultados más destacados es la pequeña amplitud de las variaciones en la línea $CIV\lambda 1550$. En la figura 4.1 se observa que sus variaciones relativas son menores que las de $Ly\alpha$. Los actuales modelos de fotoionización que intentan explicar las observaciones de núcleos de galaxias Seyfert 1 predicen una disminución de la razón $\frac{Ly\alpha}{CIV\lambda 1550}$ cuando aumenta el parámetro de ionización. De acuerdo a la definición de este parámetro dada en el capítulo 1, el parámetro de ionización es directamente proporcional al número de fotones ionizantes, por lo que un aumento del continuo UV implica un aumento del parámetro de ionización. Los modelos predicen por tanto una disminución de $\frac{Ly\alpha}{CIV\lambda 1550}$ al aumentar el continuo UV, mientras que las observaciones muestran un comportamiento opuesto. Según este resultado los modelos de fotoionización fallarían a la hora de explicar las observaciones. Sin embargo, a la vista de que $CIV\lambda 1550$ muestra un perfil complejo, se dejará la discusión de este punto para los capítulos siguientes, una vez separadas las distintas componentes presentes en cada línea.

4.3 Variabilidad de los perfiles

Las líneas de emisión permitidas en las galaxias Seyfert 1 son mucho más anchas que las líneas prohibidas, llegando a tener una anchura a media altura del orden de varios de miles de kilómetros por segundo. El ensanchamiento de las

líneas permitidas no puede ser de origen térmico. Se necesitarían temperaturas muy elevadas ($\sim 10^8 K$) y las intensidades relativas de las líneas reflejan temperaturas mucho menores ($\sim 10^4 K$). Deben existir, entonces, movimientos colectivos del gas emisor que producen el ensanchamiento observado de las líneas.

Casi todos los modelos dinámicos propuestos tienen en común la causa final de las fuerzas que dan lugar a los movimientos: esta causa sería la interacción gravitacional del gas con un objeto central compacto muy masivo. A partir de aquí, se tiene una variedad de movimientos que van desde órbitas keplerianas hasta campos de velocidad radiales.

A menudo, los perfiles de las líneas muestran asimetrías que se suelen interpretar como indicadores de movimientos netos en la dirección de la línea de visión. Este tipo de resultados debe tomarse con mucha cautela debido al escaso conocimiento de la geometría de la región emisora.

Las variaciones de las líneas afectan tanto a la intensidad (sección anterior) como a los perfiles. Recientemente se han publicado trabajos basados en la variabilidad de las líneas. Los objetos más estudiados son NGC 4151, Akn120 y NGC 5548. Clavel *et al.* (1987) han analizado las variaciones de la línea CIV λ 1550 en NGC 4151. Sus resultados están basados en una descomposición de la línea a partir de un método de optimización de χ^2 . La identificación de las componentes y el ajuste de los perfiles se lleva a cabo de una forma completamente impersonal y los resultados tienen un alto significado estadístico. Sin embargo, las correlaciones entre las distintas componentes y el continuo y la relación entre la descomposición del perfil de CIV λ 1550 y los perfiles de otras líneas no son muy claras.

La presencia de un disco de acreción, que dé lugar a los perfiles observados de las líneas de emisión anchas, ha sido propuesta para 3C390.3 (Pérez *et al.*;1988) y Akn120 (Alloin *et al.*;1988). En el caso de Akn120, este resultado se basa en la diferencia en los perfiles de H β cuando el objeto se mostraba en un estado de actividad alto y cuando estaba cerca del mínimo de actividad.

A partir de argumentos de variabilidad Peterson (1987) propuso la existencia de un sistema binario supermasivo en NGC 5548. Sin embargo, Stirpe *et al.* (1988) concluyen que este escenario es poco probable a la vista de las variaciones que ellos detectan en H β .

En general, todos estos resultados se basan en un número bastante limitado de observaciones que, además, sólo incluyen el óptico ($H\beta$ y/o $H\alpha$) o el UV ($CIV\lambda 1550$). A partir de una sola observación es prácticamente imposible llegar a ninguna conclusión, puesto que el problema de resolver un perfil complejo con varias gaussianas no tiene solución única. La situación mejora si se tienen dos observaciones de un mismo objeto; con estas dos observaciones se puede reconocer qué parte de la línea está variando. Sin embargo, tampoco se puede concluir que la diferencia entre dos espectros sea una componente de la línea. Sin llegar a ser definitiva, la situación más favorable se presenta cuando se dispone de muchas observaciones de un mismo objeto con variaciones notables en los perfiles de las líneas.

En este trabajo se dispone de un elevado número de observaciones que corresponden a distintas fases de luminosidad del objeto y que cubren un amplio rango espectral (desde el UV hasta el óptico). Estas dos circunstancias permiten comparar los perfiles de distintas líneas entre sí y las variaciones en cada uno de ellos con la actividad del objeto.

El perfil de una línea de emisión puede cambiar por distintas causas. El caso inmediato es cuando cambia la dinámica del gas emisor. Si los cambios en el perfil están relacionados con cambios en la emisión del continuo, existe una conexión entre la radiación ionizante y el campo de velocidades del gas. Pero el perfil de la línea puede cambiar manteniendo las condiciones dinámicas. Esto ocurre cuando la respuesta a la variación del continuo es distinta en regiones con condiciones dinámicas diferentes.

Los perfiles distintos en líneas que se originan bajo condiciones físicas de temperatura y densidad electrónicas distintas, como por ejemplo $H\beta$ y $CIV\lambda 1550$, implican la existencia de regiones de gas distintas. Aquí se entenderá que dos regiones son distintas cuando las condiciones físicas (temperatura, densidad, etc.) y dinámicas (velocidades) de las dos sean diferentes.

De acuerdo con esta idea de región emisora, una variación en el continuo ionizante da lugar a respuestas diferentes en regiones distintas y, por lo tanto, una variación en el perfil total de la línea. Así, el objetivo de esta parte del trabajo será reconocer las distintas regiones emisoras en el núcleo de NGC 5548 a partir de las variaciones en los perfiles de las líneas de emisión.

4.3.1 Identificación de las componentes

La diferencia entre cada par de espectros se puede asociar a una componente variable de la línea. De esta forma se tienen muchas “posibles” componentes que varían en cada línea de emisión; en principio tantas como pares de espectros. Si en estos resultados se encuentra que la posición y la anchura de una de las “posibles” componentes se repite en las diferencias, se puede decir que se ha identificado una de las componentes de la línea. Por supuesto, este método no proporciona una certeza total de que exista realmente esa componente, pero, por el momento, es el método que permite separar las componentes de una línea con el mínimo número de suposiciones *a priori*. En cualquier caso, los resultados pueden dar una justificación del método utilizado.

En la figura 4.2 se muestran algunas diferencias entre espectros que ayudan a comprender el proceso seguido en este trabajo para identificar las componentes en las líneas. Debido a que $H\beta$ y $CIV\lambda 1550$ son las líneas con mejor relación señal-ruido y para las que se dispone de un mayor número de observaciones en cada rango espectral, ambas se han utilizado para definir lo que se llamará el “Perfil Típico” de las líneas de emisión anchas. La diferencia entre los espectros de mayo-84 y marzo-82 muestra que la mayor parte de la variación en el flujo de $H\beta$ se puede asociar con una componente de ≈ 5000 Km/s FWHM (fig. 4.2). La variación en $HeII\lambda 4686$ debe atribuirse a una componente mucho más ancha. También la variación en $CIV\lambda 1550$ entre diciembre-82 y julio-81 tiene una anchura de ≈ 5000 Km/s. En la misma fig. 4.2 se representa la diferencia entre marzo-82 y julio-81 en $H\beta$ y $CIV\lambda 1550$. En este caso, además de la componente de 5000 Km/s mencionada, se aprecian una componente azul y otra roja en $H\beta$, mientras que en $CIV\lambda 1550$ sólo se observa una variación en la parte azul de la línea.

En la tabla 4.2 se describen las componentes encontradas en cada una de las líneas estudiadas. El perfil obtenido para $H\beta$ consta de cuatro líneas. Por una parte está la componente estrecha de $FWHM \approx 730 \pm 110$ Km/s, cercana a la anchura del perfil instrumental. Una componente ancha de 4210 ± 160 Km/s FWHM desplazada -260 ± 40 Km/s respecto a la posición de la componente estrecha. Además de estas dos componentes típicas de todas las galaxias Seyfert 1, en NGC 5548 se han

identificado dos componentes más en la línea $H\beta$. Estas están desplazadas hacia el rojo ($+1740 \pm 250$ Km/s) y el azul (-3300 ± 380 Km/s) respecto a la posición de la componente estrecha. Las anchuras de estas componentes son, respectivamente, 1730 ± 360 Km/s y 2330 ± 390 Km/s. Resultados recientes de Peterson (1987) y Stirpe *et al.* (1988) confirman la existencia de estas dos componentes en sus respectivos espectros. Este hecho proporciona una evidencia adicional de la fiabilidad del método empleado y muestra que estas dos componentes se mantienen durante años.

Además de las componentes identificadas en las variaciones de los perfiles, en los ajustes finales ha sido necesario incluir una componente más en algunas líneas. Los casos más notables son los de $Ly\alpha$, $CIV\lambda 1550$, $HeI\lambda 5876$, $HeII\lambda 1640-\lambda 4686$. Estas líneas son mucho más anchas que las de la serie de Balmer. Para llegar a ajustes aceptables se ha incluido una componente muy ancha ($FWHM \approx 10000$ Km/s) desplazada respecto a la componente estrecha (≈ -2000 Km/s). Al final de la tabla 4.2 se enumeran las componentes que constituyen lo que se llamará el "Perfil Típico".

4.3.2 Ajuste de los perfiles

Tras haber sustraído la ley de potencia, el continuo de Balmer y el falso continuo formado por las líneas de FeII, los espectros constan sólo de las líneas de emisión aisladas. De esta forma no hay señal fuera de las líneas de emisión. Los perfiles de éstas han sido ajustados incluyendo sólo las componentes descritas en la tabla 4.2. No existe ninguna razón que justifique a priori una forma determinada para el perfil de cada componente. Se ha elegido una forma gaussiana porque las variaciones de las líneas muestran un perfil aproximadamente gaussiano y porque se reduce de manera apreciable el tiempo de cálculo.

En el método de ajuste final se parte del "Perfil Típico" y se trata de minimizar χ^2 . La iteración se detiene cuando el nivel de confianza en el ajuste supera el 99.5%. Este proceso se ha llevado a cabo en dos fases. Los únicos parámetros libres en la primera etapa son las intensidades de las componentes. Una vez que se ha llegado a un modelo que reproduce razonablemente el perfil observado, se realiza un nuevo ajuste. Ahora se libera la posición de las líneas y a continuación la

anchura. Esta segunda fase evita que el programa llegue a resultados inestables en el espacio χ^2 , situación posible al haber fijado la anchura y la posición en la primera prueba. Aunque los tres parámetros de cada componente no resulten totalmente independientes entre sí, se pueden estimar los errores a partir de los diferentes valores que se obtienen en los ajustes. Los valores de las posiciones y las anchuras que aparecen en la tabla 4.2 son los valores medios y las desviaciones típicas, calculados sobre los resultados de todos los ajustes de las líneas más intensas. Las posiciones de las componentes están dadas en Km/s y se refieren al desplazamiento respecto a la componente estrecha. Los errores en las anchuras de las componentes son una medida de la consistencia del método utilizado.

Para tener una confirmación de que los ajustes realizados son buenos desde un punto de vista estadístico, se ha realizado un test independiente del método de minimización de χ^2 . Este segundo test es el de Kolmogorov, donde se comparan los residuos del ajuste con el ruido en los datos y se trata de dilucidar si ambos vienen de la misma distribución gaussiana (Bevington, 1969). El test de Kolmogorov calcula la probabilidad de que la máxima diferencia entre las frecuencias acumulativas de las distribuciones observada y teórica sea debida al azar. Este método es más potente que el test χ^2 , puesto que no se pierde información al agrupar los datos en categorías. Por otro lado, el test de Kolmogorov es independiente de los parámetros utilizados en los ajustes. Los valores de las probabilidades de que los residuos sean fluctuaciones debidas al azar se muestran en la tabla 4.3. Estos valores se dan para las líneas más intensas en el UV. En todos los casos, la probabilidad de tener un ruido estadístico es mayor que 0.20. Dada la potencia del método, se puede asegurar que los ajustes son significativos estadísticamente. Los ceros que aparecen en la tabla 4.3 son debidos a la presencia de "hot spots" en el caso de Ly α y a "reseau marks" en MgII λ 2798 . CIII λ 1909 cae en el límite de detección de la cámara SWP y la parte más roja de la línea cae en el rango de las cámaras LWP/R, donde el ruido es mucho mayor, de ahí que la estadística sea peor para esta línea.

El ajuste de las líneas de Balmer se ha realizado incluyendo las componentes estrecha, ancha, roja y azul, descritas en la sección anterior. Ni en las diferencias ni en los ajustes finales existe ningún indicio en favor de la presencia de una componente muy ancha similar a la encontrada en las líneas de HeII. En el caso de H β se han

incluido en el ajuste las líneas [OIII] $\lambda\lambda$ 4959-5007. Se ha exigido que las anchuras de estas dos líneas fueran iguales. Sin embargo, las intensidades se han dejado libres. De esta forma se tendrá una estimación indirecta de los errores en los ajustes, puesto que el cociente entre ambas líneas es conocido de antemano (ver capítulo 5).

Las líneas H γ y [OIII] λ 4363 se encuentran lo suficientemente próximas como para que ambas deban ser incluidas en el mismo ajuste. La anchura de [OIII] λ 4363 se ha fijado con respecto a la de [OIII] λ 5007 y las componentes de H γ son las del "Perfil Típico". Superpuesta al perfil de H α se observa claramente la presencia de [NII] λ 6584. Por lo tanto, en el ajuste de H α , además de las componentes comunes a H β y H γ , se han incluido las líneas [NII] $\lambda\lambda$ 6548-6584.

En el UV la línea con mejor relación señal-ruido es CIV λ 1550. En esta línea se encontraron, además de las componentes estrecha y ancha, una componente muy ancha (≈ 10000 Km/s) y una componente azul. La presencia de HeII λ 1640 afecta al ala roja de CIV λ 1550. Se ha realizado un primer ajuste de CIV λ 1550 sin incluir la parte más roja de la línea; a continuación se ha vuelto a realizar el ajuste, pero incluyendo además HeII λ 1640. Las líneas de He son más anchas que las de la serie de Balmer del hidrógeno. Su anchura es similar a la de la componente muy ancha de CIV λ 1550 y Ly α . En el ajuste se han utilizado una componente estrecha y una muy ancha de ≈ 10000 Km/s. La componente de 5000Km/s desaparece en el proceso de cálculo. La línea [OIII] λ 1663 también se ha incluido en el ajuste de CIV λ 1550 +HeII.

La parte azul de la línea Ly α está dominada por emisión geocoronal. Esto impide realizar un ajuste a toda la línea. Sin embargo, la componente estrecha y la parte roja tienen una muy buena relación señal-ruido. Un perfil similar al de las líneas de la serie de Balmer no reproduce el perfil resuelto de Ly α . Se obtiene un buen ajuste cuando las componentes utilizadas son similares a las componentes estrecha, ancha y muy ancha del CIV λ 1550. También se ha incluido una componente para dar cuenta de NV λ 1240.

Las líneas HeII λ 4686 y HeI λ 5875 se han ajustado con una componente estrecha y una muy ancha. Para la primera, el ajuste se ha llevado a cabo tras sustraer el ajuste hecho a H β , de manera que se dispone de un continuo nulo a ambos lados de la línea. En el caso de HeI λ 5875 también se ha sustraído primero el ajuste a

H α . Se ha incluido además la línea [FeVII] λ 6087 que resulta ser bastante intensa. NaI λ 5892 no se puede distinguir del ruido, por lo que no se ha incluido en el ajuste.

El perfil utilizado para ajustar MgII λ 2798 es el "Perfil Típico" encontrado para H β . CIII] λ 1909 se encuentra en el límite accesible a la cámara SWP. La parte roja de la línea cae en el rango de las cámaras LWR/LWP, donde el ruido es tan alto que no se tiene posibilidad de realizar un ajuste a esa parte de la línea. Por la misma razón, la sustracción de FeII en esta región del espectro es bastante incierta. Además está la contribución de SiIII] λ 1892. Por tanto el ajuste de CIII] λ 1909 presenta un gran número de problemas, haciendo que los resultados sean bastante inciertos.

La fig. 4.3 muestra algunos ejemplos de los ajustes finales en CIV λ 1550, Ly α y H β . En cada panel se muestran las componentes utilizadas en cada caso y los residuos del ajuste. Es importante hacer notar que las componentes definidas en el "Perfil Típico" son suficientes para reproducir los perfiles de todas las líneas en todas las épocas. A la vista de la fig. 4.3 es claro que la incertidumbre en la intensidad de las componentes menores es grande.

4.3.3 Cálculo de errores

Una vez que se ha asegurado la bondad en los ajustes hay que enfrentarse con el problema de calcular los errores asociados a la intensidad de las componentes. El error en la intensidad total de la línea viene dado por el ruido en el espectro. Los tests de Kolmogorov indican que el ruido es comparable a los residuos de los ajustes. En realidad, cabría esperar que el ruido en la línea fuera menor que el ruido en el continuo, debido a que la señal es mayor; sin embargo, esta diferencia es pequeña en los datos de IUE y difícil de evaluar, dado que el error viene de la lectura electrónica de las imágenes. Se toma como estimación del ruido en la línea la desviación típica de los residuos (σ_R). Este valor representa el error esperado en la medida del flujo a una determinada longitud de onda. El error en la intensidad total de la línea viene dado entonces por:

$$\Delta I = \sigma_R \times FW0I \quad (4.1)$$

donde FW0I es la anchura total de la línea a intensidad nula, es decir, el rango total de longitudes de onda que cubre el ajuste.

El problema que se plantea a continuación es estimar el error asociado a la componente i del ajuste (ΔI_i). Si I es la intensidad total de la línea e I_i es la intensidad de la componente i :

$$I = \sum_i I_i \quad (4.2)$$

Los errores ΔI y ΔI_i debe estar relacionados entonces mediante

$$(\Delta I)^2 = \sum_i (\Delta I_i)^2 \quad (4.3)$$

Esta relación no es suficiente para poder determinar cada ΔI_i . Es claro que todas las componentes no tendrán el mismo error. Se puede definir el error en la componente i como

$$\Delta I_i = \frac{g_i \Delta I}{\sqrt{\sum_i g_i^2}} \quad (4.4)$$

donde g_i es un peso que debe tener en cuenta que aquellas componentes mejor definidas tendrán un error menor. Si existen dos componentes con la misma altura, es de esperar que la más ancha tenga un error mayor. Por otro lado, en caso de tener la misma anchura, la componente con una altura mayor estará mejor definida. Así pues, se elige el peso

$$g_i = \frac{W_i}{H_i} \quad (4.5)$$

donde W_i y H_i son, respectivamente, la anchura a media altura y la altura de la componente i . En las tablas 4.4–4.11 se dan los valores de las intensidades y sus errores, de las componentes ajustadas a las líneas $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $Ly\alpha$, $CIV\lambda 1550$, $HeII\lambda 1640$, $CIII\lambda 1909$ y $MgII\lambda 2798$.

Se puede chequear la validez del cálculo de errores por medio de los resultados obtenidos para la componente estrecha, no variable, en $H\beta$ y $CIV\lambda 1550$. Los valores medios, obtenidos pesando cada dato con su error correspondiente, son $(5.1 \pm 0.1) \times 10^{-14}$ erg/cm²/s para $H\beta$ y $(98 \pm 1) \times 10^{-14}$ erg/cm²/s para $CIV\lambda 1550$. Calculando el valor medio sin tener en cuenta los errores se obtiene $(5.2 \pm 0.4) \times 10^{-14}$ erg/cm²/s para $H\beta$ y $(100 \pm 2) \times 10^{-14}$ erg/cm²/s para $CIV\lambda 1550$, donde los errores son en el valor medio. Estos valores confirman que los errores estimados para las componentes a partir de la Eq. 4.4 son una buena representación de la precisión en los resultados.

Los errores en la intensidad total son diferentes para cada línea. En las líneas con mejor relación señal-ruido de todo el rango observado ($H\alpha$ y $H\beta$), la incertidumbre es del orden del 5%. Este valor corresponde a la incertidumbre en la calibración de los espectros. En el rango UV las líneas mejor definidas son CIV λ 1550 y Ly α . El error en ambas es $\sim 10\%$. También este resultado es comparable al ruido medido en el continuo adyacente a las líneas. En $H\gamma$ los errores son similares a los de las líneas UV más intensas ($\approx 10\%$). El resto de las líneas de emisión permitidas tienen un error asociado mayor del 20%, llegando incluso al 50% en aquellas más débiles, tales como NV λ 1240, HeII λ 1640, HeII λ 4686, etc.

Todos los errores discutidos hasta aquí vienen de la desviación típica $\sigma_S = \sqrt{\frac{(f_i - f)^2}{n-1}}$. En el capítulo 3 se mencionó que en la cámara SWP σ , supone alrededor del 9% del flujo medio f y que el error de repetibilidad de IUE viene a ser del orden del 3%. Esto sugiere que los errores estimados vienen a ser del orden de 3σ . El ajuste de las líneas se realizó mediante una minimización de χ^2 hasta el 99.5%, que también corresponde a $\sim 3\sigma$. Dado que los errores en las intensidades de las componentes se han calculado a partir de σ_S y que el test de Kolmogorov indica que los residuos en los ajustes son del orden de σ_S , el significado estadístico de ΔI_i viene a ser el de 3σ , esto es, que la probabilidad de que el valor real de la intensidad de la componente i esté entre $I_i - \Delta I_i$ e $I_i + \Delta I_i$ es 0.997.

4.4 Conclusiones

Como en la mayoría de las galaxias Seyfert 1, en NGC 5548 se detectan variaciones en las líneas de emisión. La intensidad de casi todas las líneas depende del flujo UV, si bien la amplitud de las variaciones no es la misma. El espectacular aumento de F(1350) en mayo de 1984 apenas tiene reflejo en las líneas. La intensidad de éstas también aumenta, pero en una proporción mucho menor.

Gracias a que se dispone de un número elevado de espectros y a que estos corresponden a diferentes fases de actividad del núcleo de NGC 5548, se han podido identificar las distintas componentes presentes en las líneas de emisión permitidas. La parte más importante de las variaciones en todas las líneas aparece asociada a una componente de 5000Km/s FWHM (componente ancha). También en todas las

líneas permitidas se encuentra una componente cuya anchura está limitada por la resolución espectral (componente estrecha), al igual que ocurre con las líneas prohibidas. Para obtener ajustes aceptables en algunas líneas de alta excitación ($\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$, líneas de helio) es necesario introducir una componente de 10000Km/s FWHM (componente muy ancha), desplazada hacia el azul respecto a la componente estrecha ($\sim -2000\text{Km/s}$). Otras componentes de menor anchura y desplazadas hacia el azul o el rojo (componentes azul y roja) aparecen sólo en ciertas líneas. El flujo en estas componentes representa menos del 20% del total.

La forma de calcular los errores asociados a las intensidades de las componentes es totalmente nueva. Se ha introducido un peso que tiene en cuenta que las gaussianas más anchas y de menor altura tienen un mayor error debido a que se distinguen menos del continuo. Los resultados obtenidos están de acuerdo con otras estimaciones de los errores.

(4.5)

Tabla 4.1: Intensidades de líneas

	79/06	80/06	81/07	81/12	82/02	82/03	82/06	83/01	83/02	84/02	84/05
Ly α 1216	857	969	478	620	573	777	1050	1218	915	868	979
NV1240	121	218	83	109	76	153	230	274	230	166	163
SiIV1397	103	133	39	72	63	89	137	140	93	94	125
CIV1550	1017	1415	839	1017	844	1149	1386	1468	1091	1127	1239
HeII1640	58	197	74	64	64	94	109	152	82	110	122
CIII]1909	151		116	158	146	175	119	161	139	208	234
MgII2798	202		203	186	194	215	237	192	234	165	252
H γ	41	62	25	35	30	38	53		51	44	60
HeII4686	15	44	12	10	7	18	30	21	31	14	28
H β	101	137	62	80	74	90	119	111	124	91	113
[OIII]4959	22	22	22	23	24	23	24	21	22	21	20
[OIII]5007	56	56	56	55	56	56	55	55	55	58	53
HeI5875	31		23			33		46	39		31
H α	483		392			460		575	526		483
[SII]6717-6731	16		15			16		21	16		15
Bac	1221	1390	594	862	784	1308	1554	1764	1308	1143	1335
FeIIuv	852	786	683	818	820	786	1154	1024	874	935	1111
FeII32	57	53	46	55	55	53	66	59	59	63	74
FeIIopt	101	116	101	117	101	116	185	101	179	101	96

Todas las intensidades en unidades de 10^{-14} erg/cm²/s/Å

Los valores en la tabla representan la probabilidad de que los resultados del ajuste y el ruido en el continuo correspondan a la misma distribución estadística.

Tabla 4.2: Componentes

Línea	Estrecha	Ancha	Muy ancha	Roja	Azul	Otras
Ly α $\lambda 1216$	1480 ± 160	-400 ± 250 5360 ± 340	-2220 ± 500 10360 ± 490			NV $\lambda 1240$
CIV $\lambda 1550$	1470 ± 130	0 ± 16 5080 ± 200	-1920 ± 400 10800		-2900 ± 600 2200 ± 500	$\lambda 1580$ 4700 ± 1100
HeII $\lambda 1640$	1560		-440 ± 420 10740			OIII] 1663 2100 ± 680
CIII] $\lambda 1909$	1420 ± 140	-260 ± 460 5130 ± 460				$\lambda 1895$; $\lambda 1877$ 1700 ± 550 ; 1930 ± 510
MgII $\lambda 2798$	810 ± 140	200 ± 600 5250 ± 100		2080 ± 860 1270 ± 370	-1490 ± 960 1450 ± 330	
H γ $\lambda 4341$	780 ± 140	-290 ± 170 4290 ± 350		2400 ± 450 2050 ± 310	-3540 ± 490 2400 ± 670	[OIII]
HeII $\lambda 4686$	758 ± 135		-2470 8820			$\lambda 4628$; $\lambda 4754$ 1100 ± 220 ; 3000 ± 170
H β $\lambda 6861$	730 ± 110	-260 ± 40 4210 ± 160		1740 ± 250 1730 ± 360	-3300 ± 380 2330 ± 390	$\lambda 4780$ 1000 ± 300
HeI $\lambda 5876$	800 ± 80		180 ± 40 9640			$\lambda 6084$; $\lambda 6087$ 690 ; 7000
H α λ	570 ± 50	96 ± 23 4690 ± 190		1920 ± 210 2070 ± 140	-2700 ± 170 2730 ± 550	$\lambda 6447$ 1200
Perfil Típico	1000	-130 5000	-2000 10000	2000 1500	-2800 2500	

Tabla 4.3: Test de Kolmogorov.

JD	CIV λ 1550	Ly α λ 1216	MgII λ 2798	CIII λ 1909
3686	50	44		
4036	74	51		
4054	88	39		81
4215	87	83	38	
4220	96	63	0	
4340	81	79	32	
4415	83	48		
4454	86	93		
4570	25	99		
4659	92	45		
4770	23	55		
4789	79	99.9	86	27
4948	51	90		
4958	77	0	82	47
5001	98	39	96	80
5057	79	48	62	0
5169	55	89		28
5316	41	60		
5326	99	90		
5329	95	81		
5330	44	84	95	
5342	99.9	53	99	30
5373	94	68		80
5469	93	99	59	0
5681	52	59	40	
5692	82	87		
5731	83	89	31	90
5840	97	94	65	98
6195	80	89	69	
6467	19	91	53	
6628	57	27		

Los valores en la tabla representan la probabilidad de que los residuos del ajuste y el ruido en el continuo correspondan a la misma distribución estadística.

Tabla 4.4: Componentes de H α

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Roja	Azul #1	Azul #2
4054	6.482 \pm 0.702	19.5 \pm 0.7	397 \pm 2	11 \pm 14	25 \pm 5	
4415	7.677 \pm 1.173					
4789	3.649 \pm 0.431	22.4 \pm 0.4	276 \pm 2	14 \pm 7	31 \pm 7	2 \pm 21
4958	4.120 \pm 0.465					
5001	5.619 \pm 0.443					
5057	6.867 \pm 0.220	16.3 \pm 0.8	331 \pm 4	16 \pm 14	47 \pm 9	6 \pm 12
5169	7.472 \pm 0.436					
5342	9.053 \pm 0.804	19.4 \pm 1.0	444 \pm 3	17 \pm 16	49 \pm 12	9 \pm 11
5373	6.747 \pm 0.585	18.3 \pm 1.0	388 \pm 3	21 \pm 12	62 \pm 10	9 \pm 8
5731	5.173 \pm 0.373					
5840	13.889 \pm 0.903	18.8 \pm 0.7	392 \pm 2	12 \pm 15	29 \pm 6	8 \pm 6

Tabla 4.5: Componentes de $H\beta$

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Roja	Azul #1	Azul #2
4054	6.482±0.702	4.7±0.3	75.4±1.1	7.7±2.6	5.7±2.6	1.0±1.1
4415	7.677±1.173	6.5±0.6	100.0±2.1	6.8±4.3	13.3±4.3	10.6±3.2
4789	3.649±0.431	5.0±0.2	49.2±0.6	2.8±3.2	3.6±3.6	2.1±2.2
4958	4.120±0.465	3.5±0.6	65.3±1.1	3.7±2.1	6.6±2.8	1.3±1.9
5001	5.619±0.443	5.3±0.3	54.3±0.8	5.4±0.8	7.3±2.7	0.6±2.6
5057	6.867±0.220	5.0±0.8	62.7±2.2	4.2±4.6	10.9±4.5	2.0±2.1
5169	7.472±0.436	4.4±2.0	74.3±2.2	7.9±4.4	20.4±4.2	2.9±4.5
5342	9.053±0.804	3.2±0.6	84.3±1.2	6.9±2.0	8.8±4.1	2.0±3.3
5373	6.747±0.585	6.0±0.7	94.6±1.6	6.0±3.2	9.3±7.1	2.6±3.8
5731	5.173±0.373	6.4±0.5	74.2±1.2	4.8±2.4	5.1±3.8	0.7±4.2
5846	3.889±0.966	7.1±1.3	83.1±2.7	9.8±4.5	10.9±4.1	1.7±4.7

Tabla 4.7: Componentes de Ly α

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Muy Ancha	NV
3095	7.137 \pm 1.158	174 \pm 7	727 \pm 21	533 \pm 59	82 \pm 43
4039	10.941 \pm 2.322	129 \pm 9	764 \pm 24	365 \pm 170	80 \pm 43
4054	6.482 \pm 0.702	170 \pm 10	597 \pm 19	468 \pm 130	58 \pm 35
4715	10.323 \pm 0.557	138 \pm 13	909 \pm 26	579 \pm 124	78 \pm 36
4789	12.306 \pm 1.389	157 \pm 9	845 \pm 26	492 \pm 187	85 \pm 40
4340	9.466 \pm 1.327	185 \pm 19	685 \pm 31	594 \pm 177	108 \pm 40
4415	7.677 \pm 1.173	178 \pm 9	741 \pm 26	529 \pm 139	110 \pm 52
4454	8.171 \pm 1.178	158 \pm 9	741 \pm 26	529 \pm 139	94 \pm 38
4570	10.141 \pm 1.178	158 \pm 9	741 \pm 26	529 \pm 139	94 \pm 38

Tabla 4.6: Componentes de H γ

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Roja	Azul #1	Azul #2
4054	6.482 \pm 0.702	1.7 \pm 0.2	29.9 \pm 0.5	4.3 \pm 0.9	2.9 \pm 2.2	0.5 \pm 0.5
4415	7.677 \pm 1.173	1.7 \pm 0.4	52.4 \pm 1.1	3.9 \pm 4.9	10.1 \pm 2.5	1.3 \pm 1.1
4789	3.649 \pm 0.431	2.6 \pm 0.3	15.4 \pm 1.6	4.4 \pm 0.8	1.9 \pm 1.4	0.6 \pm 1.1
4958	4.120 \pm 0.465	2.2 \pm 0.5	23.5 \pm 1.4	4.9 \pm 1.4	1.5 \pm 2.4	0.6 \pm 1.5
5001	5.619 \pm 0.443	1.4 \pm 0.2	22.0 \pm 0.4	2.6 \pm 0.7	1.5 \pm 1.9	0.6 \pm 0.4
5057	6.867 \pm 0.220	2.0 \pm 0.1	32.3 \pm 0.2	0.7 \pm 2.2	2.2 \pm 0.6	0.8 \pm 0.7
5169	7.472 \pm 0.436	1.0 \pm 0.8	40.4 \pm 0.8	3.2 \pm 3.2	7.2 \pm 1.8	3.2 \pm 0.8
5342	9.053 \pm 0.804	1.0 \pm 0.8	40.4 \pm 0.8	3.2 \pm 3.2	7.2 \pm 1.8	3.2 \pm 0.8
5373	6.747 \pm 0.585	2.7 \pm 0.7	33.1 \pm 1.0	5.4 \pm 1.8	9.2 \pm 2.9	2.8 \pm 3.4
5731	5.173 \pm 0.373	4.9 \pm 0.2	31.9 \pm 0.7	1.4 \pm 3.3	3.5 \pm 1.9	2.0 \pm 0.6
5840	13.889 \pm 0.903	5.0 \pm 0.2	49.6 \pm 0.5	1.2 \pm 3.5	4.5 \pm 1.4	2.6 \pm 1.5

Tabla 4.7: Componentes de Ly α

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Muy Ancha	NV
3686	7.137 \pm 1.165	174 \pm 7	727 \pm 21	633 \pm 80	82 \pm 42
4036	10.931 \pm 2.322	159 \pm 9	764 \pm 24	365 \pm 270	90 \pm 43
4054	6.482 \pm 0.702	129 \pm 10	697 \pm 19	455 \pm 130	36 \pm 65
4215	10.223 \pm 0.557	139 \pm 12	906 \pm 26	529 \pm 184	78 \pm 88
4220	12.395 \pm 1.389	157 \pm 9	845 \pm 26	541 \pm 187	85 \pm 60
4340	9.469 \pm 1.327	185 \pm 13	605 \pm 39	524 \pm 173	109 \pm 50
4415	7.677 \pm 1.173	168 \pm 9	741 \pm 45	533 \pm 179	110 \pm 52
4454	4.781 \pm 0.901	185 \pm 6	420 \pm 42	377 \pm 133	54 \pm 56
4570	4.357 \pm 0.338	198 \pm 3	401 \pm 15	388 \pm 52	72 \pm 34
4659	2.626 \pm 1.566	206 \pm 2	177 \pm 19	184 \pm 60	25 \pm 17
4770	3.469 \pm 0.620	175 \pm 6	174 \pm 52	518 \pm 75	30 \pm 38
4789	3.649 \pm 0.431	172 \pm 5	232 \pm 38	518 \pm 76	42 \pm 49
4948	5.267 \pm 0.856	149 \pm 8	471 \pm 29	411 \pm 108	60 \pm 33
4958	4.120 \pm 0.465	146 \pm 7	390 \pm 39	430 \pm 102	60 \pm 49
5001	5.619 \pm 0.443	170 \pm 5	387 \pm 33	375 \pm 105	39 \pm 70
5057	6.867 \pm 0.220	173 \pm 7	536 \pm 34	428 \pm 137	60 \pm 47
5169	7.472 \pm 0.436	133 \pm 13	758 \pm 30	454 \pm 163	90 \pm 46
5316	9.613 \pm 1.119	178 \pm 14	869 \pm 50	759 \pm 196	77 \pm 48
5326	6.710 \pm 0.910	146 \pm 18	699 \pm 39	581 \pm 169	98 \pm 69
5329	8.321 \pm 0.336	138 \pm 10	705 \pm 21	675 \pm 108	82 \pm 61
5330	8.477 \pm 0.403	217 \pm 13	628 \pm 40	775 \pm 145	102 \pm 63
5342	9.053 \pm 0.804	130 \pm 22	976 \pm 45	519 \pm 266	102 \pm 76
5373	6.747 \pm 0.585	145 \pm 9	609 \pm 22	441 \pm 144	79 \pm 36
5469	9.146 \pm 0.601	171 \pm 8	1025 \pm 24	429 \pm 190	86 \pm 52
5681	8.925 \pm 0.862	143 \pm 9	557 \pm 27	557 \pm 126	54 \pm 58
5692	8.613 \pm 0.555	160 \pm 16	759 \pm 41	490 \pm 250	78 \pm 62
5731	5.173 \pm 0.373	127 \pm 5	689 \pm 18	283 \pm 174	89 \pm 31
5840	13.889 \pm 0.903	173 \pm 19	847 \pm 43	642 \pm 231	102 \pm 79
6195	3.525 \pm 0.216	111 \pm 4	279 \pm 17	494 \pm 35	35 \pm 46
6467	6.788 \pm 0.499	75 \pm 7	659 \pm 17	398 \pm 96	82 \pm 43
6628	4.016 \pm 0.214	71 \pm 4	232 \pm 25	422 \pm 47	45 \pm 40

Tabla 4.8: Componentes de CIVλ1550

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Muy Ancha	Azul
3686	7.137±1.165	108.1±12	482.1± 30	511.2±137	109.3± 32
4036	10.931±2.322	108.1±32	292.1±140	363.7±508	55.7±126
4054	6.482±0.702	108.0±17	333.9± 64	587.0±165	45.6± 80
4215	10.223±0.557	108.0± 6	302.1± 26	420.0± 88	138.7± 18
4220	12.395±1.389	108.1±15	307.5± 61	482.0±173	129.0± 47
4340	9.469±1.327	107.9±10	248.0± 40	587.9± 99	65.0± 50
4415	7.677±1.173	98.5±16	315.9± 64	797.9±124	125.0± 44
4454	4.781±0.901	97.2± 9	232.6± 45	482.0±112	51.9± 53
4570	4.357±0.338	96.5±10	290.2± 49	545.1±111	57.8± 57
4659	2.626±1.566	105.4± 3	183.2± 25	205.5± 96	39.9± 17
4769	3.469±0.620	87.6± 3	37.9± 66	357.5± 31	18.2± 43
4789	3.649±0.431	103.8± 5	116.0± 66	606.0± 50	0.0± 0
4948	5.267±0.856	89.5±15	288.8± 57	550.8±131	75.0± 43
4958	4.120±0.465	103.8± 8	220.2± 59	543.7± 88	48.6± 35
5001	5.619±0.443	91.5±10	155.2± 62	542.1± 85	37.0± 45
5057	6.867±0.220	108.5±11	313.1± 40	632.7± 94	66.3± 32
5169	7.472±0.436	108.5±19	329.8± 68	790.0±136	55.4± 72
5315	9.613±1.119	108.2±17	438.0± 50	784.0±121	101.2±132
5325	6.710±0.910	108.2±11	422.6± 35	789.1± 82	56.2±161
5329	8.321±0.336	108.5±13	402.6± 39	658.6±115	23.5± 29
5330	8.477±0.403	125.0±16	429.4± 64	752.0±138	50.2±153
5342	9.053±0.804	90.5±20	430.8± 52	779.3±123	51.2± 56
5373	6.747±0.585	89.0±13	279.7± 62	672.9±111	32.9± 52
5469	9.146±0.601	100.3±12	533.5± 28	697.8± 92	32.0± 65
5681	8.925±0.862	86.4± 7	406.2± 20	664.8± 53	10.7±106
5692	8.613±0.555	81.8±15	500.6± 33	633.8±100	62.5± 50
5731	5.173±0.373	86.4±14	374.1± 43	618.3±112	21.4±105
5840	13.889±0.903	86.4±10	519.2± 24	516.2±102	38.7± 44
6195	3.525±0.216	86.4± 6	248.2± 28	413.6± 71	61.9± 47
6467	6.788±0.499	91.6±11	412.3± 19	402.5± 85	22.7± 44
6628	4.016±0.214	100.1± 6	197.0± 22	289.8± 65	64.7± 26

Tabla 4.9: Componentes de HeII λ 1640

DJ	F(1350)	Estrecha	Muy ancha	[OIII] λ 1663	λ 1580
3686	7.137 \pm 1.165	15 \pm 11	109 \pm 72	33 \pm 18	76 \pm 25
4054	6.482 \pm .702	18 \pm 7	74 \pm 81	19 \pm 10	45 \pm 31
4215	10.223 \pm .557	15 \pm 8	96 \pm 62	11 \pm 12	85 \pm 21
4220	12.395 \pm 1.389	17 \pm 29	96 \pm 250	18 \pm 28	56 \pm 84
4340	9.469 \pm 1.327	15 \pm 29	133 \pm 148	56 \pm 22	118 \pm 53
4415	7.677 \pm 1.173	23 \pm 30	203 \pm 162	37 \pm 53	82 \pm 36
4454	4.781 \pm .901	18 \pm 10	70 \pm 124	41 \pm 12	81 \pm 20
4570	4.357 \pm .338	14 \pm 11	85 \pm 85	20 \pm 22	100 \pm 14
4659	2.626 \pm 1.566	18 \pm 5	28 \pm 145	27 \pm 9	31 \pm 25
4769	3.469 \pm .620	15 \pm 11	71 \pm 108	6 \pm 27	41 \pm 37
4789	3.649 \pm .431	15 \pm 10	96 \pm 72	14 \pm 11	85 \pm 24
4948	5.267 \pm .856	20 \pm 15	91 \pm 155	21 \pm 14	53 \pm 52
4958	4.120 \pm .465	15 \pm 12	92 \pm 93	15 \pm 12	51 \pm 27
5001	5.619 \pm .443	14 \pm 11	92 \pm 82	14 \pm 11	15 \pm 25
5057	6.867 \pm .220	23 \pm 9	130 \pm 78	17 \pm 12	69 \pm 33
5169	7.472 \pm .436	14 \pm 10	83 \pm 81	14 \pm 10	80 \pm 17
5315	9.613 \pm 1.119	24 \pm 25	164 \pm 173	11 \pm 55	52 \pm 108
5325	6.710 \pm .910	36 \pm 12	136 \pm 145	11 \pm 38	46 \pm 85
5329	8.321 \pm .336	23 \pm 8	72 \pm 127	28 \pm 19	43 \pm 41
5330	8.477 \pm .403	21 \pm 9	121 \pm 73	47 \pm 10	93 \pm 19
5342	9.053 \pm .804	22 \pm 19	152 \pm 125	13 \pm 30	80 \pm 54
5373	6.747 \pm .585	21 \pm 12	82 \pm 152	12 \pm 23	60 \pm 47
5469	9.146 \pm .601	19 \pm 21	191 \pm 98	9 \pm 42	18 \pm 40
5681	8.925 \pm .862	23 \pm 20	147 \pm 150	16 \pm 29	79 \pm 55
5731	5.173 \pm .373	18 \pm 10	117 \pm 72	5 \pm 36	48 \pm 19
5840	13.889 \pm .903	17 \pm 21	140 \pm 122	20 \pm 18	47 \pm 38
6195	3.525 \pm .216	16 \pm 6	87 \pm 52	33 \pm 16	46 \pm 23
6467	6.788 \pm .499	20 \pm 7	87 \pm 81	16 \pm 9	41 \pm 40
6628	4.016 \pm .214	14 \pm 4	62 \pm 42	22 \pm 11	75 \pm 8

Tabla 4.10: Componentes de CIII λ 1909

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Azul	SiIII
4054	6.482±0.702	17± 5	106±10	12±16	13±12
4215	10.223±0.557	21± 8	125±16	16±12	9±24
4220	12.395±1.389	24±12	150±30	22±16	9±39
4340	9.469±1.327	18± 9	128±15	12±15	11±17
4789	3.649±0.431	28± 4	58±19	10±11	20±14
4958	4.120±0.465	19±13	95±24	21±14	14±12
5001	5.619±0.443	13± 9	101±12	14±13	19±12
5057	6.867±0.220	12± 4	131± 6	22± 8	19±11
5169	7.472±0.436	27± 4	130± 9	36±11	3±27
5330	8.477±0.403	26±18	118±26	20±19	9±39
5342	9.053±0.804	20±13	113±30	15±25	6±46
5373	6.747±0.585	15± 5	113± 6	13± 6	1±27
5469	9.146±0.601	19± 2	144± 6	2±42	0± 0
5681	8.925±0.862	26± 9	96±22	25±11	7±34
5731	5.173±0.373	25± 7	102±19	11±22	7±26
5840	13.889±0.903	17±10	136±30	8±27	13±12
6195	3.525±0.216	21± 3	75± 7	9± 7	7± 9
6467	6.788±0.499	24± 4	112± 7	9± 9	6±19
6628	4.016±0.214	24± 2	44±14	18± 4	9± 7

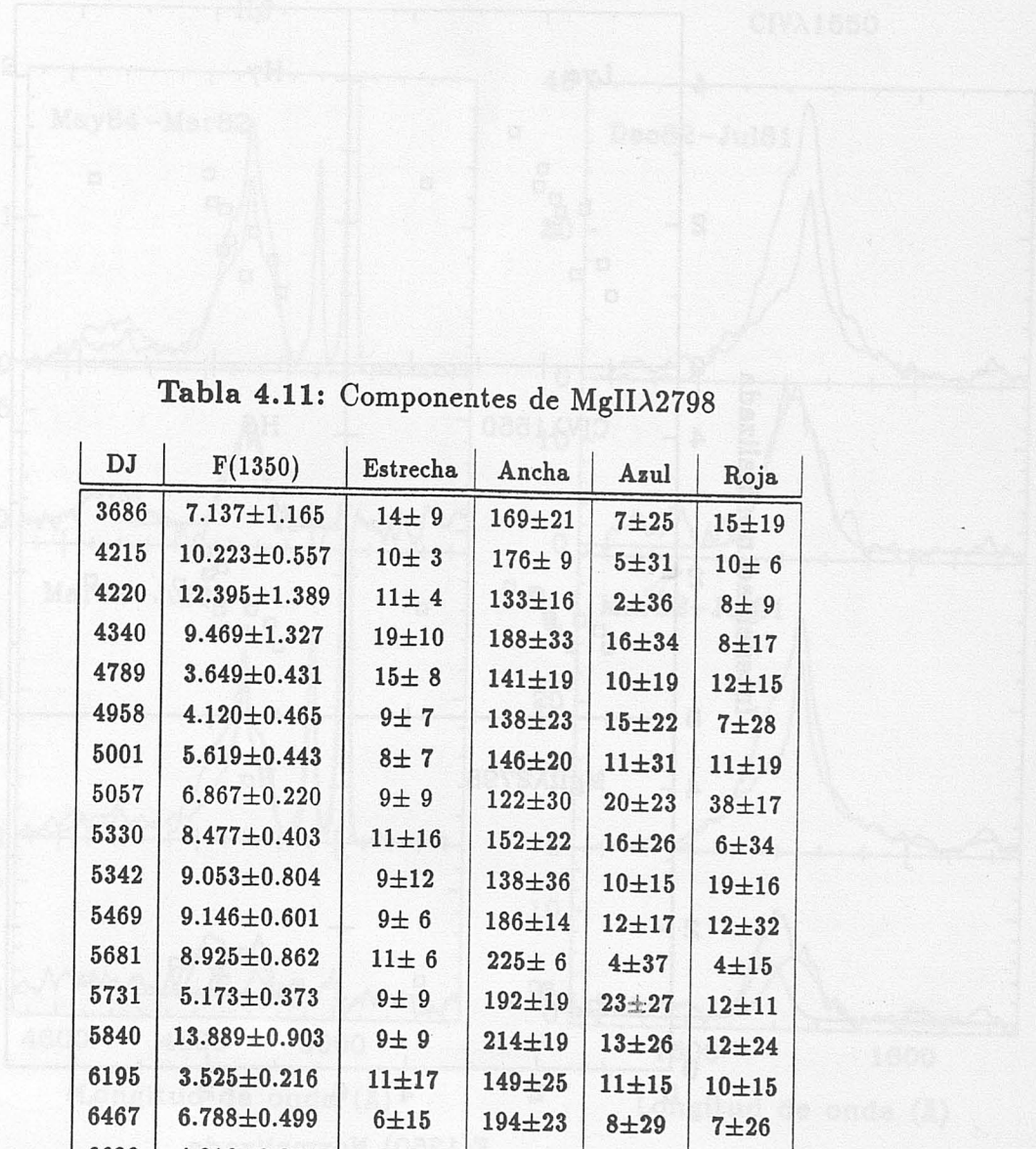


Tabla 4.11: Componentes de MgIIλ2798

DJ	F(1350)	Estrecha	Ancha	Azul	Roja
3686	7.137±1.165	14± 9	169±21	7±25	15±19
4215	10.223±0.557	10± 3	176± 9	5±31	10± 6
4220	12.395±1.389	11± 4	133±16	2±36	8± 9
4340	9.469±1.327	19±10	188±33	16±34	8±17
4789	3.649±0.431	15± 8	141±19	10±19	12±15
4958	4.120±0.465	9± 7	138±23	15±22	7±28
5001	5.619±0.443	8± 7	146±20	11±31	11±19
5057	6.867±0.220	9± 9	122±30	20±23	38±17
5330	8.477±0.403	11±16	152±22	16±26	6±34
5342	9.053±0.804	9±12	138±36	10±15	19±16
5469	9.146±0.601	9± 6	186±14	12±17	12±32
5681	8.925±0.862	11± 6	225± 6	4±37	4±15
5731	5.173±0.373	9± 9	192±19	23±27	12±11
5840	13.889±0.903	9± 9	214±19	13±26	12±24
6195	3.525±0.216	11±17	149±25	11±15	10±15
6467	6.788±0.499	6±15	194±23	8±29	7±26
6628	4.016±0.214	11± 9	166±29	13±19	11±24

Figura 4.11: Componentes de MgII λ2798. La componente ancha de Hβ aparece en la diferencia entre mayo de 1984 y marzo de 1985. Nótese la mayor anchura en la variación de Hαλ4481. En la diferencia entre marzo de 1985 y julio de 1986, además de la componente ancha, se puede distinguir las observaciones de Hβλ4481 y Hγλ4340. La componente roja de Hβλ4481 es la más débil de las tres componentes de Hβλ4481 y Hγλ4340. La componente azul de Hβλ4481 es la más débil de las tres componentes de Hβλ4481 y Hγλ4340. La componente roja de Hβλ4481 es la más débil de las tres componentes de Hβλ4481 y Hγλ4340. La componente azul de Hβλ4481 es la más débil de las tres componentes de Hβλ4481 y Hγλ4340.

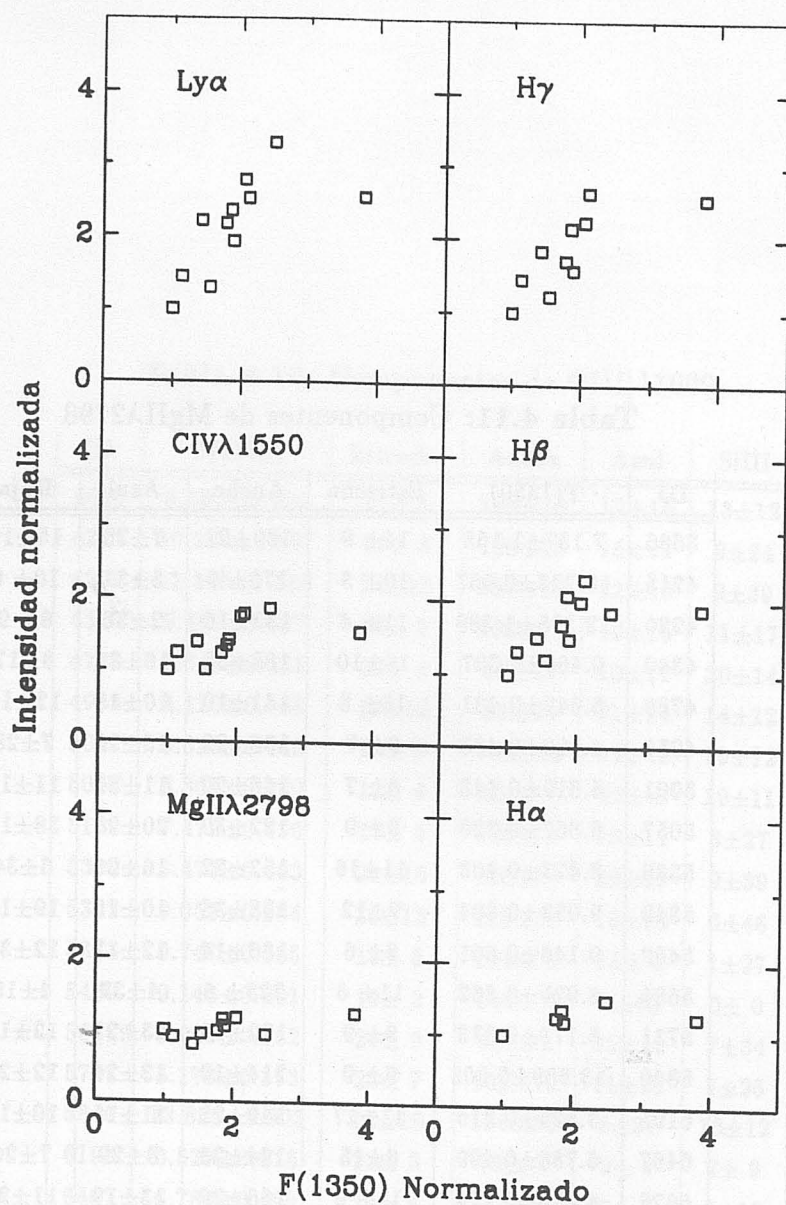


Figura 4.1

Para poder comparar las variaciones en distintas líneas con el continuo, se han normalizado las intensidades al valor mínimo (julio de 1981). Lo más destacable es la variación del decremento de Balmer en el flujo UV, la escasa variabilidad de $MgII\lambda 2798$ y el aumento de $Ly\alpha$ respecto a $CIV\lambda 1550$.

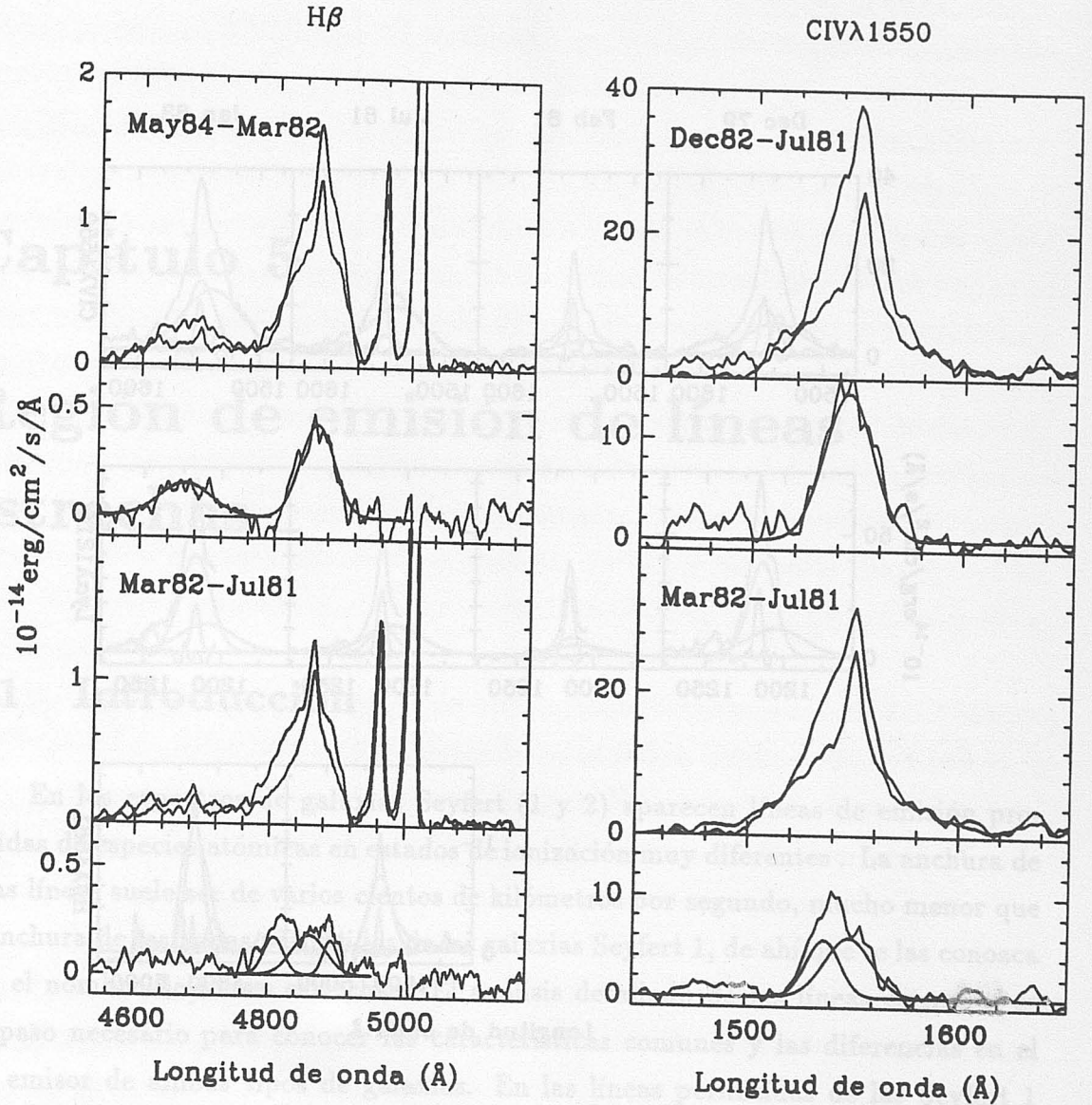


Figura 4.2 Variaciones en los perfiles de algunas líneas de emisión.

La componente ancha de $H\beta$ aparece en la diferencia entre mayo de 1984 y marzo de 1982. Nótese la mayor anchura en la variación de $HeII\lambda 4686$. En la diferencia entre marzo de 1982 y julio de 1981, además de la componente ancha, se ponen de manifiesto las componentes azul y roja de $H\beta$. A la derecha de la figura se muestran las diferencias entre diciembre de 1982 y julio de 1981 y entre marzo de 1982 y julio de 1981 para $CIV\lambda 1550$. En la primera aparece la componente ancha, mientras que la ausencia de una componente roja se puede apreciar en la segunda.

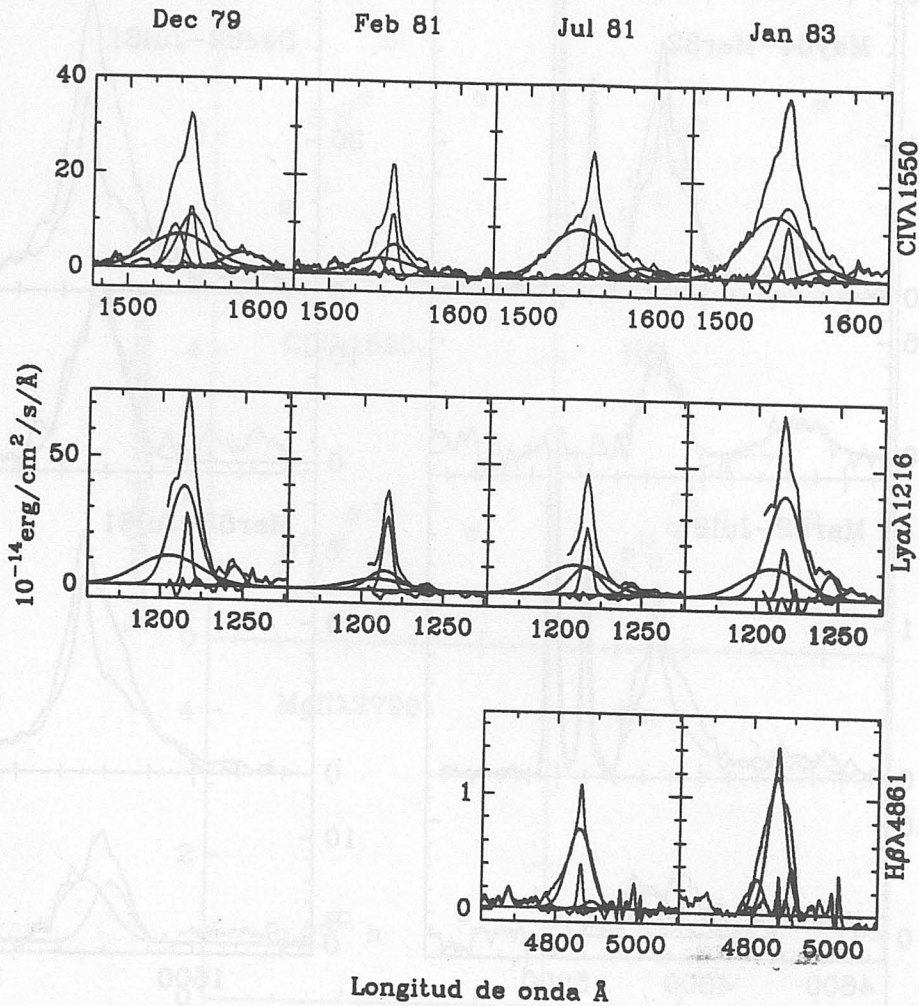


Figura 4.3 Ajustes de los perfiles

Como ejemplo, se muestran algunos ajustes para varias de las líneas más intensas (Ly α , CIV λ 1550 y H β). Además de las componentes utilizadas se incluyen los residuos de cada ajuste.

Capítulo 5

Región de emisión de líneas estrechas

5.1 Introducción

En los espectros de galaxias Seyfert (1 y 2) aparecen líneas de emisión prohibidas de especies atómicas en estados de ionización muy diferentes. La anchura de estas líneas suele ser de varios cientos de kilómetros por segundo, mucho menor que la anchura de las líneas permitidas de las galaxias Seyfert 1, de ahí que se las conozca con el nombre de líneas estrechas. El análisis detallado de las líneas estrechas es un paso necesario para conocer las características comunes y las diferencias en el gas emisor de ambos tipos de galaxias. En las líneas permitidas de las Seyfert 1 este análisis sólo se puede realizar cuando se ha separado la contribución de la componente estrecha del resto de las componentes. El capítulo 4 se dedicó al proceso seguido para conseguir esa separación.

Además de la posible conexión entre los distintos tipos de núcleos activos, el estudio de las líneas estrechas es importante en cuanto a la relación entre el núcleo activo y el resto de la galaxia. Las galaxias Seyfert suelen ser de tipo espiral, de aspecto normal salvo el núcleo. Aunque en un principio se propuso que las líneas estrechas se formaban en un medio de muy alta temperatura ($T \sim 10^7 K$) necesario para mantener la estabilidad de las nubes de la BLR, en la actualidad se piensa que

se producen en las regiones más externas del núcleo, a distancias entre pc y Kpc del centro. De hecho, en varias galaxias Seyfert 1 (NGC 4151, M81, NGC 1275, NGC 1068) se ha resuelto la NLR, encontrándose que esta región es más extensa de lo que en un principio se creía.

A lo largo de este capítulo se discutirán las líneas estrechas de NGC 5548. Los próximos capítulos tratarán el resto de las componentes. En todos ellos se intentará mantener la misma estructura, comenzando con una discusión sobre los perfiles, pasando después a estudiar la variabilidad. Se incluye una sección dedicada al enrojecimiento de las líneas y con los resultados obtenidos se discuten las condiciones físicas (densidad, temperatura, distancia, tamaño, etc.) del gas. Al final de cada capítulo se resumen las conclusiones más importantes.

5.2 Perfiles

Las observaciones de galaxias Seyfert han puesto de manifiesto que no todas las líneas de emisión estrechas en el rango óptico tienen la misma anchura (Wilson y Heckman, 1985). Una circunstancia común a las Seyfert 1 y 2 es la diferencia en los perfiles de las líneas de baja y alta ionización. En muchas galaxias Seyfert 2 se ha encontrado una correlación entre la anchura de las líneas de emisión prohibidas y semiprohibidas con la densidad crítica. En contraste, en sólo unos pocos casos existe una correlación entre la anchura de la línea y el potencial de ionización (De Robertis y Osterbrock, 1986). En las galaxias Seyfert 1 se invierten los términos, habiendo una buena correlación entre la anchura de la línea y el potencial de ionización en muchas galaxias, pero sólo en algunas se da una correlación entre la anchura de la línea y la densidad crítica (De Robertis y Osterbrock, 1984). Estas relaciones entre anchura, potencial de ionización y densidad crítica sugieren que, en las regiones donde se emiten las líneas estrechas, la densidad no es un parámetro único en todo el gas, como ponen de manifiesto observaciones recientes en alta resolución (Ayani e Iye, 1989). Las líneas de mayor potencial de ionización y mayor densidad crítica suelen ser más anchas en las Seyfert 1 que en las Seyfert 2, mientras que las líneas de baja ionización y menor densidad crítica tienen anchuras similares (De Robertis y Osterbrock, 1986). Así, todo apunta hacia densidades mayores en la NLR de las

Seyfert 1 que en la NLR de las Seyfert 2, aunque en ambas se llega a densidades tan bajas como 10^3cm^{-3} .

Para NGC 5548, la anchura de la componente estrecha de algunas líneas permitidas aparece en la Tabla 5.1. La anchura de algunas líneas prohibidas que se encuentran muy cerca de una línea permitida y que se han incluido en el ajuste de ella también aparece en dicha tabla. En todas las líneas (salvo quizá $\text{Ly}\alpha$) la anchura de la componente estrecha es la del perfil instrumental. Bajo determinadas condiciones de observación (Cassatella *et al.*, 1985) la resolución puede llegar a ser menor de 6\AA en la región cercana a $\text{Ly}\alpha$. Al chequear las anotaciones del diario de las observaciones de IUE, se encuentra que en algunos espectros la anchura medida de la componente estrecha de $\text{Ly}\alpha$ es ligeramente mayor que la resolución instrumental. Dado que esta diferencia es pequeña ($\approx 1\text{\AA}$) y que en la mayoría de los casos la anchura medida coincide con el perfil instrumental, no se puede decidir si la componente estrecha de $\text{Ly}\alpha$ queda realmente resuelta.

La única conclusión que se puede extraer de las observaciones de NGC 5548 es que la anchura de las líneas estrechas es menor que 570Km/s , dado que ésta es la anchura para la línea con mejor resolución en velocidad de todo el rango espectral ($\text{H}\alpha$).

5.3 Variabilidad

Para estudiar la variabilidad de las líneas estrechas hay que buscar aquellas con mejor relación señal-ruido y mejor muestreadas.

En $\text{H}\alpha$ se tiene una excelente relación señal-ruido, pero se dispone de pocas medidas. Además, la componente estrecha en las líneas de Balmer viene a ser del orden del 5% de la intensidad total. Pequeñas variaciones en el ajuste de la componente ancha tienen una influencia grande en el flujo medido en la componente estrecha. Esta es la causa de que la dispersión en los resultados para $\text{H}\beta$ y $\text{H}\gamma$ sea algo mayor de lo que cabría esperar a partir de la estimaciones de los errores (sección 4.3.3).

En las líneas más intensas del rango UV, la componente estrecha representa un 10–15% de la intensidad total y la incertidumbre en las componentes más anchas

apenas afecta al flujo medido. La componente estrecha de CIV λ 1550 se mantiene constante durante los 8 años de observaciones (fig.5.1). En Ly α se detecta una disminución de la intensidad en su componente estrecha en las observaciones de 1986. Hasta 1988 no se dispone de nuevas observaciones y en éstas la intensidad de Ly α vuelve al nivel anterior a 1986. No se ha tenido acceso a observaciones ópticas durante 1986 y en el resto de las líneas UV los errores son mucho mayores.

Si el mecanismo responsable de la emisión de líneas estrechas es la fotoionización por el continuo UV, la caída en la intensidad de Ly α debe ser respuesta a una disminución de dicho continuo. Con los datos de que se dispone, la curva de luz del continuo UV muestra un mínimo a principios de 1981. Asumiendo que el retraso de la variación en la componente estrecha de Ly α respecto a la variación en el continuo se debe al tiempo de viaje de la luz hasta la NLR, la distancia de la región donde se origina Ly α a la fuente del continuo sería de unos 3 años-luz, es decir, 1 pc. Este valor es mucho menor que el estimado por otros autores tanto para Seyfert 1 como para Seyfert 2 (Ferland y Osterbrock,1986; De Robertis y Osterbrock,1986). Sin embargo, un comportamiento similar ha sido detectado en 3C390.3 (Clavel y Wamsteker, 1988).

5.4 Enrojecimiento

Los espectros combinados UV-óptico permiten medir Ly α /H β , el decremento de Balmer y HeII λ 1640/HeII λ 4686. Las líneas de Balmer se pueden tomar como indicadores de un posible enrojecimiento de la luz procedente de NGC 5548. Sin embargo, efectos colisionales pueden apartar los valores de los cocientes del Caso B de recombinación y se hace difícil distinguir entre tales efectos y un enrojecimiento real. Las líneas de HeII λ 1640-4686 son de recombinación pura y el cociente entre sus intensidades depende muy poco de la densidad y la temperatura (Netzer *et al.*,1985). Por esta razón se considera que éste es un buen indicador de enrojecimiento (Davidson y Netzer;1979, Netzer;1982,MacAlpine *et al.*;1985). Para la componente estrecha, el valor que se obtiene es $I(1640)/I(4686) = 11 \pm 4$. Este valor indica que no existe enrojecimiento de las líneas estrechas de NGC 5548. Incluso es un valor muy alto para las condiciones típicas ($n_e \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$) en la

NLR. La única posibilidad es la presencia de densidades más altas en esta región. En la sección siguiente se verá que otras líneas estrechas también apuntan hacia densidades bastante más altas. Pese a todo $I(1640)/I(4686)=11$ es difícil de obtener con $n_e \leq 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Las observaciones hechas con EXOSAT en mayo de 1984 indican una densidad de columna de hidrógeno de $4.1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$, que corresponde a $E(B-V) = 0.03$ (Branduardi-Raymont y Mittaz, 1988). Es posible que se haya sobrestimado el enrojecimiento ($E(B-V) = 0.05$) al medir en los mapas de Burstein y Heiles (1982). Tomando $E(B-V) = 0.03$ en lugar de 0.05, el cociente de las líneas de HeII disminuye sólo en un 15%. En NGC 3393, donde no se observa componente ancha, Díaz *et al.* (1989) miden un valor de 9 ± 2 , que sigue siendo alto para gas de baja densidad.

En cuanto a las líneas de hidrógeno, el cociente $\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta=30 \pm 7$ está dentro del valor esperado para el Caso B de recombinación ($\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta=34$) en el rango de densidades altas ($> 10^4 \text{ cm}^{-3}$). Sólo el decremento de Balmer $\text{H}\alpha : \text{H}\beta : \text{H}\gamma = (3.9 \pm 0.9) : 1 : (0.46 \pm 0.18)$ puede indicar un enrojecimiento de la luz procedente de la región de emisión de líneas estrechas. Sin embargo, dado que $\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta$ es más sensible a enrojecimiento que el decremento de Balmer y que efectos colisionales pueden dar cuenta del valor observado de éste, se puede concluir que el cociente entre líneas de hidrógeno indica que no existe enrojecimiento.

Tanto $I(1640)/I(4686)$ como el decremento de Balmer indican la presencia de un gas de alta densidad ($n_e \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$), cuya emisión no se ve afectada de enrojecimiento fuera de nuestra Galaxia.

5.5 Condiciones físicas del gas

En la Tabla 5.1 se muestran las intensidades de las líneas estrechas respecto a la intensidad de $\text{H}\beta$. Para comparar, también se presentan en esta tabla los valores medidos por Cohen(1983) y Peterson(1987) en NGC 5548 y los medidos por Díaz *et al.* (1988) en la galaxia Seyfert 2 NGC 3393. El acuerdo con las medidas de Cohen y Peterson es excelente, lo que proporciona un nuevo argumento a favor de la deconvolución realizada de los perfiles de las líneas de emisión.

Al comparar las intensidades relativas de las líneas estrechas de NGC 5548 con

las de NGC 3393 se aprecia que las líneas de hidrógeno, helio y [OIII] λ 4959–5007 son similares en ambas Seyfert. Las mayores diferencias se dan en las líneas de carbono, [FeVII] λ 6087, [OIII] λ 4363 y [NII]. CIV λ 1550 es 4 veces más intenso con respecto a H β en NGC 5548 que en NGC 3393. Es posible que en la componente estrecha de esta línea se esté incluyendo emisión de gas distinto al que produce la componente estrecha de H β . La resolución en velocidad es mucho menor en los espectros UV que en los ópticos. Este problema no se da cuando se comparan líneas en el óptico.

En la fig. 5.2 se representa el cociente entre las intensidades relativas en NGC 5548 (Seyfert 1) y en NGC 3393 (Seyfert 2) en algunas líneas prohibidas y semiprohibidas en función de la densidad crítica de desexcitación colisional. Se puede apreciar que aquellas líneas que se pueden formar en regiones más densas son más intensas respecto a H β en NGC 5548 que en NGC 3393. Esto indica la presencia de zonas de más alta densidad en la NLR de la Seyfert 1 que en la de la Seyfert 2. Las intensidades relativas de las líneas de HeII (sec. 5.4) apuntan hacia una alta densidad en el gas. La intensidad de OIII λ 1663 respecto a [OIII] λ 5007 también sugiere una densidad alta ($\sim 10^7 \text{cm}^{-3}$). La intensidad relativa de estas líneas de oxígeno podría ser debida a temperaturas del orden de 35000 K, pero las estimaciones de temperatura a partir de otras líneas obligan a descartar esta alternativa.

Se puede calcular la temperatura electrónica (T_e) a partir de la relación dada por Ferland y Osterbrock (1986) entre T_e y las intensidades de las líneas [OIII] λ 4363 y HeI λ 5876:

$$t = \frac{6.176}{11.426 + \ln[I(5876)/I(4363)] + \ln[O^{++}/He^+] + 0.6t} \quad (5.1)$$

donde $t = T_e/10^4 K$. Asumiendo $O^{++}/He^+ = 4 \times 10^{-3}$ se obtiene $T_e = 1.1 \times 10^4 K$. Con este valor de la temperatura electrónica se puede calcular N_e a partir de $I[4959 + 5007]/I[4363]$ (Ec. 7.28 de Kaplan y Pikelner; 1970, Ec. 5.4 de Osterbrock; 1974). Así resulta $N_e = 2.4 \times 10^6 \text{cm}^{-3}$, en el límite de validez de la aproximación utilizada.

Se pone de manifiesto entonces que existe un rango de densidades en la NLR. La zona de menor densidad sería responsable de los estados de baja ionización (O^+ , N^+ , S^+ , etc.) y en la zona de mayor densidad aparecen los estados de alta ionización (C^{3+} , He^{2+} , He^+ , C^{2+} , etc.). El hecho de que las intensidades relativas

de CIII] λ 1909 , [OIII] λ 4363 y [FeVII] λ 6087 sean tan grandes es una consecuencia de las altas densidades ($\geq 10^6 \text{cm}^{-3}$) que se alcanzan en la NLR, pues la densidad crítica para la desexcitación colisional de los niveles superiores de estas transiciones es $\geq 10^{7.5} \text{cm}^{-3}$.

5.6 Conclusiones

Aunque la distribución temporal de las observaciones no es óptima, hay indicios de que la componente estrecha de Ly α sufre una disminución en su intensidad 3 años después de que el flujo del continuo UV alcanzara su valor mínimo en un período de 8 años. Si existe una relación causal entre estas dos variaciones, se puede estimar la distancia de la región donde se forma la componente estrecha de Ly α a la fuente del continuo en 1 pc.

La ausencia de una variación en la componente estrecha de CIV λ 1550 , similar a la de Ly α , debe interpretarse en términos de los mecanismos de emisión de cada una de estas líneas. Ly α depende de la parte UV del espectro ionizante, mientras CIV λ 1550 es más sensible a los rayos X (ver sección 6.5.2). Los resultados de las observaciones en el UV descritos en el capítulo 3 muestran que el flujo en este rango varía por un factor 5. El flujo en rayos X ha sido medido con los satélites *Einstein* (Petre *et al.*, 1984) y *EXOSAT* (Kaastra y Barr, 1989). Comparando los resultados de uno y otro se aprecia que las variaciones en este rango son menores que un factor 2 en escalas de tiempo del orden de años (los datos de *Einstein* fueron tomados en 1979 y los de *EXOSAT* en 1984 y 1986). Esta diferencia en la variabilidad del UV y de los rayos X puede ser la causa de la diferente variabilidad de Ly α y CIV λ 1550 .

En la NLR existen zonas de alta densidad ($\geq 10^6 \text{cm}^{-3}$) que dan lugar a las intensas líneas de emisión CIV λ 1550, CIII] λ 1909, [OIII] λ 4363 y [FeVII] λ 6087, junto con zonas de densidad intermedia ($\approx 10^5 \text{cm}^{-3}$), responsables de [OIII] λ 4959–5007. Las líneas de [SII] λ 6718–6732 indican la presencia de densidades $\approx 10^3 \text{cm}^{-3}$.

Comparando las intensidades relativas de las líneas estrechas de NGC 5548 con las de NGC 3393 se pone de manifiesto que en la NLR de la Seyfert 1 se alcanzan densidades mucho más altas que en la Seyfert 2.

Tabla 5.1:

Línea	1216	FWHM	NGC 5548			NGC 3393
			1	2	3	4
Ly α	1216	1480	30 \pm 8			25.7
CIV	1550	1470	20 \pm 6			4.8
HeII	1640	1560	3.7 \pm 1.2			2.7
OIII]	1663	2100	3.6 \pm 1.9			
CIII]	1909		4.1 \pm 1.5			1.23
MgII	2800	860	2.0 \pm 0.7			0.78
[OII]	3727	990	1.3 \pm 0.4			1.9
[NeIII]	3869	980	1.7 \pm 0.4			0.46
[NeIII]	3968	980	0.65 \pm 1.8			0.25
H γ	4340	780	0.47 \pm 0.23	0.32	0.34	0.50
[OIII]	4363	810	0.9 \pm 0.3	0.58	1.07	0.13
HeII	4686	760	0.33 \pm 0.11	0.29	0.25	0.28
H β	4861	730	1.00	1.00	1.00	1.00
[OIII]	4959	780	3.8 \pm 1.0			4.0
[OIII]	5007	780	10.8 \pm 2.6	9.09	9.95	12.9
HeI	5876	800	0.37 \pm 0.11		0.09	0.12
[FeVII]	6087	700	0.50 \pm 0.18		0.46	0.19
[OI]	6302	650	0.46 \pm 0.08		0.36	0.33
[NII]	6548	570	0.49 \pm 0.17			1.58
H α	6563	570	3.8 \pm 1.0	3.5	3.29	3.8
[NII]	6584	570	1.33 \pm 0.47	1.11	1.49	4.6
[SII]	6718	490	0.36 \pm 0.10	0.44	0.30	0.91
[SII]	6732	570	0.45 \pm 0.10	0.41	0.29	1.26

1.- Resultados de este trabajo.

2.- Peterson (1987)

3.- Cohen (1983)

4.- Díaz *et al.* (1988)

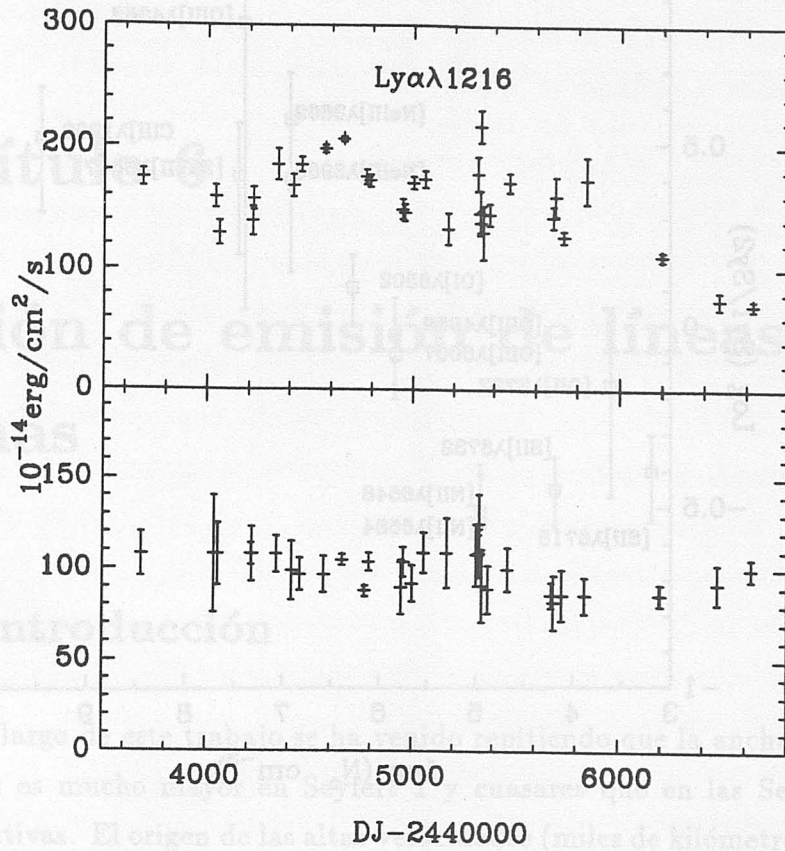


Figura 5.1

Uno de los resultados más interesantes es el diferente comportamiento de la componente estrecha en $\text{Ly}\alpha$ y en $\text{CIV}\lambda 1550$. En la figura se aprecia que la intensidad de $\text{Ly}\alpha$ (*arriba*) disminuye hacia 1985 ($\text{DJ}\approx 2446000$), mientras $\text{CIV}\lambda 1550$ se mantiene constante.

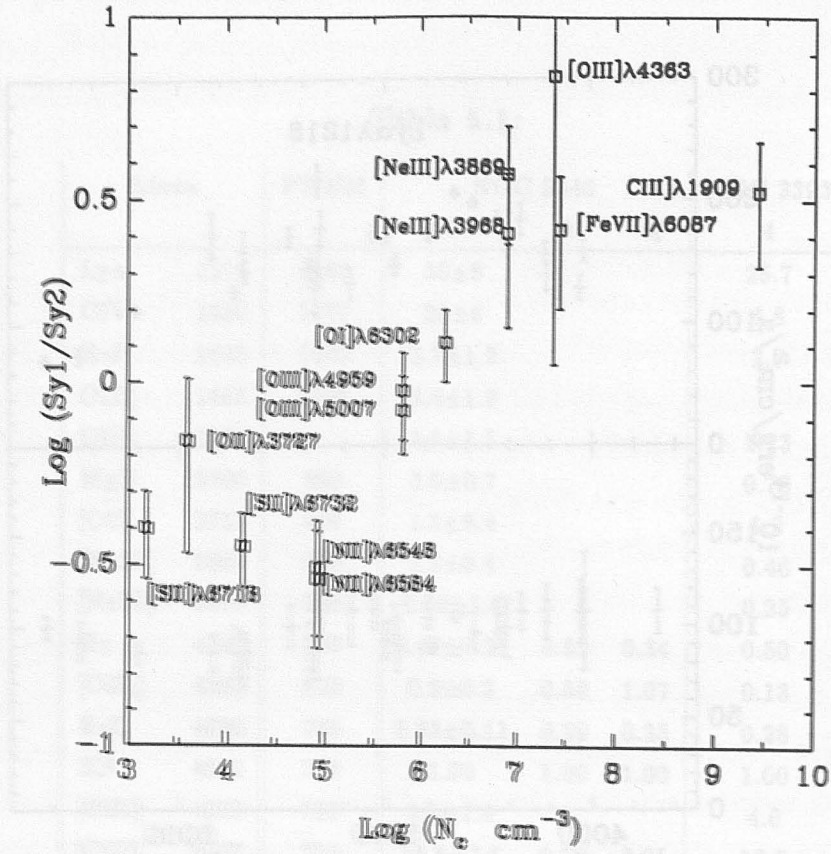


Figura 5.2

Se representa el cociente entre la intensidad (relativa a H/β) de algunas líneas prohibidas y semiprohibidas en NGC 5548 (Seyfert 1) y en NGC 3393 (Seyfert 2), frente a la densidad crítica de de excitación colisional. La figura indica que en la NLR de la Seyfert 1 se alcanzan densidades más altas que en la Seyfert 2.

Capítulo 6

Región de emisión de líneas anchas

6.1 Introducción

A lo largo de este trabajo se ha venido repitiendo que la anchura de las líneas permitidas es mucho mayor en Seyfert 1 y cuasares que en las Seyfert 2 y otras galaxias activas. El origen de las altas velocidades (miles de kilómetros por segundo) que alcanza el gas en los núcleos de las Seyfert 1 es una pieza clave en el problema general de los núcleos activos de galaxias. De aquí que se dedique un enorme esfuerzo para comprender la dinámica del gas responsable de estas líneas de emisión tan anchas.

Para explicar los perfiles observados se han propuesto varios tipos de movimiento del gas. Desde órbitas keplerianas hasta movimientos radiales, ninguno se ha mostrado totalmente satisfactorio. En algunos objetos los perfiles tienen forma casi logarítmica, pero en casi todas las galaxias Seyfert 1 las líneas anchas tienen perfiles complejos, con algún tipo de asimetría. Las observaciones de NGC 3783 y Mkn 509 (Atwood *et al.*, 1982) han demostrado que una resolución muy alta en los espectros no es suficiente para resolver las líneas anchas en componentes. Cuando se dispone de espectros en diferentes épocas, se aprecian cambios en la forma de las líneas. Todas las observaciones apuntan hacia movimientos complejos del gas, así como hacia

la presencia de varias componentes física y dinámicamente diferentes. Incluso en algunas galaxias Seyfert 2, cuyas líneas son más estrechas, observaciones de larga rendija han mostrado la existencia de varias componentes de gas con movimientos diferenciados (Colina *et al.*, 1988).

La ausencia de una componente ancha en las líneas prohibidas de [OIII] λ 5007 ha llevado a suponer que la densidad en el gas emisor mucho es mayor que la densidad crítica de desexcitación colisional de estas líneas ($10^{5.8} \text{ cm}^{-3}$). Un límite superior ha sido tradicionalmente la densidad crítica de desexcitación de la línea CIII] λ 1909. Si la densidad fuera mucho mayor que $10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$ no debería observarse una componente ancha en esta línea.

Existe un acuerdo bastante amplio en que el origen de las líneas de emisión está en la fotoionización del gas por un continuo que se extiende al menos hasta los rayos X blandos (Davidson y Netzer; 1979). Sin embargo, no se ha encontrado un modelo que reproduzca las intensidades relativas de todas las líneas observadas. La respuesta de las líneas a cambios en el continuo ionizante depende de la densidad y la distribución del gas y de la forma del continuo. El estudio de la variabilidad en las líneas y su relación con el continuo ionizante puede proporcionar información sobre algunos parámetros básicos a la hora de construir modelos. Este método de trabajo ha sido poco utilizado por la falta de un buen conjunto de datos que muestree en detalle las variaciones del objeto.

La deconvolución de los perfiles llevada a cabo en el capítulo 4 va a permitir estudiar distintas componentes dentro de lo que, en general, se conoce como líneas de emisión anchas. En este capítulo se analizarán los resultados para el gas emisor de la componente de $\sim 5000 \text{ Km/s}$ (componente ancha). En la sección 6.2 se comparan las anchuras de esta componente en distintas líneas y su posición respecto a la componente estrecha. En la sección 6.3 se discute la variabilidad de la intensidad de esta componente y sus implicaciones en las escalas de distancia que se obtienen a partir de un análisis de correlación cruzada. A partir de las intensidades relativas de las líneas y de sus variaciones se describirá un posible escenario para la distribución del gas emisor de esta componente, basado en los resultados de algunos modelos de fotoionización. Al final del capítulo se resumirán las conclusiones más importantes.

6.2 Perfiles

La componente ancha aparece en todas las líneas de emisión permitidas, salvo las de HeI y HeII. La anchura en cada línea es constante dentro de los errores, pues no se han encontrado variaciones significativas a lo largo de los ocho años que cubren las observaciones. En la tabla 4.2 se puede comprobar que la anchura de esta componente es básicamente la misma en todas las líneas donde aparece. La anchura de las líneas en el UV es ligeramente mayor que la anchura de las líneas en el óptico. Esta pequeña diferencia puede ser debida a la diferente resolución en uno y otro rango. Comparando en las líneas de Balmer época a época, la anchura de la componente ancha en $H\alpha$ es sistemáticamente mayor que en $H\beta$ y $H\gamma$, donde no se observan diferencias significativas. En cualquier caso, la discrepancia entre las anchuras de las distintas líneas de la serie de Balmer es menor del 10% .

El valor medio de FWHM y su error, teniendo en cuenta todas las líneas, es $(4930 \pm 70) \text{Km/s}$. Las condiciones dinámicas de la BLR se han mantenido al menos durante los ocho años que cubren las observaciones, aunque, como se verá más adelante, durante este tiempo se han producido variaciones dramáticas en la intensidad de la componente ancha. La dispersión de velocidades correspondiente al valor medio de FWHM es 4200Km/s . Si esta velocidad es debida a una fuerza central producida por un objeto masivo, la razón entre la masa de dicho objeto y la distancia de éste a la BLR sería:

$$\frac{M}{r} \approx 3.4 \times 10^6 \frac{M_{\odot}}{\text{días-luz}} \quad (6.1)$$

Un tamaño tan pequeño de la BLR produciría un desplazamiento de la componente ancha hacia el rojo

$$\Delta v = c\Delta z \approx \frac{GM}{rc} \approx 60 \text{ Km/s} \quad (6.2)$$

Este desplazamiento corresponde a 1.3\AA en $H\alpha$. La resolución de los espectros no permite apreciar tales corrimientos en longitud de onda. Además la tendencia es que la componente ancha esté ligeramente desplazada hacia el azul, aunque a menudo la diferencia entre la posición de esta componente y la de la estrecha no sea significativa.

6.3 Variabilidad

En todas las líneas de emisión donde aparece, la intensidad de la componente ancha varía a lo largo del tiempo. La amplitud de las variaciones es muy distinta de unas líneas a otras. Las mayores diferencias se encuentran en $Ly\alpha$, donde la intensidad llega a aumentar en un factor 5. Las menores variaciones se registran en $MgII\lambda 2798$ y $H\alpha$. La intensidad de la componente ancha en estas líneas varía menos del 60%. En la fig. 6.2 se trata de comparar las variaciones en las intensidades de la componente ancha de distintas líneas con las variaciones en el continuo UV a 1350\AA . Para ello se representan los valores medidos divididos por su valor mínimo. Este valor mínimo, tanto de las líneas como del continuo, se ha calculado promediando los valores medidos en las fechas DJ=2444659, 2444770 y 2444789. En la curva de luz del continuo, estas fechas corresponden a los tres puntos que definen el mínimo observado en la variación que tuvo lugar entre junio de 1979 y enero de 1983. Al no existir datos ópticos para dos de estas fechas, en las líneas de la serie de Balmer se ha tomado como valor mínimo el correspondiente a julio de 1981 (DJ=2444789).

Claramente se aprecia una dependencia de la intensidad en $Ly\alpha$, CIV $\lambda 1550$, CIII $\lambda 1909$, $H\gamma$, $H\beta$ y $H\alpha$ con el flujo del continuo UV. La amplitud de la respuesta a las variaciones en el continuo es muy diferente de unas a otras. La dependencia más simple que se puede suponer entre las intensidades de las líneas y del continuo es una relación lineal de la forma:

$$I_B = a \times F(1350) + b \quad (6.3)$$

donde I_B es la intensidad de la componente ancha.

Los valores de a y b para las líneas de las que se dispone de medidas de la componente ancha se muestran en la Tabla 6.1. El coeficiente de regresión lineal (r) y el número de datos para cada línea (N) determinan la probabilidad de que exista una relación lineal entre la intensidad de la componente ancha y el flujo del continuo UV a 1350\AA . Esta probabilidad está por encima de 0.99 en $Ly\alpha$, CIV $\lambda 1550$, CIII $\lambda 1909$ y $H\gamma$. Es menor (0.95) para $H\beta$, y disminuye bastante (<0.90) en $MgII\lambda 2798$ y $H\alpha$, donde las variaciones son mucho menores.

La respuesta de las líneas a cambios en el continuo depende en primer lu-

gar de las condiciones físicas del gas, pero también juega un papel importante la distribución de éste.

El tamaño de la región emisora es un parámetro básico a la hora de conocer los mecanismos físicos que operan en el gas y que dan lugar a la emisión de líneas. Dos métodos se han venido utilizando para estimar la distancia del gas a la fuente de continuo. Ninguno de los dos es plenamente satisfactorio, pero hay pocas posibilidades más y ambos son complementarios. En un caso se calculan modelos de fotoionización central para distintas densidades y parámetros de ionización. Los parámetros de entrada del modelo que mejor reproduce el espectro observado permiten deducir la distancia del gas a la fuente. Las dificultades para construir modelos teóricos de fotoionización (ver sección siguiente) y la posible existencia de un rango de densidades en la BLR restringen la aplicabilidad de este método.

El otro método se basa en averiguar el retraso de las variaciones de las líneas respecto a las variaciones del continuo. En este caso los problemas están, por un lado, en la interpretación de los resultados y por otro en la técnica matemática utilizada para obtener estos resultados. La técnica es la correlación cruzada y se discute en detalle en el apéndice A. Para que el método sea aplicable se requieren una serie de condiciones en las escalas de tiempo características de algunos procesos:

- Tiempo característico de recombinación: es el tiempo que tarda un elemento de volumen del gas en responder a un cambio en el flujo ionizante.

$$\tau_{rec} \approx (n_e \alpha_B)^{-1}$$

donde α_B es el coeficiente de recombinación efectivo.

- Tiempo de viaje de la luz: es el tiempo que tardan los fotones en viajar desde la fuente del continuo hasta el gas:

$$\tau_{LT} = R/c$$

donde R es la distancia a la BLR.

- Tiempo característico de variabilidad del continuo: τ_{var}

La primera condición es que τ_{rec} debe ser menor que cualquier otra escala de tiempo para que las variaciones del continuo no se vean amortiguadas en el gas. Para las condiciones que se esperan ($n_e \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$; $T_e \approx 10^4 \text{ K}$) este tiempo de recombinación es muy corto: $\tau_{rec} \approx 1$ hora.

Si $\tau_{var} \gg \tau_{LT}$, el cambio en la líneas y el continuo es tan gradual que la anchura equivalente de las líneas se mantiene constante y los cambios en los perfiles son despreciables. Por otro lado, $\tau_{var} \ll \tau_{LT}$ implica que dentro del gas se superponen varios pulsos del continuo, y como consecuencia la intensidad y el perfil de la línea apenas cambian. Así, la condición general para poder medir un retraso entre las líneas y el continuo es:

$$\tau_{var} \sim \tau_{LT} \gg \tau_{rec} \quad (6.4)$$

Incluso midiendo un retraso, la asignación de una distancia depende de la geometría que se admita para la región emisora. La enorme anchura de las líneas ha llevado a suponer una forma esférica de la BLR, pero no existe ninguna evidencia de que esto sea así. De hecho, si el gas estuviera preferentemente en la dirección de la visual se podrían explicar respuestas rápidas de las líneas sin necesidad de recurrir a distancias pequeñas.

Consideremos un volumen infinitesimal de gas situado a una distancia r de la fuente de continuo y en una dirección que forma un ángulo θ con la dirección de la visual. De momento sólo estamos interesados en el problema geométrico, así que suponemos que el flujo emitido en la línea coincide con el flujo del continuo incidente. Las medidas realizadas en tierra en un tiempo t' corresponden al continuo emitido por la fuente en un tiempo t y a la línea emitida por el gas en un tiempo $t - r/c (1 - \cos \theta)$ (fig. 6.1 arriba). La curva de luz de la línea es idéntica a la curva de luz del continuo, pero retrasada por un tiempo $t - r/c (1 - \cos \theta)$. Este retraso depende de la distancia a que se encuentra el gas y del ángulo con la visual. Un retraso pequeño puede ser debido bien a que el gas está muy cerca de la fuente o bien a que se encuentra situado muy próximo a la línea de visión. En general, cualquier retraso detectado (τ) entre las líneas y el continuo implica necesariamente la existencia de material fuera de la línea de visión, situado a una distancia mayor que $c\tau/2$.

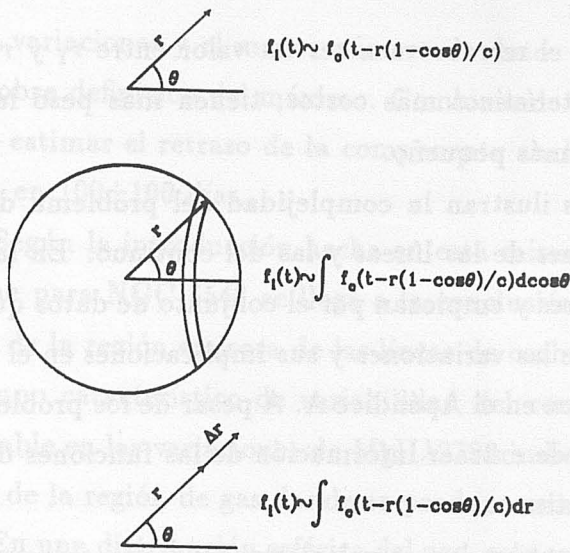


Figura 6.1

En un caso real es de esperar que el material esté distribuido en un rango de distancias y de ángulos. Consideramos primero una distribución esférica infinitamente delgada (fig. 6.1 centro). El flujo en la línea viene dado por la integral sobre todo el gas teniendo en cuenta el retraso en cada punto:

$$f_L(t) \propto \int_{-1}^1 f_C(t - r/c(1 - \cos \theta)) d \cos \theta$$

El resultado es que la curva de luz de las líneas es la convolución de la curva de luz del continuo con una función de tipo caja, cuya anchura es $2r/c$. Un pulso infinitamente estrecho en el continuo produciría un pulso cuadrado en las líneas de anchura $2r/c$. En este tipo de simetría esférica, el retraso medido sería directamente r/c . Por último veamos el caso en que el material se extiende desde una distancia r_1 hasta una distancia r_2 a lo largo de una dirección que forma un ángulo θ con la visual (fig. 6.1 abajo). La curva de luz de las líneas viene dada por:

$$f_L(t) \propto \int_{r_1}^{r_2} f_C(t - r/c(1 - \cos \theta)) dr$$

En este tipo de geometría el retraso no es sólo función de r_1 , r_2 y θ , sino que el tiempo característico de variabilidad del continuo también juega un papel importante. Si

éste es mucho mayor que r_2 el retraso va a ser un valor entre r_1 y r_2 . Conforme se condideran tiempos característicos más cortos, tienen más peso las zonas más internas, haciendo el retraso más pequeño.

Estos tres casos ideales ilustran la complejidad del problema de interpretar un retraso entre las variaciones de las líneas y las del continuo. En la realidad las dificultades son mucho mayores y empiezan por el conjunto de datos que definen las curvas de luz. El muestreo de las variaciones y sus implicaciones en el análisis de la correlación cruzada se discuten en el Apéndice A. A pesar de los problemas enumerados hasta ahora, aún se puede extraer información de las funciones de correlación cruzada de las líneas y el continuo.

En la fig. 6.3a-e se muestran las correlaciones cruzadas entre el flujo UV a 1350\AA y el flujo UV a 1450\AA , la componente ancha de $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$, $\text{CIII}\lambda 1909$ y $\text{MgII}\lambda 2798$. La Función de Correlación Cruzada (CCF) entre $F(1350)$ y $F(1450)$ es casi idéntica a la Función de Autocorrelación (ACF) de $F(1350)$ (Apéndice A), lo que confirma la constancia de los índices de color en el UV mencionada en el capítulo 3. La anchura de todas estas funciones es muy similar a la anchura de la ACF del continuo. Esto significa que las variaciones en las líneas tienen lugar en una escala de tiempo igual a la del continuo, reafirmando la hipótesis de que los cambios en las líneas son debidos a cambios en el continuo, es decir, la hipótesis de emisión de las líneas en regiones de gas fotoionizado. Además, el tiempo que tardan los fotones del continuo en alcanzar la BLR (τ_{LT}) debe ser menor que τ_{var} .

La Función de Correlación entre $F(1350)$ y $\text{Ly}\alpha$ indica que las variaciones en ambas son simultáneas dentro de la resolución temporal de las observaciones. Aplicando el formalismo descrito por Gaskell y Peterson (1987) (ec. 4 en su artículo), la incertidumbre en la posición del máximo es ± 60 días, de acuerdo con la discusión del capítulo 3 sobre la resolución temporal que permiten los datos. Así pues, cualquier retraso (o adelanto) de las variaciones en la intensidad de la componente ancha de $\text{Ly}\alpha$ respecto a las del continuo UV es menor de 60 días. La misma conclusión se obtiene para $\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909$, pero con un límite de 90 y 40 días, respectivamente.

Por último, el máximo en la función de correlación de $F(1350)$ y $\text{MgII}\lambda 2798$ no corresponde a un retraso de 0 días como en los demás casos. La pequeña amplitud

de las variaciones y el menor número de datos para esta línea dan como resultado una pobre definición del máximo. Combinando BCF, CCF y DCF (Apéndice A) se puede estimar el retraso de la componente ancha de MgII λ 2798 respecto al flujo a 1350Å en 100 ± 100 días.

Según la introducción hecha en esta misma sección y con los datos de que se dispone para NGC 5548 se llega a la conclusión que el tiempo de viaje de la luz a través de la región emisora de las líneas de carbono e hidrógeno (τ_{LT}) es menor que el tiempo característico de variabilidad del continuo ($\tau_{var} \sim 270$ días). El retraso detectable en las variaciones de MgII λ 2798 indica que el tiempo de viaje de la luz a través de la región de gas donde se produce esta línea es comparable a τ_{var} .

En una distribución esférica del gas, este resultado implicaría que el tamaño de la región emisora se extiende desde decenas hasta cientos de días-luz. En las zonas más internas se producen las líneas de alta ionización ($Ly\alpha$, CIV λ 1550), mientras que las líneas de baja excitación (MgII λ 2798) se forman en las zonas más externas, de ahí el retraso entre las variaciones de unas y otras.

Para una simetría no esférica, las distancias absolutas podrían dejar de ser válidas, pero no así las distancias relativas. Las líneas de baja excitación se formarían a una distancia de la fuente de continuo varias veces mayor que la distancia entre la fuente y la zona donde se forman las líneas de alta ionización.

6.4 Enrojecimiento

La discusión sobre el enrojecimiento de la componente ancha estará restringida a las líneas de hidrógeno. La ausencia de una componente ancha en las líneas de HeII impide recurrir al cociente HeII λ 1640/ λ 4686 como indicador de enrojecimiento.

Dentro de las líneas de hidrógeno, el cociente $Ly\alpha/H\beta$ es el más sensible al enrojecimiento. El valor medio de este cociente es 8.3 ± 0.1 , mucho menor que el esperado para el caso B de recombinación. Para las condiciones de densidad ($n \sim 10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$) y densidad de columna ($N_H \sim 10^{23} \text{ cm}^{-2}$) que se supone se dan en el gas emisor, la profundidad óptica para los fotones $Ly\alpha$ es muy grande ($\sim 10^5$). Uno de los efectos de tal profundidad óptica es un valor de $Ly\alpha/H\beta$ mucho menor que el esperado para el caso B. Por otro lado, este cociente aumenta con el flujo

UV. El rango de valores que alcanza $Ly\alpha/H\beta$ es 5–12. Los actuales modelos no tienen mayores problemas para reproducir estos valores sin necesidad de recurrir a enrojecimiento.

Los mismos efectos de profundidad óptica pueden ser la causa del valor observado para $H\alpha/H\beta = 5.1 \pm 0.1$. En el capítulo 4 se calculó el cociente $\frac{\Delta H\alpha}{\Delta H\beta} = 2.7 \pm 0.7$, mucho más próximo al caso B de recombinación. En la siguiente sección se discutirá este resultado en el marco de las intensidades relativas de todas las líneas medidas.

Ante la falta de un buen indicador para la componente ancha y la ausencia de enrojecimiento en las líneas estrechas (capítulo 5) y en las muy anchas (capítulo 7) no se ha aplicado ninguna corrección, salvo la descrita en el capítulo 2 debida al enrojecimiento en la Galaxia. La conclusión es que el enrojecimiento intrínseco de las líneas anchas en NGC 5548 es despreciable.

6.5 Condiciones físicas del gas.

En la deducción de las condiciones físicas del gas se utilizarán las intensidades relativas de las líneas así como su dependencia con el flujo ionizante. En la Tabla 6.2 aparecen dichas intensidades relativas a $H\beta$. En la columna 2 están los cocientes entre los valores medios de la componente ancha de las líneas (columnas "Ancha" en las tablas 4.4 a 4.11). En la columna 3 se muestra el promedio de la razón sobre todas las épocas en que existen datos para ambas líneas (promedio tras dividir los números de las columnas "Ancha" en las tablas 4.4 a 4.11 por los valores en la misma columna de la tabla 4.5). A pesar de que el número de datos no es el mismo para todas las líneas, el acuerdo entre los valores de las columnas 2 y 3 es muy bueno. En ambas columnas se tienen promedios de magnitudes que son variables, como se ha visto en las secciones anteriores. La Tabla 6.1 y la Fig. 6.2 señalan que las variaciones de cada línea con el continuo son diferentes.

En la columna 4 de la Tabla 6.2 están los cocientes entre los valores a de la Tabla 6.1. a es el factor de proporcionalidad entre la intensidad de la componente ancha y el flujo del continuo a 1350Å , por lo que el valor de la columna 4 viene a ser una medida de la intensidad relativa de la parte de la componente ancha que varía con el continuo. Por último, la columna 5 reproduce los cocientes entre las

variaciones de la intensidad total de las líneas, descritos en el capítulo 4 ($\Delta I / \Delta H\beta$).

Los valores de las columnas 4 y 5 de la Tabla 6.2 son iguales dentro de los errores salvo para $\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{MgII}\lambda 2798$. La discrepancia en $\text{CIV}\lambda 1550$ se debe a que las variaciones absolutas de su componente azul son comparables a las variaciones absolutas de la componente ancha de $H\beta$. En cuanto a $\text{MgII}\lambda 2798$, el valor de la columna 5 es prácticamente nulo, lo que indica que las variaciones de $\text{MgII}\lambda 2798$ no están relacionadas con las variaciones de $H\beta$, de acuerdo con la discusión del retraso entre ambas líneas llevada a cabo en la sección anterior. El acuerdo entre las columnas 4 y 5 implica que las variaciones en la intensidad total de la línea son debidas a las variaciones en la componente ancha (capítulo 4).

Comparando los valores en las columnas 2 y 3 con los valores en la columna 4 se aprecia que para $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$, $\text{CIII}\lambda 1909$ y $H\gamma$ las diferencias no son importantes. La componente ancha de estas líneas está directamente relacionada con el flujo UV, como ya se había indicado a raíz de los resultados de la Tabla 6.1. Tan sólo $\text{MgII}\lambda 2798 / H\beta$ y $H\alpha / H\beta$ muestran diferencias de unas columnas a otras. Cuando estos cocientes se calculan a partir de la intensidad de la componente ancha (2 y 3) los valores son mayores que cuando se calculan a partir de sus variaciones (4 y 5). Esta diferencia se atribuye a que una parte de la componente ancha en $\text{MgII}\lambda 2798$ y $H\alpha$ no depende del flujo UV. La población del nivel superior de las transiciones que dan lugar a $\text{MgII}\lambda 2798$ y $H\alpha$ puede producirse mediante excitación colisional, jugando un papel muy importante el calentamiento por rayos X. Así se puede concluir que la excitación colisional es responsable de una parte significativa de la componente ancha en $\text{MgII}\lambda 2798$ y $H\alpha$, lo que explica las discrepancias en la Tabla 6.2.

En los siguientes apartados se tratará de describir la estructura de ionización del gas emisor de la componente ancha. Esta estructura depende de la forma del continuo ionizante, de la densidad del gas y de su distribución espacial.

6.5.1 Líneas de Alta Ionización

El hecho de que tanto la intensidad de $\text{Ly}\alpha$ como la de $\text{CIV}\lambda 1550$ sean proporcionales al flujo UV, significa que la emisión del gas está dominada por la radiación

ionizante y que existen suficientes átomos de hidrógeno y de carbono como para que, al aumentar el número de fotones ionizantes, aumente el número de iones H^+ y C^{3+} . La profundidad óptica para los fotones $Ly\alpha$ es muy grande y los fotones de esta línea son termalizados, en el sentido de que cada fotón emitido es absorbido y reemitido muchas veces hasta que escapa de la nube de gas. De esta forma se mantiene una población significativa de los niveles excitados del átomo de hidrógeno y la excitación colisional de $H\alpha$, $H\beta$, etc., compete con la excitación de líneas de otros elementos. Al mismo tiempo, la fotoionización y la ionización colisional de los átomos excitados mantiene una densidad electrónica apreciable, favoreciendo la termalización de $Ly\alpha$ y la población de los niveles excitados.

Varias condiciones son necesarias para que estos procesos ocurran. En primer lugar, la luminosidad en rayos X debe proporcionar la energía suficiente para excitar colisionalmente los niveles del átomo de hidrógeno con $n \geq 3$. Por otro lado, la densidad ha de ser alta ($\geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$) para que la población de los estados excitados sea lo suficientemente rápida. Por último, la densidad de columna del gas tiene que ser lo bastante grande como para permitir una población de los estados excitados mediante absorción-emisión de fotones $Ly\alpha$.

El flujo de rayos X en NGC 5548 ha sido medido por Petre *et al.* (1984). Estos autores dan un valor del flujo en una banda de 1 KeV , centrada en 3 KeV de $(7.42 \pm 2.3) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Aunque CII] $\lambda 2326$ cae en una zona muy ruidosa de las cámaras LWP/R de IUE, se puede asegurar que una densidad $\ll 10^9 \text{ cm}^{-3}$ daría lugar a una intensidad en esta línea que sería detectable. La ausencia de emisión importante de CII] $\lambda 2326$ en NGC 5548 conduce a densidades $\geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ en el gas emisor de las líneas.

Bajo las condiciones mencionadas, se pueden distinguir dos zonas claramente diferenciadas dentro del gas emisor. Una región donde el hidrógeno se ioniza desde el nivel fundamental, debido a la alta densidad de radiación, y una región donde la ionización del hidrógeno se produce a partir de niveles excitados. Estas regiones suelen denominarse, respectivamente, zona totalmente ionizada o región HII y zona parcialmente ionizada o región HI.

En la primera de estas zonas dominan los elementos altamente ionizados como He^{2+} , He^+ , C^{3+} , C^{2+} , N^{4+} , N^{3+} , O^{5+} , O^{4+} , Si^{3+} . Las líneas más intensas de estos

elementos observadas en NGC 5548 son CIV λ 1550 y CIII] λ 1909 . Ambas líneas son excitadas mediante colisiones con electrones, por lo que dependen del calentamiento del gas. CIII] λ 1909 es además un indicador de la densidad en la región donde se origina. La densidad crítica para esta línea de intercombinación es $\approx 10^{9.6} \text{cm}^{-3}$, por lo que densidades superiores a $10^{10.5} \text{cm}^{-3}$ no serían capaces de reproducir la intensidad observada en CIII] λ 1909 .

La razón Ly α /CIV λ 1550 se suele utilizar para estimar el parámetro de ionización. Es básicamente una medida de la relación entre el ritmo de recombinaciones del hidrógeno y el ritmo de enfriamiento del gas. La mayor parte de la emisión de Ly α se produce en la zona de transición H⁺/H⁰ y la contribución debida a excitación colisional es pequeña. CIV λ 1550 se produce en la zona totalmente ionizada, donde la mayor parte del enfriamiento del gas se realiza a través de la emisión de estos fotones.

Para la componente ancha, el cociente Ly α /CIV λ 1550 medido en NGC 5548 muestra una clara dependencia con el flujo UV. El resultado de aplicar un análisis de regresión lineal a los puntos de la figura 6.4 es

$$\frac{\text{Ly}\alpha}{\text{CIV}\lambda 1550} = (0.98 \pm 0.15) + (0.08 \pm 0.02) \times F(1350) \quad (6.5)$$

con una probabilidad de 0.999.

Al aumentar F(1350), el flujo en la componente ancha de Ly α aumenta más que en la componente ancha de CIV λ 1550 . Según los modelos de fotoionización, un aumento del flujo ionizante debería dar lugar a una disminución de Ly α /CIV λ 1550 , dado que la línea de hidrógeno depende del número de fotones con $\lambda < 912\text{\AA}$, mientras la línea de C³⁺ depende del calentamiento del gas. Si el flujo ionizante llegara a ser tan intenso que se destruyeran los iones C³⁺ , pasando a C⁴⁺ , se tendría un aumento de Ly α /CIV λ 1550 . Sin embargo, este hecho daría lugar a una disminución de la intensidad de CIV λ 1550 . Puesto que ésta es proporcional a F(1350), no parece posible que el aumento de Ly α /CIV λ 1550 sea debido a la transformación de C³⁺ en C⁴⁺.

Al ser CIV λ 1550 una línea producida por excitación colisional, y asumiendo que el número de átomos de carbono es suficiente, su intensidad depende directamente del número de iones C³⁺ . Estos iones se forman mediante fotoionización

de C^{2+} por fotones con energía mayor que $48eV$. $Ly\alpha$ es una línea de recombinación, aunque pueda llegar a ser importante la excitación colisional, y por ello su intensidad depende del número de iones H^+ . La energía necesaria para ionizar un átomo de hidrógeno es tan sólo de $13.6eV$. Así pues, si el flujo ionizante cambia de manera que los fotones con energías comprendidas entre $13.6eV$ y $48eV$ aumentan más que aquéllos con energías mayores que $48eV$, la relación H^+/C^{3+} crece y se obtiene el comportamiento observado de $Ly\alpha/CIV\lambda1550$ con el flujo UV. Un cambio de esta naturaleza en el espectro del continuo ionizante se puede producir si el flujo en rayos X varía menos que en el UV, y si el corte en la ley de potencia UV no ocurre a una energía mayor que $48eV$. Este último punto no puede ser comprobado observacionalmente debido a la falta de instrumentación en el rango espectral apropiado.

Las observaciones con HEAO-1 y EXOSAT de NGC 5548 muestran que el espectro de rayos X se puede representar por una ley de potencia de pendiente ≈ -0.7 . Se ha detectado variabilidad en el flujo de rayos X, pero esta variabilidad no parece estar relacionada con el continuo UV. Entre 1979 (HEAO-1) y 1986 (EXOSAT) la luminosidad total en rayos X ha cambiado por menos de un factor 2. Kaastra y Barr (1989) atribuyen esta variabilidad a inestabilidades térmicas en un disco de acreción alrededor de un agujero negro de $10^7 M_{\odot}$. Wachter *et al.* (1988) señalan que una parte importante de las variaciones detectadas en rayos X de muchas Seyfert 1 puede ser debida al obscurecimiento de la región emisora por el paso de nubes de la BLR. Si es éste el caso, la variabilidad intrínseca de los rayos X en dichas galaxias puede ser muy pequeña o incluso nula.

$CIII\lambda1909$ es otra línea que se forma en la región HII. Esta línea se emite mediante excitación colisional de los iones C^{2+} . De ahí que su intensidad sea sensible a la forma del espectro entre 24 y $48eV$. Los resultados para NGC 5548 muestran que la razón $CIII\lambda1909 / CIV\lambda1550$ es apenas sensible al flujo UV, alcanzando un valor medio 0.30 ± 0.01 (Fig. 6.4). Para mantener la razón entre las intensidades de estas dos líneas de carbono es necesario que la relación C^{2+}/C^{3+} se mantenga cuando el flujo UV aumenta por un factor 5. Arriba se dijo que C^{3+} debe aumentar con $F(1350)$. Esto se consigue a costa de C^{2+} . Si se quiere mantener la relación entre ambos iones, deben existir también suficientes iones C^+ para producir C^{2+} a

través de ionización por fotones de energía $> 24eV$. Además, la forma del espectro entre $24eV$ y $48eV$ no debe cambiar significativamente para mantener el equilibrio C^{2+}/C^{3+} .

Para hacer compatibles las exigencias de que existan variaciones grandes en la relación entre los fotones de $13.6eV$ y $48eV$, pero pequeñas en la relación entre fotones de $24eV$ y de $48eV$, el corte en la ley de potencia UV debe estar en la zona $13.6-24eV$ ($1 - 2 Ryd$) (fig. 6.5).

6.5.2 Líneas de Baja Ionización

La emisión de la serie de Balmer y de $MgII\lambda 2798$ se produce en la zona parcialmente ionizada y depende, básicamente, del calentamiento mediante rayos X. La pequeña amplitud de las variaciones detectadas en esta rango espectral pueden ser la causa de la diferencia de entre las variaciones en estas líneas y las variaciones detectadas en las líneas de alta ionización, más sensibles al continuo UV.

Una parte importante de la emisión de las líneas de Balmer procede de la región de transición entre la zona totalmente ionizada y la zona parcialmente ionizada (ver Figura 3 de Kwan y Krolik, 1981). En esta zona de transición la mayoría de la emisión es debida a recombinación de iones H^+ con e^- libres, seguida de decaimiento radiativo hacia el nivel $n = 2$. En estas condiciones, la situación es muy próxima al caso B de recombinación.

Cuando se pasa a la zona parcialmente ionizada, la excitación colisional es importante y puede llegar a dominar la emisión de $H\alpha$, $H\beta$ e, incluso, $H\gamma$. En esta región la mayor parte del hidrógeno no está ionizado, y la población del nivel $n = 2$ es apreciable (Ferland y Rees, 1988). La excitación colisional de HI en el estado fundamental y en el primer estado excitado favorece la emisión de $H\alpha$ frente a la de $H\beta$ y la de $H\beta$ frente a la de $H\gamma$, con lo que el decremento de Balmer es más pronunciado que en el caso B de recombinación.

Estas consideraciones parecen ser apoyadas por los resultados obtenidos para la componente ancha en las líneas de NGC 5548. Las variaciones en las intensidades de $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$ se espera que sean debidas a variaciones en la región de transición, más sensible al flujo UV, donde la emisión está dominada por recombinaciones. En

el capítulo 4 se señaló que las razones $\frac{\Delta H\alpha}{\Delta H\beta} : \frac{\Delta H\gamma}{\Delta H\beta}$ toman valores $2.5 \pm 0.7 : 0.5 \pm 0.1$. Ambos están dentro del rango esperado para el caso B de recombinación.

En cuanto al decremento de Balmer de la componente ancha, la fig. 6.6 muestra su comportamiento con la razón $Ly\alpha/H\beta$. Dado que este cociente está directamente relacionado con $F(1350)$, la fig. 6.6 también indica el comportamiento de $H\alpha/H\beta$ y $H\gamma/H\beta$ con el flujo UV.

Mientras que $H\gamma/H\beta$ aumenta proporcionalmente a $Ly\alpha/H\beta$ y, por tanto, a $F(1350)$, $H\alpha/H\beta$ apenas cambia, si bien tiende a disminuir para valores altos de $F(1350)$. También hay que hacer notar que $H\alpha/H\beta$ es mayor que 2.5 y que $H\gamma/H\beta$ es menor que 0.5. Las razones entre las intensidades y entre las variaciones de las líneas de la serie de Balmer se pueden explicar con el planteamiento descrito arriba. Para flujos ionizantes bajos, domina la emisión de la región HI, por excitación colisional, dando lugar a que $H\alpha/H\beta$ sea mayor que en el caso B de recombinación y que $H\gamma/H\beta$ sea menor. Cuando el flujo ionizante aumenta, el volumen de la zona de transición aumenta. La contribución de la emisión de esta zona, donde dominan las recombinaciones, a $H\alpha$, $H\beta$ y $H\gamma$ aumenta, con lo que el decremento se aproxima al del caso B, disminuyendo $H\alpha/H\beta$ y aumentando $H\gamma/H\beta$.

6.5.3 Modelos de fotoionización central

Los actuales códigos para modelos de fotoionización aplicados al estudio del gas emisor en galaxias activas están basados en los modelos para nebulosas planetarias. Desde los trabajos de Davidson y Netzer (1979) y Kwan y Krolik (1981) se han venido desarrollando distintos códigos, cada vez más completos en el sentido de tratar un mayor número de procesos físicos y de transferencia radiativa que pueden llegar a ser importantes en el gas emisor. También ha habido un enorme avance en el conocimiento de los parámetros atómicos con que trabajan dichos modelos.

En la actualidad se dispone de varios códigos desarrollados por distintos grupos, siendo los más difundidos MAPPINGS (Binette y Robinson; 1987), ION (Netzer; 1987) y CLOUDY (Ferland; 1987). Trabajos recientes han mostrado que cuando las entradas para los modelos son las mismas, los resultados también son los mismos (Binette *et al.*; 1989, Clavel y de Santos; 1989, Rees *et al.*; 1989). En este trabajo

se ha utilizado la versión 67 - 17 octubre 1987 de CLOUDY. Sin tratar de describir en detalle el programa, sí merece la pena destacar sus características básicas.

CLOUDY divide la nube de gas en capas concéntricas delgadas (entre 100 y 150), de manera que las condiciones físicas en cada una de ellas pueden considerarse constantes. Para cada zona, las ecuaciones de equilibrio térmico y estadístico se resuelven de forma simultánea, teniendo en cuenta la absorción del continuo en la zona anterior. El problema de la transferencia radiativa se trata en la aproximación de probabilidad de escape. En el átomo de hidrógeno se consideran 10 niveles. Los niveles 2s y 2p se tratan de forma separada, pero en el resto de los niveles ($n \geq 3$) no se distingue entre los distintos valores del número cuántico l . El programa trata el gas como si estuviera distribuido en capas planas y paralelas. Esta es una buena aproximación cuando el espesor de la nube es muy pequeño comparado con la distancia a la fuente ionizante.

Los parámetros del modelo son: el continuo ionizante y la composición química, densidad, distancia a la fuente de continuo y densidad de columna del gas. Se han calculado un conjunto de modelos para distintos valores de algunos de estos parámetros. En todos ellos se ha asumido una abundancia solar para los doce elementos que considera el programa (He, C, N, O, Ne, Mg, Al, Si, S, Ar, Ca, Fe) y una densidad de columna $N_H = 10^{23.5} \text{cm}^{-2}$. Las densidades utilizadas han sido $n = 10^9, 10^{9.5}, 10^{10}$ y $10^{10.5} \text{cm}^{-3}$. Las distancias del gas a la fuente del continuo han sido $r = 50, 75$ y 100 días-luz, compatibles con los resultados del análisis de la variabilidad tanto del continuo (capítulo 3) como de las líneas (capítulo 4).

La forma del continuo se ha adoptado de acuerdo a los resultados del capítulo 3:

$$F_\nu = a\nu^{-0.5} \exp(-h\nu/h\nu_c) + b\nu^{-0.7}$$

donde los valores de a y b vienen dados por las observaciones en el UV (este trabajo) y en rayos X (Petre *et al.*; 1984). Se han probado distintos cortes en la ley de potencia UV ($h\nu_c = 1, 2, 3, 4$ y 5 Ryd). Para cada conjunto de parámetros $n, r, h\nu_c$ se han corrido tres modelos correspondientes a $F(1350) = 2.5, 5.0$ y $10 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ \AA}^{-1}$, manteniendo constante la luminosidad en rayos X, de acuerdo con los resultados de otros trabajos discutidos en la sección 6.5.2. Un problema apenas estudiado es cómo se ven afectados los modelos cuando se considera un flujo del continuo variable en

el tiempo. Todos los códigos de fotoionización tratan una situación estacionaria y no incluyen el tiempo. Sin embargo, sabemos que la luminosidad de los núcleos de galaxias Seyfert 1 es variable. Un pulso del continuo se propagaría de nube a nube con la velocidad de la luz, pero el frente ionizante dentro de cada nube no puede desplazarse tan rápido. La velocidad del sonido en el gas es del orden de 10 Km/s, lo que supone que, para nubes de un tamaño típico de 10^{13} cm, el tiempo que tarda una onda de sonido en cruzar cada nube es del orden de 100 días. El hecho de que se observen respuestas rápidas a variaciones en el continuo en escalas de tiempo más cortas de cien días significa que la información se propaga a través del gas a una velocidad mayor que la del sonido, es decir, deben producirse ondas de choque. Hasta ahora sólo se ha abordado el problema de la presencia de ondas de choque en la NLR (Viegas-Aldrovandi y Contini, 1989). En esta sección para cada valor del flujo UV se ha considerado un modelo estacionario, de manera que todo el gas ve la misma radiación ionizante.

En total se dispone de 180 modelos que permiten estudiar el comportamiento de las razones de líneas con la densidad, la frecuencia de corte de la ley de potencia UV, la distancia y el flujo UV. La intención no es tanto encontrar un modelo que reproduzca todos los cocientes de líneas y sus variaciones con el flujo a 1350\AA , sino buscar las condiciones bajo las cuales se forman las distintas líneas. En la Fig. 6.7 se muestran los resultados para algunos cocientes de líneas. Por ejemplo, para $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909/\text{CIV}\lambda 1550$ los modelos compatibles con las observaciones corresponden a $r = 50 - 75$ días-luz, $n = 10^9 - 10^{9.5}\text{cm}^{-3}$ y $h\nu_c = 1 - 2\text{Ryd}$. Tanto las variaciones como los valores absolutos medidos para $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909/\text{CIV}\lambda 1550$ están entre dos modelos concretos con la misma densidad ($n = 10^{9.5}\text{cm}^{-3}$) y la misma distancia ($r = 50$ días-luz), pero con $h\nu_c = 1\text{Ryd}$ y $h\nu_c = 2\text{Ryd}$.

La razón $\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta$ en todos los modelos es más alta que lo observado. Para $r = 50$ días-luz y $h\nu_c = 1\text{Ryd}$ los cálculos se aproximan a las observaciones, siendo $\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta$ casi independiente de la densidad. Para frecuencias de corte más altas y mayores distancias, la razón entre estas líneas de hidrógeno aumenta y se aparta más de los valores medidos. Los modelos que mejor se ajustan a los valores observados de $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909/\text{CIV}\lambda 1550$ también reproducen las variaciones de

$\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta$, pero los valores de este cociente son demasiado altos. En general, existe una discrepancia entre valores teóricos y observados en razones de líneas que se espera se formen bajo distintas condiciones de ionización. Uno de estos casos es $\text{Ly}\alpha/\text{MgII}\lambda 2798$. Tan sólo para altas densidades y grandes distancias los modelos y las observaciones se acercan, aún sin llegar a un buen acuerdo para los parámetros utilizados. Los resultados de las correlaciones cruzadas son compatibles con una mayor distancia de la fuente de continuo a la región de formación de $\text{MgII}\lambda 2798$ que a la región de formación de $\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{Ly}\alpha$.

La emisividad de las líneas de Balmer y $\text{MgII}\lambda 2798$ se mantiene aproximadamente constante en la región HI (Figura 3, Kwan y Krolik, 1981). Se puede entonces aumentar la intensidad de estas líneas si la región HI es mayor que en los modelos. De esta forma la densidad de columna debería ser mayor que el valor utilizado de $10^{23.5} \text{cm}^{-2}$. No se han probado valores de N_H mayores porque la versión de CLOUDY de que se dispone no es muy fiable cuando se alcanzan densidades de columna tan altas.

El problema de densidades de columna muy altas está en el mecanismo por el cual el gas puede llegar a calentarse lo suficiente como para emitir una energía apreciable en $\text{MgII}\lambda 2798$. Ferland y Persson (1989) han estudiado este problema en detalle. Sus modelos muestran que la absorción del continuo entre 10 y $100\mu\text{m}$ mediante transiciones libre-libre y la fotodisociación del ion negativo del hidrógeno (H^-) por el continuo a $1\mu\text{m}$ son una fuente importante de calentamiento en la zona neutra del gas. El resultado de estos procesos es que la emisión en las líneas de Balmer y de iones con bajo potencial de ionización aumenta de forma apreciable cuando se consideran grandes densidades de columna ($\sim 10^{25.5} \text{cm}^{-2}$).

Uno de los problemas peor entendidos de los núcleos activos de galaxias es la geometría de la BLR. Continuamente se dan toques de atención sobre las implicaciones que puede tener el asumir un tipo u otro de geometría, pero hasta ahora, no se ha abordado con suficiente detalle, sobre todo debido a la dificultad de extraer información útil y clara acerca de la distribución del gas emisor. Ya se ha mencionado que, en general, se supone que la región emisora está constituida por un gran número de nubes de gas, cada una de ellas mucho menor que el tamaño de la región entera. Esto da lugar a "huecos" en la BLR, a través de los cuales se

puede observar el continuo ionizante. La fracción del volumen de la BLR ocupado por nubes de gas se conoce como factor de llenado y es uno de los parámetros peor conocidos. Otra incertidumbre notable está en la forma de la BLR. Por simplicidad, se suele asumir una forma esférica, aunque no hay ninguna evidencia ni a favor ni en contra de este arreglo.

En los modelos la situación es aún peor, ya que se trata el gas como distribuido en capas planas y paralelas. CLOUDY asume una geometría esférica, pero, como todos los códigos de fotoionización, considera una sola nube, con un radio interno r_i y un radio externo r_e . Sobre este modelo se han discutido las razones de líneas arriba: se tiene una zona totalmente ionizada (región HII) hasta una distancia r_t , a partir de la cual el grado de ionización disminuye abruptamente, pasando a tener una región HI. En esta situación, la fotoionización del gas más allá de r_t es muy pequeña y entre r_t y r_e dominan totalmente las colisiones.

Los fotones ionizantes ($\lambda < 912\text{\AA}$) no son todos absorbidos entre r_i y r_t , sino que pueden incluso escapar de la BLR y llegar hasta nuestros detectores. Así, una nube situada más allá de r_t puede "ver" el continuo ionizante. En esta nube se creará una región HII, si bien será muy pequeña dado que el parámetro de ionización disminuye con r , salvo que n disminuya más rápido que r^{-2} .

Esta pequeña región HII, en nubes más alejadas que r_t , puede afectar notablemente al decremento de Balmer, puesto que, aunque constituye una fracción muy pequeña del volumen total de la nube, la emisividad de las líneas de Balmer en dicha región es mucho mayor que en el resto de la nube (de nuevo Figura 3 de Kwan y Krolik, 1981).

Una BLR extensa también puede ayudar a comprender tanto los valores medidos de $\text{Ly}\alpha/\text{MgII}\lambda 2798$ como la diferencia en las correlaciones cruzadas. La emisión de la línea de hidrógeno vendría de las zonas más cercanas a la fuente de continuo, mientras que $\text{MgII}\lambda 2798$ se formaría preferentemente en las nubes más alejadas. La fig. 6.7 muestra que la emisión de $\text{MgII}\lambda 2798$ es más importante cuando el gas está lejos de la fuente ionizante. Para distancias no demasiado grandes (≤ 200 días-luz) se pueden reproducir los valores observados de $\text{Ly}\alpha/\text{MgII}\lambda 2798$ sin recurrir a densidades más altas que 10^{10}cm^{-3} . Se puede aumentar aún más la intensidad de $\text{MgII}\lambda 2798$ si la densidad de columna es mayor que el valor típico aceptado hasta

ahora ($10^{23.5} \text{ cm}^{-2}$).

La emisión de las líneas de baja excitación puede verse aumentada por un calentamiento extra de la zona neutra mediante rayos X. Este exceso de rayos X sólo podría ocurrir en la zona entre 60 y 600 eV donde no se dispone de observaciones. Sin embargo en algunos trabajos se propone la existencia de este exceso en rayos X blandos (Binette *et al.*; 1989, Kaastra y Barr, 1989).

6.6 Conclusiones

La velocidad típica de las nubes de gas que emiten la componente ancha de las líneas permitidas en NGC 5548 es del orden de 4200 Km/s.

El aumento de $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ con el flujo ionizante, unido a la escasa variabilidad de $\text{CIII}\lambda 1909/\text{CIV}\lambda 1550$ imponen ciertas condiciones a la forma del continuo en el UV lejano y los rayos X blandos. Para reproducir las observaciones, la ley de potencia UV debe truncarse a una energía menor de 3 Ryd.

Las mismas razones de líneas sugieren una densidad en la BLR entre 10^{10} y $10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$ y una distancia a la fuente de continuo del orden de 50 días luz.

El código de fotoionización utilizado no es capaz de resolver el problema de las líneas de baja ionización. Versiones más recientes (no disponibles) llegan a un mejor acuerdo con las observaciones cuando se consideran densidades de columna más altas (Ferland y Persson, 1989).

Tabla 6.1: Correlaciones ($I = a \times F(1350) + b$)

Línea	a	b	r	N	Probabilidad
$\text{Ly}\alpha$	110 ± 5	-143 ± 35	0.827	31	0.999
$\text{CIV}\lambda 1550$	4.2 ± 1	50 ± 9	0.645	31	0.999
$\text{CIII}\lambda 1909$	11.3 ± 1.4	36 ± 10	0.786	19	0.999
$\text{MgII}\lambda 2798$	9.7 ± 0.5	99 ± 5	0.355	17	0.740
$\text{H}\gamma$	5.3 ± 0.1	-2.8 ± 0.7	0.787	10	0.993
$\text{H}\beta$	9.8 ± 0.2	7.6 ± 1.5	0.528	11	0.950
$\text{H}\alpha$	29.8 ± 0.7	142 ± 5	0.589	6	0.880

Tabla 6.2: Cocientes de líneas

Línea	2	3	4	5
Ly α	9.1 \pm 0.1	8.3 \pm 0.1	11.2 \pm 0.6	10 \pm 3
CIV λ 1550	5.5 \pm 0.1	4.8 \pm 0.2	4.3 \pm 0.1	8 \pm 4
CIII] λ 1909	1.78 \pm 0.04	1.48 \pm 0.05	1.2 \pm 0.2	1.6 \pm 1.1
MgII λ 2798	2.96 \pm 0.06	2.4 \pm 0.1	1.1 \pm 0.1	-0.1 \pm 0.8
H γ	0.509 \pm 0.003	0.43 \pm 0.01	0.54 \pm 0.02	0.5 \pm 0.1
H β	1	1	1	1
H α	5.73 \pm 0.03	5.1 \pm 0.1	3.0 \pm 0.1	2.5 \pm 0.7

Notas a la tabla 6.2

Columna 2.- Cociente tras promediar los valores de las columnas "Ancha" en las tablas 4.4 a 4.11

Columna 3.- Promedio tras dividir las columnas "Ancha" de las tablas 4.4 a 4.11 por la misma columna de la tabla 4.5

Columna 4.- Cociente entre los factores de proporcionalidad a (tabla 6.1) entre la componente ancha y el continuo

Columna 5.- Cociente entre las variaciones de la intensidad total en las líneas y en H β (sección 4.2)

Figura 6.5

Las Funciones de Correlación Cruzada entre distintas líneas y el continuo a 1350Å se han obtenido para una muestra de 100 espectros de los dos grupos de las (DCP), interpolando a una resolución de 10Å y calculando la Función de Correlación Cruzada (CCF) (ver texto). No aparecen retrasos significativos salvo para MgII λ 2798. La pequeña amplitud de las variaciones en esta línea hace difícil determinar con precisión dicho retraso. Para comparar, se ha incluido la correlación entre el flujo del continuo a 1350Å y 1450Å.

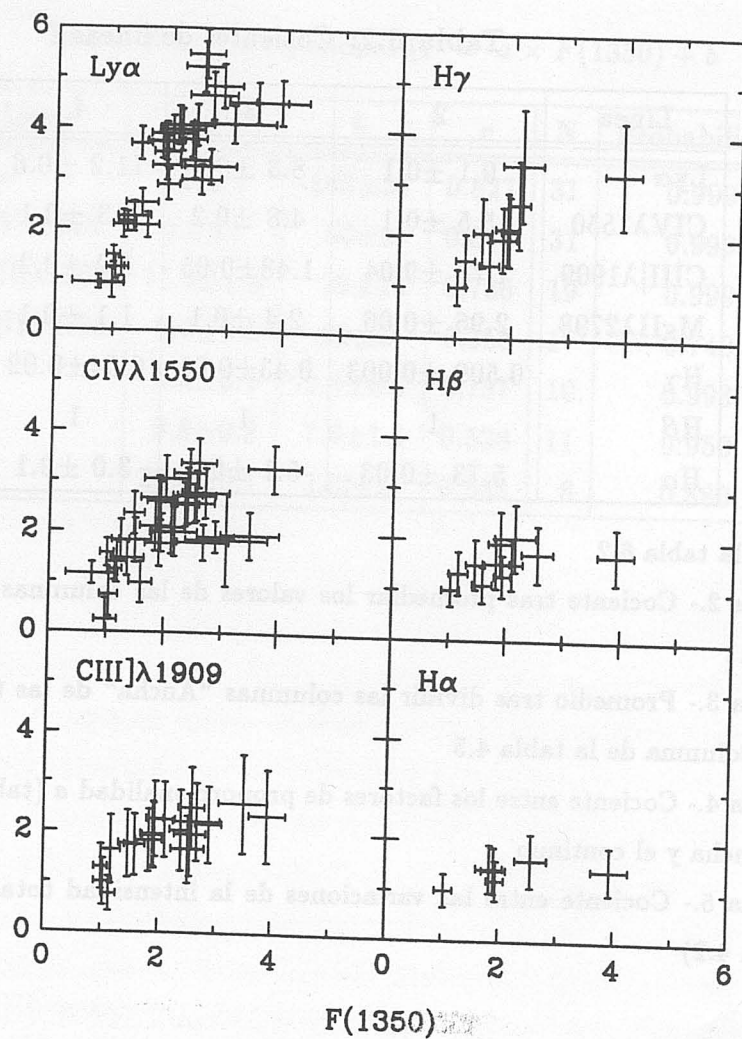


Figura 6.2

Para comparar las variaciones en la componente ancha de cada línea se ha representado la intensidad dividida por su valor mínimo (ver texto) frente al flujo UV, también normalizado.

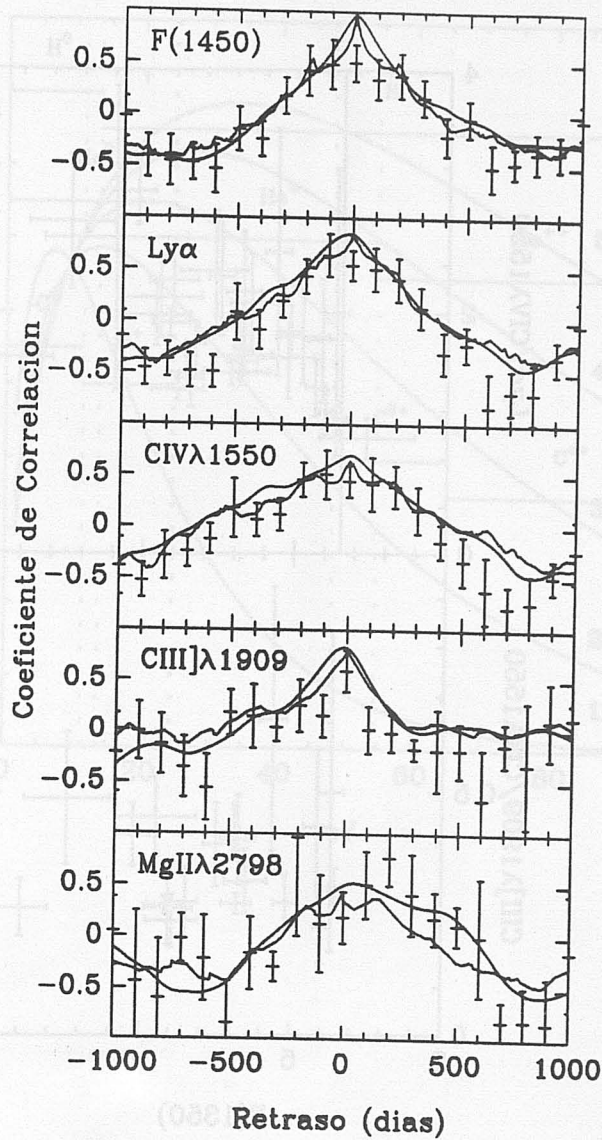
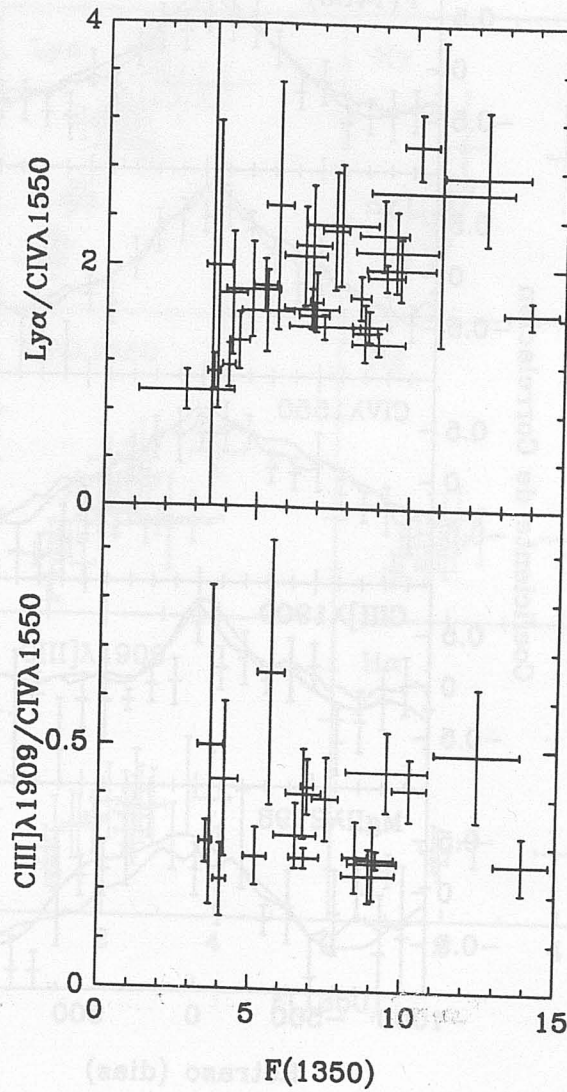


Figura 6.3

Las Funciones de Correlación Cruzada entre distintas líneas y el continuo a 1350\AA se han calculado por tres métodos: interpolando en las dos curvas de luz (BCF), interpolando en una y otra curva sucesivamente (CCF) y evaluando la Función de Correlación Discreta (DCF) (ver texto). No aparecen retrasos significativos salvo para $\text{MgII}\lambda 2798$. La pequeña amplitud de las variaciones en esta línea hace difícil determinar con precisión dicho retraso. Para comparar, se ha incluido la correlación entre el flujo del continuo a 1350\AA y 1450\AA .

**Figura 6.4**

La dependencia observada de $Ly\alpha/CIV\lambda 1550$ y $CIII]\lambda 1909/CIV\lambda 1550$ con el flujo UV a 1350\AA no encaja dentro de los modelos de fotoionización clásicos. El comportamiento de estos cocientes está relacionado con la forma y la variabilidad del continuo ionizante en el UV extremo y los rayos X blandos.

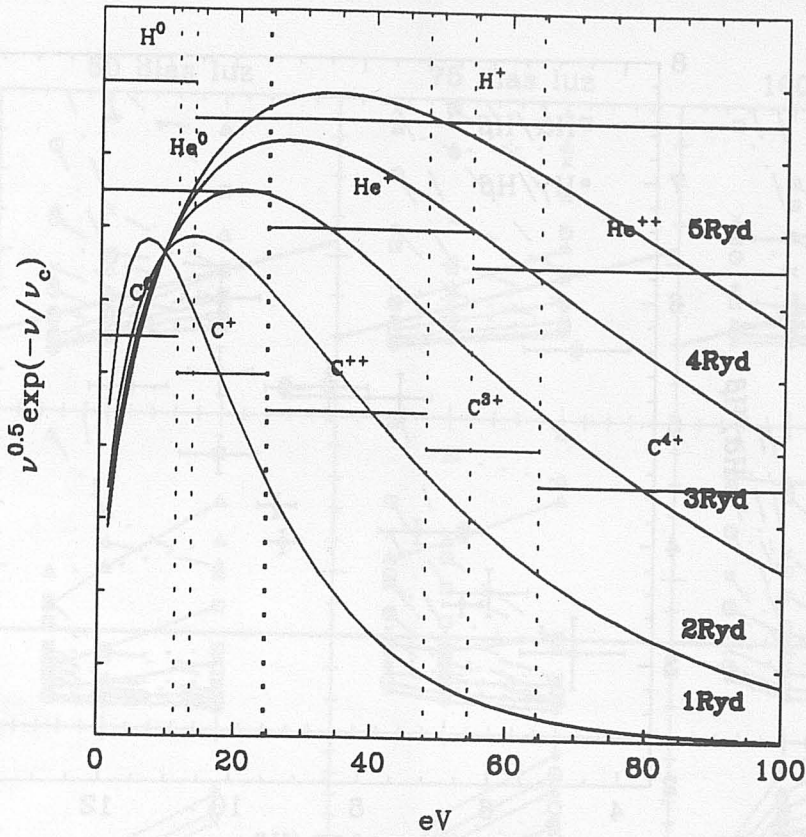


Figura 6.5

En esta figura se muestran las distintas leyes de potencia utilizadas en los modelos. En el eje vertical se representa νF_ν , de manera que se puede comparar directamente la energía en cada intervalo de frecuencias. También se muestran los potenciales de ionización del hidrógeno, helio y carbono.

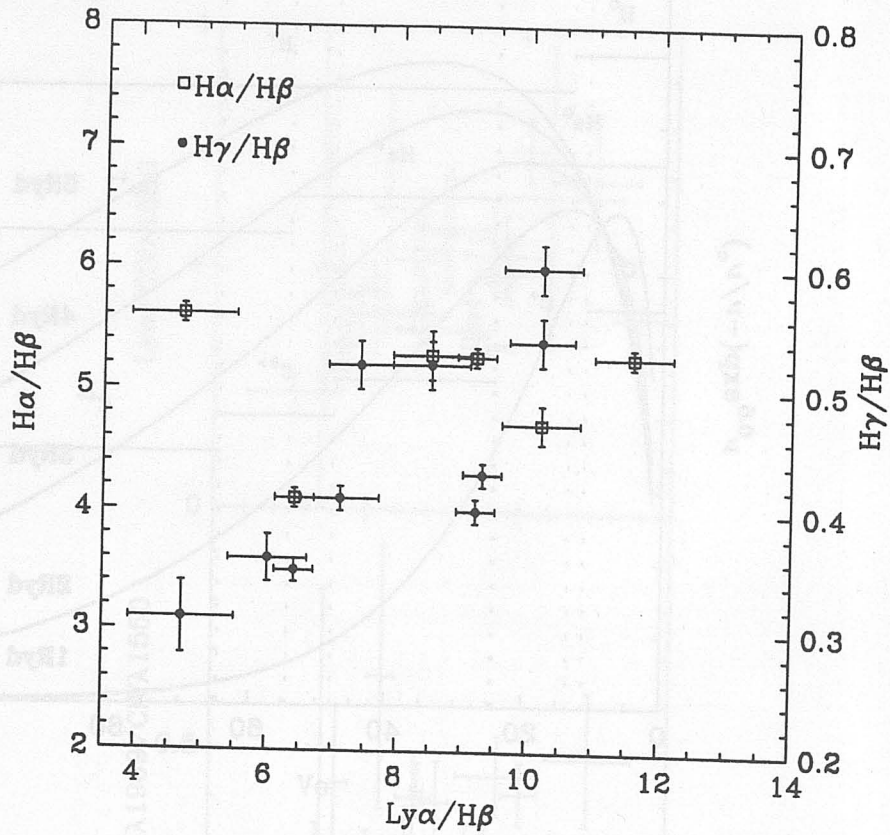


Figura 6.6

Decremento de Balmer de la componente ancha frente a $Ly\alpha/H\beta$. Esto es equivalente a representarlo frente al continuo, dado que existe una relación lineal entre $Ly\alpha/H\beta$ y $F(1350)$. Las variaciones en las intensidades relativas de las líneas de hidrógeno pueden explicarse si la excitación colisional juega un papel importante.

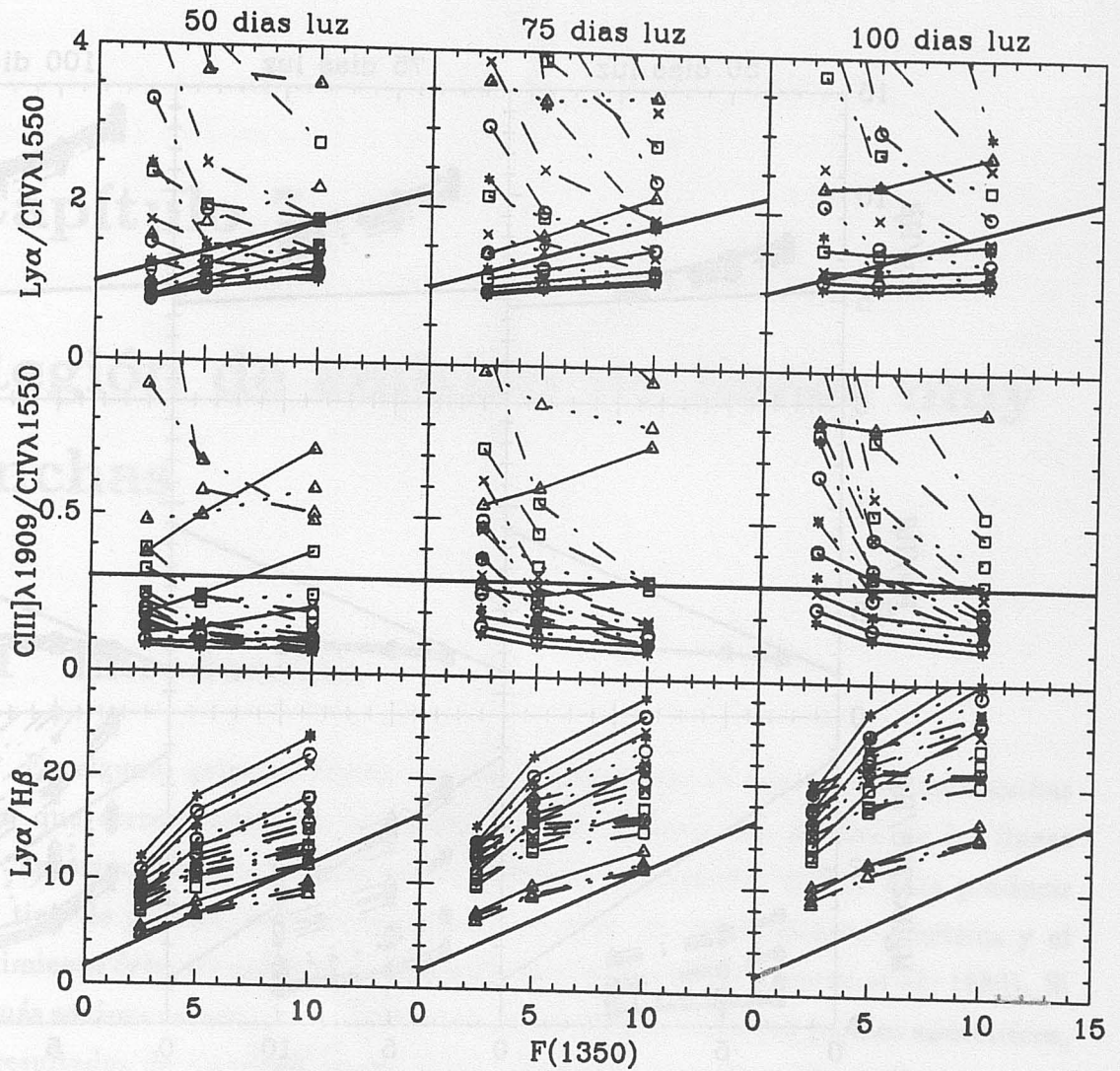


Figura 6.7 a

Predicciones de los modelos de fotoionización para los cocientes $Ly\alpha/CIV\lambda 1550$, $CIII\lambda 1909/CIV\lambda 1550$ y $Ly\alpha/H\beta$. Los modelos están descritos en el texto. Densidades: 10^9 cm^{-3} (—), $10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$ (· · ·), 10^{10} cm^{-3} (- - -) y $10^{10.5} \text{ cm}^{-3}$ (- · - ·). Cortes en la ley de potencia: 1 (Δ), 2 (\square), 3 (\times), 4 (\circ) y 5 *Ryd* (*). La línea gruesa (—) representa las observaciones de acuerdo a los resultados de la tabla 6.1

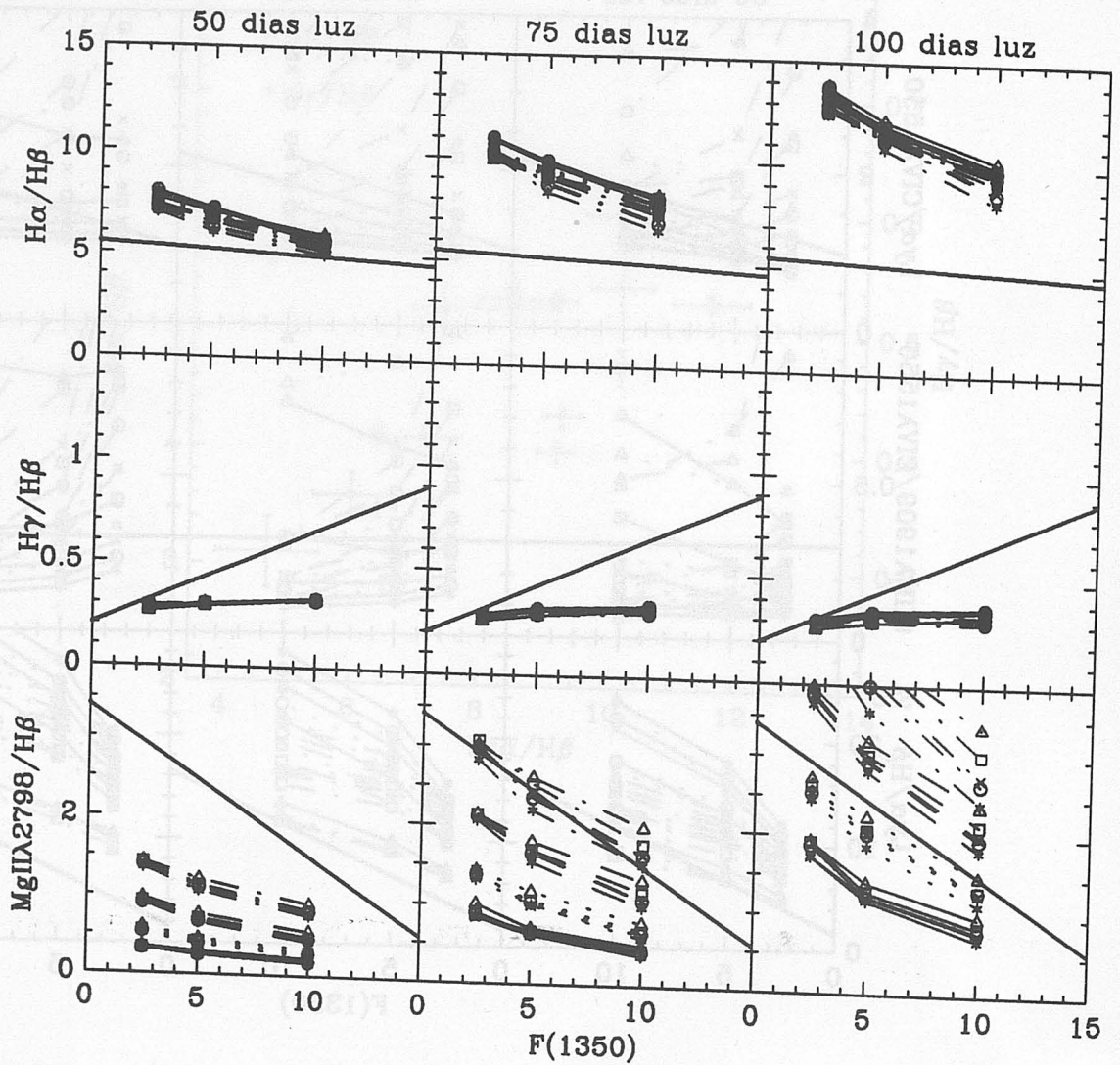


Figura 6.7 b

Predicciones de los modelos para $H\alpha/H\beta$, $H\gamma/H\beta$ y $MgII\lambda 2798/H\beta$. Los símbolos son los mismos que en la figura anterior.

Capítulo 7

Región de emisión de líneas muy anchas

7.1 Introducción

En algunas galaxias Seyfert las alas de las líneas de emisión son más anchas de lo que correspondería a una gaussiana. En general, los perfiles de las líneas son “aproximadamente” logarítmicos (Mathews y Capriotti, 1985). Para producir este tipo de perfiles la distribución del gas debe ser esféricamente simétrica y el movimiento debe ser radial (Blumenthal y Mathews; 1975, Capriotti *et al.*; 1980). Si además se tiene cuenta que en la mayoría de los casos se observan perfiles asimétricos, los resultados de Capriotti *et al.* (1981) favorecen una situación en la que en un determinado momento un elevado número de nubes ($10^3 - 10^4$) adquieren una cierta velocidad y después se mueven alejándose de la fuente de continuo.

Sólo en unos pocos espectros de NGC 5548, alguna línea exhibe un perfil de forma casi logarítmica (p. ej. $H\beta$ en el espectro de julio de 1981, fig. 4.3 y 4.2). Sin embargo, en el capítulo 4 se ha mostrado que el mejor ajuste consistente con los perfiles observados de todas líneas en todas las épocas se obtiene utilizando varias componentes gaussianas.

El estudio de la variabilidad en los perfiles ha puesto de manifiesto que las alas de Lya y $CIV\lambda 1550$ se comportan de forma distinta al centro de estas líneas y de las

de la serie de Balmer. La componente muy ancha descrita en el capítulo 4 es la que representa las alas de las líneas de alta ionización. En este capítulo se analizarán los perfiles y la variabilidad y se tratará de encontrar alguna relación entre la dinámica y las condiciones físicas del gas emisor de esta componente y el responsable de la emisión de la componente ancha.

7.2 Perfiles

La anchura de la componente muy ancha viene a ser $\text{FWHM} = 10100 \pm 800 \text{ Km/s}$, aproximadamente el doble de la anchura de la componente ancha. En el caso de que el ensanchamiento de las líneas sea debido a movimientos keplerianos de las nubes bajo la acción de un campo gravitatorio central ($v^2 \propto 1/r$), un factor 2 de diferencia entre la anchura de ambas componentes significa que la distancia típica de la fuente ionizante a las nubes que emiten las líneas anchas es 4 veces mayor que la distancia típica a las nubes emisoras de las líneas muy anchas.

El centro de la línea está desplazado al azul respecto a la componente estrecha. Promediando sobre todas las líneas donde existe componente muy ancha, la posición de ésta es $-1500 \pm 1000 \text{ Km/s}$. El error tan grande se debe precisamente a la gran anchura de la línea, que hace que el máximo no quede muy bien definido y que la componente muy ancha aparezca a veces como un falso continuo bajo el resto de la línea. El desplazamiento relativo de las componentes ancha y muy ancha puede indicar la presencia de un movimiento relativo del gas o el oscurecimiento de la parte roja de la componente muy ancha. La discusión de este punto se dejará para el capítulo 9.

La característica más notable de esta componente muy ancha es que no se detecta en todas las líneas. Tan sólo se observa en $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$, HeI y HeII . En $\text{H}\beta$ la intensidad de una posible componente muy ancha es menor que $6 \times 10^{-14} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que lleva a $\text{Ly}\alpha/\text{H}\beta \geq 80$. El gas que emite esta componente debe tener una densidad y/o un estado de ionización muy alto.

7.3 Variabilidad

La forma de calcular el error en la intensidad de las componentes da más peso a aquéllas más anchas y de menor altura sobre el continuo. Esto conduce a barras de error muy grandes en las líneas de helio, que son muy débiles respecto al continuo. Además, en todas ellas siempre hay otra línea que afecta a la separación de las componentes: HeII λ 1640 está solapada con [OIII] λ 1663 y, en parte, con CIV λ 1550; HeII λ 4686 está muy cerca de H β ; NaI λ 5890 y CaI λ 5867, aunque muy débiles, complican el ajuste a HeI λ 5876.

La mejor definición de la componente muy ancha se tiene en Ly α y CIV λ 1550. En ambos casos la intensidad de la componente muy ancha disminuye de manera abrupta cuando F(1350) alcanza el mínimo (DJ=2444659), recuperándose casi inmediatamente (dentro de la resolución temporal de que se dispone), aún cuando el flujo UV sigue aumentando durante dos años. En Ly α se producen variaciones de hasta un factor 2, aparentemente relacionadas con los cambios en el continuo (Fig. 7.1). Un análisis de correlación lineal revela que la probabilidad de que las variaciones en la componente muy ancha de Ly α y en el continuo estén relacionadas es muy baja. Hay que recordar que los errores con que se está trabajando (ec. 4.8) corresponden a 3σ . Esta podría ser la causa de que el nivel de confianza en la correlación sea muy bajo. Cuando se consideran errores de 1σ , el nivel de confianza en la correlación es 99.4%.

La intensidad de la componente muy ancha de CIV λ 1550 aumenta con F(1350), aunque las variaciones en la línea son la mitad que en el continuo. Cuando el flujo UV alcanza un determinado valor, esto deja de ser cierto y la intensidad de CIV λ 1550 empieza a disminuir. Claramente la relación entre CIV λ 1550 y F(1350) es no lineal. Ajustando los puntos de la fig. 7.1 a un polinomio de grado 2, se encuentra que el valor máximo de CIV λ 1550 es $\sim 7.0 \times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, correspondiente a un flujo del continuo F(1350)= 8.2×10^{-12} erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ Å $^{-1}$. La incertidumbre en estos valores es del orden del error en la intensidad de la línea (30%).

La caída en la intensidad de la componente muy ancha de CIV λ 1550 que se aprecia en la fig 7.1 puede ser debida a una disminución real para flujos ionizantes altos, o puede ocurrir que las variaciones en la línea estén retrasadas respecto al con-

tinuo y en la fig. 7.1 apareza un ciclo de histéresis insuficientemente muestreado. Esta última hipótesis no es corroborada por la función de correlación cruzada entre la línea y el continuo por lo que sólo se considerará la primera posibilidad.

Al excitar colisionalmente un ion C^{+3} , éste se desexcita emitiendo un fotón de longitud de onda 1550Å . Una disminución del número de estos fotones se debe asociar bien a una disminución en el número de excitaciones de los iones C^{+3} o bien a un descenso en el número de estos iones. La primera posibilidad implica una disminución de la temperatura, difícilmente asociable a un aumento del flujo UV. Si el continuo llega hasta fotones con energía $\geq 65\text{ eV}$, los iones C^{+3} pasan a C^{+4} cuando aumenta el número de fotones ionizantes. Si la densidad de radiación es lo suficientemente grande, todos los iones C^{+3} pueden convertirse en C^{+4} , disminuyendo entonces el número de fotones emitidos y la intensidad de $CIV\lambda 1550$.

Se puede calcular el número de iones C^{+3} conocida la intensidad de la línea $CIV\lambda 1550$ (L_c) a partir de :

$$L_c = N_e N_1 q_{12} h\nu \quad (7.1)$$

donde N_e es la densidad electrónica, N_1 es el número de iones en el nivel $^2S_{1/2}$ y q_{12} es la tasa de excitación colisional desde este nivel a $^2P_{1/2}$ y $^2P_{3/2}$.

La expresión para calcular q_{12} se ha tomado de Aller(1984)

$$q_{21}(T_e) = \frac{8.63 \times 10^{-6} \gamma_{21}(T_e)}{\omega_2 T_e^{1/2}} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} \quad (7.2)$$

$$q_{12}(T_e) = \frac{\omega_2}{\omega_1} q_{21} \exp\left(-\frac{h\nu}{kT_e}\right) \quad (7.3)$$

La dependencia en la temperatura no es muy fuerte para el rango de esperado de T_e en el gas emisor, por lo que se ha tomado $T_e = 1.5 \times 10^4 \text{ K}$. La intensidad colisional efectiva $\gamma_{21}(T_e)$ se ha tomado también de Aller(1984)

El número de iones C^{+3} en el nivel $^2S_{1/2}$ es $N_1 = 1.97 \times 10^{53}$, para una densidad electrónica típica de 10^9 cm^{-3} . Aunque en la realidad los iones C^{+3} y C^{+4} deben coexistir para un rango de flujos del continuo, idealmente se puede asumir que el máximo en la emisión de $CIV\lambda 1550$ corresponde a una fase en la que todo el carbono está en forma de C^{+3} y que estos iones se encuentran en el nivel $^2S_{1/2}$. De esta forma N_1 sería el número total de átomos de carbono en el gas emisor

($N(C)$). Para una abundancia de carbono igual a la solar ($C/H = 4.7 \times 10^{-4}$), el número total de átomos de hidrógeno en el gas sería $N(H) = 4.0 \times 10^{56}$. Esto resulta en una masa de la región emisora de las líneas muy anchas de $3 \times 10^{-3} M_{\odot}$, si $N_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Tomando el límite superior para la intensidad en $H\beta$ mencionado arriba, y adoptando $\epsilon_{H\beta} = 10^{-25} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$, como emisividad de $H\beta$ (cerca del Caso B), la masa del gas resulta

$$M = \frac{L_{H\beta} m_H}{\epsilon_{H\beta} N_e} < 2 \times 10^{-3} M_{\odot}$$

dando un límite superior efectivo de $2-3 \times 10^{-3} M_{\odot}$ para la región de emisión de líneas muy anchas en NGC 5548.

7.4 Enrojecimiento

La ausencia de líneas muy anchas en la serie de Balmer restringe la discusión del enrojecimiento a las líneas de $\text{HeII}\lambda 1640-4686$. El valor medio de este cociente es 5.9 ± 3.2 , menor que el valor teórico de 8-10 cuando no hay enrojecimiento. Se considera que el cociente $\text{HeII}\lambda 1640/4686$ es un buen indicador del enrojecimiento porque es aproximadamente constante sobre un amplio rango de condiciones. Netzer, Elitzur y Ferland (1985) discuten la posibilidad de un aumento de $\text{HeII}\lambda 4686$ mediante la influencia de los fotones $\text{Ly}\alpha$ ($\lambda = 1215.67 \text{ \AA}$) sobre la población del nivel 4 del átomo He^+ . La transición entre los niveles 2-4 de He^+ tiene una longitud de onda asociada de 1215.172 \AA . Cuando $\tau(\text{Ly}\alpha) > 10^6$ o cuando existen grandes movimientos internos que dan lugar a perfiles de líneas muy anchos, los fotones $\text{Ly}\alpha$ pueden llegar a aumentar la población del nivel 4 de He^+ de manera significativa, con lo cual aumenta $\text{HeII}\lambda 4686$ (transición 4-3) respecto a $\text{HeII}\lambda 1640$ (transición 3-2).

Netzer *et al.* no consideran la primera posibilidad porque en sus modelos $\tau(\text{Ly}\alpha)$ no alcanza valores tan grandes en la región de He^+ . En dichos modelos la máxima densidad que se trata es $10^{10.5} \text{ cm}^{-3}$ y sus argumentos en contra de mayores densidades (junto con parámetros de ionización grandes) se basan en que resultan cocientes $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ demasiado bajos (~ 0.91) y $\text{HeII}\lambda 1640/H\beta$ demasiado altos (> 1). Para la componente muy ancha de las líneas de emisión en NGC 5548,

$\langle \text{Ly}\alpha / \text{CIV}\lambda 1550 \rangle = 0.90 \pm 0.26$ y $\langle \text{HeII}\lambda 1640 / \text{H}\beta \rangle \geq 20$, lo que elimina las restricciones a n y U en los modelos de Netzer *et al.* No existen modelos detallados para densidades mayores de 10^{11} cm^{-3} . Ferland y Rees (1988) han elaborado modelos para altas densidades, que tratan en detalle el átomo de hidrógeno, pero no el átomo de helio, por lo que un cálculo detallado del cociente $\text{HeII}\lambda 1640 / 4686$ no existe por el momento. Pese a ello, se espera que $\text{HeII}\lambda 1640 / 4686$ sea menor que 8-10 cuando la densidad del gas y la anchura de los perfiles sean grandes. En NGC 5548 hay evidencias a favor de la primera condición y la segunda es obvia.

Con todo esto, aún no es posible decidir sobre el enrojecimiento de las líneas muy anchas. En la fig. 7.2 se muestra el cociente $\text{HeII}\lambda 1640 / 4686$ en función del flujo UV. El punto de máximo brillo UV es un poco atípico, en el sentido de que el espectacular aumento de $F(1350)$ no tiene análogo en ninguna de las líneas de emisión ni en ninguna de sus componentes. Prescindiendo de este punto, se ve como $\text{HeII}\lambda 1640 / 4686$ disminuye de manera abrupta cuando crece $F(1350)$, siendo muy próximo al valor teórico 8-10 (no enrojecimiento) cuando el flujo UV es mínimo. Si los valores pequeños del cociente son debidos a enrojecimiento, es difícil imaginar cómo la absorción aumenta con el brillo UV. Sin embargo, si la razón está en un aumento de $\text{HeII}\lambda 4686$, debido a la población del nivel 4 de He^+ , se entiende que al aumentar el parámetro de ionización crezca la intensidad de $\text{HeII}\lambda 4686$, dando lugar a la disminución del cociente. En definitiva, aún sin poder descartar totalmente la existencia de extinción de las líneas muy anchas en NGC 5548, un valor alto de $N_H (> 10^{11} \text{ cm}^{-3})$ y $U (> 0.1)$ puede dar cuenta de los valores medidos de $\text{HeII}\lambda 1640 / 4686$ sin tener que recurrir a enrojecimiento.

7.5 Condiciones físicas del gas.

La disminución en la intensidad de $\text{CIV}\lambda 1550$ con el flujo a 1350\AA se ha explicado asumiendo que la densidad de radiación llega a ser tan grande que ioniza todos los átomos de carbono en el gas emisor. En el capítulo 6 se señaló que las variaciones en la intensidad de $\text{Ly}\alpha$ se deben al aumento de la cantidad de gas ionizado. Así, el hecho de observar variaciones muy pequeñas en la componente muy ancha de $\text{Ly}\alpha$ significaría que queda poco gas por ionizar. La intensidad relativa de $\text{Ly}\alpha$ respecto

a CIV λ 1550 también apunta hacia una alta densidad de radiación respecto a la densidad de partículas. La ausencia de una componente muy ancha en las líneas de baja ionización indica una región parcialmente ionizada mucho menor que la región totalmente ionizada. Todas estas circunstancias conducen a que el parámetro de ionización en el gas emisor de las líneas muy anchas debe ser grande ($U > 0.1$). Aceptando la hipótesis de que la disminución del cociente HeII λ 1640/ λ 4686 es debida a altas densidades, la definición de U implica que la distancia del gas a la fuente de continuo debe ser muy pequeña. Para una distribución espectral como la descrita en el capítulo 6, con un corte en la ley de potencia UV a $3Ryd$, $n = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ y $U = 0.1$, la distancia del gas emisor a la fuente de continuo es (ec. 1.4)

$$r = 7 \text{ días} - \text{luz}$$

Todas las estimaciones hechas hasta aquí son bastante groseras. No obstante, sí permiten establecer que el gas emisor de las líneas muy anchas está situado a una distancia del orden de 10 días luz de la fuente de continuo.

7.6 Conclusiones

La ausencia de una componente muy ancha en las líneas de baja excitación (serie de Balmer del hidrógeno, MgII λ 2798) implica que el parámetro de ionización en la región de emisión de líneas muy anchas es grande ($\log(U) \sim -1$).

El cambio en la razón de las líneas HeII λ 1640/ λ 4686 puede explicarse en términos de una densidad muy alta. No parece probable que estas líneas estén enrojecidas, ya que la cantidad de absorción debería ser variable en función del flujo UV.

Para hacer compatible las dos conclusiones anteriores, la distancia de la fuente ionizante al gas emisor de las líneas debe ser del orden de unos pocos días-luz.

Las velocidades y distancias estimadas para la BLR y la VBLR son compatibles con un campo de velocidades $v \propto r^{-1/2}$.

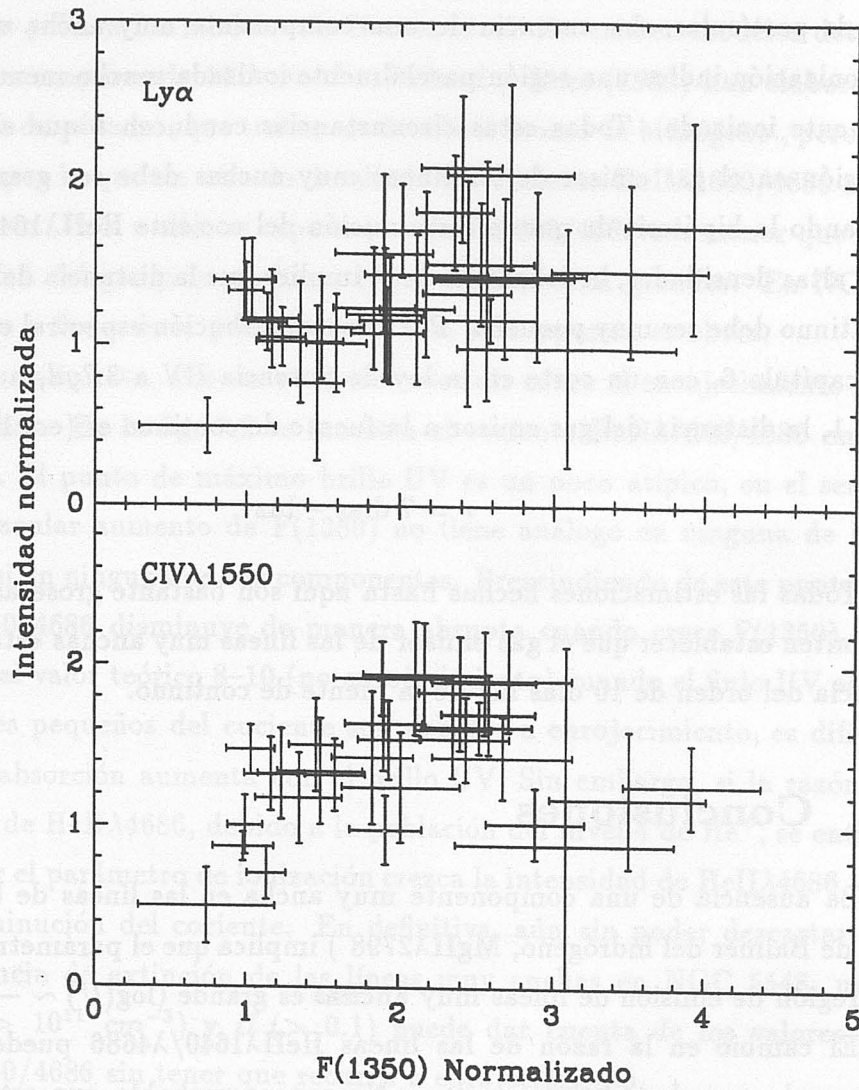


Figura 7.1

Variaciones relativas de la componente muy ancha de $Ly\alpha$ (arriba) y $CIV\lambda 1550$ (abajo). A pesar de los errores se puede apreciar que $Ly\alpha$ aumenta con el continuo. $CIV\lambda 1550$ también aumenta cuando el flujo UV es pequeño, pero para flujos altos, disminuye.

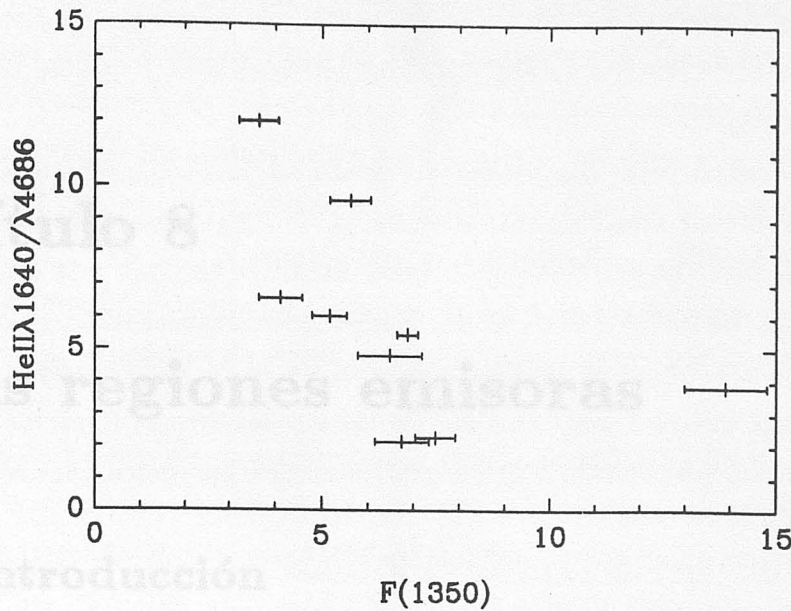


Figura 7.2

Se produce una disminución considerable en el cociente $\text{HeII}\lambda 1640/\lambda 4686$ cuando el continuo UV aumenta. Este tipo de variaciones se espera que se produzcan cuando la densidad del gas emisor es muy alta (Netzer *et al.*, 1985).

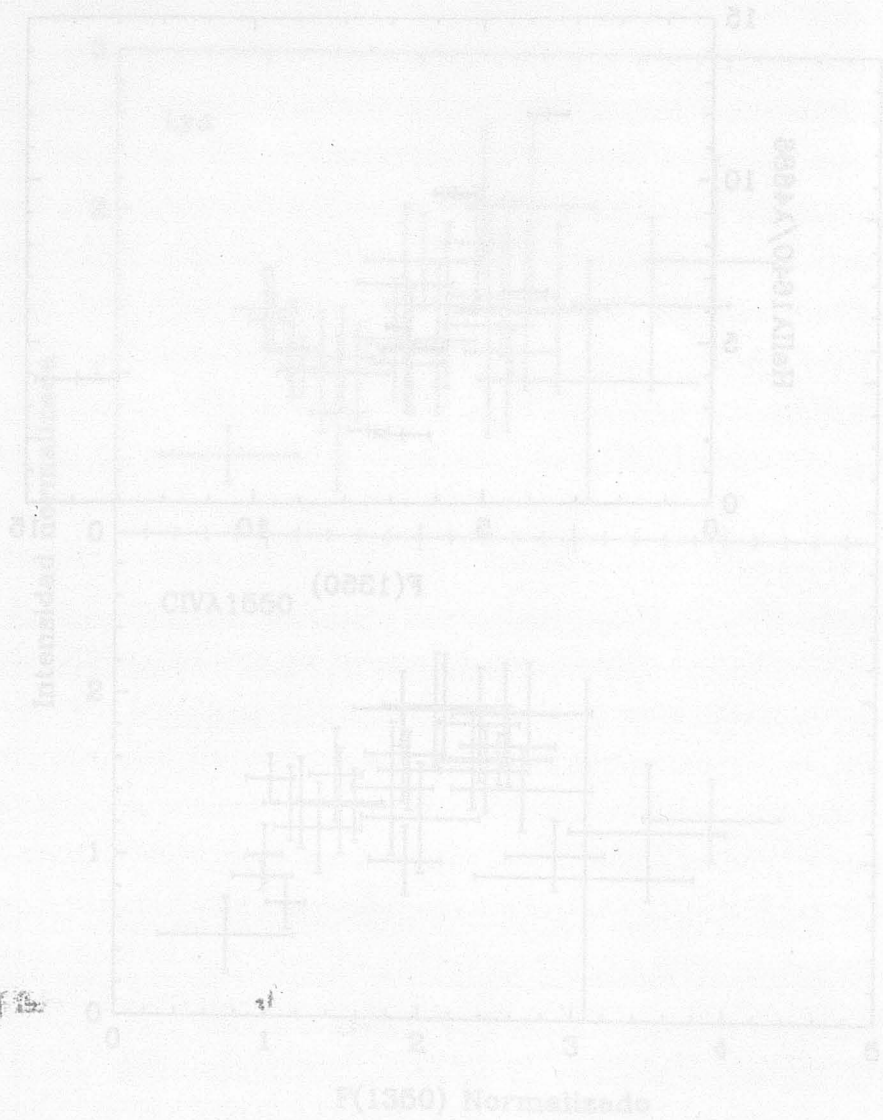


Figura 7.1

Variaciones relativas de la componente más débil de Ly α (arriba) y CIV 1550 (abajo) con la intensidad normalizada de la línea F(1350). Este tipo de variación se ha observado en otros tipos de galaxias (Netzer et al. 1983).

Capítulo 8

Otras regiones emisoras

8.1 Introducción

La componente estrecha de las líneas de emisión se reconoce directamente en los perfiles de las líneas permitidas (Fig. 4.2). La componente ancha también se identifica fácilmente; la mayor parte de la intensidad total de las líneas y de sus variaciones corresponden a una componente de ~ 5000 Km/s. Las líneas de HeI, HeII y CIV $\lambda 1550$ son mucho más anchas que las líneas de la serie de Balmer, de manera que es necesario introducir una componente muy ancha (~ 10000 Km/s) en estas líneas.

En los capítulos 5, 6 y 7 se han analizado las condiciones del gas emisor de cada una de esas componentes. La conclusión ha sido que cada una de ellas se asocia a regiones de gas distintas en el sentido de tener una distribución espacial y de densidad diferentes. Las condiciones cinemáticas también deben cambiar de una región a otra para dar cuenta de los distintas anchuras observadas.

Las componentes enumeradas arriba no son suficientes para dar cuenta del perfil observado de las líneas en todas las épocas. Las diferencias entre distintos perfiles de una misma línea, analizadas en el capítulo 4, tampoco pueden explicarse con sólo tres componentes en todas las líneas. En otros trabajos también se ha llegado a la misma conclusión, pero de forma independiente. Peterson (1987) identifica una componente en el ala roja de H β y apunta la posibilidad de otra en el ala azul. Stirpe *et al.* (1988) confirman la presencia de esta última. No se puede considerar

que estas componentes sean ocasionales. En este trabajo se dispone de espectros ópticos desde 1979 hasta 1984 y las componentes azul y roja de $H\beta$ están presentes en todos ellos.

Encontrar estas componentes y medir su posición respecto a la línea estrecha es un problema relativamente sencillo, si se tienen datos de buena calidad para diferentes fases de actividad del objeto. Medir la anchura y la intensidad es mucho más difícil. La intensidad de las dos componentes representa menos del 20% del total. Cada una está justo por encima del nivel de ruido en la mayoría de los espectros, lo que hace que esté mal definida. De ahí que los errores relativos asociados a estas componentes sean mucho mayores que los errores asociados a las componentes ancha y estrecha.

La discusión de los resultados no puede basarse en un análisis puramente estadístico, debido a los errores formales. A pesar de ello, se pueden extraer conclusiones sobre el gas que emite estas componentes, recordando siempre que la incertidumbre en las medidas obliga a tomar los resultados con cautela.

8.2 Perfiles

La forma del perfil de las componentes menores es aún más difícil de determinar que el de las más intensas. Como la forma gaussiana se ha mostrado bastante satisfactoria en el caso de las componentes estrecha, ancha y muy ancha, y como otro tipo de perfil complicaría sobremanera los cálculos, se ha asumido que los perfiles en las componentes menores siguen siendo gaussianos.

Junto con la pequeña intensidad y la anchura intermedia, una característica común a todas éstas es que el centro de la línea está desplazado respecto a la componente estrecha en unos pocos miles de kilómetros por segundo, bien hacia las longitudes de onda más cortas o bien hacia las longitudes de onda más largas. La dispersión de velocidades del gas es comparable a la velocidad media tanto en la componente azul como en la roja.

La componente roja se detecta en las líneas de Balmer del hidrógeno y en $MgII\lambda 2798$. En $CIII\lambda 1909$ no se sabe si existe porque cae fuera del rango de la cámara SWP. No se observa una componente similar en el ala roja de $CIV\lambda 1550$

ni en $\text{Ly}\alpha$. Aunque la resolución en velocidad es peor en los espectros UV, aún es suficiente para identificar una línea de 2000 Km/s de FWHM si estuviera presente.

El desplazamiento en velocidad respecto a la componente estrecha viene a ser el mismo para todas las líneas (tabla 4.2), teniendo en cuenta la incertidumbre en la posición del centro. Promediando el desplazamiento de la componente roja en $\text{MgII}\lambda 2798$, $\text{H}\gamma$, $\text{H}\beta$ y $\text{H}\alpha$, resulta un valor medio de $+(2000\pm 280)\text{Km/s}$. Si la causa es el efecto Doppler, una cantidad apreciable de gas se aleja del observador a una velocidad de alrededor de 2000Km/s más rápido que el gas que emite las líneas estrecha y ancha.

Dentro de los errores, la anchura es la misma en todas las líneas de Balmer. En $\text{MgII}\lambda 2798$ la componente roja es ligeramente más estrecha, aunque este resultado puede verse afectado por la presencia en muchos espectros de un "reseau mark" (Boggess *et al.*, 1978) en esta zona. El valor medio de todas las líneas (incluida $\text{MgII}\lambda 2798$) es $\text{FWHM}=(1780\pm 370)\text{Km/s}$.

En todas las líneas donde se observa una componente roja se detecta también una componente azul. Esta aparece además en $\text{CIII}\lambda 1909$ y $\text{CIV}\lambda 1550$. Nada se puede decir de $\text{Ly}\alpha$ debido a la emisión geocoronal. El valor medio del desplazamiento de esta componente es $-(2800\pm 800)\text{Km/s}$. El error asociado a este valor es grande porque la dispersión de los valores del centro de la componente es grande, incluso cuando se considera una sola línea en distintas épocas (tabla 4.2). Siguiendo con la interpretación dada para el desplazamiento de la componente roja, encontramos también una cantidad de gas que, en su conjunto, se acerca hacia el observador con una velocidad de casi 3000 Km/s.

La anchura de la componente azul es similar en todas las líneas y el valor medio es $\text{FWHM}=(2200\pm 470)\text{Km/s}$. La diferencia en anchura entre la componente roja es sistemática, es decir, en aquellas líneas donde están presentes ambas componentes la azul es siempre más ancha que la roja.

8.3 Variabilidad

Las componentes azul y roja han sido encontradas gracias a su variabilidad. Sin embargo, cuantificar las variaciones es un problema difícil por las razones expuestas

al principio de este capítulo. Las barras de error pueden suponer más del 100% de la intensidad calculada.

La componente roja de $H\beta$ muestra unas variaciones relacionadas con los cambios en el continuo UV (Fig. 8.1). Es el único caso en el que un análisis de regresión lineal proporciona un nivel de confianza del 99.9% en la correlación entre la intensidad de una componente roja y el flujo UV a 1350Å. También hay que tener presente que $H\beta$ es una de las líneas con mejor relación señal-ruido en todo el rango espectral y que en la parte roja de $H\beta$ no hay otras líneas que afecten a la deconvolución del perfil.

Las otras líneas de la serie de Balmer no exhiben una dependencia clara respecto al flujo UV. En $H\alpha$ y $H\gamma$, no sólo los errores formales son grandes, sino que además en la parte roja de cada una de ellas hay líneas que aumentan la incertidumbre. Entre la componente estrecha y la roja de $H\gamma$ está la línea $[OIII]\lambda 4363$ y la presencia de $[NII]\lambda 6584$ puede afectar al ajuste del ala roja de $H\alpha$.

Los problemas en el cálculo de errores de la intensidad de la componente azul son los mismos que en la componente roja, pero la presencia de otras líneas que puedan afectar al ajuste de los perfiles sólo influye en $CIII]\lambda 1909$, debido a $SiIII]\lambda 1895$. Sin que la situación sea óptima, la incertidumbre en la intensidad de la componente azul de las líneas de Balmer es menor que en la roja. La presencia de la componente azul en $CIV]\lambda 1550$ proporciona un conjunto de datos mejor para analizar la relación entre sus variaciones y las del continuo al tener muchos más espectros UV que ópticos.

La fig. 8.2 representa la intensidad de la componente azul de $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$, $MgII]\lambda 2798$, $CIII]\lambda 1909$ y $CIV]\lambda 1550$ en función de $F(1350)$. Las líneas de Balmer responden a los cambios en el continuo UV con diferente amplitud. $H\alpha$ es poco sensible al valor de $F(1350)$. $H\beta$ y $H\gamma$ aumentan con $F(1350)$, en diferente proporción, pero con una característica común: la aparente correlación entre la intensidad de la línea y del continuo se rompe para el valor máximo de éste. Al igual que ocurría con la componente ancha descrita en el capítulo 6, el decremento de Balmer se hace más pronunciado para flujos UV bajos.

El caso particular de la observación de mayo de 1984 ya se ha tratado a lo largo del trabajo. En esta fecha se ha detectado una variación de gran amplitud

en una escala de tiempo muy corta, de manera que parece que las líneas no han tenido tiempo de responder y no muestran un cambio similar en sus intensidades. El siguiente espectro UV se tomó un año después así que no se puede saber como reaccionaron las líneas a ese cambio en el continuo.

Para las líneas en el UV, los errores en la intensidad son muy grandes (figura 8.2). Un análisis de regresión lineal entre la intensidad de la componente azul y F(1350), teniendo en cuenta los errores asociados a cada medida, indica una alta probabilidad de correlación (>0.999) en CIV λ 1550, mientras que en CIII λ 1909 y MgII λ 2798 la probabilidad es menor que el 70%. La función de correlación cruzada entre CIV λ 1550 y F(1350) (sin considerar los errores) es siempre menor que 0.5 (probabilidad de correlación <0.99). A pesar de esta pobre estadística, en la función de correlación hay indicios de un posible retraso entre las variaciones en la línea y en el continuo (Fig. 8.3). La mala calidad de las medidas impide una determinación precisa de este retraso, pero se puede estimar en alrededor de 200 días.

8.4 Condiciones físicas

La incertidumbre en las intensidades medidas de las componentes azul y roja no permite un estudio detallado de las condiciones del gas emisor. Sin embargo, sí se pueden deducir algunas de sus características.

En primer lugar, la falta de una componente roja en CIV λ 1550, similar a la detectada en las líneas de la serie de Balmer, indica que la ionización del gas es relativamente baja o que la luz que emite está muy afectada de enrojecimiento. Los valores medios, teniendo en cuenta los errores, de la intensidad de la componente ancha relativa a H β se dan en la tabla 8.1. Los altos valores de H γ /H β y MgII λ 2798/H β , junto con un cociente H α /H β pequeño apuntan hacia una excitación alta y una ionización baja. Es difícil conjugar una alta excitación del hidrógeno con la falta de CIV λ 1550 cuando el gas está fotoionizado. La falta de correlación entre el flujo del continuo a 1350Å y la intensidad de la componente roja también hace dudar de que el mecanismo responsable de la excitación sea la fotoionización, a no ser que el continuo ionizante sea distinto del que se discutió en los capítulos 3 y 6.

Las intensidades relativas de la componente azul (tabla 8.1) son muy similares

a las medidas para Seyfert 2 (tabla 5.1). La relación encontrada entre las líneas de Balmer y el flujo UV apoya la idea de que el gas emisor está fotoionizado.

8.5 Conclusiones

Las líneas de Balmer y de $\text{MgII}\lambda 2798$ exhiben dos componentes, además de las canónicas estrecha y ancha. Dichas componentes están situadas a ambos lados del centro de la línea y su existencia se deduce tanto del perfil total de las líneas como de sus variaciones. La intensidad de estas dos componentes puede llegar a suponer hasta un 20% de la intensidad total, y aparecen en todos los espectros desde 1978 hasta 1986, por lo que no pueden considerarse como fenómenos ocasionales.

La posición de la componente roja y azul no es exactamente simétrica respecto a la componente estrecha. El desplazamiento de cada una de ellas es $+(2000 \pm 280)\text{Km/s}$ y $-(2800 \pm 800)\text{Km/s}$, y su anchura $(1780 \pm 370)\text{Km/s}$ en la componente roja y $(2200 \pm 470)\text{Km/s}$ en la azul. La dispersión de velocidades es comparable a la velocidad del gas emisor en su conjunto.

Las intensidades relativas indican que las condiciones que dan lugar a una y otra componente son muy distintas. La componente roja no aparece en las líneas de alta ionización ($\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{Ly}\alpha$), aún cuando el decremento de Balmer y $\text{MgII}\lambda 2798/\text{H}\beta$ corresponden a una alta excitación del gas. Una posibilidad sería que el enrojecimiento de esta componente fuera muy alto, pero esto no encaja con el alto valor medido para $\text{MgII}\lambda 2798/\text{H}\beta$. La falta de correlación con el flujo UV hace pensar que la fotoionización no es el mecanismo de ionización y excitación dominante, a menos que la radiación ionizante sea distinta de la ley de potencia descrita en el capítulo 3.

Por otro lado, $\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909$ sí muestran una componente azul. Las intensidades relativas en esta componente son muy parecidas a las medidas en galaxias Seyfert 2. Además, la intensidad cambia con el flujo UV y hay indicios de que las variaciones de $\text{CIV}\lambda 1550$ están retrasadas en ~ 200 días respecto a las variaciones de $\text{F}(1350)$. Este resultado situaría el gas emisor de la componente azul más alejado de la fuente de continuo que el gas emisor de la componente ancha de $\text{MgII}\lambda 2798$.

En resumen, pese a la simetría en cuanto a posiciones y anchuras, las compo-

nentes roja y azul parecen proceder de regiones de gas diferentes entre sí y diferentes de donde se forman las otras componentes anchas (capítulos 6 y 7) En la primera la excitación no se debe a la radiación UV detectada, mientras que la componente azul tiene las características de la emisión propia de galaxias Seyfert 2.

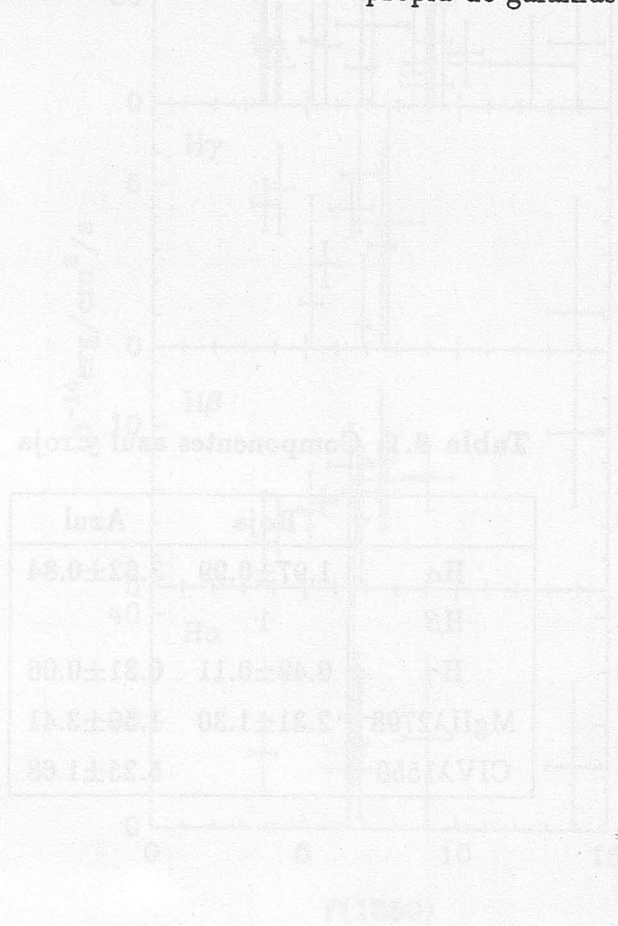


Figura 8.1

Intensidad de la componente roja en función del flujo a 1250 Å. Tan sólo H β muestra una clara relación con el continuo. Esta componente no aparece en Ly α ni en CIV(1650).

Tabla 8.1: Componentes azul y roja

	Roja	Azul
H α	1.97 \pm 0.99	3.62 \pm 0.84
H β	1	
H γ	0.49 \pm 0.11	0.31 \pm 0.06
MgII λ 2798	2.31 \pm 1.30	1.50 \pm 3.41
CIV λ 1550		5.25 \pm 1.68

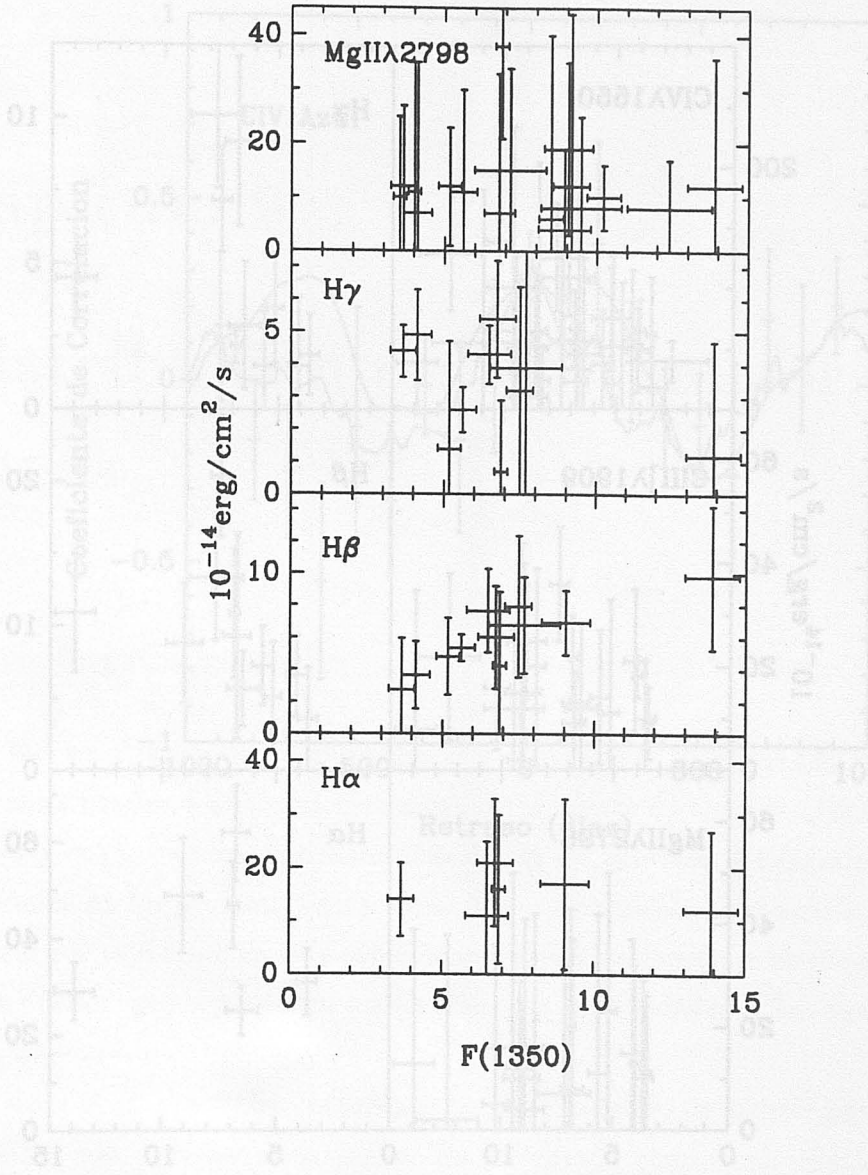


Figura 8.1

Intensidad de la componente roja en función del flujo a 1350Å. Tan sólo Hβ muestra una clara relación con el continuo. Esta componente no aparece en Lyα ni en CIVλ1550.

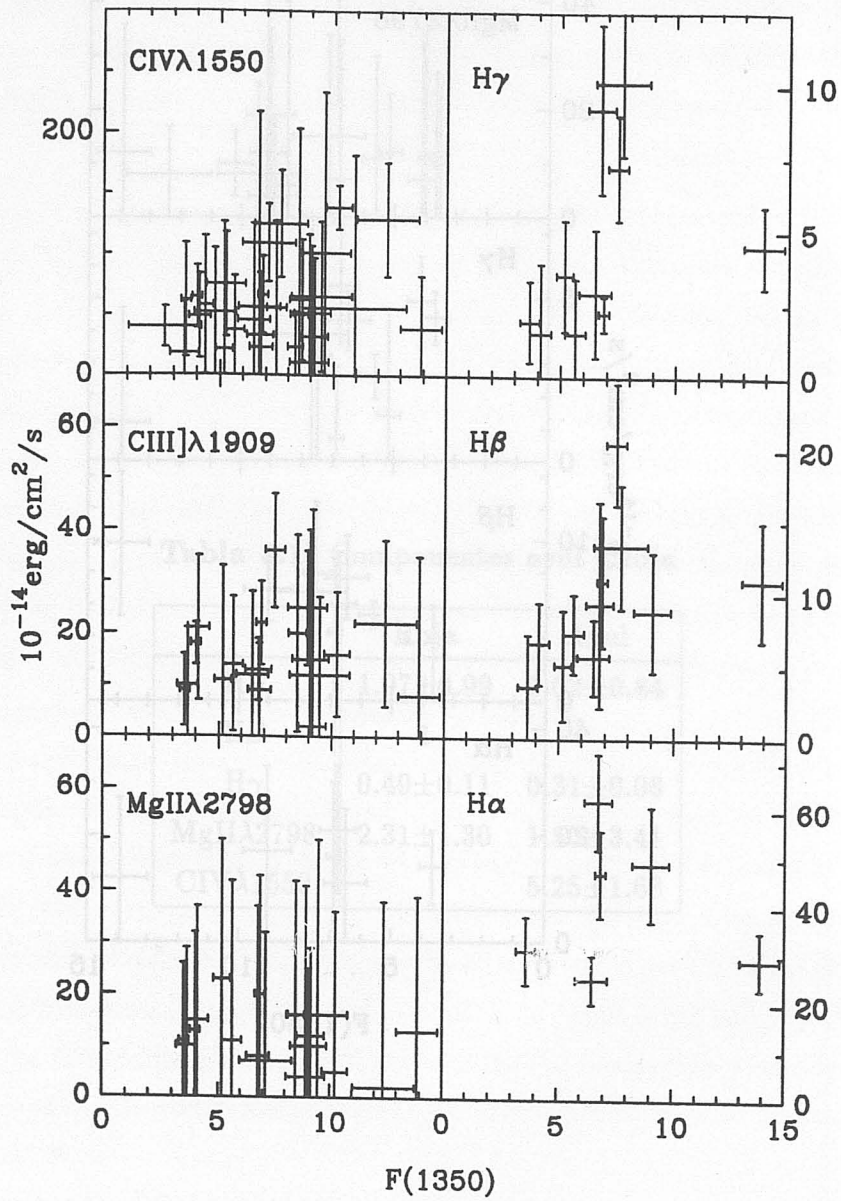


Figura 8.2

La componente azul de H β , H γ y CIV λ 1550 varía con el flujo UV, mientras que las variaciones en H α , CIII] λ 1909 y MgII λ 2798 no parecen estar relacionadas con F(1350).

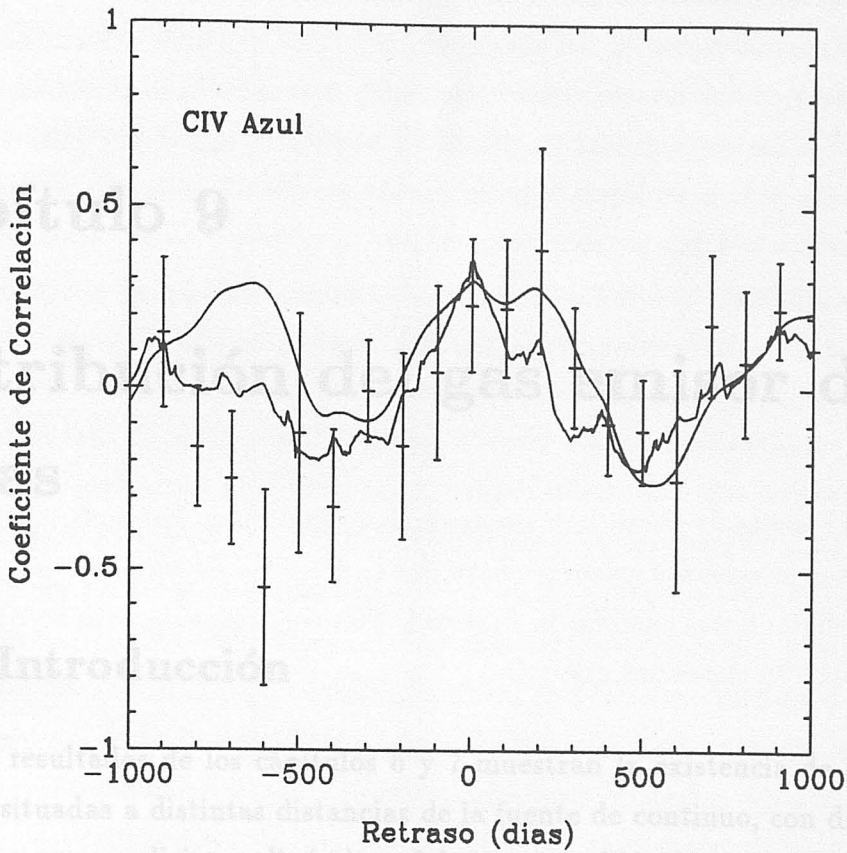


Figura 8.3

Función de Correlación de la componente azul de CIV $\lambda 1550$ con F(1350). Aunque el nivel de confianza es muy bajo, parece haber un retraso de la línea respecto al continuo. Los puntos con barras de error representan la DCF, la línea suave corresponde a una interpolación lineal en las dos curvas de luz y la línea con mayor ruido se obtiene interpolando sucesivamente en cada curva de luz (apéndice A).

NGC 5548 y tomando como base los resultados descritos hasta ahora.

Capítulo 9

Distribución del gas emisor de líneas

9.1 Introducción

Los resultados de los capítulos 6 y 7 muestran la existencia de dos regiones emisoras situadas a distintas distancias de la fuente de continuo, con distintas densidades y cuyas condiciones dinámicas deben ser también distintas a la vista de las diferencias en los perfiles. Con los resultados obtenidos en el análisis de cada componente por separado, en este capítulo se tratará de construir un modelo global para el gas emisor que reproduzca los perfiles, las intensidades y las variaciones de las líneas de emisión.

Rees *et al.* (1989) han estudiado las implicaciones de asumir una BLR formada por nubes con distintas densidades. En su trabajo consideran una ley de densidad de tipo potencial:

$$n \propto r^{-s}$$

Ellos tratan de explorar distintas posibilidades del modelo en función de los resultados generales obtenidos de las observaciones de AGNs. Sus conclusiones apuntan hacia $1 < s < 2$. En este capítulo se seguirán las líneas descritas por Rees *et al.* (1989), pero aplicado al caso concreto de NGC 5548 y tomando como base los resultados descritos hasta ahora.

En los capítulos 6 y 7 se mostró que las líneas anchas se forman en un medio cuya densidad típica es del orden de 10^{10} cm^{-3} y a una distancia de la fuente de continuo de ~ 50 días-luz. La densidad y distancia características del gas emisor de las líneas muy anchas (capítulo 7) son $10^{11.5} \text{ cm}^{-3}$ y 7 días-luz. Con estos resultados y como primera aproximación se han investigado las consecuencias de adoptar $s = -3/2$.

Aceptando que todas las nubes son iluminadas por el mismo continuo, la dependencia de la densidad con la distancia implica que el parámetro de ionización varía según (ec. 1.4):

$$U \propto r^{-1/2}$$

El factor de recubrimiento acumulado hasta una distancia r ($C(r)$) deja de ser un factor puramente geométrico, ya que la densidad de columna en las nubes cambia con la distancia al cambiar la densidad. Son necesarias algunas hipótesis para seguir adelante. Se supondrá que

- i) el movimiento del gas es debido a la acción de un potencial gravitacional central, de manera que $v \propto r^{-1/2}$ (capítulo 7),
- ii) las nubes mantienen su identidad y su forma esférica durante su movimiento,
- iii) el número total de nubes es fijo.

La densidad de columna y el factor de recubrimiento acumulativo varían entonces según:

$$N_H \propto r^{-1}$$

$$C(r) \propto r^{1/2}$$

Falta aún imponer condiciones de normalización a todas estas leyes. De los resultados del capítulo 6, unos valores representativos de densidad y densidad de columna a una distancia de 50 días-luz son 10^{10} cm^{-3} y $10^{23.5} \text{ cm}^{-2}$. Esta normalización conduce a nubes cuya masa individual es $1.1 \times 10^{-6} M_{\odot}$. Los cálculos se han realizado de manera que el recubrimiento acumulado a la máxima distancia considerada es total ($C(r_{max}) = 1$).

El código utilizado para calcular las intensidades de las líneas ha sido ION (Netzer, 1987). Básicamente funciona como CLOUDY (capítulo 6) y sus resultados coinciden (Rees *et al.*; 1989). Las pequeñas diferencias entre uno y otro se comentarán más adelante. Se ha elegido la forma del continuo propuesta por Mathews y Ferland (1987). La característica más notable es el máximo a $50eV$ en un diagrama $\log(\nu F_\nu)$ frente a $\log \nu$. De acuerdo con las conclusiones del Capítulo 6 esta forma del continuo puede sobreestimar el número de fotones con energías mayores que $48eV$. El análisis de los resultados se hará teniendo presente esta circunstancia. El flujo UV medido a 1350\AA , la forma del continuo y la distancia a las nubes determinan el parámetro de ionización. Se han utilizado dos normalizaciones distintas del parámetro de ionización para estudiar la variabilidad. Los dos valores de normalización difieren en 0.5 en logaritmo, lo que supone un factor 3.16, algo menor que las variaciones medidas (capítulo 3).

El procedimiento consiste en calcular el espectro emitido por una nube situada a diferentes distancias. Una interpolación lineal en logaritmo de flujo y de distancia permite estimar el flujo emitido por una nube situada a otras distancias (fig. 9.1). Algunas intensidades relativas de líneas se muestran en la fig. 9.2 en función de la distancia. En ambos casos se han considerado dos valores del flujo ionizante para poder comparar las variaciones esperadas con las observadas.

Es destacable el comportamiento de $CIII]\lambda 1909/CIV\lambda 1550$ con las variaciones del flujo UV y la intensidad relativa de las líneas de alta y baja excitación. La forma del continuo, en concreto el punto donde la extrapolación de la ley de potencia UV acaba para conectar con el flujo en rayos X, juega un papel fundamental en la determinación de $CIII]\lambda 1909/CIV\lambda 1550$. En el capítulo 6 se vio que el corte debía estar alrededor de $25eV$ y en estos modelos se ha asumido un continuo con un máximo en $50eV$. Esta diferencia puede dar cuenta del distinto comportamiento de $CIII]\lambda 1909/CIV\lambda 1550$. Los resultados de ION dan unos cocientes entre las líneas de alta y baja excitación mayores que CLOUDY y más alejados de las observaciones. Esta discrepancia es debida al tratamiento de la zona parcialmente ionizada y neutra del gas. Mientras ION se detiene al llegar a la primera, CLOUDY calcula la emisión del gas parcialmente ionizado. Nuevas versiones de CLOUDY (Ferland y Persson, 1989) tratan más en detalle los procesos de calentamiento del gas neutro, llegando a

la conclusión de que densidades de columna más altas pueden llegar a solucionar el problema de la intensidad de las líneas de baja excitación (el problema "Ly α /FeII") cuando se considera el calentamiento libre-libre y H⁻ mediante la parte IR del continuo (capítulo 6).

9.2 Tamaño de las regiones emisoras

El flujo total emitido en una línea l por una capa de gas de espesor dr situada a una distancia r viene dado por:

$$dF(r) = f_l(r) r^2 dC(r) \propto f_l(r) r^{3/2} dr$$

donde $f_l(r)$ es el flujo emitido en la línea l por una sola nube de gas a la distancia r . En general, la mayor parte del flujo en la línea procede de las capas más externas. En una región que se extendiera desde 3 hasta 100 días-luz la contribución de la componente muy ancha sería despreciable. Con las hipótesis formuladas en la sección anterior, la BLR y la VBLR deben ser dos regiones espacialmente separadas.

Las intensidades relativas entre la misma componente de distintas líneas permiten estimar la distancia a la fuente. La intensidad relativa entre la componente ancha y muy ancha de una misma línea va a permitir estimar el tamaño de la BLR y la VBLR.

Tan sólo en Ly α y CIV λ 1550 se tienen medidas de ambas componentes, en el resto de las líneas se tienen límites superiores a la intensidad bien de la componente ancha, bien de la componente muy ancha. En la tabla 9.1 se muestran los valores o los límites medidos para la fracción del flujo total en la componente muy ancha. El flujo total en cada línea depende del tamaño de la región emisora. Se han probado distintos tamaños alrededor de 7 y 50 días-luz de manera que se puedan reproducir tanto las intensidades relativas entre distintas líneas como las intensidades relativas entre distintas componentes. El mejor acuerdo (tabla 9.1) se obtienen para una VBLR desde 3 hasta 10 días-luz y una BLR entre 50 y 60 días-luz

El cociente entre la intensidad medida en los espectros y la predicha por los modelos es directamente el factor de recubrimiento. En el cálculo se han incluido Ly α , CIV λ 1550, CIII] λ 1909 y HeII λ 1640 por ser las líneas en mejor acuerdo con

las observaciones. El resultado es:

$$dC(r) = 6.0 \times 10^{-5} r_{dl}^{-1/2} dr dl$$

Si $n_c(r) dr$ es el número total de nubes y $A_c(r)$ la sección de una nube a una distancia r , entonces

$$dC(r) = \frac{n_c(r) A_c(r) dr}{4\pi r^2}$$

El número de nubes en la VBLR es entonces 1.4×10^3 y la masa total $1.6 \times 10^{-3} M_\odot$. La diferencia entre esta estimación y el resultado de la sección 7.3 para $N_e = 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ es sólo del 50%. En la BLR el número de nubes es 6.0×10^3 y la masa total $6.5 \times 10^{-3} M_\odot$.

9.3 Variabilidad del continuo y las líneas de emisión

Las variaciones en la intensidad de las líneas que se muestran en las fig. 9.1 y 9.2 son la respuesta a la diferente intensidad del continuo ionizante. En los cálculos se ha supuesto que todas las nubes "ven" el mismo flujo del continuo. Si éste es variable, tan sólo aquellas nubes en la dirección de la visual, situadas entre nosotros y la fuente ionizante, ven el mismo continuo que medimos en tierra. La emisión de una nube situada a una distancia r en una dirección que forma un ángulo θ con la visual, nos llega con un retraso $\frac{r}{c}(1 - \cos \theta)$ respecto a la emisión de una nube a la misma distancia, pero en la dirección $\theta = 0$. Así, en un tiempo t^1 se está recibiendo la emisión de esa nube en $t - \frac{r}{c}(1 - \cos \theta)$, cuando el flujo del continuo podía ser distinto del medido en t . Este hecho será importante cuando el continuo varíe en una escala de tiempo comparable a r/c . Si las variaciones son muy rápidas, la intensidad medida es un promedio sobre varios periodos y no se detecta variación. Si las variaciones ocurren muy lentamente todas las nubes ven, aproximadamente, el mismo flujo ionizante y la intensidad de las líneas es proporcional a la intensidad del continuo (ver capítulo 6).

El logaritmo del flujo emitido por una nube en una línea se ha supuesto proporcional al logaritmo del parámetro de ionización en esa nube. El coeficiente de

¹ t tiene en cuenta el tiempo de viaje de la luz desde el objeto hasta la Tierra

proporcionalidad depende de la línea considerada y de la distancia. En general, las nubes más alejadas responden con mayor amplitud a los cambios en el continuo.

La periodicidad característica de las variaciones del continuo UV entre 1978 y 1986 es de 1550 días (capítulo 3). Se ha calculado el espectro emitido por el gas a intervalos de 100 días en respuesta a una variación sinusoidal del continuo de período 1500 días y un factor 3 entre el máximo y el mínimo. Los resultados se muestran en las figuras 9.3 y 9.4. $\text{Ly}\alpha$ y $\text{HeII}\lambda 1640$ varían con una amplitud similar a la del continuo, mientras que las variaciones son menores en $\text{CIV}\lambda 1550$, $\text{H}\beta$ y $\text{MgII}\lambda 2798$. Esto es debido en su mayor parte a la diferencia en la respuesta intrínseca de cada una de estas líneas. En la figura 9.3 se puede apreciar que el acuerdo entre las observaciones y las predicciones del modelo es excelente.

Las funciones de correlación cruzada entre las líneas y el continuo no muestran ningún retraso, salvo $\text{H}\beta$ y $\text{MgII}\lambda 2798$. La anchura de estas funciones es tan grande que es difícil estimar el retraso con una precisión mejor que 100 días. Así, sólo se puede decir que $\text{MgII}\lambda 2798$ y $\text{H}\beta$ están retrasadas respecto al continuo en 100 ± 100 días, en excelente acuerdo con las observaciones. En el resto de las líneas, aunque no se puede distinguir un retraso, las funciones de correlación son asimétricas respecto a 0 días.

En las curvas de luz de la fig. 9.4, las variaciones en las líneas son más parecidas a las del continuo cerca de los mínimos. Cuando el continuo es fuerte, la contribución de las capas más externas es mayor; cuanto mayor es el tamaño de la capa, mayor es el rango de flujos del continuo sobre el que se debe integrar, y las variaciones quedan amortiguadas. Este efecto puede resultar en una incorrecta interpretación de curvas de luz insuficientemente muestreadas. Un parámetro que se utiliza a menudo es el tiempo en que el flujo cambia por un factor 2 (two-folding time). El valor de este parámetro sería mayor, según lo expuesto arriba, si los datos están cerca de un máximo que si están cerca de un mínimo. La diferencia entre máximos y mínimos puede ser la causa de la asimetría en las funciones de correlación.

La periodicidad de 1500 días encontrada en los datos de 1978 a 1986 no significa que no se puedan producir variaciones en otras escalas de tiempo. De hecho, la distribución temporal de los datos no permite saber si existen otras periodicidades mucho más largas o mucho más cortas. Los datos de 1988 no muestran una

periodicidad definida, si bien se puede concluir que existen variaciones en escalas de tiempo más cortas que 500 días. Durante 1989 se han realizado observaciones cada 4 días con IUE que permitirán estudiar escalas de tiempo más cortas.

Es interesante saber qué tipo de variaciones se observarán en las líneas si el continuo varía en una escala de tiempo larga comparada con el tamaño de la VBLR, pero corta respecto a la BLR. Se han repetido los cálculos para una variación sinusoidal de periodo 100 días, esto es, el doble del tiempo que tardan los fotones ionizantes en alcanzar la BLR. El intervalo elegido ha sido 4 días, el mismo de las últimas observaciones, aún no publicadas. A la hora de calcular la intensidad en las líneas anchas se está integrando sobre un periodo en el continuo ionizante y las variaciones quedan por tanto promediadas. El resultado es que las variaciones en la intensidad total de las líneas son debidas casi exclusivamente a la componente muy ancha. Así las líneas de Balmer y $\text{MgII}\lambda 2798$ exhiben variaciones mucho más pequeñas que $\text{Ly}\alpha$, las líneas de HeII o $\text{CIV}\lambda 1550$ (fig. 9.3).

Existe una clara diferencia entre los picos de las funciones de correlación cruzada de $\text{Ly}\alpha$, $\text{CIV}\lambda 1550$ y HeII y las de $\text{H}\beta$ y $\text{MgII}\lambda 2798$ (fig. 9.4). $\text{Ly}\alpha$ está retrasada en 8 días respecto al continuo, mientras que $\text{MgII}\lambda 2798$ lo está en 15 días. Es difícil distinguir entre los picos de $\text{Ly}\alpha$ y $\text{CIV}\lambda 1550$. Uno de los resultados más destacables del modelo que se está considerando es la diferencia encontrada en los retrasos de las líneas. Por un lado, las líneas de más alta ionización tienen, en general, un retraso menor que las de baja ionización. Por otro lado, cuando el continuo varía rápidamente el retraso es menor que cuando las variaciones ocurren en escalas de tiempo más largas.

Los cocientes entre los flujos totales de las líneas son también diferentes cuando el continuo cambia rápidamente. Por ejemplo, $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ apenas varía alrededor del valor medio 1.2, mientras que para variaciones de período 1500 días $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ varía entre 1.0 y 1.3.

9.4 Dinámica del gas

La distancia, el tamaño y la densidad de las nubes de gas se ha estimado a partir de la intensidad de las componentes ancha y muy ancha de las líneas de

emisión. La existencia de dos regiones espacialmente separadas depende fuertemente de las hipótesis *i*, *ii* y *iii* y de la ley de densidad y la normalización descritas en la sección 9.1. Existe una diferencia puramente observacional entre la componente ancha y la muy ancha: la anchura de los perfiles. Los movimientos del gas en la BLR deben ser diferentes de los movimientos en la VBLR.

El perfil observado no es gaussiano cuando se considera toda la línea. Tampoco es logarítmico. En el capítulo 4 se vio que las asimetrías y los cambios en los perfiles podían ajustarse mediante unas pocas componentes gaussianas, variando de forma independiente. El perfil de las componentes ancha y muy ancha se considera entonces gaussiano. Esto significa que el movimiento aparente de las nubes en cada una de estas regiones es caótico. Esta situación se produce si las nubes siguen trayectorias cometarias en direcciones al azar. La anchura de las líneas es una medida de la dispersión de velocidades de las nubes. Bajo la acción de una fuerza gravitatoria central, la anchura a media altura depende de la distancia según $\text{FWHM} \propto r^{-1/2}$.

Otra diferencia importante en los perfiles de las líneas anchas y muy anchas es su posición respecto a la componente estrecha. Mientras que las últimas están desplazadas en promedio $-(2000 \pm 1000)$ Km/s al azul, la posición de las líneas anchas coincide, dentro de los errores, con la posición de la componente estrecha. No obstante, existe una tendencia a que en las líneas de alta excitación también la componente ancha esté desplazada hacia el azul por algunos cientos de Km/s. Estos desplazamientos pueden ser debidos a 1) un movimiento neto del gas en la dirección de la visual; 2) o un obscurecimiento o absorción de la parte roja de la línea. En este segundo caso el material absorbente debería estar situado entre la VBLR y la BLR. Si se trata de un movimiento neto del gas hacia la Tierra deben actuar más fuerzas que la gravitatoria. La presión de radiación no es suficiente en la VBLR para vencer la atracción gravitatoria. En la BLR ambas fuerzas son comparables. Si el gas es expulsado con una velocidad inicial desde las regiones centrales, la velocidad seguirá la ley $v \propto r^{-1/2}$ para distancias pequeñas, donde domina la atracción gravitatoria. A distancias mayores, la aceleración gravitatoria y la radiativa se compensan. Es de esperar que la velocidad disminuya más lentamente que $r^{-1/2}$. De cualquier modo, en el cálculo de los perfiles la posición de la gaussiana se ha parametrizado en función de la distancia como: $v_c = -3000 r^{-1/2}$ Km/s, con r en días-luz.

9.5 Conclusiones

Las líneas de emisión anchas y muy anchas son emitidas en regiones de gas distintas. La distancia promedio a la fuente, el tamaño de cada región, la densidad y la masa total se muestran en la tabla 9.2. Estos resultados dependen de la geometría de la región y de la forma de las nubes. La masa puede ser mayor si, como sugieren Ferland y Persson (1989) (capítulo 6), la densidad de columna es mayor.

Las variaciones en las líneas dependen de la escala de tiempo en que varía el continuo. La región interna (VBLR) responde a las variaciones rápidas, mientras que en las variaciones lentas responden las regiones externas (BLR). Esto significa que el perfil de las líneas no sólo depende del flujo ionizante, sino también de la escala de tiempo en que varía.

Un resultado del modelo es que el retraso medido a partir de las curvas de luz es distinto para líneas de alta y baja ionización y, además, depende de la escala de tiempo en que varíe el continuo.

Tabla 9.2. Resultados del modelo de las regiones

Región	Distancia (kpc)	Tamaño (kpc)	Densidad (cm^{-3})	Masa (M_{\odot})
VBLR	~1	~1	~10 ¹¹	~10 ⁶
BLR	~10	~10	~10 ¹⁰	~10 ⁷

Tabla 9.1: Fracción de la intensidad total en la componente muy ancha

Línea	Observaciones	Modelo
Ly α	0.46	0.49
CIV λ 1550	0.60	0.56
HeII λ 1640	>0.85	0.77
CIII λ 1909	<0.16	0.28
H α	<0.10	0.20
H β	<0.10	0.20
MgII λ 2798	<0.10	0.12

Tabla 9.2: Resultados del modelos de dos regiones

	VBLR	BLR
Distancia (días-luz)	7	50
Tamaño (días-luz)	7	10
Densidad (cm ⁻³)	10 ¹⁰	10 ^{11.5}
Masa (10 ⁻³ M _⊙)	1.5	6.5

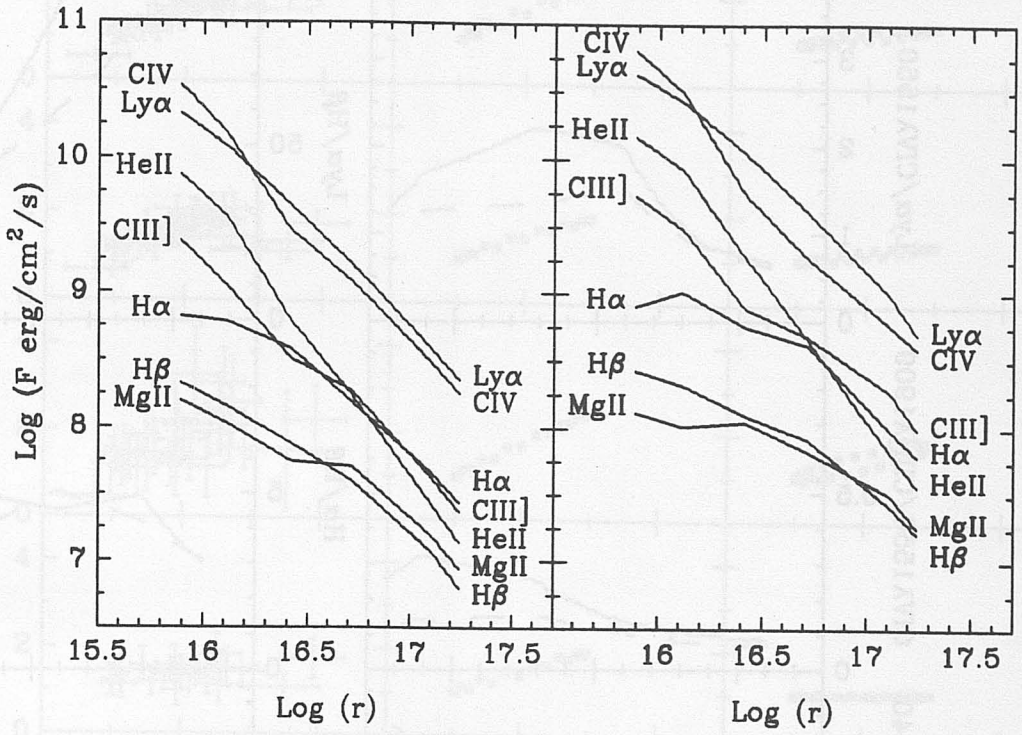


Figura 9.1

Flujo emitido en varias líneas en función de la distancia para dos flujos del continuo.

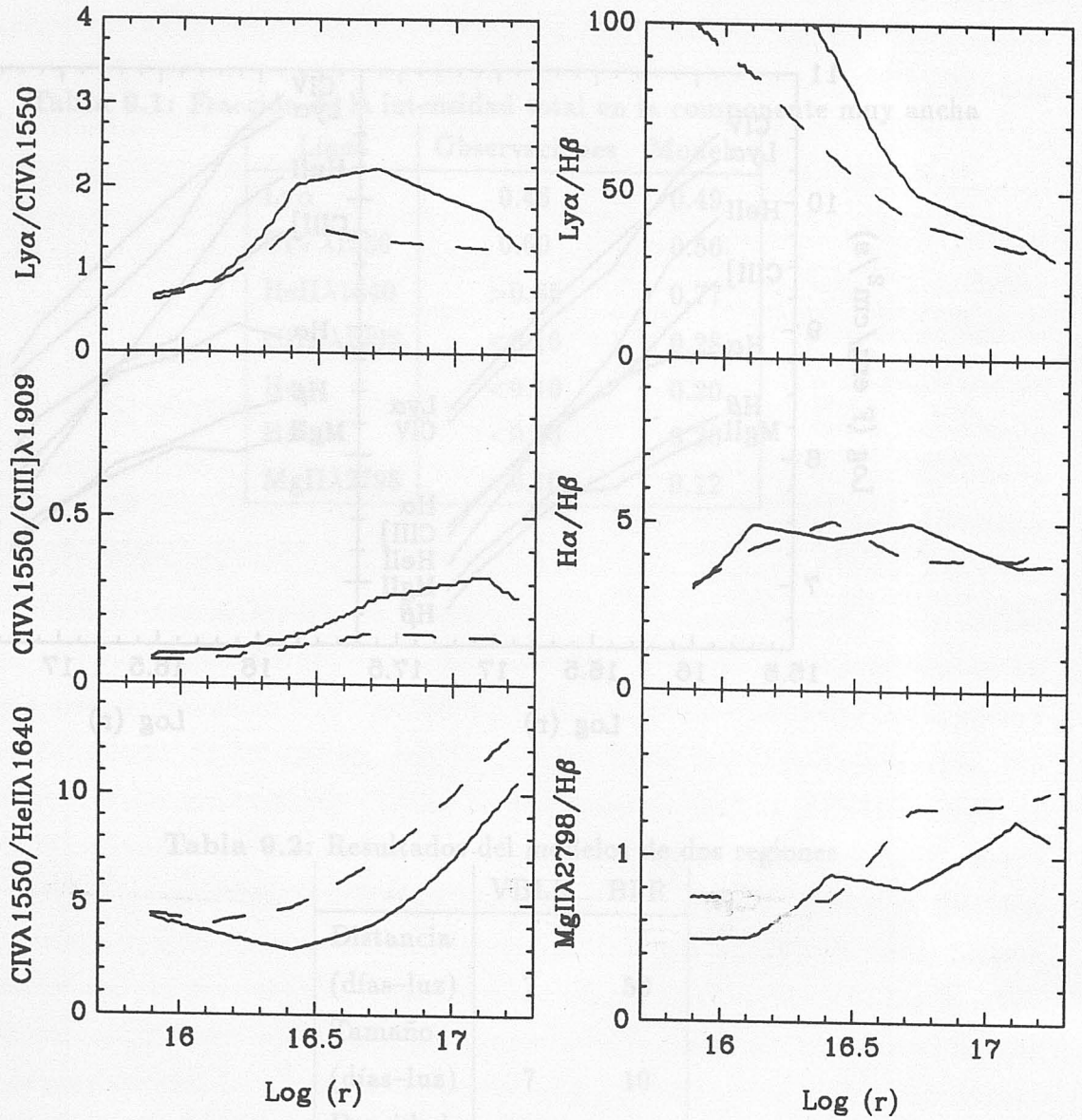


Figura 9.2

Intensidades relativas entre algunas líneas en función de la distancia, calculadas según el modelo descrito en el texto. Las líneas continuas representan un flujo ionizante alto y las líneas de trazos un flujo ionizante bajo.

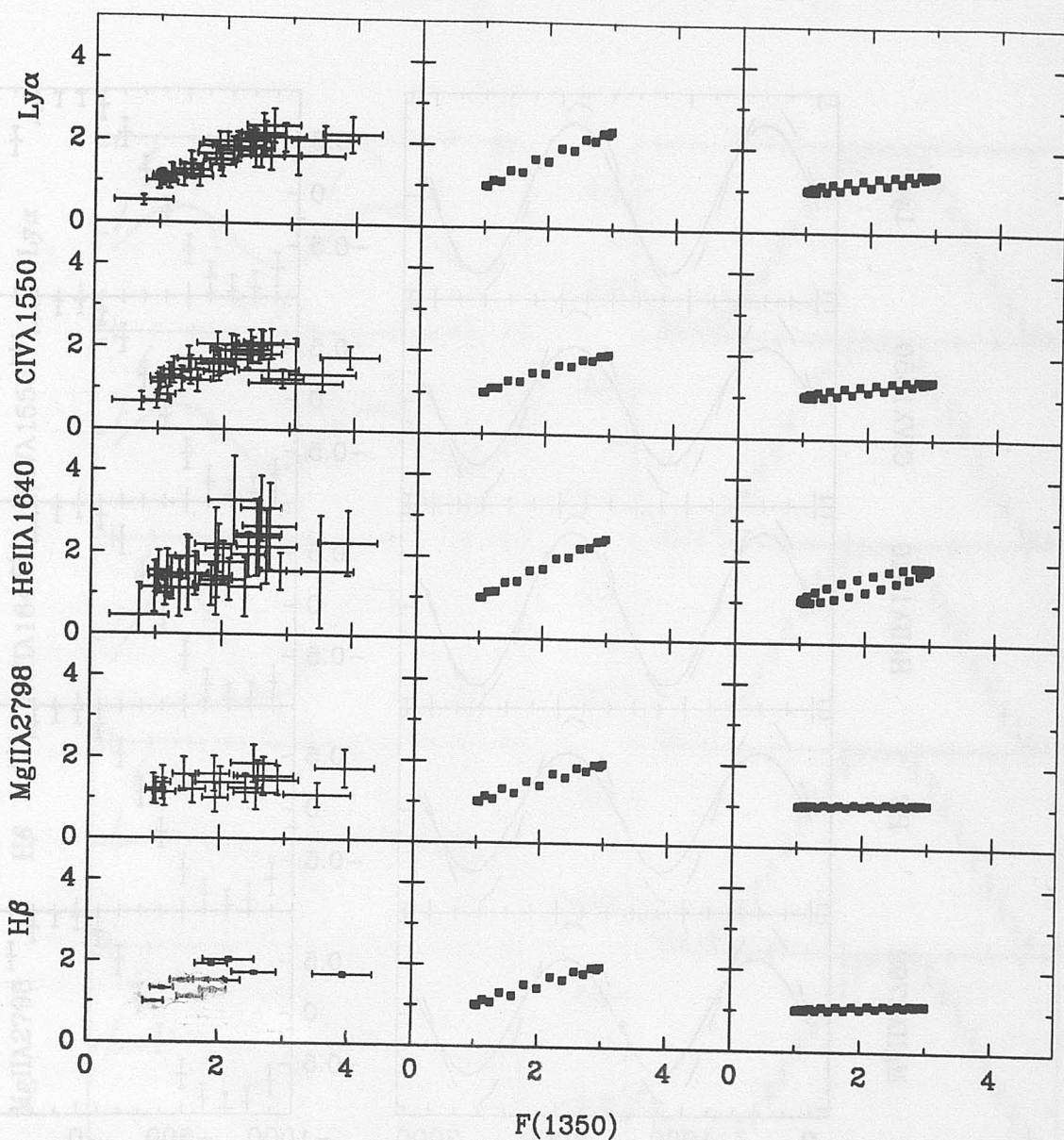


Figura 9.3

En la parte izquierda se muestra la suma de las intensidades medidas para las componentes ancha y muy ancha en función del flujo UV a 1350\AA (ambos normalizados al valor mínimo). El acuerdo entre las observaciones y las predicciones del modelo de dos regiones es excelente cuando el continuo varía con un periodo de 1500 días (*centro*). Para fluctuaciones rápidas (100 días) se espera que la amplitud de las variaciones en las líneas sea mucho menor (*derecha*). En el caso de $\text{HeII}\lambda 1640$ las barras de error en la figura representan los errores de la tabla 4.8.

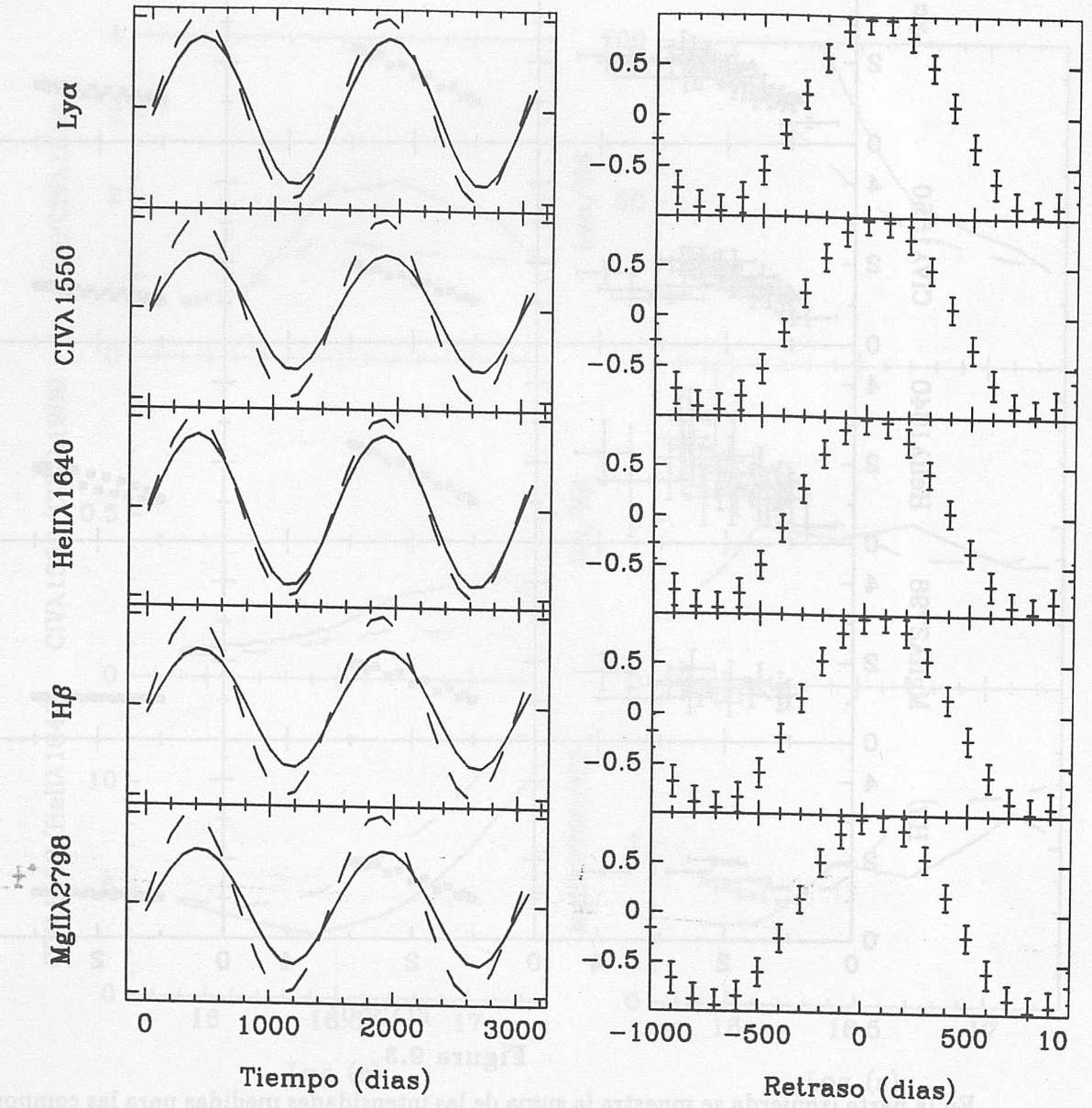


Figura 9.4 a

En la parte izquierda se muestran las curvas de luz de algunas líneas (—) en respuesta a una variación sinusoidal del continuo de periodo 1550 días (---). No se aprecian retrasos significativos en las funciones de correlación cruzada (derecha) cuando se consideran observaciones cada 100 días.

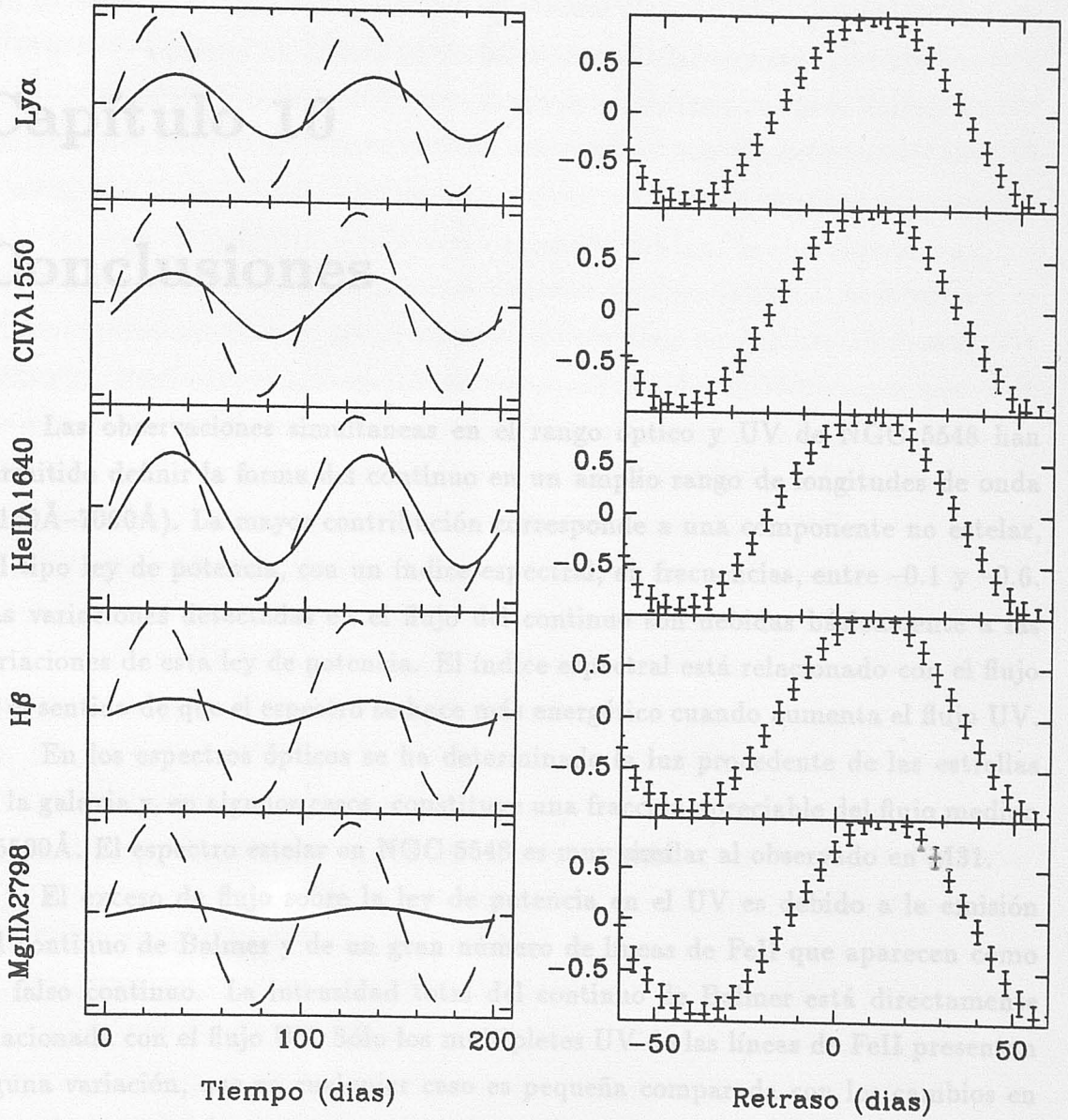


Figura 9.4 b

Los mismos símbolos que en la figura anterior, pero ahora se considera una variación de periodo 100 días muestreada a intervalos de 4 días.

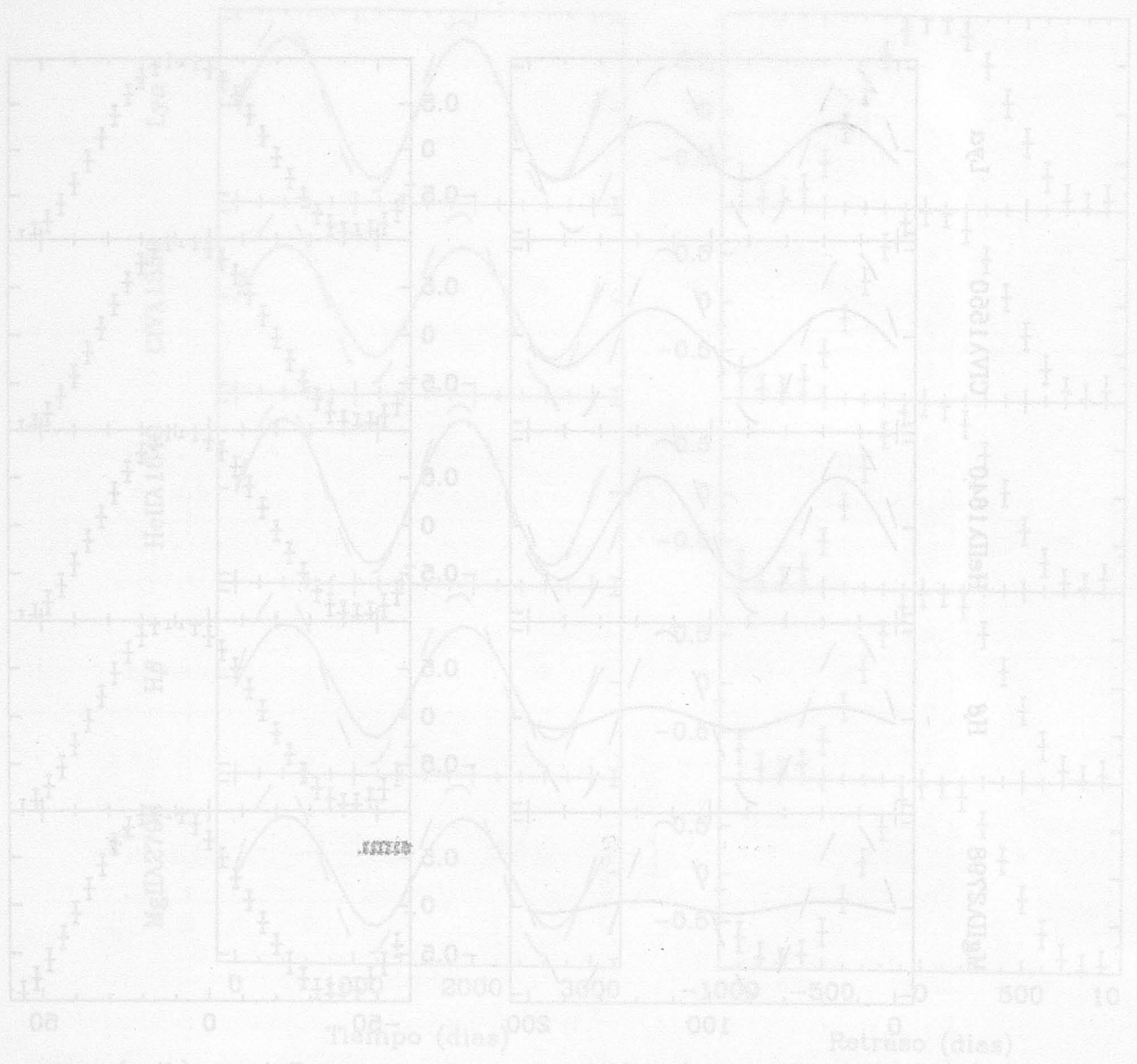


Figura 5 (días) tiempo (días) Retraso (días)

En la parte izquierda se abarcan los datos de los días 0 a 1000. En la parte derecha se abarcan los datos de los días 1000 a 2000. En la parte superior se abarcan los datos de los días 0 a 1000. En la parte inferior se abarcan los datos de los días 1000 a 2000. En la parte superior izquierda se abarcan los datos de los días 0 a 1000. En la parte superior derecha se abarcan los datos de los días 1000 a 2000. En la parte inferior izquierda se abarcan los datos de los días 0 a 1000. En la parte inferior derecha se abarcan los datos de los días 1000 a 2000.

Capítulo 10

Conclusiones

Las observaciones simultáneas en el rango óptico y UV de NGC 5548 han permitido definir la forma del continuo en un amplio rango de longitudes de onda (1150Å–7000Å). La mayor contribución corresponde a una componente no estelar, del tipo ley de potencia, con un índice espectral, en frecuencias, entre -0.1 y -0.6 . Las variaciones detectadas en el flujo del continuo son debidas básicamente a las variaciones de esta ley de potencia. El índice espectral está relacionado con el flujo en el sentido de que el espectro se hace más energético cuando aumenta el flujo UV.

En los espectros ópticos se ha determinado la luz procedente de las estrellas de la galaxia y, en algunos casos, constituye una fracción apreciable del flujo medido a 5500Å. El espectro estelar en NGC 5548 es muy similar al observado en M31.

El exceso de flujo sobre la ley de potencia en el UV es debido a la emisión del continuo de Balmer y de un gran número de líneas de FeII que aparecen como un falso continuo. La intensidad total del continuo de Balmer está directamente relacionada con el flujo UV. Sólo los multipletes UV de las líneas de FeII presentan alguna variación, que en cualquier caso es pequeña comparada con los cambios en el continuo no estelar.

La distribución temporal de las observaciones con IUE hasta 1986 permite analizar las variaciones en escalas de tiempo que van de unos cuantos meses a varios años. Los análisis realizados de las curvas de luz en el UV muestran que en las variaciones entre 1978 y 1986 domina una componente armónica de período 1550 días.

Por un lado las diferencias en los perfiles de distintas líneas y por otro las variaciones observadas dentro de una misma línea, exigen un estudio de las componentes presentes en cada línea de emisión permitida. Las diferencias entre los espectros de distintas épocas han llevado a definir lo que se ha llamado el "Perfil Típico". Además de la componente estrecha, cuyo perfil es similar al de las líneas prohibidas, se han encontrado una componente de $\sim 5000 \text{ Km/s}$ de FWHM, responsable de las variaciones en la línea, y dos componentes de anchuras similares ($\sim 2000 \text{ Km/s}$), pero una desplazada al azul (-2800 Km/s) y otra al rojo (2000 Km/s) respecto a las líneas estrechas. Estas componentes azul y roja representan como máximo el 20% de la intensidad total y no aparecen en todas las líneas. Lo mismo ocurre con una componente de FWHM $\sim 10000 \text{ Km/s}$ que ha sido necesario introducir para dar cuenta de la mayor anchura en algunas líneas de alta excitación. Esta componente muy ancha está desplazada hacia el azul en $\sim -2000 \text{ Km/s}$.

Con las componentes definidas en el "Perfil Típico" se ha procedido al ajuste de las líneas permitidas más intensas en el espectro de NGC 5548. El error en la intensidad de cada componente se ha calculado en función de los residuos del ajuste y de la relación entre la anchura y la altura de la gaussiana.

Todos los indicadores de enrojecimiento comunmente utilizados (decremento de Balmer, intensidad relativa de las líneas de HeII, observaciones en rayos X, depresión en la zona de 2200 \AA) son compatibles con la ausencia de extinción en NGC 5548.

Las intensidades relativas de las líneas estrechas (tanto permitidas como prohibidas) indican la presencia de densidades que van desde 10^{3-4} cm^{-3} hasta 10^{6-7} cm^{-3} . Estos valores son más altos de los que se han venido considerando hasta ahora. El cambio observado en la intensidad de la componente estrecha de $\text{Ly}\alpha$ implica una distancia del gas a la fuente de 1 pc. La ausencia de una variación similar en $\text{CIV}\lambda 1550$ se puede asociar a la escasa variabilidad observada en rayos X.

Las condiciones físicas en la región de emisión de líneas anchas (BLR) pueden inferirse a partir de las intensidades relativas y con la ayuda de códigos de fotoionización. Los valores y las variaciones de $\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550$ y $\text{CIII}\lambda 1909/\text{CIV}\lambda 1550$ implican que la ley de potencia que describe el continuo en los rangos óptico y UV debe truncarse a una energía entre 20 y 40 eV; la densidad del gas está alrededor de 10^{10} cm^{-3} y la distancia a la fuente de continuo es del orden de 50 días-luz. Esta

estimación de la distancia es consistente con los límites impuestos por los análisis de correlación cruzada.

Aunque los modelos reproducen de forma satisfactoria las intensidades relativas de las líneas de alta excitación, existe una discrepancia notable entre las predicciones y las observaciones cuando se comparan líneas de alta y baja excitación: los modelos predicen intensidades menores de lo observado en las líneas de Balmer y $\text{MgII}\lambda 2798$. Parece muy probable que la solución esté en densidades de columna mayores que las hasta ahora supuestas ($> 10^{23.5} \text{ cm}^{-2}$).

Existen varios indicios que apuntan la posibilidad de que las líneas muy anchas se formen en una región de gas de muy alta densidad ($\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$) y muy alta ionización ($\log U > -1$), lo que implicaría a su vez una distancia a la fuente de continuo muy pequeña: no se ha encontrado una componente muy ancha en las líneas de la serie de Balmer del hidrógeno ni en $\text{MgII}\lambda 2798$; la intensidad de la componente muy ancha en $\text{Ly}\alpha$ es algo menor que la de $\text{CIV}\lambda 1550$ ($\text{Ly}\alpha/\text{CIV}\lambda 1550 = 0.90$); el cociente entre las líneas $\text{HeII}\lambda 1640/\lambda 4686$ puede explicarse en términos de una profundidad óptica muy grande para los fotones $\text{Ly}\alpha$ y la disminución en la intensidad de $\text{CIV}\lambda 1550$ a flujos ionizantes altos implica que el gas llega a estar totalmente ionizado, pasando los iones C^{+3} a iones C^{+4} .

Los perfiles de las líneas donde aparecen ambas componentes (ancha y muy ancha) y las intensidades relativas entre una y otra no pueden explicarse en términos de una distribución continua de materia cuyas propiedades varían con la distancia. La región de emisión de líneas anchas es, por tanto, física y espacialmente distinta de la región de emisión de líneas muy anchas.

La forma gaussiana de los perfiles, tanto de la componente ancha como de la muy ancha, indican que el movimiento aparente del gas es caótico, aunque el desplazamiento hacia el azul de la componente muy ancha puede ser signo de una componente radial en la velocidad. Los perfiles totales de las líneas pueden reproducirse combinando trayectorias balísticas al azar de las nubes, en un campo gravitacional central, con un movimiento neto de expansión.

Apéndice A

Correlación cruzada

La Introducción se discutieron las posibilidades que ofrece el estudio de la variabilidad del continuo y las líneas de emisión en los núcleos de galaxias activas. Allí se vio que eran necesarias una serie de condiciones para poder extraer información de las curvas de luz y sólo se mencionó la técnica que suele aplicarse a este tipo de problemas: la correlación cruzada. Merece la pena detenerse un momento a analizar las ventajas y los inconvenientes de esta herramienta matemática. Tras recordar cómo se define, se describirán los dos métodos seguidos a la hora de su aplicación a datos astronómicos. Por último, se verán los resultados para NGC5548.

Sean $a(t)$ y $b(t)$ dos funciones continuas, tales que sus valores medios (\bar{a}, \bar{b}) y sus desviaciones típicas (σ_a, σ_b) no son funciones del tiempo t . La Función de Correlación Cruzada (CCF) entre $a(t)$ y $b(t)$ se define como:

$$CCF(u) = \frac{E\{[a(t) - \bar{a}][b(t+u) - \bar{b}]\}}{\sigma_a \sigma_b} \quad (\text{A.1})$$

donde $E\{f(t,u)\}$ es el valor de expectación de $f(t,u)$ y u es la fase o retraso de $b(t)$ respecto a $a(t)$. $CCF(u)$ está definida de manera que toma valores entre -1 y +1, y $CCF(0)$ es el coeficiente de correlación lineal entre $a(t)$ y $b(t)$. Cuando $a(t)=b(t)$ se denomina Función de Autocorrelación (ACF) y tiene la propiedad de que $ACF(0)=1$.

En el contexto de variabilidad en AGN, $a(t)$ representa, típicamente, la curva de luz del continuo ionizante y $b(t)$ la curva de luz de alguna línea de emisión. Según el modelo estándar de AGN, la emisión en las líneas se debe a fotoionización del gas mediante el continuo; por tanto, éstas debe responder a cambios en el continuo. Así,

$a(t)$ y $b(t)$ están relacionadas de la forma:

$$b(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Psi(\tau)a(t - \tau)d\tau \quad (\text{A.2})$$

donde Ψ es la función de respuesta, que depende de la geometría del sistema; dado que cualquier retraso entre las variaciones del continuo y de las líneas es debido al tiempo que tardan los fotones del continuo en alcanzar las nubes de gas. Blandford y McKee (1982) han propuesto un método para llegar a conocer Ψ , pero su complejidad y la necesidad de datos de muy alta calidad y que cubran períodos de tiempo muy largos con alta frecuencia, impiden su aplicación práctica. Por esta razón se recurre a métodos menos potentes en sus conclusiones, pero aplicables, como es la correlación cruzada.

Las autocorrelaciones de las líneas y del continuo proporcionan información sobre el tamaño de la BLR y de la fuente del continuo, y las correlaciones cruzadas entre distintas líneas y el continuo permiten estudiar las distancias típicas de las regiones emisoras de las líneas a la fuente central (capítulos 1 y 6).

El problema básico con que nos encontramos a la hora de aplicar esta técnica es que $a(t)$ y $b(t)$ sólo se conocen para un número determinado de fechas $\{t_i\}_{i=1,n}$. Además, estas observaciones casi nunca han sido realizadas a intervalos regulares de tiempo, por razones obvias de imposibilidad de observación en ciertas épocas del año, fallos instrumentales, malas condiciones atmosféricas y asignación de tiempo en telescopios (fig. 3.1). En definitiva, en casi todas las situaciones reales se dispone de un conjunto discreto de pares de puntos (a_i, b_i) con una distribución temporal a menudo lejos de ser uniforme. La ecuación A.1 debe, por tanto, reescribirse como

$$CCF(u) = \frac{E\{[a_i - \bar{a}][b_j - \bar{b}]\}}{\sigma_a \sigma_b} \quad t_j = t_i + u \quad (\text{A.3})$$

y nos encontramos con que, en la mayoría de los casos, no se conoce el valor de b_j , pues es muy probable que para la fecha t_j no se disponga de datos.

Gaskell y Peterson (1987)(en adelante, GP) han desarrollado un método para calcular la $CCF(u)$ en estos casos y estimar el error en la determinación del máximo de dicha función. Ellos proponen una interpolación lineal entre a_i y a_{i+1} para $t_i < t < t_{i+1}$. Pese a que no hay ninguna justificación *a priori* de esta elección (Maoz y

Netzer, 1989), ellos argumentan que con una interpolación mediante polinomios de grado más alto se amplifica el ruido.

Para intentar disminuir el efecto de introducir un gran número de puntos interpolados (puntos no reales), primero se calcula el coeficiente de correlación mediante los productos $a(t_j + u)b(t_j)$ y luego mediante $a(t_j)b(t_j - u)$, interpolando sucesivamente en $a(t)$ y $b(t)$. $CCF(u)$ se obtiene como el promedio de los dos valores así calculados.

Un problema serio en este método es la interpolación para $t < t_1$ y $t > t_n$. Gaskell y Peterson adoptan $a(t) = a_1$ cuando $t < t_1$ y $a(t) = a_n$ cuando $t > t_n$. Esta elección (o cualquier otra) introduce errores importantes. Por ejemplo, asumiendo una distribución uniforme de las observaciones a intervalos Δ , en el cálculo de $CCF(u)$ cuando $u = (t_n - t_1)/2$, la mitad de los puntos que se utilizan no sólo son interpolados, sino que, además, para una de las dos funciones, toman todos el mismo valor. Al correlacionar una función variable con otra función que en la mitad de sus puntos es constante, el coeficiente de correlación resultante ha de ser necesariamente pequeño. Si, como suele ser el caso, el espaciamiento entre las observaciones no es constante, el rango de valores de u para los que CCF es significativa depende de la distribución temporal concreta que se tenga, pero nunca será un rango tal que $|u| < (t_n - t_1)/2$. Para valores absolutos de u mayores, el número de puntos artificiales, introducidos por la interpolación entre los datos, es mayor que el número de puntos reales.

La discusión de los errores en GP se reduce a constatar la necesidad de disponer de datos de alta calidad, distribuidos uniformemente, a intervalos menores que el tiempo característico de variación del objeto y que cubran un período de tiempo mayor que este tiempo característico.

El resultado de aplicar el método de GP a un conjunto de observaciones es una función de correlación que puede dar información sobre el retraso entre las líneas y el continuo, dentro de las restricciones enumeradas en el párrafo anterior, pero que está basada en puntos "artificiales" y de la que no se conocen los errores asociados a los valores de $CCF(u)$.

Recientemente se ha propuesto otro método (Edelson y Krolik, 1988) (en adelante EK) que no recurre a puntos artificiales y que proporciona barras de error en

los coeficientes de correlación calculados. La Función de Correlación Discreta (DCF) se define como el promedio de los productos cruzados entre pares (a_i, b_j) , tales que $t_{ij} = t_j - t_i$ esté dentro de un intervalo centrado en u y de anchura τ :

$$DCF(u) = \frac{1}{M} \sum UDCF(t_{ij}); u - \frac{\tau}{2} < t_{ij} < u + \frac{\tau}{2} \quad (\text{A.4})$$

donde M es el número de pares (a_i, b_j) y

$$UDCF(t_{ij}) = \frac{(a_i - \bar{a})(b_j - \bar{b})}{\sqrt{(\sigma_a^2 - e_a^2)(\sigma_b^2 - e_b^2)}} \quad (\text{A.5})$$

con e_a y e_b los errores en las medidas de a y b .

En esta definición es crucial la elección del parámetro τ . El valor medio definido en A.4 es tanto más preciso cuanto mayor es τ (entran más pares en el intervalo), pero un valor grande de τ significa una pérdida de resolución temporal. En el caso ideal de una distribución temporal uniforme de los datos, el valor de τ sería el intervalo entre cada par de observaciones, de ahí que el valor adoptado para una distribución no uniforme sea el intervalo medio entre dos observaciones consecutivas (m).

A partir de la definición de $DCF(u)$, se introduce de forma natural el error típico como:

$$\sigma_{DCF}(u) = \frac{1}{M' - 1} \left\{ \sum [UDCF(t_{ij}) - DCF(u)]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (\text{A.6})$$

donde M' es el número de medidas diferentes del continuo que existen en los pares (a_i, b_j) , dentro del intervalo $(u - \tau/2, u + \tau/2)$.

Sin embargo, este método de calcular funciones de correlación tampoco está libre de interpolaciones. En este caso la interpolación se realiza en los valores de la función de correlación real entre $a(t)$ y $b(t)$, que no conocemos.

En definitiva, para resolver el problema de no tener un muestreo completo de las funciones $a(t)$ y $b(t)$, los dos métodos recurren a una interpolación lineal. La diferencia es que uno interpola en las curvas de luz (GP) y otro interpola en la Función de Correlación Cruzada (EK). La pregunta es ¿cuál de los dos puede resultar más útil a la hora de analizar las observaciones de NGC5548? La respuesta

a esta pregunta debe buscarse en cómo se ven afectadas las distintas interpolaciones por la distribución y la calidad de los datos.

Ambos tipos de interpolación necesitan que el error en las observaciones sea menor que la desviación típica de las medidas ($e_a < \sigma_a$). Esto es equivalente a decir que se ha de observar una variación bien definida. La interpolación lineal en las curvas de luz se justifica si la mediana (s) de los intervalos entre dos observaciones consecutivas es mucho menor que el tiempo característico de variabilidad (τ_{var}). La interpolación en la función de correlación se justifica porque "es posible encontrar escalas de tiempo por debajo de las cuales cualquier función de correlación dada es suave" (EK); en otras palabras, la interpolación se justifica cuando τ es menor que el tiempo característico de variabilidad del objeto ($\tau < \tau_{var}$). La elección de τ viene dada por la distribución temporal de los datos y, como se mencionó antes, el valor más adecuado es el intervalo medio del muestreo.

Resumiendo, ambas aproximaciones están justificadas en los mismos casos: buena calidad de los datos ($e_a < \sigma_a$) y buena resolución temporal ($s \approx m < \tau_{var}$). Centrándonos en las observaciones de NGC5548, vamos a ver que se cumplen las condiciones para que ambas aproximaciones sean aplicables y, por lo tanto, es de esperar que los resultados sean independientes de la técnica utilizada.

En primer lugar, las variaciones que se observan en el flujo a 1350Å de NGC5548 son reales, es decir, definiendo $\sigma_{F_{uv}}$ como la desviación típica de $F(1350)$ y $e_{F_{uv}}$ como el valor medio de los errores en todas las medidas (Tabla 3.1), se tiene $\sigma_{F_{uv}} = 2.75$ y $e_{F_{uv}} = 0.75$. Recordando que $e_{F_{uv}}$ corresponde a 3σ , las variaciones en el flujo UV son mucho mayores que el error típico de las medidas de dicho flujo. Por otro lado, los datos cubren un período de tiempo que va desde junio de 1978 hasta julio de 1986, es decir, casi 3000 días, siendo el valor medio del intervalo entre dos observaciones consecutivas 98 días y su mediana 80 días. Una estimación de τ_{var} es el tiempo que el continuo tarda en disminuir o aumentar por un factor 2. Esta estimación resulta ser de 270 días (capítulo 3), con lo que se verifica que $s \approx m \ll \tau_{var}$.

En definitiva, la calidad de los datos y la distribución temporal de éstos, aseguran una correcta aplicación de la correlación cruzada.

En la fig. A.1 se muestra un histograma de las diferencias de tiempos t_{ij} , a intervalos de 100 días. La distribución es casi uniforme, salvo los picos correspondi-

entes a 0 y ± 400 días. Este resultado refleja la periodicidad en la realización de las observaciones discutida en el Capítulo 3, debida a los subconjuntos de observaciones entre finales de 1981 y principios de 1982 y finales de 1982 y principios de 1983.

Antes de estudiar las correlaciones cruzadas de las líneas y el continuo, empezamos por estudiar la función de autocorrelación que se obtendría si se muestreara, con la misma distribución temporal que las observaciones, una fuente cuyas variaciones fueran aleatorias. A cada fecha t_i se le asigna un número entre 0 y 1, al azar. La distribución de estos números es gaussiana, de valor medio 0.5 y desviación típica 0.224. La ACF de estas variaciones aleatorias se muestra en la fig. A.2. La línea continua es la función de correlación interpolando linealmente en las dos curvas de luz (BCF), la línea de puntos es la función de correlación interpolando en una curva cada vez y tomando el promedio (CCF), y los puntos con sus barras de error son la DCF definida por Edelson y Krolik (1988).

Las tres funciones son muy similares entre sí, aunque existen diferencias. La correlación es, en general, mayor cuando se interpola en las dos curvas de luz que cuando se interpola en sólo una, o se toma la DCF. Este es un efecto del error que se introduce al utilizar un gran número de puntos interpolados. Por lo demás, $BCF(0)=CCF(0)=1$, como cabe esperar en una función de autocorrelación, pero $DCF(0)\neq 1$, debido a que al promediar sobre un intervalo de 100 días, se incluyen productos $a_i b_j$ con $t_{ij} \neq 0$. Por esta razón, $DCF(0)$ siempre será menor que el coeficiente de correlación lineal entre el conjunto de valores (a_i, b_i) .

En las tres ACFs se pueden observar varios picos, que corresponden a periodicidades encontradas en el capítulo 3. Los picos en $\approx \pm 100$ días corresponden al intervalo medio de la distribución temporal de las observaciones, aunque no puede descartarse que exista una variación real con este periodo. Los picos en $\approx \pm 400$ días reproducen la periodicidad en las observaciones de ≈ 400 días.

La ACF del flujo UV a 1350\AA , contiene información de la escala de tiempo de variabilidad del continuo. Si la variación que se está auto-correlacionando tuviera una forma sinusoidal, la ACF sería también una función sinusoidal, tal que valdría $1/2$ para $u=T/6$, $ACF(T/4)=0$ y $ACF(T/2)=-1$. Así, la semianchura a media altura de la ACF sería $1/6$ del período, el retraso para el cuál ACF se anula sería $1/4$ del período y el valor para el que ACF es mínima (negativa) sería el sermi-período.

Teniendo en cuenta entonces la semianchura a media altura, la semianchura a nivel cero y la semianchura para el valor mínimo, en la ACF de F(1350) (Fig. A.3), la periodicidad de las variaciones del continuo UV en NGC5548 es de (1400 ± 300) días. Este resultado coincide, dentro de los errores, con la periodicidad de 1550 días encontrada en la transformada de Fourier. En la fig. A.4 se compara la auto-correlación de una función sinusoidal de período 1550 días con la auto-correlación calculada para la curva de luz de F(1350). El resultado también está de acuerdo con la estimación del tiempo en que el flujo disminuye o aumenta por un factor 2 ($\approx 1/6$ del período). No hay que olvidar, sin embargo, que en la DCF, de existir variaciones rápidas (< 100 días), éstas podrían enmascarar una correlación en las variaciones con mayor período para retrasos de ± 400 días.

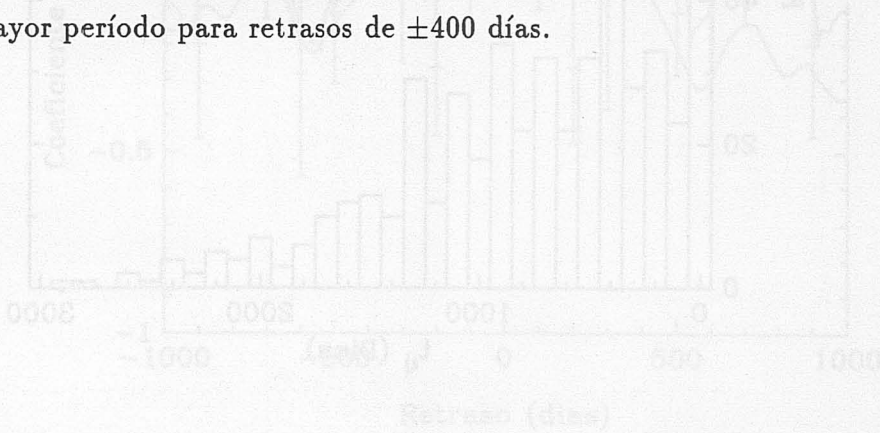


Figura A.3

Función de Auto-correlación de la distribución temporal. La anchura de esta función define la resolución temporal de los datos. El período de ~ 100 días. Como en todas las figuras se muestra el coeficiente de correlación $\rho(\tau)$ en función del retraso τ en días. El coeficiente de correlación $\rho(\tau)$ se define como $\rho(\tau) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N-\tau} (x_i - \bar{x})(x_{i+\tau} - \bar{x})$ donde \bar{x} es el promedio de los datos. El coeficiente de correlación $\rho(\tau)$ para $\tau > 1000$ días muestra una correlación débil.

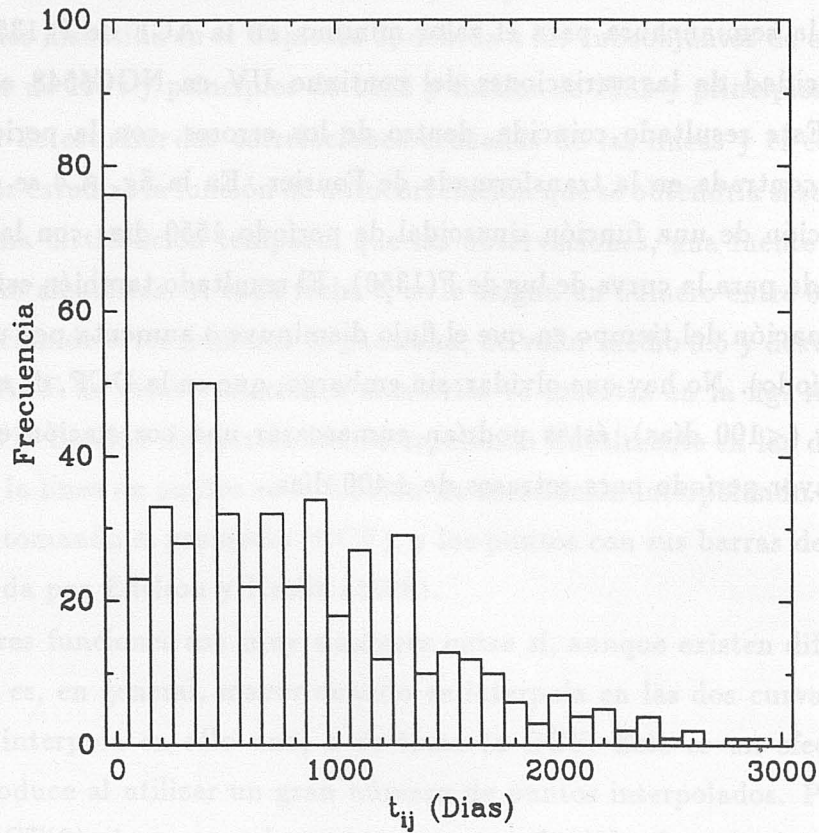
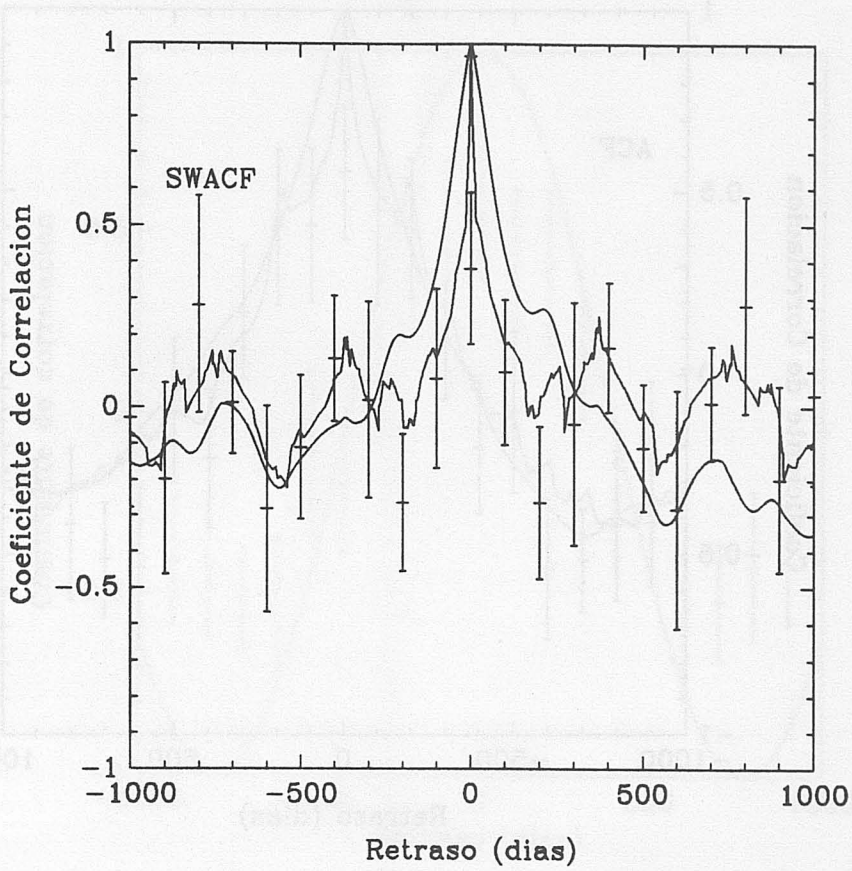
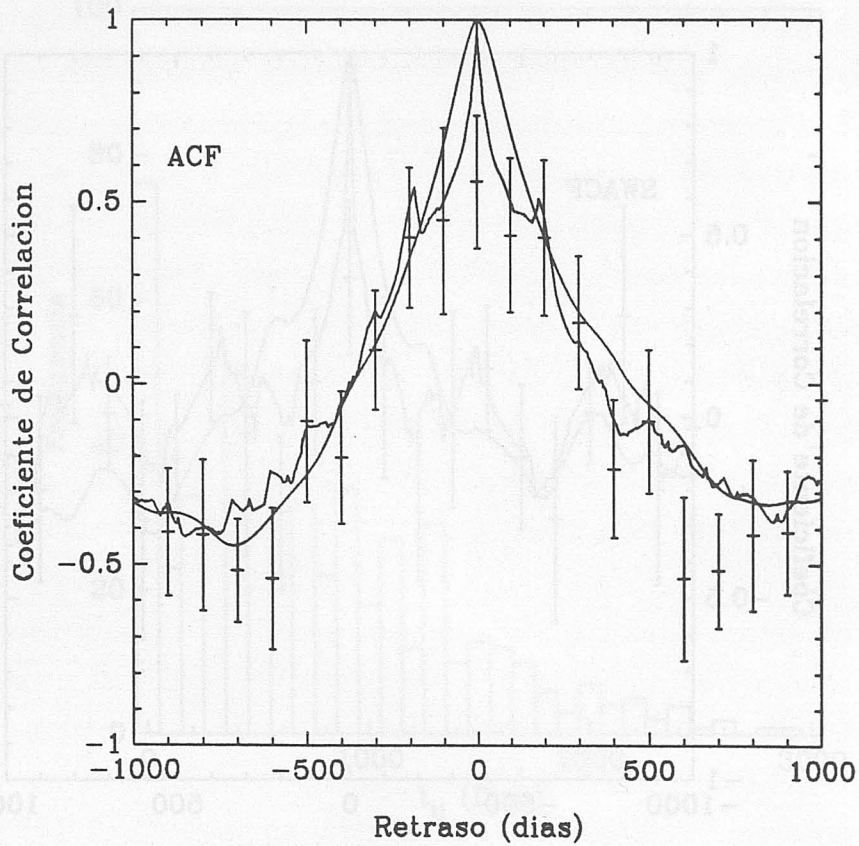


Figura A.1

Este histograma muestra el número de pares (a_i, b_j) en función del intervalo de tiempo transcurrido entre las observaciones $t_{ij} = t_j - t_i$ con $j > i$. A partir de diferencias mayores de 1000 días el número de pares utilizados para calcular el coeficiente de correlación disminuye apreciablemente. Como resultado la incertidumbre en la función de correlación $CCF(u)$ para $|u| > 1000$ días aumenta de manera considerable.

**Figura A.2**

Función de Auto-correlación de la distribución temporal. La anchura de esta función define la resolución temporal de los datos. En este caso de ~ 100 días. Como en todas las figuras donde se representan funciones de correlación, los puntos con barras de error corresponden a la Función de Correlación Discreta (DCF), la línea suave es la función de correlación que se obtiene interpolando en las dos curvas de luz (BCF) y la línea con mayores fluctuaciones es el promedio de interpolaciones sucesivas en cada curva de luz (CCF)

**Figura A.3**

Auto-correlación del continuo UV a 1350Å. Su anchura define el tiempo característico de variabilidad del continuo. Combinando DCF, CCF y BCF, el resultado es una periodicidad de 1550 días, de acuerdo con los resultados obtenidos en el capítulo 3.

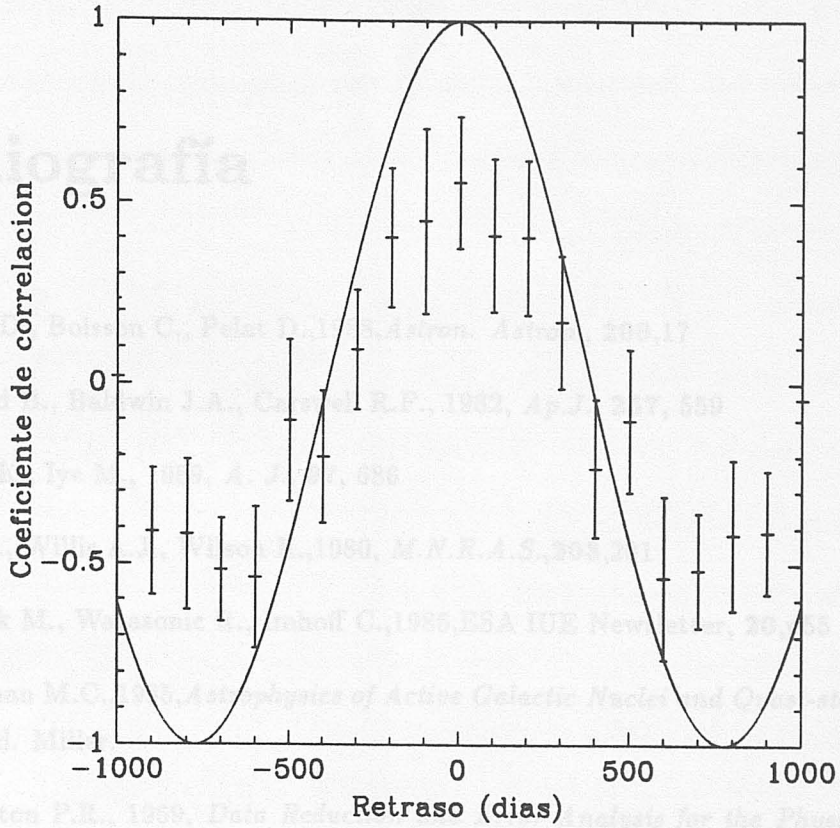


Figura A.4

En esta figura se compara la Función de Autocorrelación Discreta del continuo medido a 1350Å con la Función de Autocorrelación teórica de una variación sinusoidal de período 1550 días.

[15] Boggess A., Wilson R., Barker P.J., Mardick L.M., 1987, *Exploring the Universe with IUE*, Ed. Y. Kondo, Reidel Publishing Company, p.3

Bibliografía

- [1] Alloin D., Boisson C., Pelat D., 1988, *Astron. Astrop.*, **200**, 17
- [2] Atwood B., Baldwin J.A., Carswell R.F., 1982, *Ap.J.*, **257**, 559
- [3] Ayani K., Iye M., 1989, *A. J.*, **97**, 686
- [4] Barr P., Willis A.J., Wilson R., 1980, *M.N.R.A.S.*, **203**, 201
- [5] Barylak M., Watasonic R., Imhoff C., 1985, *ESA IUE Newsletter*, **20**, p55
- [6] Begelman M.C., 1985, *Astrophysics of Active Galactic Nuclei and Quasi-stellar Objects*, p411, Ed. Miller.
- [7] Bevington P.R., 1969, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw-Hill, New York.
- [8] Blandford R.C., McKee C.F., 1982, *Ap.J.*, **255**, 419
- [9] Blumenthal G.R., Mathews W.G., 1975, *Ap.J.*, **198**, 517
- [10] Binette L., Dopita M.A., Tuohy I., 1985, *Ap.J.*, **297**, 476
- [11] Binette L., Prieto A., Szuszkiewicz E., Zheng W., 1989, *Ap. J.*, **343**, 135
- [12] Binette L., Robinson A., 1985, *Astron. Astrop.*, **177**, 11
- [13] Boggess A., et al., 1978a, *Nature*, **275**, 372
- [14] Boggess A., et al., 1978b, *Nature*, **275**, 377
- [15] Boggess A., Wilson R., Barker P.J., Meredith L.M., 1987, *Exploring the Universe with IUE*, Ed. Y. Kondo, Reidel Publishing Company, p.3

- [16] Bohlin R.S., Holm A.V., Lindler D.J.,1981,*ESA IUE Newsletter*, **10**,p10
- [17] Boksenberg A., Netzer H.,1977, *Ap.J.*,**212**,37
- [18] Bradley S.E., Puetter R.C.,1986, *Astron. Astrop.*, **165**,31
- [19] Branduardi-Raymont G. Mittaz J.F.D., 1988, *Adv. Space. Res.*, **8**, 61
- [20] Burstein D., Heiles C.,1982, *A.J.*,**87**,1165
- [21] Capriotti E., Foltz C., Byard P.,1980, *Ap.J.*,**241**,903
- [22] Capriotti E., Foltz C., Byard P.,1981, *Ap.J.*,**245**,396
- [23] Carleton N.P., Elvis M., Fabbiano G., Willner S.P., 1987, *Ap.J.*, **318**, 595
- [24] Carroll T.J.,1985, *M.N.R.A.S.*,**214**,321
- [25] Carroll T.J., Kwan J.,1983, *Ap.J.*,**274**,113
- [26] Cassatella A., Barbero J., Benvenuti P., 1985, *Astron. Astrop.*, **144**, 335
- [27] Clavel J., Altamore A. Boksenberg A., Bromage G.E., Elvius A., Pelat D., Penston M.V., Perola G.C., Sniijders A.J., Ulrich M.H.,1987, *Ap.J.*,**321**,251
- [28] Clavel J., De Santos M., 1989, *Astron. Astrop.*, enviado
- [29] Clavel J., Wamsteker W., 1987, *Ap.J.*, **320** L9
- [30] Clavel J., Wamsteker W., Glass I.S., 1989, *Ap.J.*, **337**, 236
- [31] Cohen R.D.,1983, *Ap.J.*,**273**,489
- [32] Colina L., Fricke K.J., Kollatschny W., Perryman M.A.C., 1988, *Astron. Astrop.*, **186**, 39
- [33] Collin-Souffrin S., Dumont S.,1986,*Astron. Astrop.*,**166**,13
- [34] Contini M., Viegas-Aldrovandi S.M., 1987, *Astron. Astrop.* , **185**, 39
- [35] Davidson K., 1977, *Ap.J.*, **218**, 20
- [36] Davidson K., Netzer H., 1979, *Rev. Mod. Phys.*, **51**, 715

- [37] De Bruyn A.G., 1980, *Highlights of Astronomy*, Vol. 5, 631
- [38] De Robertis M.M., Osterbrock D.E., 1984, *Ap.J.*, **286**, 171
- [39] De Robertis M.M., Osterbrock D.E., 1986, *Ap.J.*, **301**, 727
- [40] De Vaucouleurs G., De Vaucouleurs A., Corwin H.G. Jr., 1976, *Second Reference Catalogue of Bright Galaxies*, (Austin: University of Texas)
- [41] Díaz A.I., Prieto A., Wamsteker W., 1988, *Astron. Astrop.*, **195**, 53
- [42] Edelson R.A., 1987, *Ap.J.*, **313**, 651
- [43] Edelson R.A., Malkan M.A., 1987, *Ap.J.*, **308**, 59
- [44] Edelson R.A., Malkan M.A., Rieke G.H., 1987, *Ap.J.*, **321**, 233
- [45] Edelson R.A., Krolik J.H., 1988, *Ap.J.*, **333**, 646
- [46] Engargiola G., Harper D.A., Elvis M., Willner S.P., 1989, *Ap.J.*, **332**, L19
- [47] Ferland G.J., 1987, HAZY a brief introduction to CLOUDY (v67), *Inten. Report O.S.U. Astron. Dept.*, 87-001
- [48] Ferland G.J., Mushotzky R.F., 1984, *Ap.J.*, **286**, 42
- [49] Ferland G.J., Osterbrock D.E., 1986, *Ap.J.*, **300**, 658
- [50] Ferland G.J., Persson S.E., 1989, preprint.
- [51] Ferland G.J., Rees M., 1988, *Ap. J.*, **332**, 141
- [52] Ferland G.J., Shields G.A., 1985, *Astrophysics of Active Galactic Nuclei and Quasistellar Objects*, p157, Ed. Miller.
- [53] Filippenko A.V., 1985, *Ap.J.*, **289**, 47
- [54] Gaskell C.M., Peterson B., 1987, *Ap.J. Supp.S.*, **65**, 1
- [55] Gaskell C.M., Sparke L.S., 1986, *Ap.J.*, **305**, 175
- [56] Gregory S., Ptak R., Stoner R., 1982, *Ap.J.*, **261**, 30

- [57] Hayes M.J.C., Culhane J.L., Blisset R.J., Barr P., 1980, *M.N.R.A.S.*, **193**, p15
- [58] Heckman T.M., Miley G.K., van Breugel W.J.W., Batcher H.R., 1981, *Ap.J.*, **247**, 403
- [59] Holm A., Bohlin R.S., Cassatella A., Ponz D., Schiffer F.H., 1982, *Astron. Astrop.*, **112**, 341
- [60] Holm A.V., Crabb W.G., 1979, *NASA IUE Newsletter*, **7**, p40
- [61] Joly M., 1987, *Astron. Astrop.*, **184**, 33
- [62] Kaastra J.S., Barr P., 1989, *Astron. Astrop.*, en prensa.
- [63] Kallman T., Elitzur M., 1988, *Ap.J.*, **328**, 523
- [64] Kaplan S.A., Pikelner S.B., 1970, *The interstellar medium*, Harvard Univeristy Press, Cambridge, Massachusetts.
- [65] Kelton P.W., 1980, *A.J.*, **85**, 89
- [66] Khachikian E.Y., Weedman D.D., 1974, *Ap.J.*, **192**, 581
- [67] Krolik J.H., McKee C.F., Tarter C.B., 1981, *Ap.J.*, **249**, 422
- [68] Kwan J., Carroll T.J., 1982, *Ap.J.*, **261**, 25
- [69] Kwan J., Krolik J.H., 1981, *Ap.J.*, **250**, 478
- [70] Lacy J.H., Soifer B.T., Neugebauer G., Matthews K., Malkan M., Becklin E.F., C.-C. Wu, Bogges A., Gull T.R., 1982, *Ap.J.*, **256**, 75
- [71] Laor A., Netzer H., 1989, *M.N.R.A.S.*, **238**, 897
- [72] Lynden-Bell D., 1969, *Nature*, **223**, 690
- [73] McAlary C.W., McLaren R.A., McGonegal R.J., Maza J., 1983, *Ap.J. Supp.S.*, **52**, 341
- [74] MacAlpine G.M., 1986, *P.A.S.P.*, **98**, 134
- [75] MacAlpine G.M., Davidson K., Gull T.R., Wu C.-C., 1985, *Ap.J.*, **294**, 147

- [76] Malkan M.A., 1983, *Ap.J.*, **268**, 582
- [77] Malkan M.A., Filippenko A.V., 1983, *Ap.J.*, **275**, 477
- [78] Malkan M.A., Sargent W.L.W., 1982, *Ap.J.*, **254**, 22
- [79] Maoz D., Netzer H., 1989, *M.N.R.A.S.*, **236**, 21
- [80] Mathews W.G., 1982, *Ap.J.*, **258**, 425
- [81] Mathews W.G., Capriotti E., 1985, *Astrophysics of Active Galactic Nuclei and Quasistellar Objects*, p185, Ed. Miller
- [82] Mushotzky R.F., Ferland G.J., 1984, *Ap.J.*, **278**, 558
- [83] Mushotzky R.F., Marshall F.E., Boldt E.A., Holt S.S., Serlemitsos P.J., 1980, *Ap.J.*, **235**, 377
- [84] Netzer H., 1982, *M.N.R.A.S.*, **198**, 589
- [85] Netzer H., 1985, *M.N.R.A.S.*, **216**, 63
- [86] Netzer H., 1987, *M.N.R.A.S.*, **225**, 55
- [87] Netzer H., 1989, *Comments on Astrophysics*, **XIV**, 137
- [88] Netzer H., Elitzur M., Ferland G.J., 1985, *Ap.J.*, **299**, 752
- [89] Netzer H., Ferland G.J., 1984, *P.A.S.P.*, **96**, 593
- [90] Netzer H., Maoz D., Laor A., Mendelson H., Brosch N., Leibowitz E., Almoznino E., Beck S., Mazeh T., 1989, *Ap.J.*, en prensa.
- [91] Netzer H., Wills B.J., 1983, *Ap.J.*, **275**, 445
- [92] O'Dell S.L., 1986, *P.A.S.P.*, **98**, 140
- [93] Osterbrock D.E., 1974, *Astrophysics of gaseous nebulae*, W. J. Freeman and Company, San Francisco.
- [94] Osterbrock D.E., 1986, *Ann.Rev.Astro.Astrop.*, **24**, 171
- [95] Pérez E., Penston M.V., Tadhunter C., Mediavilla E., Moles M., 1988, *M.N.R.A.S.*, **230**, 353

- [96] Peterson B.M., 1987, *Ap.J.*, **312**, 79
- [97] Peterson B.M., Ferland G.J., 1986, *Nature*, **324**, 345
- [98] Peterson B.M., Korista K.T., Cota S.A., 1987, *Ap.J.*, **312**, L1
- [99] Petre R., Mushotzky R.F., Krolik J.H., Holt S.S., 1984, **280**, 499
- [100] Piccinotti G., Mushotzky R.F., Boldt E.A., Holt S.S., Marshall F.E., Serlemitsos P.J., Shafer R.A., 1982, *Ap.J.*, **253**, 485
- [101] Rees M., Netzer H., Ferland G.J., 1989, Tel Aviv University, Preprint series, no. 8
- [102] Roberts D.H., Lehár J., Dreher J.W., 1987, *A.J.*, **93**, 968
- [103] Rodríguez-Pascual P.M., de Santos-Lleó M., Clavel J., 1989, *Astron. Astrophys.*, **219**, 101
- [104] Seaton M.J., 1979, *M.N.R.A.S.*, **187**, 73P
- [105] Seyfert C.K., 1943, *Ap.J.*, **97**, 28
- [106] Shuder J.M., Osterbrock D.E., 1981, *Ap.J.*, **250**, 55
- [107] Snijder M.A.J., 1980, SRCIUE Newsletter, **5**, p30
- [108] Stein W.A., O'Dell S.L., 1985, *Astrophysics of Active Galactic Nuclei and Quasistellar Objects*, p381, Ed. Miller.
- [109] Stickland D.J., 1980, IUE Newsletter, **5**, pg30
- [110] Stirpe G.M., de Bruyn, van Groningen, 1988, *Astron. Astrophys.*, **200**, 9
- [111] Stoner R., Ptak R., 1984, *Ap.J.*, **280**, 516
- [112] Sun W.H., Malkan M.A., 1989, *Ap.J.*, en prensa.
- [113] Terlevich R., Melnick J., 1985, *M.N.R.A.S.*, **213**, 841
- [114] Terlevich R., Melnick J., 1988, *Nature*, **333**, 329
- [115] Tohline J.E., Osterbrock D.E., 1976, *Ap.J.*, **210**, L17

- [116] Tonry J., Davis M., 1979, *A.J.*, **84**, 1511
- [117] Ulrich M.H, Boisson C., 1983, *Ap.J.*, **267**, 515
- [118] Ulvestad J.S., Wilson A.S., 1984, *Ap.J.*, **285**, 439
- [119] Uomoto A., 1984, *Ap.J.*, **284**, 497
- [120] van Groningen E., 1983, *Astron. Astrop.*, **126**, 363
- [121] Viegas-Aldrovandi S.M., Contini M., 1989, *Ap.J.*, **339**, 689
- [122] Vrtilek J.M., 1985, *Ap.J.*, **294**, 121
- [123] Vrtilek J.M., Carleton N.P., 1985, *Ap.J.*, **294**, 106
- [124] Wachter K.W., Strauss M.A., Filippenko A.V., 1988, *Ap.J.*, **330**, 91
- [125] Wamsteker W., Benvenuti P., Harris A.W., Talavera A., Gry C., Cassatella A., Hassal B., Gilmozzi R., Barr P., Clavel J., Netzer H., Wills B. J., Wills D., 1984, *NASA CP-2349*
- [126] Wamsteker W., Rodríguez-Pascual P.M., Netzer H., Wills B.J., 1988a, *A Decade of UV Astronomy with IUE, Proc. Celebratory Symposium, GSF, 12-15 April 1988, ESA SP-281, Vol. 2*, 311
- [127] Wamsteker W., Rodríguez-Pascual P.M., Netzer H., Wills B.J., 1988b, *A Decade of UV Astronomy with IUE, Proc. Celebratory Symposium, GSF, 12-15 April 1988, ESA SP-281, Vol. 2*, 315
- [128] Wamsteker W., Rodríguez P.M., Wills B.J., Netzer H., Wills D., Gilmozzi R., Barylak M., Talavera A., Maoz D., Barr P., Heck A., 1989, *Ap.J.*, admitido
- [129] Ward M., Elvis M., Fabbiano G., Carleton N.P., Willner S.P., 1987, *Ap.J.*, **315**, 74
- [130] Weedman D.W., 1977, *Ann. Rev. Astron. Astrop.*, **15**, 69
- [131] Weisheit J.C., Shields G.A., Tarter C.B., 1981, *Ap.J.*, **245**, 406
- [132] Whittle M. *et al.*, 1986, *M.N.R.A.S.*, **222**, 189
- [133] Whittle M., 1985, *M.N.R.A.S.*, **216**, 817

- [134] Wilkes B.J., 1987, *Emission Lines in Active Galactic Nulcei*, p79, Ed. P.M.Gondhalekar, RAL-87-109
- [135] Wills B.J., Netzer H., Wills D., 1985, *Ap.J.*, **288**, 94 (WNW)
- [136] Wilson A.S., Baldwin J.A., Ulvestad J.S., 1985, *Ap.J.*, **291**, 627
- [137] Wilson A.S., Baldwin J.A., Sun S., Wright A.E., 1986, *Ap.J.*, **310**, 121
- [138] Wilson A.S., Heckman T.M., 1985, *Astrophysics of Active Galactic Nuclei and Quasi-stellar Objects*, p39, Ed. Miller.
- [139] Wilson A.S., Ulvestad J.S., 1982, *Ap.J.*, **260**, 56
- [140] Wilson A.S., Wu X., Heckman T.M., Baldwin J.A., Balick B., 1989, *Ap.J.*, **339**, 729
- [141] Yee H.K.C., 1983, *Ap.J.*, **272**, 473

a los flujos en aquellas regiones donde se espera que no existan líneas de emisión intensas. Además de las ventanas citadas en la sección anterior, se ha incluido otra centrada en 4000\AA y de anchura 40\AA .

La pendiente de la ley de potencia que mejor se ajusta a los datos es $\alpha = -0.5$ (fig. 2.2). En dos zonas el espectro queda sistemáticamente por encima de la ley de potencia. Veremos que en la zona UV ($1600\text{--}4000\text{\AA}$) esta discrepancia se debe a la presencia de líneas de FeII y continuo de Balmer en emisión. Más allá de 4000\AA , el exceso respecto a la ley de potencia se atribuye a la emisión de las estrellas de la galaxia.

Retomando los resultados de la sección anterior (Ecuaciones 3.1 y 3.2), la escasa variabilidad de los índices de color en el UV implica que la forma del continuo no sufre cambios dramáticos; la pendiente (α) de la ley de potencia estimada para marzo de 1982, no será muy diferente del valor de α en julio de 1981, cuando el núcleo pasa por una fase de escasa actividad y la contribución estelar llega a ser importante. El siguiente paso es multiplicar la ley de potencia determinada para marzo de 1982 (núcleo brillante, pequeña apertura), por un factor tal que dicha ley se ajuste al flujo medido a 1350\AA en el espectro de julio de 1981 (núcleo débil, mayor apertura). En la fig. 3.4 se representa la diferencia entre el espectro observado y la ley de potencia calculada según se acaba de describir. Esta diferencia se ajusta razonablemente bien mediante un espectro de M31.

De manera independiente, se puede estimar la forma de la contribución estelar a partir de los dos espectros tomados a finales de marzo de 1982, desde dos Observatorios distintos, con diferentes aperturas. El espectro del Observatorio Wise se tomó con una apertura circular de $24''$ de diámetro, mientras que el espectro del Observatorio MacDonald corresponde a una apertura de $2''.1 \times 2''.4$. Dado que el núcleo no se puede resolver, la diferencia entre ambos espectros es debida a la luz procedente de las estrellas de la galaxia NGC5548. Esta diferencia se muestra en la fig. 3.5, junto con un espectro de M31 (multiplicado por un factor adecuado). A pesar de la peor resolución de este último, el acuerdo es aceptable y se puede concluir que las dos estimaciones de la contribución estelar en NGC5548 conducen a una forma del tipo observado en M31.

Se ha preferido sustraer de los datos el espectro de M31 mostrado en las Fig. 3.4