

# Lichtecho-Messungen der BLR-Struktur: Methodik

## Konzeptionelle Voraussetzungen

Ursache-Wirkungs-Analyse: Meßbare „primäre“ Variationen verursachen „sekundäre“ Variationen in anderen Komponenten. Typisches Beispiel: Photoionisierte Gaswolken reagieren auf Veränderungen der eingestrahlten UV-Intensität (und -spektrum!).

- Kontinuum entsteht in wohldefinierter kompakter Quelle mit Lineardimension  $\ll$  als Abstand  $R$  zur Wolke.
- Signifikante Variabilität nur auf Zeitskalen  $\gtrsim R/c$  möglich  
Lichtlaufzeit *plus* Reaktionszeit der Wolke.
- Für photoionisierte Gaswolke: Reaktionszeit gegeben durch Rekombinationszeitskala  $t_{\text{rec}} = (n_e \alpha_B)^{-1} = 400\text{s} (n_e/10^{10} \text{cm}^{-3})^{-1}$ .
- Dynamische Zeitskala für strukturelle Veränderungen  $t_{\text{dyn}} \gtrsim R/v$ , wobei  $v$  die charakteristische Geschwindigkeit.  
In BLR:  $t_{\text{dyn}} \sim R/\Delta v_{\text{FWHM}} \gtrsim 100 t_{\text{rec}}$

$\Rightarrow$  Maßgebliche Zeitskala in BLR ist Lichtlaufzeit.

- Abschattung der Kontinuumsquelle ist gering: Photonen bewegen sich ungehindert zwischen Kontinuumsquelle und Wolke.
- Erwartet wird eine „einfache“ (aber nicht notwendigerweise lineare) Relation zwischen inzidentem und emergentem Fluß.

## Transfergleichung

Betrachte einzelne BLR-Wolke im Abstand  $R$  von Kontinuumsquelle. Reaktion auf Kontinuumsänderung  $C(t)$  ist ähnlich Lichtkurve, aber mit Zeitverschiebung und anderer Skalierung:

$$L_W(t) \sim C(t - \tau) .$$

Gesamtlichtkurve der BLR ist Superposition der einzelnen Wolkenbeiträge:

$$L(t) = \int \Psi(\tau) C(t - \tau) d\tau$$

mit der für eine bestimmte geometrische Anordnung der Wolken spezifischen Gewichts- oder „Transferfunktion“  $\Psi(\tau)$ .

Erläuterung der Bedeutung der Transferfunktion an einem Beispiel.

Betrachte einfaches geometrischen BLR-Spielzeugmodell: Anordnung der Wolken in einer dünnen sphärischen Schale mit Radius  $R$ . Dann trägt Wolkenensemble bei  $\tau = \tau(\theta)$  mit Gewicht der projizierten Kreisringfläche bei,

$$\Psi(\theta) d\theta = 2\pi R^2 \sin \theta d\theta$$

und wegen  $d\tau = -R/c \sin \theta d\theta$  ist dann

$$\Psi(\tau) d\tau = 2\pi R c d\tau .$$

Ideale Strategie:

- Gemessen werden die Lichtkurven  $C(t)$  und  $L(t)$
- Bestimmung von  $\Psi(\tau)$  durch Inversion des Integrals
- Vergleich mit theoretisch berechneten Transferfunktionen für einfache BLR-Geometrien

Inverses Problem, bei Anwesenheit von Meßfehlern und nicht-perfekten Daten hochgradig unterbestimmt.

Zusammenhang zwischen Geometrie und Transferfunktion nicht eindeutig.

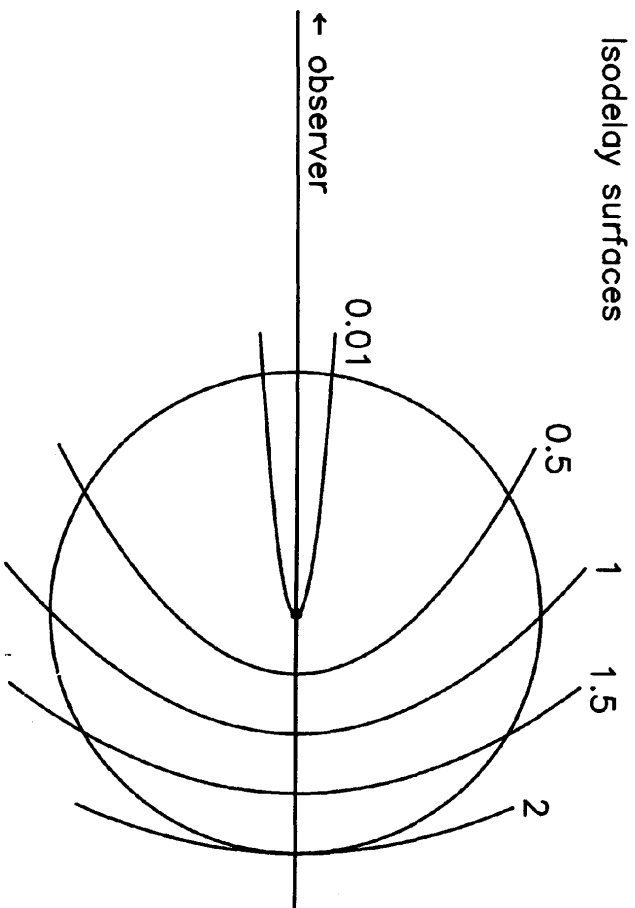


FIG. 1—Schematic view of the BLR as a thin spherical shell. The observer, to the left at infinity, sees continuum pulses propagate outward as paraboloids. At any time  $\tau$  following the detection of the continuum pulse, the observer sees a response from the gas at the intersection of the BLR and an isodelay surface (with the appropriate value of  $\tau$  labeled in units of  $r/c$ , where  $r$  is the BLR radius).

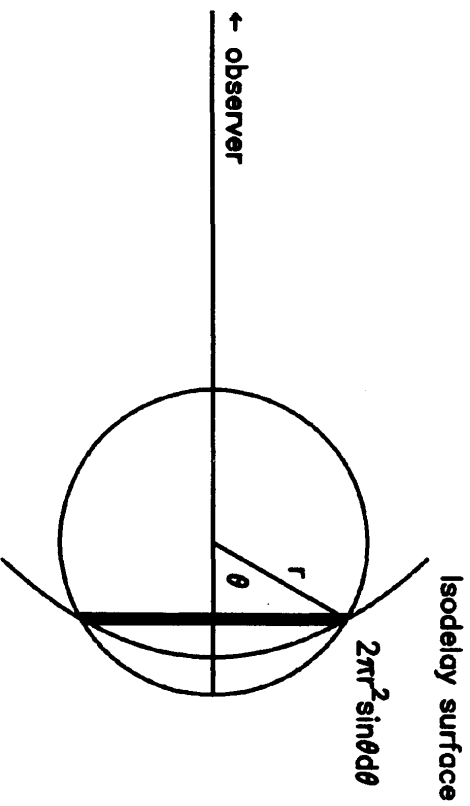


FIG. 2—The intersection between a thin spherical shell BLR and an arbitrary isodelay surface whose locus is specified by  $\tau = (1 + \cos \theta)r/c$ . At delay  $\tau$ , the observer (to the left at infinity) sees response to the continuum flux at time  $\tau = 0$  from clouds within the instantaneous area of intersection  $2\pi r^2 \sin \theta d\theta$ .

## Korrelationsfunktion

Vereinfachtes Problem: Bestimme charakteristische Lineardimension über Lichtlaufzeit  $R/c$  aus Vergleich der Lichtkurven  $C(t)$  und  $L(t)$ .

Kreuzkorrelationsfunktion:

$$F_{\text{CCF}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} L(t) C(t - \tau) dt$$

hat ihr Maximum bei dem  $\tau$ , bei dem  $L(t)$  und  $C(t - \tau)$  optimal (im Sinne der Minimierung der Summe der quadrierten Differenzen) aufeinanderpassen.

Analoge Def.: Autokorrelationsfunktion der Kontinuumslichtkurve:

$$F_{\text{ACF}}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} C(t) C(t - \tau) dt$$

Unter Verwendung der Transferrelation gilt somit:

$$\begin{aligned} F_{\text{CCF}}(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} C(t - \tau) \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau') C(t - \tau') d\tau' dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(\tau') F_{\text{ACF}}(\tau - \tau') d\tau', \end{aligned}$$

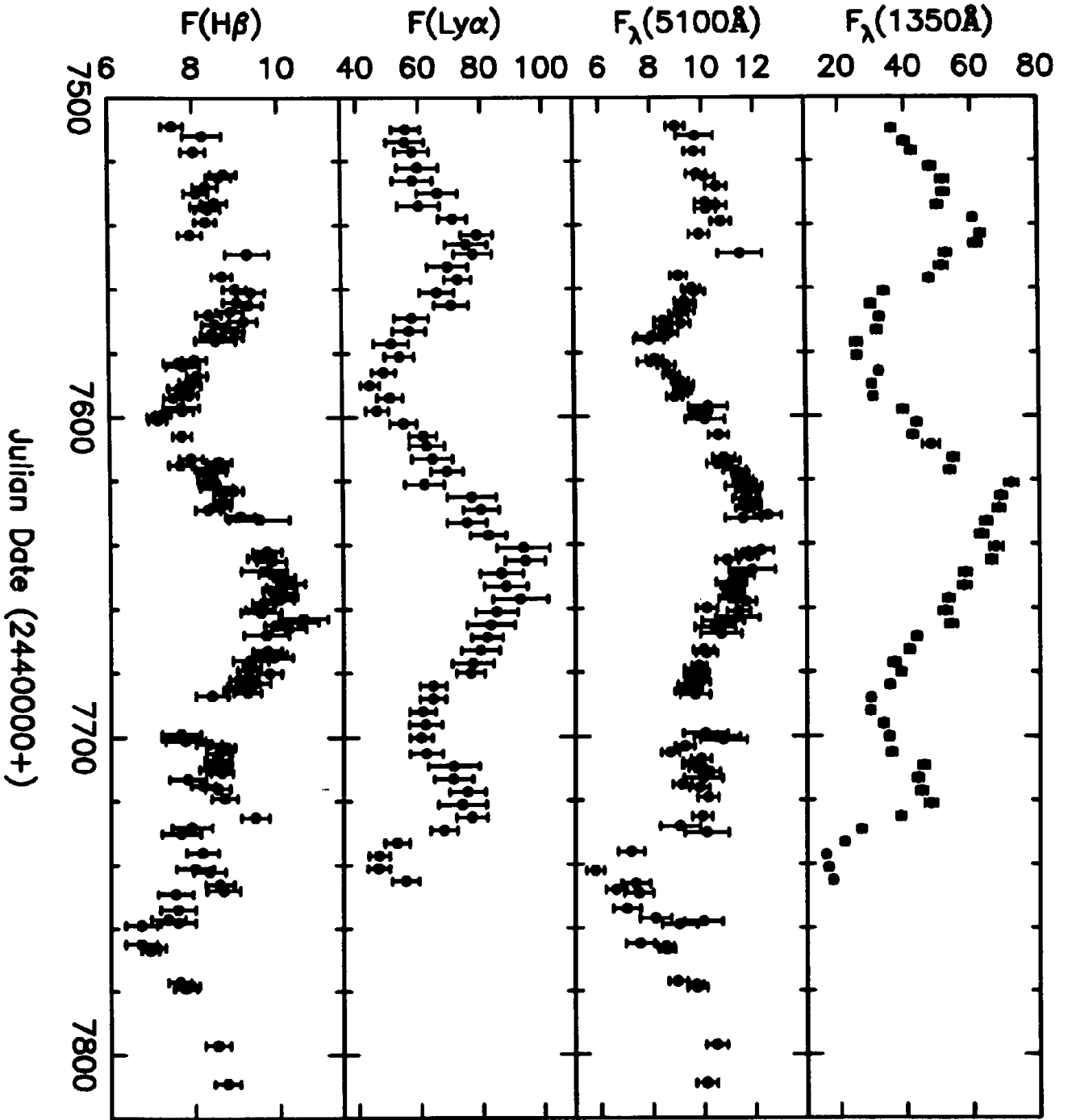
d.h. Linien-Kontinuums-Kreuzkorrelationsfunktion ist Faltung aus Kontinuums-Autokorrelationsfunktion und Transferfunktion.

Lage des Maximums von  $F_{\text{CCF}}$  hängt ab von

- $R$ , dem charakteristischer Abstand der Emissionslinienregion von Kontinuumsquelle
- Form der Kontinuumslichtkurve (über  $F_{\text{ACF}}$ )

Für diskrete Meßpunkte: CCF als Summe schreibbar (einfach nur für zeitlich äquidistante Daten).

CCF enthält keine Information über Meßfehler. Unsicherheiten nur über Monte-Carlo-Simulationen abschätzbar; konzeptionell einfach, aber modellabhängig und rechenintensiv.



# Größe und Struktur der BLR

## Überwachungskampagnen (Monitoring)

Strategische Betrachtungen:

- Länge der Kampagne muß angemessen sein bezüglich der Zeitskalen von Variabilität und Lichtlaufzeit-Differenzen. Insbesondere gilt: Maximale Zeitdifferenzen sind immer kleiner als Kampagnendauer.
- Abstand der Meßpunkte muß kleiner sein als kürzeste involvierte Zeitskala, ansonsten droht „Alias-Effekt“: Nicht aufgelöste Kurzzeitvariationen führen zu scheinbar längerfristigen Variationen.
- Auswahl der beobachteten Objekte:
  - Hell bei allen beobachteten Wellenlängen
  - Oft beobachtbar (d.h. nicht zu weit südlich oder zu weit nördlich)
  - Möglichst stark variabel, ohne zu lange ruhige Perioden
  - Variabilitätszeitskalen handhabbar
- Für Verständnis der Vorgänge in AGN allgemein: Objekte sollten möglichst typische Vertreter ihrer Klasse sein!  
D.h. insbesondere keine Blazare oder andere Jet-dominierte AGN
- Verwendete Teleskope:
  - Entweder über kompletten Zeitraum für Monitoring einsetzbar  
⇒ Ideal für institutseigene Observatorien.
  - Oder koordinierter Zusammenschluss mehrerer Observatorien  
– speziell wichtig für Multi-Wellenlängen-Monitoring!
  - Ideal: Ferngesteuertes oder robotisches Teleskop.

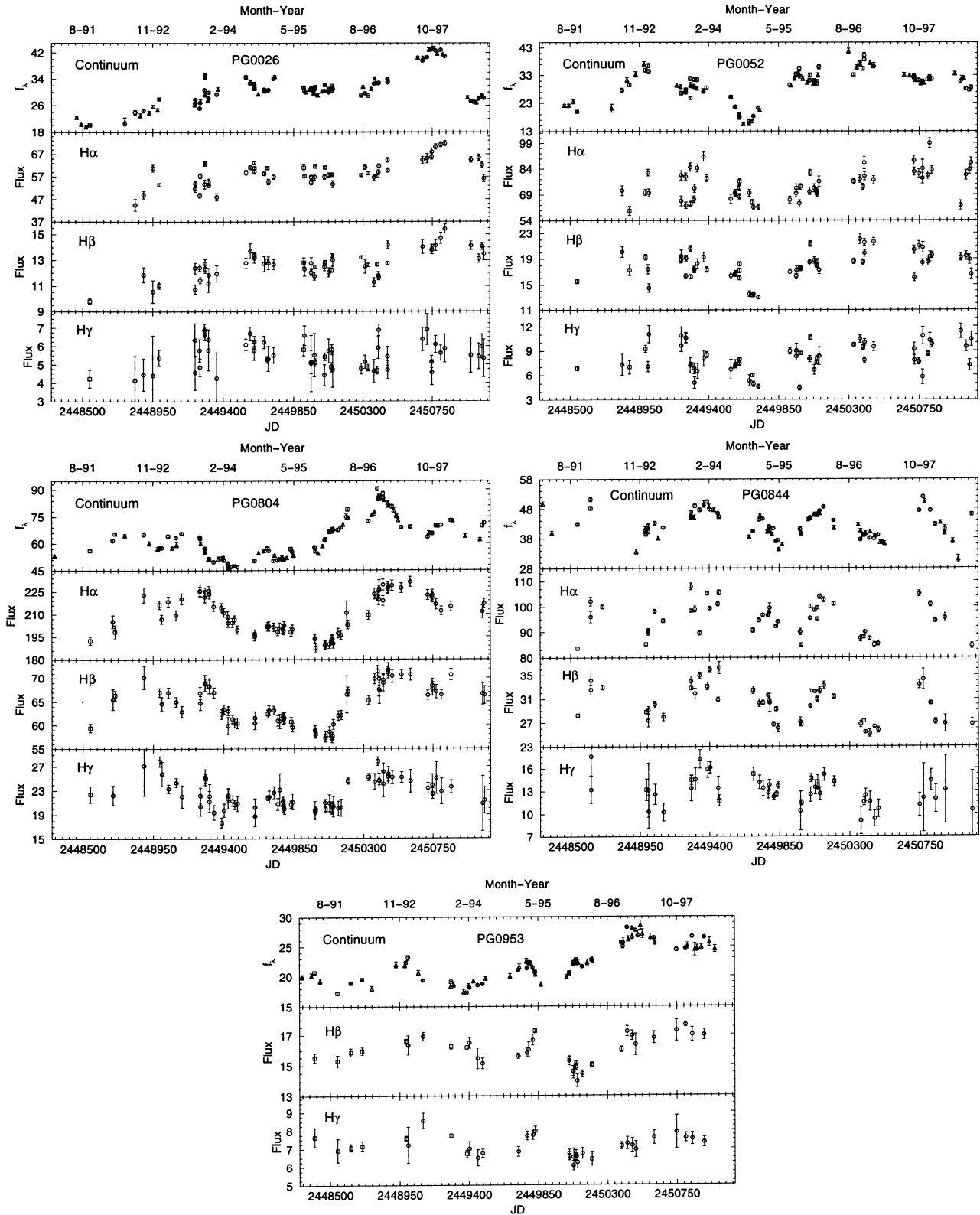


FIG. 3.—Light curves for 17 PG quasars. Circles are spectrophotometric data from WO, squares are spectrophotometric data from SO, triangles are photometric data from WO. Continuum flux densities,  $f_{\lambda}$ , are determined from the wavelength bands listed in boldface in Table 2 and are given in units of  $10^{-16}$  ergs  $s^{-1}$   $cm^{-2}$   $\text{\AA}^{-1}$ . Emission-line fluxes are displayed in units of  $10^{-14}$  ergs  $s^{-1}$   $cm^{-2}$ . Horizontal axis given in Julian Day (*bottom*) and UT date (*top*).

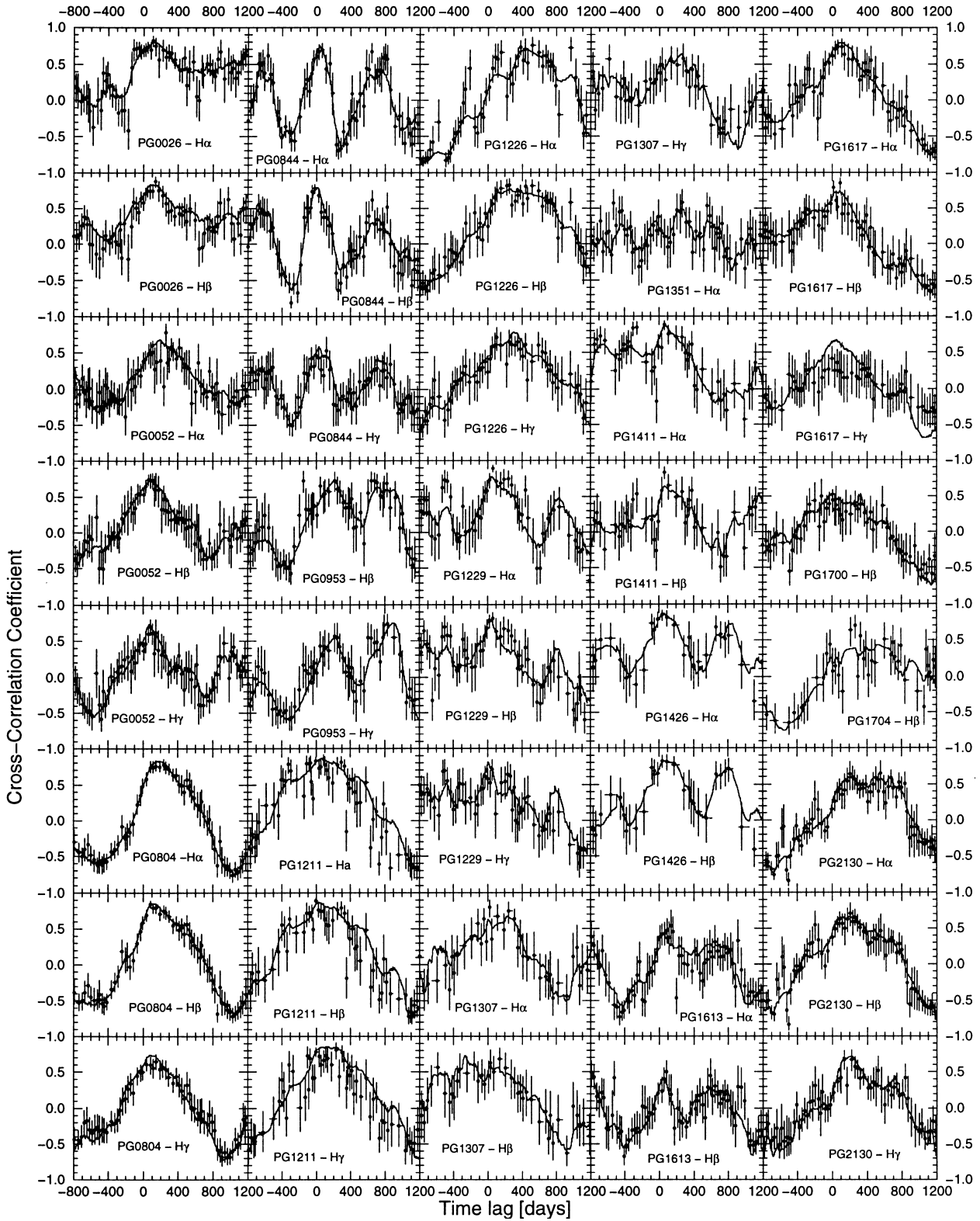


FIG. 4.—Cross-correlation functions: ICF (solid line) and ZDCF (circles with error bars) for all emission lines with peak correlation coefficients greater than 0.4. See text and Table 6 for details.



## Größe der BLR in Seyfert-Galaxien

Gemessenes  $R \simeq \tau/c$  kann verglichen werden mit Prognose aus Photoionisationsmodellen:

Gemessen wird z.B.  $L(\text{H}\beta)$ . Unter der Annahme reiner Rekombinationsstrahlung ist Emissivität bekannt (s.o.); dann ist die Linienleuchtkraft

$$L(\text{H}\beta) = \int \int j_{\text{H}\beta} d\Omega dV ,$$

z.B. für Anordnung der Wolken in sphärischem Volumen  $4/3\pi R^3$ , mit „Volumen-Füllfaktor“  $f$  und Teilchendichte der Wolken  $n_e$  ist

$$\begin{aligned} L(\text{H}\beta) &= 4\pi \cdot f \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot j_{\text{H}\beta} \\ &= 5.19 \cdot 10^{-25} f n_e^2 R^3 \text{ erg s}^{-1} . \end{aligned}$$

Bis  $\sim 1990$ : Dichte  $n_e$  der BLR abgeschätzt als  $10^8 \lesssim n_e \lesssim 10^{9.5} \text{ cm}^{-3}$  (s.o.). Bleiben zwei Unbekannte: Radius  $R$  und Füllfaktor  $f$ ; alternativ Größe der einzelnen Wolken  $R_W$ .

Zusätzliche Bedingung aus Ionisations-/Rekombinationsgleichgewicht:

Anzahl ionisierender Photonen = Anzahl von  $\text{H}\beta$ -Photonen!

Für  $U \simeq 0.1$  ist „Strömgren-Eindringtiefe“ (s.o.) nur  $d \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}$ !

Mit Annahme  $R_W \sim d$  folgt dann  $f \sim (R/d)^3$ . Damit folgt für  $R$ :

$$R_{\text{BLR}} \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ cm} \cdot \left( \frac{L(\text{H}\beta)}{10^{42} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/3} \cdot \left( \frac{n_e}{10^9 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-2/3} .$$

Lichtechno-Messungen, z.B. für NGC 5548:  $R \sim 10$  Lichttage  $\simeq 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}$  allgemein: BLR um 1 Größenordnung kleiner als bis dahin erwartet.

Modellrevision erforderlich! Hauptkonsequenz: Dichte um Faktor 10–100 höher,  $n_e \sim 10^{10.5} \dots 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ !

$\Rightarrow$  Entwicklung von Multizonenmodellen.

*Füllfaktor:* Für  $n_e \simeq 10^{11} \text{ cm}^{-3}$  und  $R = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}$  ist dann  $f = 10^{-10}$

$\Rightarrow$  BLR ist extrem klumpig.

Nebenbei: Masse der BLR, folgt direkt aus  $R$ ,  $n_e$ ,  $f$ ; also „meßbar“ aus  $L(\text{H}\beta)$ .

Für obigen Fall ist  $M_{\text{BLR}} \sim 10^{-3} M_{\odot}$ , dynamisch völlig insignifikant!

Aus Beobachtung vieler Seyfertgalaxien und Quasare: empirische Bestimmung einer Radius-Leuchtkraft-Relation möglich.

Erwartung aus einfachen Modellen mit konstantem Ionisationsparameter  $U$  und festem  $n_e$ :  $R \propto L^{0.5}$

Empirisches Resultat:  $R(L)$  verträglich mit obiger Relation; evtl. etwas steilere Abhängigkeit,  $R \propto L^\beta$  mit  $\beta = 0.5 \dots 0.7$  (Kaspi et al. 2000).

Bedeutend für Abschätzung einer Masse-Leuchtkraft-Beziehung für AGN (s.u.).

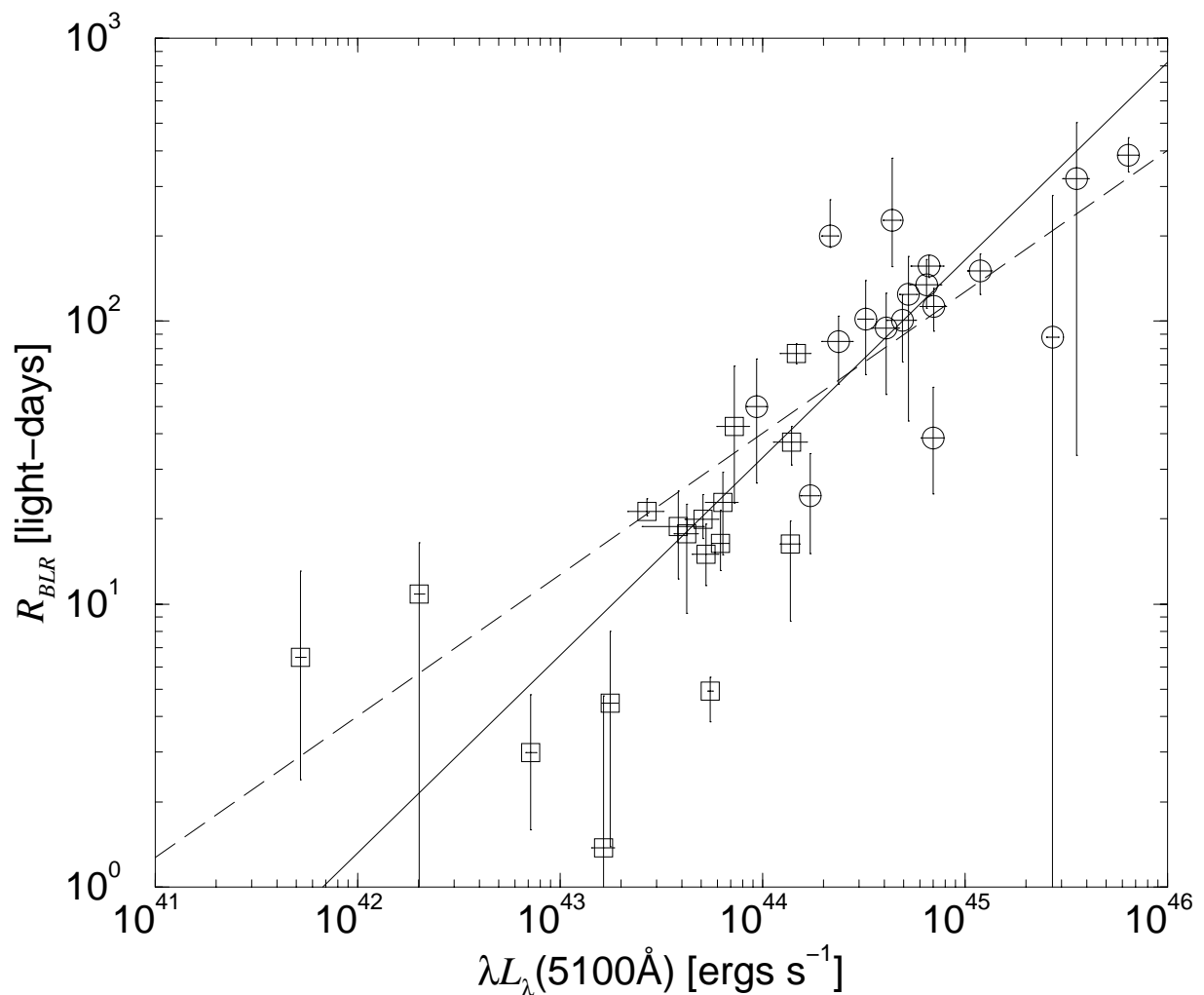


FIG. 6.—BLR size–luminosity relation. The solid line is the best fit to the data. The dashed line is a fit with a slope of 0.5.

## Radiale Stratifikation der BLR

Für gegebenes Objekt: Lichtecho-Verzögerungen sind nicht konstant für alle Emissionslinien!

Systematischer Trend: Je höher der Ionisationsgrad, desto kleiner ist  $R = \tau/c$ .

Deutung: BLR ist geschichtet (stratifiziert):

- Nahe an Kontinuumsquelle ist  $U$  am größten, insbesondere anregendes Spektrum am härtesten: Dort entstehen die extrem hochionisierten Linien (N V, He II, etc.).
- Weiter außen nimmt  $U$  und Härte des Spektrums ab, hier Entstehung von Ly $\alpha$ , C IV, etc.
- Bei noch größeren  $R$  liegt PIZ, dort ist  $U$  sehr klein, aber Spektrum wieder recht hart. Hier entstehen C III], Mg II, aber auch Balmerlinien (via Resonanzstreuung von Lyman-Photonen, s.o.).

TABLE 1  
NGC 5548 Cross-Correlation Results

Feature (1)	$\tau_{peak}$ (Days) (2)	$F_{var}$ (3)
UV cont. <sup>a</sup>	...	0.32
optical cont. <sup>b</sup>	2	0.13
N v $\lambda 1240$ <sup>a</sup>	2	0.40
He II $\lambda 1640$ <sup>a</sup>	2	0.36
“Small bump” <sup>c</sup>	6	0.11
He II $\lambda 4686$ <sup>d</sup>	7	> 0.17
He I $\lambda 5876$ <sup>d</sup>	9	0.08
Ly $\alpha$ $\lambda 1215$ <sup>a</sup>	10	0.18
C IV $\lambda 1549$ <sup>a</sup>	10	0.14
H $\gamma$ $\lambda 4340$ <sup>d</sup>	13	0.11
H $\alpha$ $\lambda 6563$ <sup>d</sup>	17	0.06
H $\beta$ $\lambda 4861$ <sup>b,d</sup>	20	0.09
C III] $\lambda 1909$ <sup>a</sup>	22	0.15
Mg II $\lambda 2798$ <sup>a</sup>	34 – 72::	0.07

<sup>a</sup> Clavel et al. 1991

<sup>b</sup> Peterson et al. 1991

<sup>c</sup> Maoz et al. 1993

<sup>d</sup> Dietrich et al. 1993

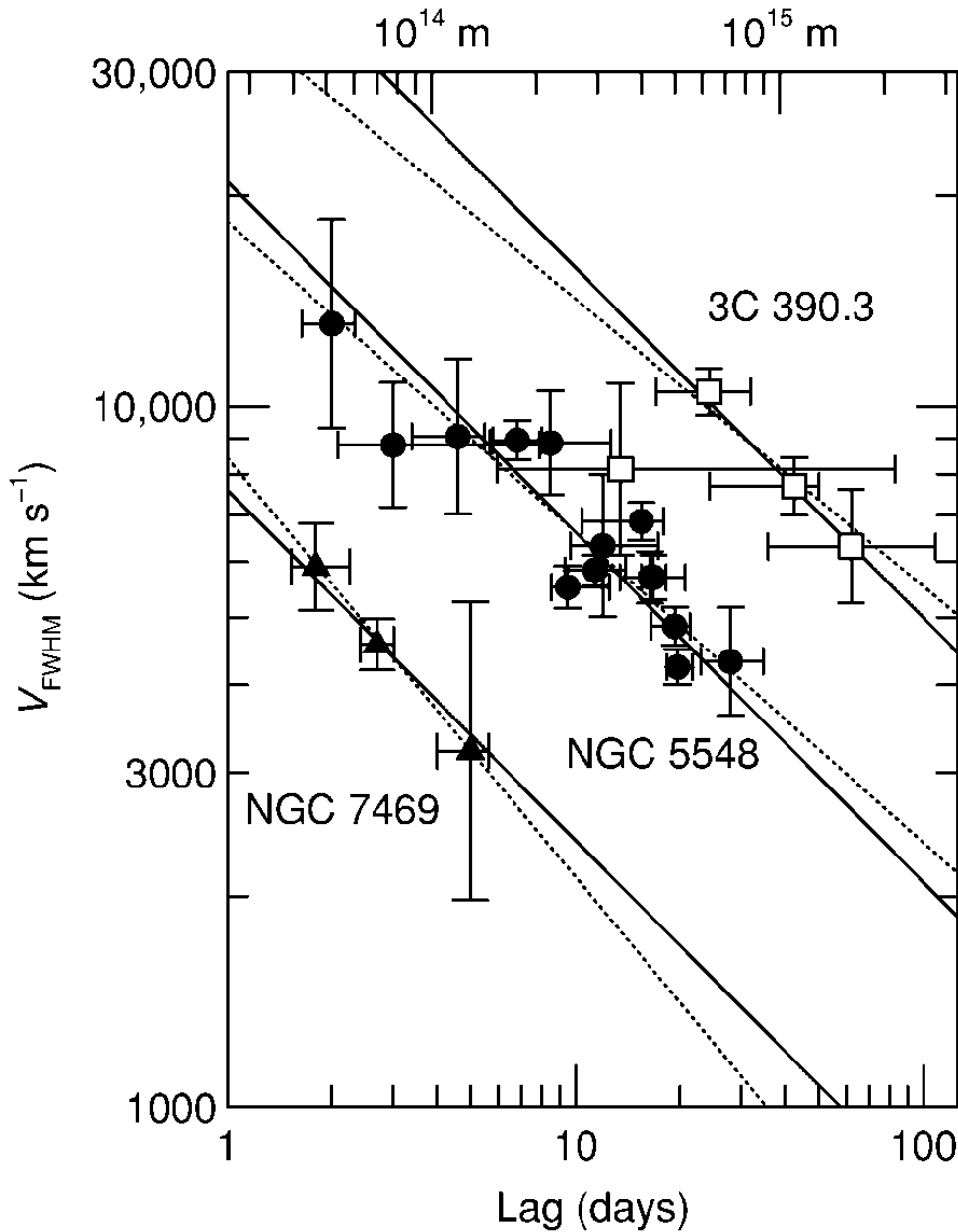


FIG. 1.—Line width in the rms spectrum plotted as a function of the distance from the central source (*upper horizontal axis*) as measured by the emission-line lag (*lower horizontal axis*) for various broad emission lines in NGC 7469, NGC 5548, and 3C 390.3. The dashed lines are best fits of each set of data to the relationship  $\log V_{\text{FWHM}} = a + b \log c\tau$ , and the best-fit slopes are  $b = -0.61 \pm 0.35$ ,  $-0.44 \pm 0.05$ , and  $0.41 \pm 0.15$  for the three galaxies, respectively. The solid line shows the best fit to each set of data for fixed  $b = -\frac{1}{2}$ , yielding virial masses of  $8.4 \times 10^6 M_{\odot}$ ,  $5.9 \times 10^7 M_{\odot}$ , and  $3.2 \times 10^8 M_{\odot}$  for the three respective galaxies.

# Kinematik der BLR

## Linienbreiten

Erklärung für Linienbreiten in AGN von typisch mehreren 1000 km/s:

- Thermische Verbreiterung: bereits oben ausgeschlossen, da mit  $kT \sim 1/2 m_H v^2$  Temperaturen von  $T \gg 10^8$  K erforderlich wären – dann wäre Emissionslinienentstehung aber stark unterdrückt.
- Druckverbreiterung: Vergleichbare Linienbreiten nur in Weissen Zwergen, aufgrund der Schwerebeschleunigung  $g \sim 10^8 \text{ cm s}^{-2}$ .  
In BLR von AGN:  $g = GM/R^2 \sim 10^1 \text{ cm s}^{-2}$ .  
(Außerdem: BLR-Linienprofile zu verschieden von Dämpfungsprofilen.)
- Geschwindigkeitsverbreiterung durch makroskopische Bewegung der BLR-Wolken verbleibt einzige Option. Preisfrage:
  - turbulent / chaotisch?
  - orbital? in Vorzugsebene oder mit Zufallsausrichtung?
  - radial einwärts? radial auswärts?
 oder Kombination aus mehreren Formen?

sehr schwierig festzustellen, da die verschiedenen Bewegungsformen nicht eindeutig charakteristischen Linienprofilen zuzuordnen sind (s.u.).

Maß für charakteristische Geschwindigkeit relativ zum Zentralobjekt aus Halbwertsbreite der jeweiligen Emissionslinie:  $\Delta\lambda_{\text{FWHM}}$  (FWHM: *Full Width at Half Maximum*):

$$\frac{\Delta\lambda_{\text{FWHM}}}{\lambda} = \frac{\Delta v_{\text{FWHM}}}{c}.$$

Willkürliche Festlegung; auch andere Maße für Linienbreiten in AGN werden verwendet, insbesondere  $\Delta\lambda_{\text{FWZI}}$  (*Full Width at Zero Intensity*).

Beachte: Da Form der Linienprofile nicht einheitlich, lassen sich verschiedene Maße für Linienbreiten nicht allgemein ineinander umrechnen.

## Massen der Zentralobjekte

Aus Lichtechno-Messungen bekannt: Verschiedene Emissionslinien zeigen unterschiedliche Lichtlaufzeit. Korrelation mit Ionisationsgrad: Hoch ionisierte Linien entstehen nahe am Zentralobjekt, niedrig ionisierte Linien weiter außen.

Gibt es auch systematische Unterschiede bei Linienbreiten?

Antwort: ja, hochionisierte Linien sind i.allg. breiter, d.h. zeigen höhere Geschwindigkeiten.

⇒ Hinweis auf Relation Geschwindigkeit ↔ Abstand

⇒ Argument gegen chaotische, für gravitativ gebundene Bewegung

⇒ aber z.B. strahlungsdruckgetriebener Ausfluss nicht ausgeschlossen (siehe breite Absorptionslinien in BAL-Quasaren).

In einigen Objekten direkt gemessene Korrelation zwischen Lichtlaufzeit und Linienbreite. Steigung der Beziehung verträglich mit Kepler-Rotation

$$v^2(R) = \frac{G M_{\text{BH}}}{R}$$

wobei  $M_{\text{BH}}$  die Masse des Zentralobjektes (schwarzen Lochs) ist

⇒ *Methode zur Bestimmung der Massen schwarzer Löcher in AGN!*

(allerdings beobachtungstechnisch aufwendig, da Lichtechnos in allen Linien gemessen werden müssen)

Benutzung der empirischen  $R(L)$ -Relation (s.o.) ermöglicht vereinfachte Abschätzung von  $M_{\text{BH}}$ , direkt aus Messung von  $L$  und  $\Delta v_{\text{FWHM}}$ .

Resultate in sehr guter Übereinstimmung mit stellardynamisch ermittelten Massen, zumindest für nahe Seyfert-Galaxien.

## Linienprofile

In Prinzip sollten genaue Linienprofile die dynamische Struktur der BLR weiter einschränken. Zu jeder Bewegungsform gibt es charakteristische Linienprofile:

- Chaotische Bewegung in isothermem Ensemble von Wolken: Gauss-Profil (vgl. ideales Gas)
- Strahlungsgetriebener radialer Ausfluss: „Logarithmisches Profil“:  
 $v \propto \ln(\lambda_0/|\lambda - \lambda_0|)$
- Gravitative Einfallbewegung: ebenfalls u.U. logarithmisches Profile.
- Kepler-Rotation in Scheibenebene: Scheibenprofil mit zwei Maxima.
- Kepler-Rotation mit Zufallsorientierung der Bahnen: „Rechteck-Profil“.

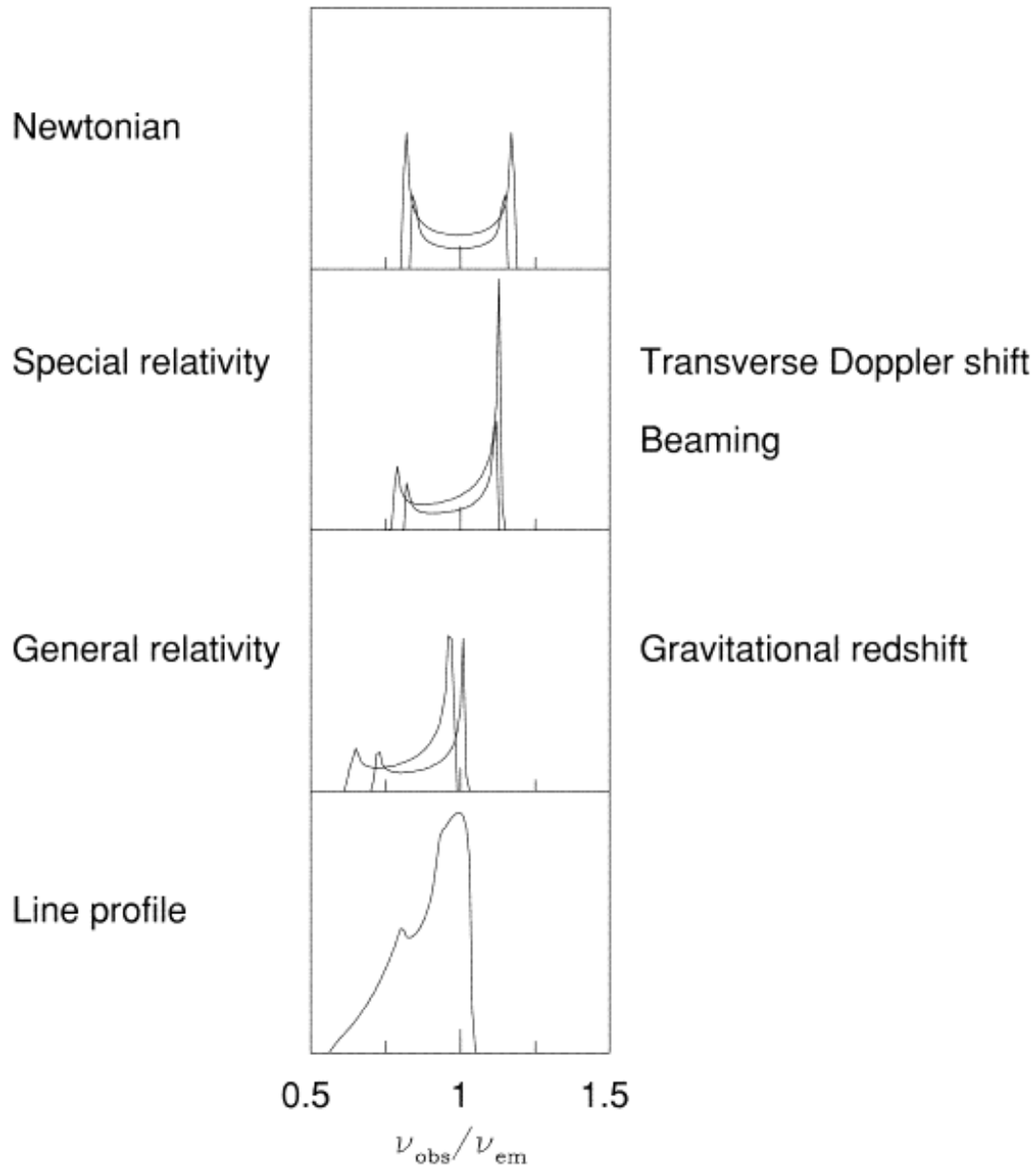
Aus drei Gründen ist die Einschränkung der BLR-Struktur durch Analyse von Linienprofilen bisher nicht wirklich erfolgreich:

1. Zu viele freie (unbekannte) Parameter, z.B. Verlauf des Volumen-Füllfaktors  $f$  mit dem Radius.
2. Zu große Verschiedenheit der Objekte – für jedes der genannten Profiltypen gibt es Beispiele, aber keine erkennbaren Gesetzmäßigkeiten.
3. Stratifikation der BLR, führt zur Überlagerung der Beiträge aus verschiedenen Regionen.

Vermutlich spielen sowohl Kepler-Rotation als auch Ausfluß eine Rolle; Scheibengeometrie wohl nicht wichtig, außer für extrem breite Linienkomponenten.

Extremes Beispiel für letztere: Eisen-K-Linie bei 6.4 keV, mit Linienbreite  $\Delta v_{\text{FWHM}} \sim 0.3c$ , scheibentypischer Linienaufspaltung und Anzeichen für Gravitations-Rotverschiebung (siehe Abb.)

⇒ Entstehung bei wenigen  $R_S$  vom schwarzen Loch!



[Go to high resolution image \(116kb\)](#)

FIG. 3.—The profile of the broad iron line is caused by the interplay of Doppler and transverse Doppler shifts, relativistic beaming, and gravitational redshifting. The upper panel shows the symmetric double-peaked profiles from two narrow annuli on a nonrelativistic disk. In the second panel the effects of transverse Doppler shifting and relativistic beaming have been included, and in the third panel gravitational redshifting has been included. These give rise to a broad, skewed line profile, such as that shown in the lower panel. A more detailed discussion of this figure is given in § 2.2.



# Größe der Kontinuumsquelle

Verschiedene Komponenten des AGN-Kontinuums haben vermutlich ganz verschiedene Ursprünge:

*Radiostrahlung:* Entstehung in Jets, Skalen sub-pc bis Mpc.

*Infrarotemission:* Teilweise ebenfalls Synchrotron, teilweise Staubemission; kühler Staub in Hostgalaxie, heißer Staub in Kernnähe (s.u.).

*Optisches/UV-Kontinuum:* Thermische Strahlung der vermuteten Akkretions-scheibe.

*Röntgenemission:* Teilweise noch aus Akkretionsscheibe (weiche Röntgenstrahlung), teilweise Compton-gestreute Strahlung längerwelliger Strahlung.

Theoretisch erwartete typische Skalenlängen für Akkretionsscheibe:  $R \sim 10 \dots 100 R_g \lesssim 1$  Lichttag  $\Rightarrow$  Beobachtung von Kurzzeitvariationen erforderlich!

1996ApJ...470...364B

No. 1, 1996

SHORT-TIMESCALE VARIABILITY IN NGC 4151. IV.

367

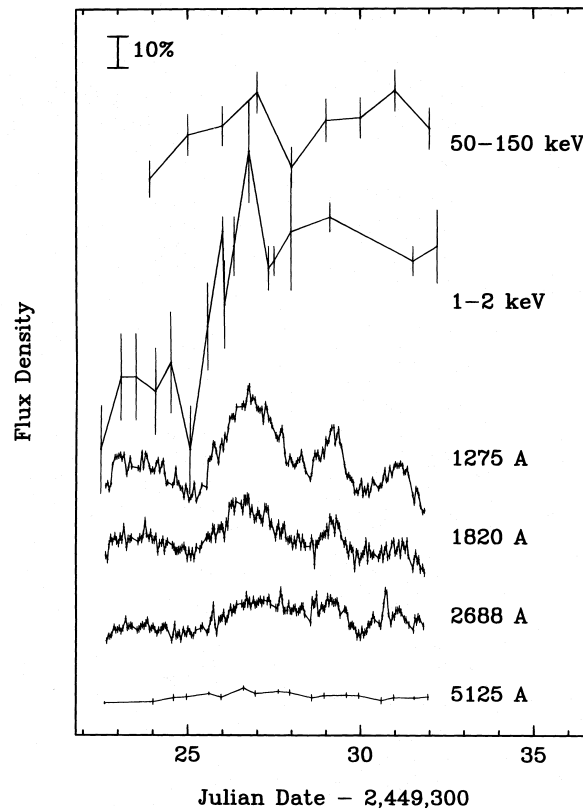


FIG. 1.—Continuum light curves during the 10 day intensive monitoring period, for wave bands centered on 100 keV, 1.5 keV, 1275 Å, 1820 Å, 2688 Å, and 5125 Å. The light curves are on a common scale, but shifted in flux to present them in one figure, so a 10% flux change is shown. The X-ray data showed the strongest variability but the poorest sampling; the interruption in the second half of the campaign was due to a spacecraft malfunction. The apparent short flares in the 2688 Å light curve are probably due to instrumental effects and not intrinsic variability.

the entire campaign to produce the high-energy SED. Additional (nonsimultaneous) infrared data from Edelson, Malkan, & Rieke (1987) were used in the spectral fits (§ 4.2) but are not shown in Figure 7. The data plotted are monochromatic luminosities,  $\nu L_\nu$ , as a function of frequency,  $\nu$ .

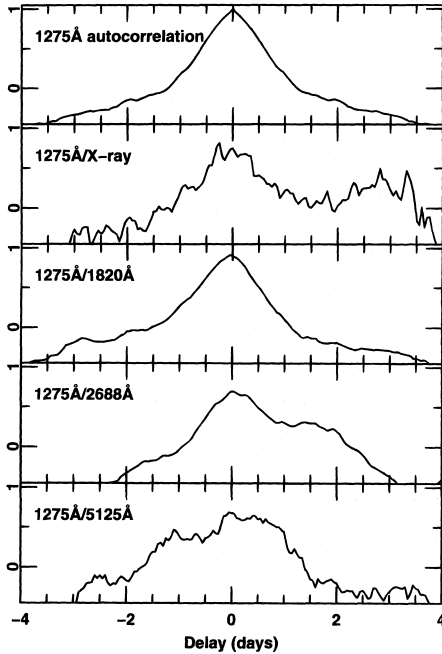


FIG. 5.—Interpolated cross-correlation functions between 1275 and 1275 Å (top panel; autocorrelation), 1.5 keV (second panel), 1820 Å (third panel), 2688 Å (fourth panel), and 5125 Å (bottom panel). In all cases the peaks are consistent with zero lag.

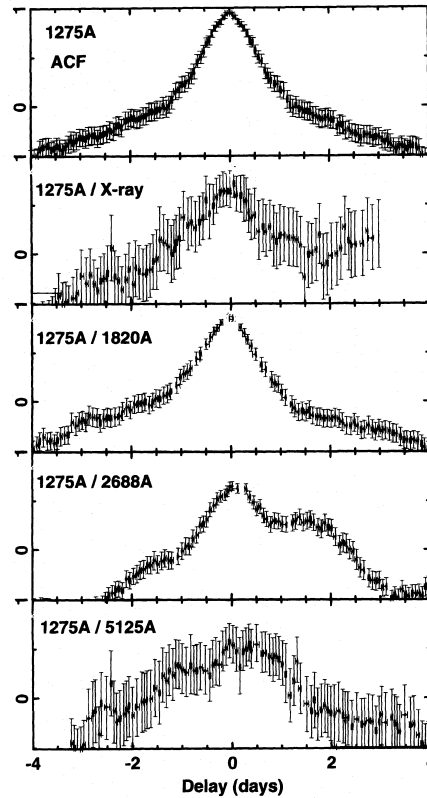


FIG. 6.—Discrete cross-correlation functions between 1275 and 1275 Å (top panel; autocorrelation), 1.5 keV (second panel), 1820 Å (third panel), 2688 Å (fourth panel), and 5125 Å (bottom panel). In all cases the peaks are consistent with zero lag.

Gemessene Lichtkurven (z.B. NGC 4151, s.o.) zeigen, dass Kontinuumsvariationen zwischen verschiedenen Frequenzen (optisch-UV-Röntgen) quasi-simultan erfolgen (beste Messung:  $\Delta t < 0.1$  Tage).

1. Ursache-Wirkungs-Beziehung nicht klar;
2. Signifikante Variabilität auf Zeitskalen  $\ll 1$  Tag erforderlich.

⇒ Direkte Messung der Größe der Kontinuumsquelle so gut wie nicht verfügbar!

Weitere Obergrenze über Existenz des Mikro-Gravitationslinseneffektes in Q 2237+0305 („Einstein-Kreuz-Quasar“), d.h. in leuchtkräftigem Quasar:

$$R_{\text{cont}} < 10^{15} \text{ cm} \sim 1 \text{ Lichttag}.$$

Obergrenzen aber konsistent mit Akkretionsscheiben-Theorie.

## Was treibt die Variabilität?

Kann man ein Kontinuumsband identifizieren, in dem die „primären“ Variationen sichtbar werden?

Falls Röntgenemission aus innerstem Bereich der Akkretionsscheibe, dann Erwartung: Röntgen führt und hat größte Amplitude.

Beobachtet wird: Röntgen & optisch simultan, optisch/UV hat sogar größere Amplitude  $\Rightarrow$  Röntgen = reprozessierte opt./UV-Strahlung?

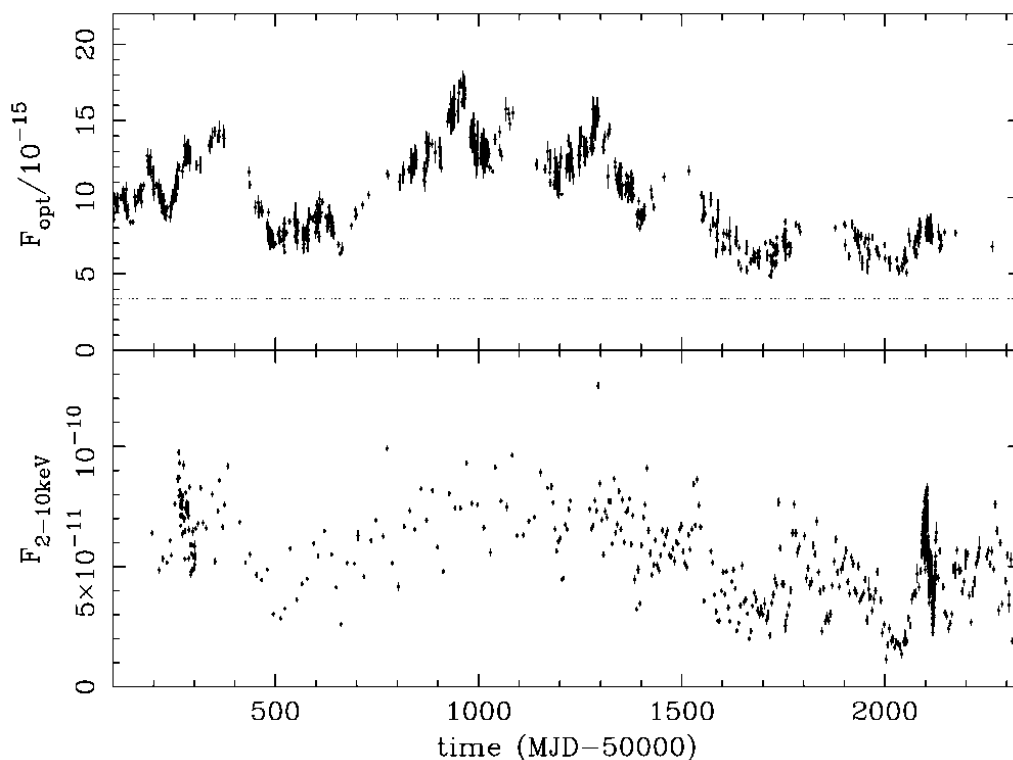


FIG. 1.—Long-term optical 5100 Å (*top*) and X-ray 2–10 keV (*bottom*) light curves of NGC 5548, in units of  $\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Å}^{-1}$  and  $\text{ergs s}^{-1} \text{cm}^{-2}$ , respectively. The constant level of contamination due to host galaxy starlight (see § 2) has not been subtracted from the optical light curve but is shown for informational purposes as a dashed line.

(weitergehende Frage: warum sind AGN überhaupt variabel? – nicht beantwortet! Erfordert noch erhebliche theoretische Anstrengungen.)

## Emission von heißem Staub

Langzeit-Überwachung der Sy 1-Galaxie F 9 (sehr leuchtkräftig, hochvariabel) mit Aufzeichnung der Kontinuumshelligkeit im UV (133 nm, 183 nm), optischen (520 nm) und NIR (1–3  $\mu\text{m}$ ) – Clavel et al. (1989).

Lichtlaufzeitdifferenz zwischen UV und optischen Bändern:  $< 1$  Tag.

Lichtlaufzeitdifferenz zwischen UV und NIR:  $\sim 100\text{--}400$  Tage.

$\Rightarrow$  Reprozessierung des UV durch heißen Staub bei  $R \simeq 1$  pc?

Gleichzeitig Änderung des NIR-Spektrums:  $\Rightarrow$  Hinweis auf bei  $T \simeq 2000$  K verdampfenden Staub.

1989ApJ...337..2136C

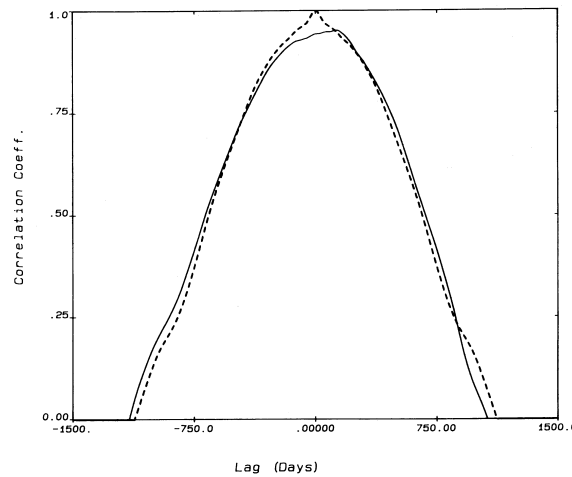


FIG. 3.—CCF of the optical flux, as measured with the FES, and the 1338 Å continuum (solid line). Dashed line is the ACF of  $F(1338)$ . The very high correlation coefficient at the peak of the ACF ( $r = 0.95$ ) and the absence of a lag show that the optical and UV variations are simultaneous. The small shoulder at about +140 days could be due to a minor Balmer line contribution to the FES flux.

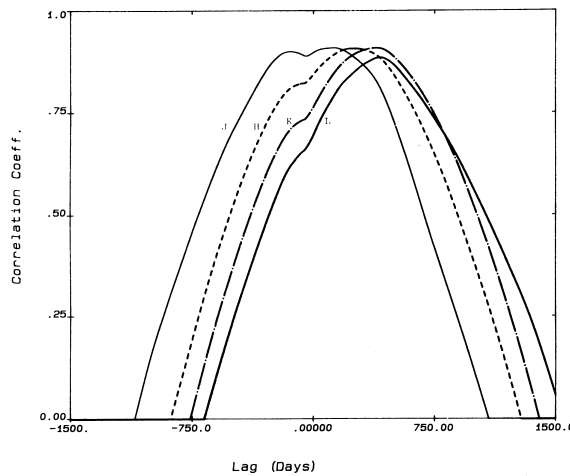


FIG. 4.—The CCF of the fluxes at  $J$  (solid line),  $H$  (dashed line),  $K$  (dot-dashed line), and  $L$  (solid line) with the UV continuum intensity at 1338 Å, showing that the IR flux beyond 1.15  $\mu\text{m}$  lags behind the ultraviolet and that the delay increases with wavelength, up to 410 days at 3.35  $\mu\text{m}$ . We interpret this as evidence for thermal emission from hot dust located at  $\sim 400$  lt-days from the UV source.