

活动星系核的光学变化

徐 聪

(北京师范大学天文系)

提 要

活动星系核有两种主要的光变：不规则的闪耀和比较有规律的周期性光变，不规则光变的典型的时间尺度是 10^4 — 10^5 秒，周期性光变的典型的时间尺度是 10^6 — 10^8 秒。这篇综述主要讨论基于活动星系核黑洞吸积模型上的一些光变模型。这些讨论表明，活动星系核的短时标光变特征对厚吸积盘模型提供了强有力的支持。对时标较长的周期性光变，尽管现在已有不少模型（“亮斑”、薄盘的不稳定性、双稳定性、自引力吸积盘的脉动等等），但是所有这些模型都不够完善；当然也有些模型是很有希望的（如双稳定性）。

一、引 言

在发现类星体后不久，人们就注意到很多类星体有光变现象(图1, 图2)。现在，光变已被确认为活动星系核的一个普遍性质：它发生在所有种类的活动星系核中(类星体、Seyfert星系、窄线星系等等)，也发生在几乎所有辐射波段上(射电、红外、光学、X射线等等)。图3是一个典型的活动星系——Seyfert星系 NGC 3516 的光变曲线。从这条曲线上我们可以发现活动星系核的两种主要类型的光变：

1. 周期性(或准周期性)光变

周期性光变是指活动星系核光度中的那些比较有规律的变化。这类光变的典型时间尺度(周期)是大约几个月到几年(10^6 — 10^8 秒)。但是也有一些周期很短的规则光变(周期是几天甚至几小时)。周期性光变的典型幅度是0.5—1星等，这就是说，最大光度是最小光度的两倍左右。

2. “闪耀”——不规则光变

在图3的光变曲线中，我们也能发现一些不规则的“跳动”。这些不规则的光变常被称之为“闪耀”(flare)。这些闪耀典型的时间尺度

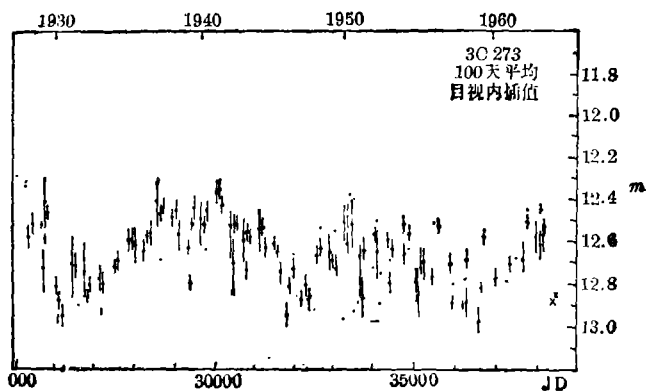


图1. QSO 3C 273的光变曲线^[14]。

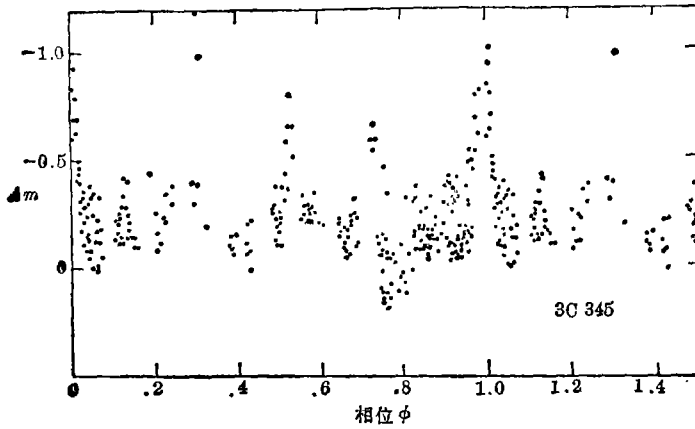


图 2. QSO 3C 345 的光变曲线。相位 ϕ 对应一个321.5天的周期^[6]。

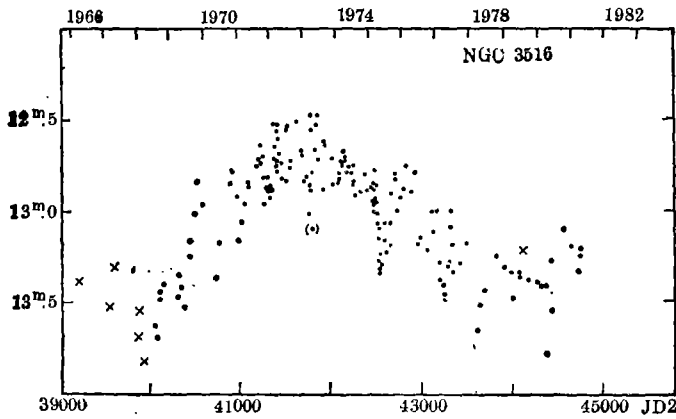


图 3. Seyfert 星系 NGC 3516 的光变曲线^[5]。

是几天 (10^4 — 10^5 秒)。但是人们也发现了一些非常快的闪耀(几小时, 甚至十几分钟)。闪耀的典型幅度是 0.3—0.5 星等。

关于活动星系核的这两类光变有很多不同的解释, 这些解释基于一些不同的活动星系核模型: 黑洞吸积模型、致密星团模型、超大脉冲星(Spinar)模型等。由于现在已有很多观测现象和理论结果有利于活动星系核的黑洞吸积模型^{[11], [16]}, 在这篇综述中, 我们主要讨论那些基于黑洞吸积模型的关于活动星系核光变的解释。

二、“闪耀”和 Elliot-Shapiro 判据

按照活动星系核的黑洞吸积模型, 那些短时间的、不规则的闪耀是由于吸积物质的不均匀性造成的: 由于活动星系核的大部分能量是从吸积盘的内部释放出来的, 所以当一团密度很高而且很热的物质落入这个区域时, 就会看到一次“闪耀”。

基于黑洞吸积模型, Elliot和Shapiro提出了活动星系核光度和闪耀的最短时间尺度之间的关系^[6]。

他们首先假定活动星系核的光度不能超过 Eddington 光度,

$$L \leq L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi GM \cdot m_p c}{\sigma_T} = 1.3 \times 10^{38} (M/M_{\odot}) \text{ 尔格/秒}$$

M 是活动星系核的质量。

他们又假定任何光变的时间尺度不能短于光线穿过活动星系核的史瓦西半径的时间

$$t_{\text{min}} \geq \frac{R_G}{c} = \frac{2GM}{c^3} = 0.98 \times 10^{-5} \left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) \text{ 秒}$$

由于上述的光度上限和时间下限都只和活动星系核的质量有关, 我们可以得到光变的最小时间尺度和活动星系核光度之间的关系:

$$t_{\text{min}}(\text{秒}) \geq 7.8 \times 10^{-44} L(\text{尔格/秒})$$

或者表达为

$$\log t_{\text{min}} \geq \log L - 43.1$$

这就是 Elliot-Shapiro 判据。

在 Elliot 和 Shapiro 提出他们的判据时, 发现没有任何观测资料违背这一判据, 而且有些观测数据正好处于临界线上(图 4), 这个事实是对黑洞吸积模型强有力的支持。

但是在 1982 年, Impey 等人发现了两颗蝎虎 BL 型天体(0235 和 3C 446)违背了 Elliot-Shapiro 判据^[7]。为了解释这一事实, Abramowicz 和 Nobili 修改了 Elliot-Shapiro 判据^[2]。他们提出, 如果黑洞吸积是借助于一个厚的吸积盘而不是薄的吸积盘, 那么活动星系核的光度可以达到 Eddington 光度的 100 倍。考虑了相对论效应之后, 他们给出了修正后的 Elliot-Shapiro 判据:

$$\log t_{\text{min}} \geq \log L - 43.1 + \log(\tau/\lambda)$$

其中:

$$\tau = \pi(R_*^{3/2} + a), \quad R_* = \frac{2R_{\text{in}}}{R_G}$$

R_{in} 是吸积盘的内边缘半径, a 是无量纲的 Kerr 参数。当黑洞是一个极端 Kerr 黑洞 ($a = 1, R_* = 1$) 时, τ 有最小值:

$$\tau_{\text{min}} = 2\pi, \quad \log \tau_{\text{min}} = 0.8$$

另外,

$$\lambda = L/L_{\text{Edd}}$$

在厚盘中, λ 可以达到

$$\lambda_{\text{max}} = 100, \quad \log \lambda_{\text{max}} = 2$$

把 τ_{min} 和 λ_{max} 的值代入修正后的 Elliot-Shapiro 判据, 我们得到 Abramowicz-Nobili 判

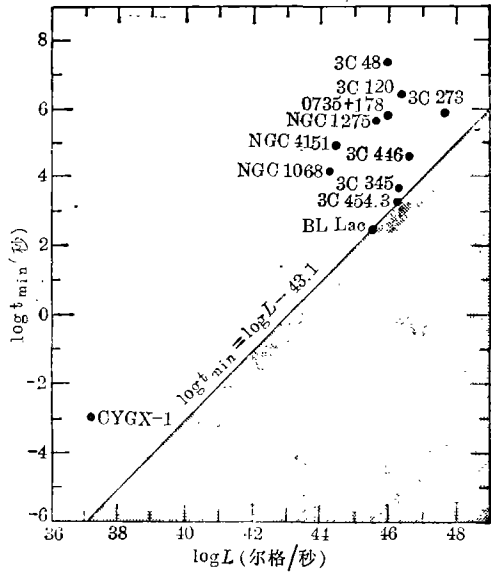


图 4. Elliot-Shapiro 判据^[6]。

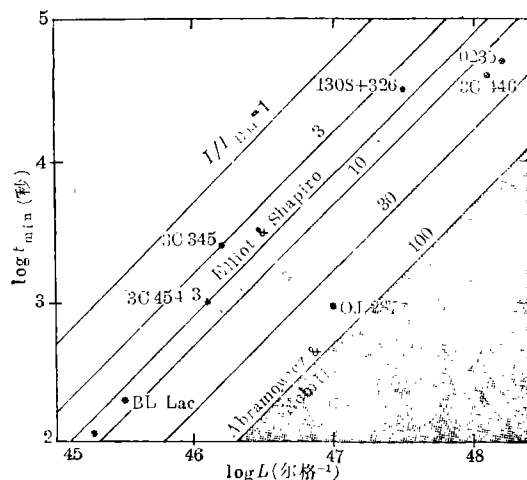


图 5. Abramowicz-hobili 判据。图中斜线上的数字表示 λ 的取值, τ 等于 2π ^[2]。

据:

$$\log t_{\min} \geq \log L - 44.3$$

在图 5 中可以发现, 0235、3C 446 和另一颗蝎虎 BL 型天体 OJ 287 都在 Elliot-Shapiro 临界线以下, 但又都满足 Abramowicz-Nobili 判据。这个结果是对活动星系核厚吸积盘模型强有力的支持。

三、周期性光变的几种模型

在活动星系核黑洞吸积模型的基础上, 我们可以从几个不同的角度解释活动星系核的周期性光变。

1. “亮斑”

在这个模型中假定吸积盘里有一些比周围区域辐射更多能量的亮斑。当这些亮斑随着吸积物质围绕中心黑洞转动时, 由于多普勒效应, 活动星系核会呈现以亮斑的转动周期为周期的光变。因此, 光变周期的时间尺度是:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi R}{V_K} \simeq 2\pi \sqrt{R^3/GM} = \sqrt{2} \pi (R/R_G)^{3/2} \frac{R_G}{c}$$

V_K 是 Kepler 速度, R_G 是史瓦西半径:

$$R_G = \frac{2GM}{c^2} = 1.3 \times 10^{13} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right) \text{厘米}$$

Ozernoy 和 Usov 对这个模型提出了两点质疑^[10]: 首先, 他们认为, 由于亮斑随着吸积物质径向漂移, 不断的改变它的回旋轨道, 光变的周期和幅度随时间会呈现很明显的变化, 而在观测中并没有看到这些变化! 但是, 从时间尺度的分析可以发现, Ozernoy 和 Usov 的这个论点是成立的。我们可以估计周期变化的时间尺度 t_{ch} 和周期 T 的关系(因为 T 正比于 $R^{3/2}$):

$$t_{ch} = \frac{T}{\left| \frac{dT}{dt} \right|} \simeq \frac{3R}{2 \left| \frac{dR}{dt} \right|} = \frac{3}{2} \frac{R}{|V_R|} \sim \frac{V_K}{V_R} T$$

在吸积盘中, Kepler 速度 V_K 总比吸积速度 V_R 大得多, 所以

$$t_{ch} \gg T$$

这意味着在有限数目的周期内, 周期性光变不会有明显的变化。

Ozernoy 和 Usov 对亮斑模型的另一点是: 由于周期性光变的幅度很大, 所以亮斑一定要处在吸积盘中能量释放最多的部分。由吸积盘理论, 这部分的轨道半径不超过 $5R_G$ 。令 $R=5R_G$, 可得光变的时间尺度:

$$T \simeq \sqrt{2} \pi \left(\frac{R}{R_G} \right)^{3/2} \frac{R_G}{c} \sim 2 \times 10^4 \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right) \text{秒}$$

但是周期性光变的典型时间尺度是 10^6-10^8 秒: 从亮斑模型得到的时间尺度对活动星系核的大多数周期性光变是太短了。

所以, 亮斑模型只能解释那些短周期的光变, 对周期较长的周期性光变, 我们需要另外的理论加以解释。

2. 薄吸积盘的不稳定性

所谓薄盘是指吸积盘垂直方向上的尺度(厚度)远小于径向的尺度:

$$H \ll R$$

按照薄盘的标准 α 模型^[12], 整个盘从结构上分三部分: 内部、中部、外部。绝大部分能量是从盘的内部释放出来。在这里辐射压强远大于气体压强, 不透明度的主要贡献来自电子散射。采用线性微扰理论, 我们可以发现在盘的这一部分存在两类不稳定性: 热不稳定性和长期不稳定性(Lightman-Eardley不稳定性)。

Shakura 和 Sunyaev^[13]分析了这两类不稳定性, 提出了以下论点:

(1) 在盘的内部, 长期不稳定性是不重要的。这类不稳定性发生在

$$Q^+ \simeq Q^-$$

的条件下, 其中 Q^+ 是盘中每单位面积物质的产能率, 它正比于粘滞系数 η :

$$Q^+ = \left(R \frac{d\omega}{dR} \right)^2 \cdot H \cdot \eta$$

Q^- 是由于辐射造成的能损率:

$$Q^- = 2F = \frac{2aT^4}{\tau}$$

其中 τ 是不透明度

$$\tau = \Sigma \sigma_T / m_p$$

Σ 是吸积盘的面密度。如果我们令

$$Q^+ = Q^-$$

我们可以得到一个与参数无关的特征粘滞系数

$$\eta_c = \frac{4}{9} \frac{m_p}{\sigma_T \cdot c} = 5 \times 10^{10} \text{ 尔格} \cdot \text{秒} / \text{厘米}^2$$

当 η 等于 η_c 时, Q^+ 等于 Q^- 。但是, 在盘的内部, 无论等离子体或辐射提供的粘滞系数都比这个值小得多, 所以 Q^+ 总是小于 Q^- , 在这样的情况下, 长期不稳定性的影响是很弱的。

(2) 热不稳定性的原因是因为在薄盘内部 Q^+ 的变化比 Q^- 的变化快:

$$\left(\frac{d \ln Q^+}{d \ln H} \right)_s > \left(\frac{d \ln Q^-}{d \ln H} \right)_s$$

当盘的厚度 H 有一个小的涨落时, 就会有一个不断增加的能量不平衡。

Shakura 和 Sunyaev 提出, 如果考虑一些非线性的因素, 薄盘的热不稳定性有可能控制住。例如, 当盘的厚度中有一些很大的起伏时, 很多额外的能量将从这些起伏的两边辐射出去(相当于增加了辐射面积), 这会增加 Q^- 的变化, 从而增加盘的稳定性。

如果热不稳定性真能被非线性效应控制在某一定幅度上, 不会破坏盘的整个结构, 那么它可以用来解释光变现象。Shakura 和 Sunyaev 从不稳定性的增长时间估计光变的时间尺度, 用 Ω 代表增长因子, 他们的结果为

$$\frac{\Omega}{a\omega} \sim 0.1$$

其中 $a < 1$ 是无量纲“ α 参数”(与粘滞系数的表述有关), ω 是吸积物质的旋转角速度。由不稳

定性增长时间得到的光变的时间尺度是:

$$T \sim \frac{1}{\Omega} \sim \frac{1}{0.1 \times a \times \omega} = 10 \times a \times \left(\frac{R}{R_G} \right)^{3/2} \times \frac{R_G}{c}$$

令 $R = 5R_G$ (盘内部的径向尺度), 得:

$$T \sim 10^6 \cdot \left(\frac{0.1}{a} \right) \cdot \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right) \text{ 秒}$$

这恰好是周期性光变的典型时间尺度。

在以上光变模型中存在着两个问题: 首先, 我们还不能肯定非线性效应到底是否能够控制住涨落。另外, 现在有不少事实不利于活动星系核的薄吸积盘模型而有利于厚盘模型 (超 Eddington 光度、Abramowicz-Nobili 判据、射电和光学喷流等等), 但是厚盘的内部是稳定的^[3]。

那么我们怎样在厚吸积盘的基础上解释周期性的光变呢?

3. 双稳定性

任何黑洞吸积过程都是跨声速的: 在无穷远处, 吸积速度近似是零; 在黑洞表面附近, 吸积速度接近于光速; 所以在这之间的某一点上必然出现吸积速度等于声速。Abramowicz 等人提出^[1], 当吸积物质带有一定的角动量时, 有两类跨声速的稳定吸积模式存在。第一类是盘状 (厚吸积盘) 吸积模式, 在这类模式中声速点 (吸积速度等于声速的点) 非常靠近黑洞 ($R_s < 3R_G$, 图 6)。另一类是准球对称吸积模式: (Bondi 模式), 在这种情况下, 声速点离黑洞很远 (图 7)。由于相对论效应, 当角动量和单位质量能量密度在一定范围内取值时, 对应于同一个角动量和同一个能量密度, 两种吸积模式可以同时存在。这时吸积过程可以处于两种稳定状态的任何一个上。由于两种状态有不同的吸积率和产能效率, 如果吸积过程能够在这两种状态之间振荡的话, 就会产生周期性光变。Abramowicz 等人最近的工作^[4]表明, 如果我们考虑时间依赖的吸积过程, 而不是一般采用的静态的、与时间无关的过程, 那么这种振荡确实存在。他们还估计在这个振荡过程中, 吸积率的变化幅度是 30% 左右。这个光变模型还有很多重要问题尚待进一步研究, 例如光变时间尺度的问题。

4. 自引力吸积盘的脉动

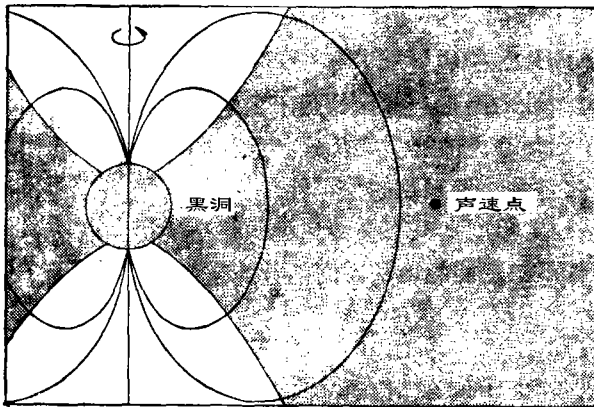


图 7. 准球对称吸积模式 (Bondi 模式)^[1]。

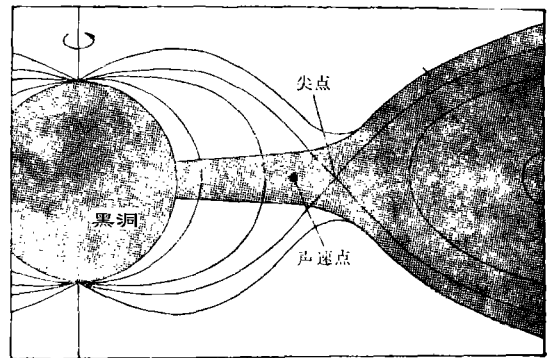


图 8. 盘状吸积模式 (厚吸积盘内部)^[1]。

这个周期性光变模型建立在下述条件之上^[15]: 在吸积盘的垂直方向上, 盘的自引力作用大于中心黑洞引力的垂直分量。这时如果在盘的垂直方向上出现一些扰动, 这些扰动引起的脉动, 就会有与自引力场中动力学时标同一量级的周期性变化的时间尺度:

$$T \sim \frac{1}{\sqrt{G\rho_c}}$$

在自引力很强的情况下, 盘赤道面上的密度

$$\rho_c \sim \frac{M}{R^3}$$

M 是中心黑洞的质量。因此

$$T \sim \sqrt{\frac{R^3}{GM}} \sim 10^3 \left(\frac{R}{R_G} \right)^{3/2} \left(\frac{M}{10^8 M_\odot} \right) \text{ 秒}$$

用这个模型解释周期性光变的困难是: 首先我们不知道为什么盘中的某个或某几个圆环的脉动会大大强于盘的其他部分的脉动, 而这对于解释周期性光变是必要的。另外, 为了得到 10^6 — 10^8 秒的光变周期, 脉动部分的直径必须达到

$$R \sim 100 R_G$$

但那里远离盘的内部, 脉动将不能对光度产生有意义的影响。

四、结 论

1. 活动星系核表现出两类光变, 一类是不规则的非周期性闪耀, 这类光变的时间尺度是 10^4 — 10^5 秒; 另一类是周期性光变, 时间尺度一般是 10^6 — 10^8 秒。

2. 活动星系核的短时间尺度的光变特征对厚吸积盘模型提供了强有力的支持 (Abramowicz-Nobili 判据)。

3. 到现在为止, 在黑洞吸积模型的基础上, 我们还没有对活动星系核长周期光变作出很理想的解释。

4. 一些有希望的长周期光变模型, 例如双稳定性模型, 还需要进一步研究。

参 考 文 献

- [1] Abramowicz, M. A. and Zurek, W. H., *Ap. J.*, 246 (1981), 314.
- [2] Abramowicz, M. A. and Nobili, L., *Nature*, 300 (1982), 506.
- [3] Abramowicz, M. A., Livio, M., Piron, T. and Wiita, P., *Ap. J.*, 279 (1984), 367.
- [4] Abramowicz, M. A., Lu, J. F. and Livio, M., (1985), preprint.
- [5] Dibai, E. A. and Lyutyi, V. M., *Sov. Astro.*, 28 (1984), 7.
- [6] Elliot, J. L. and Shapiro, S. L., *Ap. J.*, 192 (1974), L3.
- [7] Impey, C. G., Brand, P. W. J. L., Wolstencroft, R. D. and Williams, P. M., *MNRAS*, 200 (1982), 19.
- [8] Kinman, T. D. et al., *Ap. J.*, 152 (1968), 368.
- [9] Lightman, A. P. and Eardley, D., *Ap. J.*, 187 (1974), L1.
- [10] Ozerney, L. M. and Usov, V. V., *A. Ap.*, 56 (1977), 163.
- [11] Rees, M. J., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22 (1984), 471.

- [12] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A., *A. Ap.*, **24** (1973), 237.
[13] Shakura, N. I. and Sunyaev, R. A., *MNRAS*, **175** (1976), 613.
[14] Smith, H. J., *Quasi-stellar Objects and Grav. Collapse*, 225, (1965).
[15] Vila, S. C., *Ap. J.*, **234** (1979), 636.
[16] Wiita, P., submitted to *Phys. Reports*, (1984).

(责任编辑 谢应纯)

Variability in Optical Luminosity of Active Galactic Nuclei

Xu Cong

(Department of Astronomy, Beijing Normal University)

Abstract

There are two kinds of variability in luminosity of active galactic nuclei (AGN): irregular flare and regular periodic variation. The typical time scale of flare is about 10^4 — 10^5 seconds, and the time scale of periodic variability is about 10^6 — 10^8 seconds. This review will concentrate on those explanations of the variability of AGN based on the accreting black hole model of AGN. The conclusion is: the short term variability behavior provides a strong support to the thick accretion disk model of AGN. On the other hand, although there are many models which explain the long term periodic variability of AGN ("hot spot", the instability of thin disk, bistability, pulsation of self gravitational disk etc), no one of them is perfect; but some of them, for instance, bistability, are hopeful.