

致密星的 X 射线辐射时延现象

屈进禄¹ 宋黎明¹ 吴 枚¹ 李年福²

(1. 中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

(2. 吉林北华大学 吉林 132000)

摘 要

能谱仅反映了高能天体辐射的部分性质, 而高能 X 射线辐射的时变可以反映致密天体的动态性质。因此, 在构造高能辐射的理论模型时, 既要考虑 X 辐射的能谱性质, 也要考虑其时变性质。特别对高能天体 X 辐射的快速光变, 一般认为其发生在致密天体附近, 致密天体快速光变的研究可以揭示出致密天体附近的物理性质, 因此, 时变可以对 X 辐射模型给以很强的限制。X 射线源不同能量光子到达观测者的时间差称为 X 射线辐射的时延。介绍了高能 X 辐射时变中的时延分析方法及其最新发展, 综述了致密双星系统中黑洞候选体和中子星的时延现象, 并简单介绍了为解释这些现象所发展的模型, 以及时延对模型的限制。

关键词 X 射线天文学 — 黑洞候选体 — 小质量 X 射线双星 — 准周期振荡 — 时变 — 时延

分类号 P172.2

1 引 言

观测表明, 恒星级致密天体高能辐射谱至少可以分为两种成分: 软 X 射线黑体谱和硬 X 射线幂律谱。为解释观测到的能谱特征, 天体物理学家提出了大量的理论模型^[1~3]。这些模型的共同特征是, 围绕着中心致密天体存在着光学厚而几何薄的物质和光学薄的高温等离子体, 其中光学厚而几何薄的物质称为吸积盘, 高温等离子体称为冕。有很多迹象^[4~7]表明, 热的软 X 射线谱产生于光学厚而几何薄的吸积盘, 高能幂律 X 射线谱和高温 (10~100keV) 冕相联系。但是能谱仅是致密天体可观测性质的一部分, 仅反映了 X 光子辐射源 (致密天体) 的部分性质, 不足以确定吸积流的全部参数 (性质)。观测发现, 致密天体的 X 射线光度也在年到毫秒量级上显示了强烈的变化, 这些时变性质反映了致密天体 X 射线辐射区域和辐射过程的物理性质。特别地, X 辐射的快速光变 (秒量级的光变) 被认为发生在致密天体附近, 因此对致密天体的快速光变的研究能揭示致密天体附近的物理性质, 例如, 产生高能辐射的物理

过程、康普顿化区的大小, 甚至物质密度轮廓等性质。研究快速光变将得到对 X 射线的辐射机制很强的限制, 任何不考虑 X 射线源时变性质的理论模型都是不完全的。各种吸积盘模型和 X 射线辐射观测数据的比较, 将对评价各种吸积盘模型提供帮助。因此, 对致密天体时变的研究已越来越引起人们的重视。特别是高时间分辨率卫星罗西 X 射线时变探索者 (Rossi X-ray Timing Explorer, RXTE) 的发射使致密天体时变性质的研究进入到一个崭新阶段。对致密天体快速光变性质比较全面的综述可参看文献 [1, 8~10], 对于时延的综述可参看文献 [1~3]。

2 时延的分析方法

对于高能和低能 X 射线辐射时延的研究, 在时域和频域上有两套等价的分析方法: 频域上的交叉谱方法和时域上的交叉相关函数以及时延谱方法。

2.2 时域上的时延分析方法

在早期讨论 X 射线的时变性质时, 用傅里叶方法进行分析存在观测数据不足的困难, 通常采用时域上的时延分析方法, 并得到了很多有意义的结果 (见本文第 3 节)。随着对 X 射线源有效观测时间的增加和数据信噪比的提高, 频域上的分析成为可能, 使得时域上的交叉相关函数方法曾一度受到冷落, 但是频域上的分析尚不能给出 30Hz 以上的时延^[11], 而时域上的分析方法则不受此限制。因此, 时域上的时延分析方法近来又逐渐受到重视并有所发展, 特别是最近提出的时延谱方法为研究小时间尺度上的时延现象提供了有力工具^[12~14]。

2.1.1 交叉相关函数 (CCF) 方法

对于时间分辨率 (时间道宽) 为 Δt 的两个时间序列 (具有不同能量范围的光变曲线) $x_1(i)$ 、 $x_2(i)$, $i = 1 \sim N$, 其零均时间序列的交叉相关函数定义为

$$CCF(k) = \sum_i v_1(i)v_2(i+k)/(\sigma(v_1)\sigma(v_2)), \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1)$$

式中 $v(i) = x(i) - \bar{x}$, $\sigma^2(v) = \sum_i [v(i)]^2$, 如果 $CCF(k)$ 在 k_m 存在最大值, 则相应的时延为 $\tau = k_m \Delta t$ 。如果硬光子延迟软光子, 则 τ 的符号为正, 称为硬时延; 反之则为负, 称为软时延。为提高测量结果的信噪比, 通常将时间序列依时间顺序将其依次分为 M 段, 每段按上述方法计算时延 τ , 然后根据标准公式计算平均时延及其误差。

2.1.2 时延谱 (MCCF)

显然, 上述方法求出的时延为时间分辨率 Δt 的整数倍, 而不能求出小于 Δt 的时延, 也不能给出各种时间尺度上的时延谱 $\tau(\Delta t)$ 。为克服此困难, 李惕碛等人^[12,13]修改了上述 CCF 的定义, 并按下述方式定义在 Δt 时间尺度下的互相关函数

$$MCCF(k) = \sum_i v_2(i\Delta t + k\delta t)v_1(i\Delta t)/(\sigma(v_1)\sigma(v_2)). \quad (2)$$

δt 可以是比 Δt 更短的时间道宽, $v_2(i\Delta t + k\delta t)$ 是在时间区间 $(i\Delta t \sim i\Delta t + k\delta t)$ 内的光子计数。按上述公式计算 $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ 各点的互相关函数值, 不同能道的时延定义为 $MCCF(k)/MCCF(0)$ 在 $k = k_m$ 处取极大值时 $\tau_m(\Delta t) = k_m \delta t$ 的值。给定不同的 Δt , 即可给出不同时间尺度上的时延, 即时延谱 $\tau(\Delta t)$ 。

2.2 频域上时延分析方法 (交叉谱)

上述时域上的时延分析方法存在两方面的限制: 首先, 由于时间序列中各种成份 (例如准周期振荡 (QPO)、各种噪音等) 对应于傅里叶空间 (即频域), 因此时域上的分析方法不能确定每种成分的时延; 其次 MCCF 最适于研究小时间尺度上的时延谱; 而且, 随着观测数据信噪比的提高, 使频域上的时延分析成为可能。为此, van der Klis 等人^[15] 建议利用交叉谱进行时延分析。

对公式 (1) 作傅里叶变换可得

$$CCF(f) = X_1^*(f)X_2(f) \quad (3)$$

式中, $X_1(f)$, $X_2(f)$ 分别是低能道和高能道光变曲线的傅里叶变换式, f 是傅里叶频率, 上角标 “*” 表示复变量 $X(f)$ 的复共轭。在某一频率的相位延迟和时延分别定义为

$$\phi(f) = \arg[CCF(f)], \quad \tau(f) = \phi(f)/(2\pi f) \quad (4)$$

相位延迟和时延的误差分别为

$$\Delta\phi(f) = \frac{1}{2} \sin(2\phi(f)) \left[\left| \frac{\Delta \text{Re} \langle CCF(f) \rangle}{\text{Re} \langle CCF(f) \rangle} \right| + \left| \frac{\Delta \text{Im} \langle CCF(f) \rangle}{\text{Im} \langle CCF(f) \rangle} \right| \right] \quad (5)$$

$$\Delta\tau = \Delta\phi(f)/(2\pi f) \quad (6)$$

式中 $\text{Re} \langle CCF(f) \rangle$, $\text{Im} \langle CCF(f) \rangle$ 分别表示 $CCF(f)$ 的实部和虚部, $\langle \rangle$ 表示平均。

2.3 死时间和噪音的处理

仪器测量到的光子并不一定就是 X 射线源的有效计数, 它还受到 X 射线背景和仪器自身的影响, 为再现 X 射线源的本征性质, 须修正背景和仪器对 X 射线源的影响^[16]。

2.3.1 死时间

仪器每测量到一个 X 射线光子时, 会在一定的时间内不能记录到达探测器的其它光子, 此段时间间隔称为仪器的死时间。仪器的死时间效应使仪器记录到的光子数小于 X 射线源的本征光子数, 在 X 射线的时变性质上引起一系列的畸变, 不能反映源的真实性质, 为此必须对此效应进行修正。

死时间有两个直接的结果: 首先, 仪器测量到的全部 X 射线流量比 X 射线源的本征流量要小, X 射线各种成分对 X 射线源流量的调制所产生的微小幅度变化也比调制本身所产生的幅度要小。而调制幅度的大小可由功率谱中的特征 (QPO、低频噪音 (LFN)、高频噪音 (HFN)、甚低频噪音 (VLFN) 等) 推算。因此在计算功率密度谱 (或 rms) 时死时间必须修正; 其次在一个能道观测到的计数率的增加将导致仪器死时间的增加, 并且其它能道的计数率将被抑制, 即在此期间其它能道不能探测到达仪器的光子, 此效应称为 Cross-Talk 效应。Cross-Talk 效应会引起不同能道之间的反相关, 在计算功率密度谱和交叉谱时须修正。

Cross-Talk 效应有两种形式: (1) 任一能道本征 X 射线光度的变化都将引起观测有效时间的变化, 此调制将引起其与其它能道 180° 的相位差别; (2) 一个能道的统计扰动 (泊松扰动) 将和其它能道的统计变化反相关, 在时域中将导致交叉相关函数 (CCF) 在 0 延迟附近有一反常小值^[17], 在频域的交叉谱中将导致一个独立于傅里叶频率的负实部^[15]。

2.3.2 死时间修正方法

死时间效应可以在频域和时域上修正。经常应用的方法有 3 种 (参阅文献 [16] 及其所列参考文献):

(1) 由于统计扰动所引进的交叉谱独立于频率, 高频的交叉谱主要受泊松噪音及死时间效应的控制而不受源自身变化的影响, 这样就可以在每一个频率减掉高频的平均交叉谱^[15,18], 从而达到修正死时间和泊松噪音的效果。对于功率密度谱的死时间修正, 可应用 Zhang 等人^[19] 所建立的模型, 此模型已成功地应用到黑洞候选体 (BHC) GRS1915+105 和 Cyg X-1 的数据分析之中。

(2) 如果没有死时间存在, 则每一个能道和每一个时间道宽的光子数服从泊松分布, 但死时间扭曲了这一分布, 引起分布几率的协变 (covariant)。从每个能道所测量的计数率和已知的死时间, 就可以计算被扭曲了的几率分布。设有两个能道: 能道 1 探测到光子数为 μ_1 , 能道 2 探测到光子数 μ_2 , 则两个能道的几率分布为 $P(\mu_1, \mu_2)$ ^[20], 利用 van der Klis^[21] 阐述的方法就可以计算由统计扰动所引起的交叉谱, 由此可以将统计扰动从所有傅里叶频率谱中剔除。

(3) 在转换数据前 (即做傅里叶变换前) 在每个能道和时间道将原始计数率修正到没有死时间的计数率。这个方法可以去除由光度扰动引起的 Cross-Talk 效应。每个仪器有不同的死时间, 具体的修正方法也略有不同^[20]。

实际上, 在低计数率的情况下, Cross-Talk 效应可以忽略, 并不要求修正。而对特别高的观测计数率, 上述方法都完全不能消除 Cross-Talk 效应。

3 观测现象

对致密 X 射线源中的快速光变现象的研究得益于高能天文卫星 Ginga 的观测, 更得益于高时间分辨率卫星 RXTE 丰富的观测数据, 为此我们主要综述由其对致密天体的观测结果。

3.1 黑洞 X 射线双星

在频域或时域对时延的测量是对同一种现象的不同途径的探索, 它们具有相同的物理意义。但为叙述方便, 根据时延的计算方法, 分别在时域和频域上讨论黑洞候选体的时延现象。

3.1.1 时 域

传统的 *CCF* 分析方法在天文观测中早有广泛应用。它在 X 射线天文学中的应用, 可追溯到 1975 年对 Uhuru X 射线卫星观测数据的分析。Weisskopf 等人^[22] 利用 Uhuru 卫星对 Cyg X-1 约 100 s 的有效定点观测数据, 分析了 2.1~5.2keV 和 5.2~16.4keV 能道的交叉相关函数, 受观测数据限制, 他们没有给出合理的结果, 但其 *CCF* 在长的时延上也已显示出非对称性。此后 Sutherland 等人^[23]、Priedhorsky 等人^[24]、Nolan 等人^[25] 利用 *CCF* 对 Cyg X-1 的各种观测数据进行了广泛讨论, 发现 Cyg X-1 的 *CCF* 显示 10~40ms 的硬时延, 证实了 Weisskopf 等人所观测到的 *CCF* 非对称性。1985 年, Page^[26] 利用 EXOSAT 卫星证实了上述结果, 但 2~5keV 和 5~14keV 之间的时延为 6ms。此后, 由于交叉谱的应用和观测数据信噪比的提高, 在时域上的分析一度冷落。现在人们认识到, 时域上的 *CCF* 分析结果可以对吸积盘模型给以很强的限制。Maccarone 等人^[17] 利用 RXTE 卫星对 Cyg X-1 的高时间分辨率数据进行分析, 结果显示, 处于硬态的 Cyg X-1 的 *CCF* 在 2~5keV 和 5~14keV 之间的时延在

1ms 以内。Cyg X-1 的时延由 40ms 下降到小于 1ms，并且 CCF 表现出明显的非对称性，这表明两个能道之间的变化关系不能被简单地看作为一个时延。 CCF 的非对称性也在 RXTE 对 GX339-4^[27] 的观测中被测量到，在能道 2~5keV 和 10~40keV 之间的时延近似为 5ms。

对黑洞候选体的 CCF 不能用简单的幂律函数拟合^[27]。Poutanen^[3] 利用 $CCF(t) = \beta(t) \exp[-(|t-t_0|/\tau)^\nu]$ 的指数拟合，其中 t 是 CCF 的横轴标度。在短时标 ($|t| < 0.3s$) 上的拟合显示， $\beta \approx 1$ ， $t_0 < 10^{-3}s$ ， $\nu \approx 2/3$ ，时间常数 τ 对 CCF 不同的起始时间和下降时间是不同的。这样的结果也可能反映了光变曲线的自相似性。

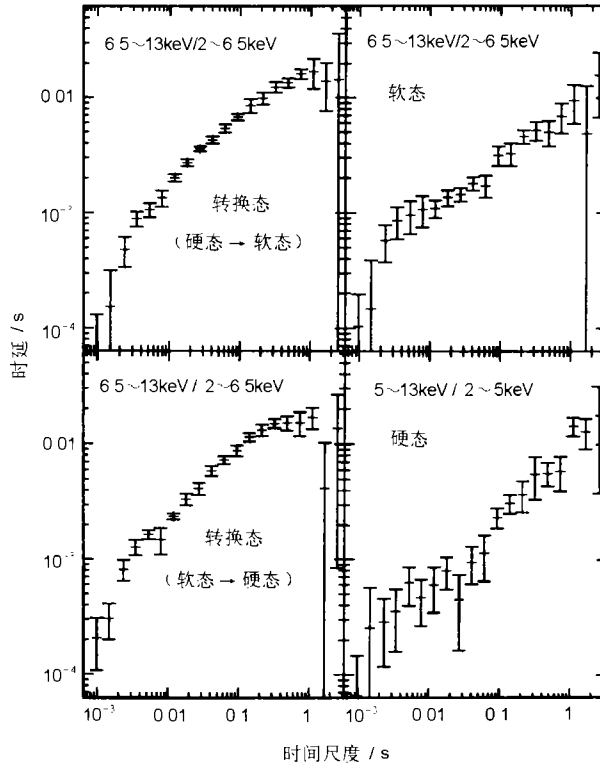


图 1 当 Cyg X-1 分别处于其硬态、软态和转换态时，由修改的交叉相关函数 ($MCCF$) 计算出的时延谱^[12,28]

可以看出转换态有比硬态和软态高的时延，两个转换态的时延谱相似，软态和硬态的时延谱也相似

由于上述的 CCF 方法不能给出不同时间尺度上的时延，Li 等人^[12,13,28,29] 利用 $MCCF$ 方法讨论了 Cyg X-1 的硬态、软态和转换态的时延谱。令人感兴趣的是，在大的时间尺度上，改进的 CCF 方法和在频域上的计算结果一致。特别地， $MCCF$ 在小的时间尺度上探测到了有统计意义的时延，使研究小时间尺度上 X 射线源的时变性质成为可能。在转换态，各时间尺度上有比硬态和软态更长的时延^[12,28](见图 1)。而硬态和软态的时延和时间尺度有相似的依赖关系。对不同观测时期 Cyg X-1 硬态的分析表明，所有的硬态有相似的规律性，时延和 X 射线光子能量的关系与频域相似^[29]。

3.1.2 频 域

在频域上，处于各种态（光度）黑洞候选体的时延被广泛地研究。Cyg X-1 是最典型的黑洞候选体之一，其时变性质也最具代表性，因此成为研究最多的致密天体。Miyamoto 等人^[30,31]利用 Ginga 的观测数据对其硬态进行分析，结果表明 Cyg X-1 的硬态为硬时延，即硬光子延迟软光子。在 1.2~4.7 keV 和 4.7~9.3 keV 能带， $\tau(f) \approx f^{-\alpha}$ ， $\alpha \approx 1$ ，时延和傅里叶频率相关，即相位延迟近似为常数。在 Ginga 观测的其它黑洞候选体（例如 GX 339-4、GS 2023+338≡V404 Cyg）的硬态也得到了相似的硬时延^[32]。利用 RXTE 的观测数据，Cui 等人^[33]、Nowak 等人^[11]的分析证实了 Miyamoto 等人的结果。但是 Cyg X-1 的时延和频率有更复杂的关系，在交叉谱图上分布有许多平台（shelf）和拐折（break），而 $\alpha \approx 0.7$ （参看图 2、3）。对黑洞候选体 GX 339-4^[34]、GS1354-644^[35]、1E1740.7-2942 和 GRS1758-258^[36]的观测数据的分析也验证了 Ginga 的观测结果，同时也揭示其交叉谱和 Cyg X-1 结果有相似的特征^[18]。

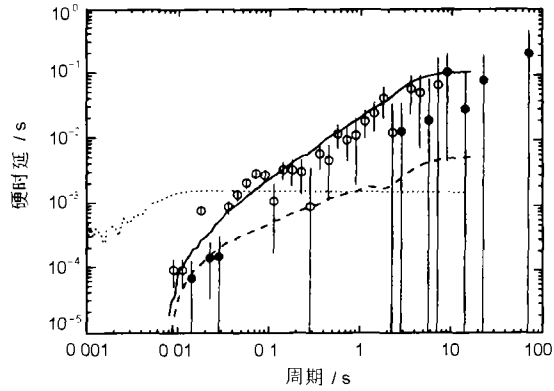


图 2 在 Cyg X-1 处于软（高）态时，由傅里叶交叉谱方法计算出的时延谱^[66]
 圆环和实心圆分别表示 Cyg X-1 的硬和软时延，实线、虚线和点线分别表示非均匀冕模型 ($p = 3/2$ 、 $p = 1$ 和 $p = 0$) 的热电子的密度分布

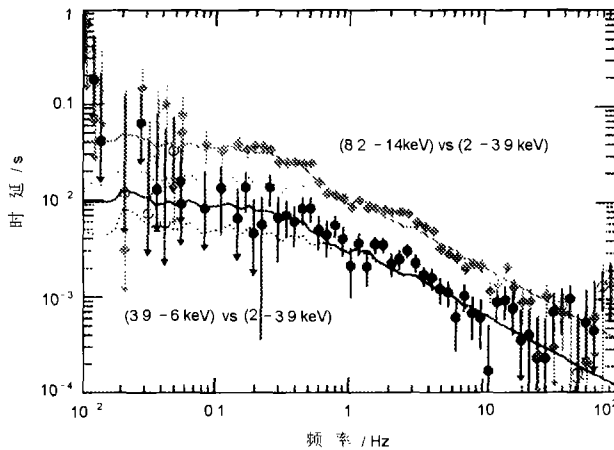


图 3 在 Cyg X-1 处于硬（低）态时，由傅里叶交叉谱方法计算出的时延谱^[3]

菱形和实心圆分别表示不同能量光子的硬时延；点线和实线分别表示磁耀斑模型和考虑康普顿反射后模型的预言时延谱

Cyg X-1 的高态（软态）和硬态的时延有相似的性质^[33,37]。而黑洞候选体（GX 339-4、GS 1124-68≡Nova Muscae 1991）的时延则比较复杂，在 1.2~2.3keV 和 2.3~4.6keV 能带的 X 射线光子显示为软时延，而更高能带相对 1.2~2.3keV 的 X 射线光子又表现为硬时延^[38~40]。

黑洞候选体硬态和软态之间的相互转化过程，称为转换态。观测发现^[33,37]，转换态期间

的交叉谱比软态和硬态有更大的时延。这表明黑洞候选体(至少是 Cyg X-1)的交叉谱独立于源的能谱态(即软态、硬态),时延的增加和能谱的转换时期有关,而和源自己所处的状态无关 [37]。

黑洞候选体中有一类被称之为微类星体的喷流源的典型天体,具有比上述黑洞候选体更复杂的时变性质。GRS1915+105 是 3 个已知微类星体中的一个,根据源在双色图上的位置,它被分为 3 个谱态 [41]: A、B 和 C 态。B 态对应黑洞候选体在高吸积率时的“正常态”,在此态,光学厚的吸积盘伸展到最后稳定轨道,能谱有一个陡的幂律成份。C 态对应不稳定时期,吸积盘停在比 B 态更大的半径上,同时幂律成份更硬。A 态是一个以前没有认识到的新态,它对应类似 B 态的吸积盘,但有更低的温度和更低的吸积率 [41~43]。

根据中心频率的大小,GRS1915+105 的 QPO 可以分为: 67Hz, 1~10Hz 和低频 QPO [41]。

67Hz 的 QPO 仅处于 B 态,有稳定的中心频率,但是此 QPO 并不是在每次都可以观测到的。它显示硬的时延,并随光子能量的提高而增加 [44]。

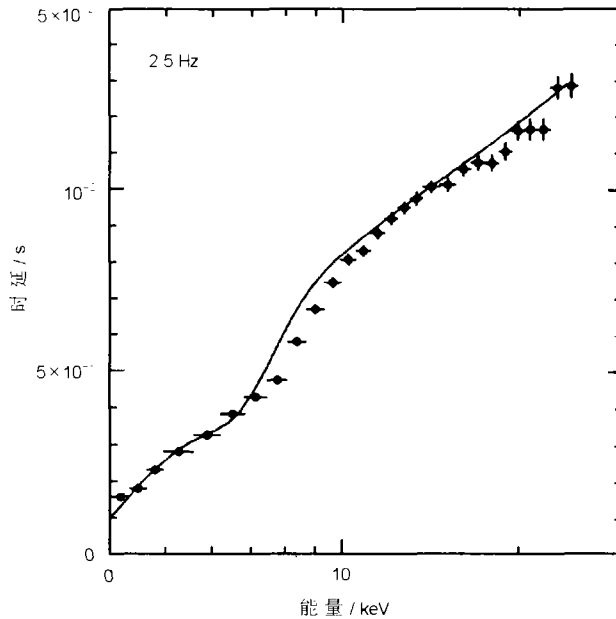


图 4 Cyg X-1 处于硬态时,在 2.5Hz 傅里叶频率给出的时延和光子能量之间的关系 [50]

实点表示光子的硬时延

1~10Hz 的 QPO 仅处于 C 态,它们的中心频率随时间、计数率(X 射线流量)和硬度比而变化。时延随 QPO 的增加而变化,在约 2.3Hz 处 QPO 的时延由硬向软时延转化。小于 2.3Hz 的 QPO 的时延随光子能量的增加而上升,大于 2.3Hz 的 QPO 的时延随光子能量的增加而下降,2.3Hz 的 QPO 的时延随光子能量的增加先增加而后下降 [45]。

小于 1Hz(0.01~1Hz)的低频 QPO 可以处于不同的态,Cui [44] 研究了 0.4Hz、0.84Hz 和 0.067Hz 及其 3 个倍频的时延性质。0.4Hz 和 0.84Hz 的 QPO 展示硬时延。0.067Hz 及其 3 个倍频的时延较复杂,0.067Hz 及其第二谐频为软时延,而第一和第三谐频却表现为硬时延。因

此, 0.067Hz 与其 3 个倍频的时延被认为有不同的机制^[44]。

Lin 等人^[46]将 0.5~10Hz 的 QPO 分为 0.5~2Hz, 2~4.5Hz 和 4.5~10Hz, 并在能道 13~41keV/3.3~5.8keV 进行交叉谱研究。他们发现对处于 0.5~2Hz 范围的 QPO, 其基频和谐频都表现为硬时延; 在 2~4.5Hz 范围的基频 QPO 和第一谐频 QPO 的时延符号相反; 在 4.5~10Hz 范围, QPO 无有意义的谐频, 且表现为软时延。

XTE J1550-564 也是微类星体之一。Cui 等人^[47]研究了其 0.03Hz QPO 及其倍频、3Hz QPO 及其倍频的时延演化。Wijnands 等人^[48]研究了其 3~12Hz QPO 的相位延迟, 他们将 QPO 分为两类: 具有宽峰值频率为 6Hz 的 QPO, 基频及其倍频的时延同符号, 为软时延; 第二类为有窄峰值的 QPO, 其基频及其倍频的时延符号交替变化, 和 GRS1915+105 在 0.067Hz QPO^[7]的时延行为相似^[49]。

无论是 QPO 还是宽带噪音成份的时延, 其大小都存在随能量的增加而增加的趋势, 这里仅将 Cyg X-1 硬态的结果^[50]示于图 4。

3.2 包含中子星的小质量 X 射线双星 (LMXB)

根据能谱和时变性质, 可以将包含弱磁场中子星的小质量 X 射线双星分为两类, 据其能谱在双色图上的形状分别称为 Z 源和 Atoll 源^[51]。一般认为, Atoll 源的 X 射线光流量比 Z 源弱, 并认为 Atoll 源有比 Z 源弱的磁场。现在认为, LMXB 可能存在有意义的高频功率密度, 而黑洞候选体则没有^[13,52]。

Hasinger^[53]计算了 Cyg X-2 水平分支的交叉相关函数, 结果表明对于能道为 1~5keV 和 5~17keV 两条光变曲线的交叉相关函数, 由于观测源存在 QPO 现象, 使 CCF 曲线必然也出现 QPO。高能光子和低能光子的时延和 QPO 频率 f_{QPO} 反相关, 即当 QPO 中心频率从 20Hz 演化到 50Hz 时, 硬时延从 4ms 减小到 1.5ms。Hasinger 认为, f_{QPO} 反映了某些半径处的开普勒频率, 并给出硬时延和 f_{QPO} 的变化关系: $\delta t \propto f_{\text{QPO}}^{-2/3}$, 但实际观测结果为 $\delta t \propto f_{\text{QPO}}^{-1}$, 即相位延迟近似为常数。

利用交叉谱方法, van der Klis 等人^[15]证实 Cyg X-2 和 GX 5-1 的水平分支在 20~40Hz 的 QPO 频率范围存在约 3ms 的硬时延, 在低频噪音发现了约 8ms 的软时延。他们的解释是: QPO 由微爆 (Shot) 产生, QPO 的软时延由微爆的能谱软化所致。这些结果在 1994 年由 Vaughan 等人^[54]通过 Ginga 的观测得到证实。利用 RXTE 的正比计数器阵列 (PCA) 对 Cir X-1 的观测分析表明, 在水平分支, Cir X-1 和上述两个 Z 源的结果一致^[55]。在 Cyg X-2 和 GX 5-1 的正常分支小于 1Hz 的甚低频噪音则为软时延。

与其它 Z 源在 QPO 附近显示的硬时延不同, Cir X-1 在正常分支所计算的频率范围内显示出软时延。在耀斑分支, Cir X-1 的功率密度谱表现为幂律形式的甚低频噪音, 其交叉谱表现为软时延^[55]。

Cyg X-2、GX 5-1 和 Sco X-1 的正常分支 QPO 显示依赖于能量的硬时延, 其中 Cyg X-2 在 5keV、GX 5-1 在 2.5keV 的时延存在近似 150° 的跃变, 这被解释为, 处于水平分支的 LMXB 的能谱在 3~5keV 支点 (Pivoting) 存在 180° 的相位变化。

Ford^[56]和 Oliver 等人^[57]计算了 3 个 Atoll 源 (4U0614+09、4U1705-44、4U1728-34) 的交叉谱, 结果显示其相位延迟和典型的黑洞候选体 Cyg X-1 和 GX 339-4 相似。这表明产生时延的机制可能和致密天体是否存在硬表面、磁层、包层等无关, 时延仅由吸积流的性质决定。

RXTE 对中子星的观测发现大多数 LMXB 存在千赫兹 QPO 现象^[10]。Kaaret 等人^[58]利用 RXTE 对 Atoll 源 4U1636-536 的观测, 在 4~6keV 和 9~60keV 能道分析了 800Hz QPO 的时延, 结果发现在硬光子和软光子之间存在 25 μ s 的软时延。在 Aquila X-1^[18] 的 X 射线爆中发现, 550Hz 的千赫兹 QPO 在 3~6keV 和 >6keV 能道存在 $\delta\phi \approx 57^\circ$ 的软时延。在毫秒脉冲星 SAX J1808.4-3658 发现了相似的软时延^[59,60]。4U1608-52 中的 830Hz QPO 在 5keV 和 25keV 能道之间的软时延达到 60 μ s^[61]。

4 时延产生机制

X 射线源复杂的时延现象 (例如 QPO、噪音等不同的时变特征) 表明, 不同源、不同时变特征的时延可能有不同的物理机制。为此人们提出多种模型试图解释致密天体中的时变现象。从 Cyg X-1 光变曲线可以发现其中存在着复杂结构, 组成光变曲线的最小结构称为微爆。利用折叠方法可以给出光变曲线的微爆轮廓^[62]。根据微爆的结构轮廓, 可以解析地求出时延与傅里叶频率、时延与辐射光子能量的关系等^[15]。微爆能够解释在黑洞候选体和 LMXB 以及 QPO 中观测到的时延现象^[63,64]。但是微爆的物理意义是不明确的, 而且为解释观测到的时延往往需要复杂的微爆轮廓^[3]。现在, 时延的机制趋向于辐射光子和高温等离子体的康普顿化过程, 即认为在吸积盘附近存在高温等离子体 (冕), 当软光子穿过冕时和热电子发生碰撞, 低能光子得到热电子的能量而变硬, 即光子的康普顿化或逆 (或上) 康普顿散射。这样, 能量越高的光子在冕中停留时间将越长, 即产生观测到的硬时延; 反之, 若高能光子和低能电子产生下康普顿散射, 则可以观测到软时延。

4.1 静态冕模型

最早讨论的冕模型是均匀冕模型^[6,7], 在此模型中, 热电子的密度和温度都是均匀分布的, 从中心发出的软光子和光学薄的冕中的热电子发生逆康普顿散射, 产生观测到的硬光子时间延迟。对于半径为 R 、温度为 T 和光深为 $\tau_T \approx 1$ 的冕, 光子两次和热电子碰撞的时间间隔为 $t_c \approx R/(c \cdot \max[1, \tau_T])$, 逃出冕所需的时间为 $t_N = N t_c \approx \ln E_N/E_i$, 式中 E_N 为光子逃出冕后的能量, E_i 为进入冕时光子的能量。这样的模型虽然简单, 但可以解释 Cyg X-1 的能谱以及观测到的时延和 X 射线光子能量之间的正比关系等, 但是均匀冕模型在观测和物理基础两方面存在以下问题:

(1) 观测问题: 均匀冕模型预言, 高能光子的时延和傅里叶频率无关, 这和测量到的时延与傅里叶频率相关不符。

(2) 冕半径问题: 要产生观测量级的时延, 要求冕半径为 $10^3 \sim 10^5 R_g$ 量级 (其中 $R_g = 2GM/c^2$, 为 Schwarzschild 半径)。但是引力能一般耗散在 $10R_g$ 以内, 这样大的冕半径被认为是没有物理基础的。

(3) 静态云问题: 模型假定光变来自中心软光子源。但从观测到的功率密度谱随能量的变化发现, 软的黑体谱是稳定的, 而光变主要集中在硬 X 射线。因此观测到的硬 X 射线的变化可能源于冕自身, 而不是软光子源。

(4) 能量守恒问题: 在如此大的半径上热电子要保持静态和均匀的温度是不符合能量守恒原理的。

为解决均匀冕模型和观测不符的矛盾, Kazanas 等人^[65,66]研究了非均匀冕模型。在此模型中, 由约 100keV 的热电子云构成的冕具有幂律结构 ($\rho \approx r^{-p}$, $p = 0, 1, 3/2$, $p = 0$ 为均匀冕模型, $p = 3/2$ 对应平流主导吸积流 (ADAF) 模型)。内核区产生的软光子在穿过热冕时, 被热电子康普顿化, 导致硬光子的时间延迟, 而时延的大小和光子穿出冕的位置有关, 这也导致了硬光子时延和时间尺度或傅里叶频率的相关。此模型在频域的确对观测给出了很好的拟合 (图 2)。但它仅解决了均匀冕模型中的观测问题, 大的冕半径以及能量守恒的问题依然存在。我们的研究表明^[28], 此模型在小时间尺度上也不能很好地拟合观测结果 (图 5)。

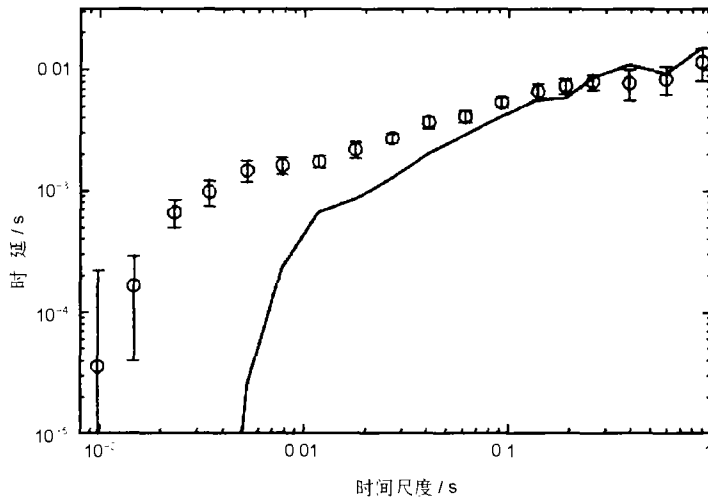


图 5 在 Cyg X-1 处于软 (高) 态时, 由 MCCF 方法计算出的时延谱^[28]

“○”表示观测时延, 实线为 $p = 1$ 的非均匀冕模型所预言的时延谱

Böttcher 和 Liang^[67]改造了上述非均匀冕模型, 构造了内旋物质团模型 (The Drifting-Blob Model)。在此模型中, 非均匀冕中的热电子具有幂律结构 ($r^{-3/2}$), 热电子的温度也是不均匀的, 软光子来自向黑洞旋进的致密物质团的黑体辐射, 黑体温度是物质团距视界的指数函数。此模型也能产生观测到的能谱和大时间尺度上的时延现象。在小时间尺度上的预言和非均匀冕模型一致, 因此在小时间尺度上也不能产生观测到的时延, 而且此模型也存在上述的能量守恒等问题。

对于光学薄的冕, 仅能解释观测到的硬时延而不能解释软时延和交叉谱的演化。为解释 GRS 1915+105 C 态 QPO(1~10Hz) 时延的演化^[45]和 Cir X-1 交叉谱随吸积率的变化^[55], 人们建立了具有双温的非均匀冕模型^[29,55,68]。在此模型中, 等离子体由两部分构成: 内部的高温等离子体和外部的温度较低的等离子体。从中心天体辐射出的具有黑体谱的软光子经内部高温等离子体的上康普顿散射, 从热电子得到能量而变硬, 然后硬光子再经外部低温等离子体的康普顿散射失去能量而变软。在天体不同态所观测到的光子时延, 由内部和外部等离子体的光深共同决定, 如果时延主要由内部等离子体对光子的上康普顿散射产生, 则观测到硬时延, 反之则为软时延。此模型可以解释时延的演化, 但也存在静态冕模型中的一些问题。

4.2 磁耀斑模型

由于吸积盘的较差转动和吸积盘中的湍动等因素，吸积盘局部积累的能量不能通过辐射耗散，而是将吸积盘中的局部磁场放大，形成磁环。磁环受到辐射压、磁能等的作用而远离吸积盘运动。当磁环到达吸积盘上方的冕区时，磁环重新联接（磁重联）并以磁耀斑（磁脉冲）的形式释放其储存在磁环内的能量，并激发磁环附近盘的不稳定性，引发一系列的磁耀斑，即“磁脉冲雪崩”。致密源 X 辐射的光变由磁耀斑产生，磁耀斑的最小时标决定了光变曲线的最短变化时标，光变曲线即为各种时标磁脉冲（磁脉冲雪崩）的叠加。在此模型中，随着磁耀斑向远离吸积盘方向运动，穿过磁耀斑发射区的软 X 射线随时间而变化，导致磁耀斑的能谱也随时间变化，硬软 X 射线之间的时间延迟即为磁耀斑能谱变化所致，如果能谱由软向硬转化，则观测到硬时延，反之则观测到软时延。时延的大小由磁耀斑能谱的演化时标决定（参看文献 [69] 及其参考文献）。在大时间尺度上此模型能够解释在 Cyg X-1 中所观测到的时变现象（图 3），但在小时间尺度上模型高估了 Cyg X-1 的时延（图 6）^[28]。另外，此模型产生光变曲线的磁耀斑的时间轮廓也太随意。

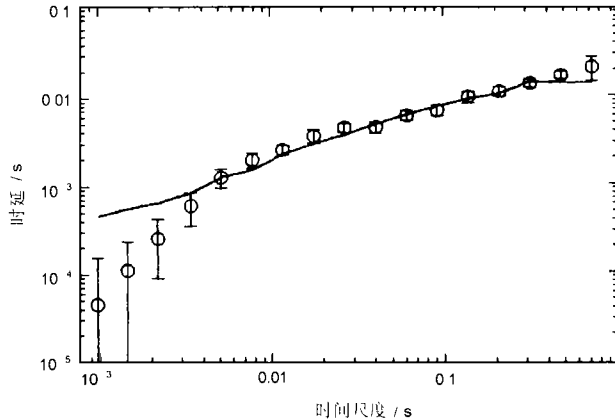


图 6 在 Cyg X-1 处于硬（低）态时，由 MCCF 计算出的时延谱 ^[28]

“○”表示不同能量光子的硬时延；实线表示磁耀斑模型所预言的时延谱

4.3 小尺度谱转换模型

上述模型能解释宽带噪音的时延，但是某些 QPO 源的时延所显示的复杂时变现象，可能具有不同的物理机制。在辐射 - 流体力学 (radiation-hydrodynamic model) 模型中 ^[70,71]，中子星表面反馈回的光子使径向流的光深产生振荡，而在 LMXB 的正常分支，QPO 为等离子体光深振荡的结果。由此模型所产生的能谱存在一个转变点 (Pivoting)，在此能量转变点以上和以下，X 射线的能谱存在 π 的位相差（因此称之为小尺度谱转换模型），从而导致 Z 源正常分支 QPO 的时延在转变点的跃变。由于黑洞没有硬表面，因此这个模型不适用于解释黑洞候选体中的时变现象。

随着周期在 $< 1 \sim 100$ s 之间的变化，恒星级微类星体 GRS1915+105 显示了巨大的幅度振荡，幅度变化的时标比开普勒时标大几个数量级，是光穿过发射区时标的 10^6 倍。GRS1915+105 的能谱变化引起时延的最好可能机制是在粘滞时标冷盘的内半径的振荡，该振荡相似于中子星的能谱转动，即热冕和冷盘相对的几何改变（随或不随全部光度的改变），引起能谱在几个

keV 范围中发生转化^[72,73]。在转变点以下或以上流量的振荡,有大小为 π 的相位转化, QPO 的幅度随能量而增加,如果振荡是时间非对称的,则可产生观测到的时延随辐射光子能量的变化谱^[74,75]。

4.4 千赫兹 QPO 的时延模型

某些具有千赫兹类周期振荡源的中子星 X 射线源,其千赫兹 QPO 显示了软时延。为解释 Aquila X-1 和毫秒脉冲星 SAX1808.4-3658 中 kHz QPO 的软时延, Ford 等人^[18,60]提出了随中子星表面旋转的发射黑体谱的热斑模型。在此模型中,千赫兹 QPO 时延的软时延是由于中子星自转所产生的 Doppler 效应所致。曾被考虑的软时延模型还有,冷康普顿化模型和正在致冷的扩展的热斑模型^[59]。在冷康普顿化模型中,高能光子被注入到冷电子云中,光子和电子碰撞后丢失能量而变软,从而产生软时延;在扩展的热斑模型中,热斑外冷内热,从外部辐射的冷光子比内部发射的软光子到达观测者的时间要早。为检验这些模型,对更多 LMXB 中千赫兹 QPO 的时延进行更深入和多方面研究是必要的。

5 总 结

天体物理是以观测天文现象为基础的。因此对时变现象的充分研究是建立 X 射线源理论模型的基础。一种物理现象可以在不同的空间进行研究,对于某一特定的空间它可能更能显示其本征性质。对 X 射线源的时变性质分别在时域和频域进行充分、系统的研究是很有必要的,特别是改进的时域方法尚未被充分利用,时域 X 射线源的时变性质也未被充分认识。

致密天体 X 射线辐射机制的研究如果不考虑其时变性质,就不能真实反映出 X 射线源的物理性质。X 射线源的时延和其它时变性质对 X 射线辐射模型提供了强有力的限制。由于静态康普顿化云模型是基于物理不真实的,因此在解释 X 射线源的时变性质时存在很多困难。磁耀斑的能谱演化模型虽然基本能拟合 Cyg X-1 的时变性质,但在小时间尺度上尚存在某些不足,也许在磁耀斑的能谱演化模型中加入康普顿化云以及康普顿反射对时变性质的影响将有助于对黑洞候选体时变的理解。

对于观测到的中子星源中的类周期振荡的时变现象,尚需进一步研究更多源的时变现象,也需对模型进一步修改。例如,在旋转的热斑模型中由热斑辐射的 X 射线可能不是黑体谱等。

总之,现在尚没有一个物理模型能够完全解释 X 射线源中的时变现象,还需要对 X 射线源的观测现象进行深入研究从而逐步完善其理论模型。

参 考 文 献

- 1 Cui W. In: Poutanen J, Svensson R eds. High Energy Processes in Accreting Black Holes. Astron. Soc. Pac. Conf. Ser., San Francisco: ASP, 1999, 161: 97
- 2 Beloborodov A M. In: Poutanen J, Svensson R eds. High Energy Processes in Accreting Black Holes, Astron. Soc. Pac. Conf. Ser., San Francisco: ASP, 1999, 161: 295(astro-ph/9901108)
- 3 Poutanen J. Time Lags in Compact Objects: Constraints on the Emission Models (astro-ph/0002505)
- 4 Shapiro S L, Lightman A P, Eardley D N. Ap. J., 1976, 204: 187
- 5 Sunyaev R A Trümper J. Nature, 1979, 279: 506
- 6 Sunyaev R A Titarchuk L G. Astron. Astrophys., 1980, 86: 121
- 7 Payne D G. Ap. J., 1980, 86: 121
- 8 van der Klis M. In: Lewin H G W ed. X-Ray Binaries. Cambridge: Cambridge University Press, 1995. 252

- 9 van der Klis M. *The Lives of the Neutron Stars*. Dordrecht: Kluwer, 1995. 301
- 10 van der Klis M. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 2000, 38: 717
- 11 Nowak M A, Vaughan B A, Wilms J *et al.* *Ap. J.*, 1999, 510: 874
- 12 Li T P, Feng Y X, Chen L. *Ap. J.*, 1999, 521: 789
- 13 Li T P. *Chin. J. Astron. Astrophys.*, 2001, 1(4): 313
- 14 Li T P, Muraki Y. *Ap. J.*, 2002 (in press)
- 15 van der Klis M, Hasinger G, Stella G *et al.* *Ap. J.*, 1987, 319: L13
- 16 Vaughan B A, van der Klis M, Lewin W H G *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1999, 343: 197
- 17 Maccarone T J, Coppi P S, Poutanen J. *Ap. J.*, 2000, 537: L107
- 18 Ford E C. *Ap. J.*, 1999, 519: L73
- 19 Zhang W, Jahoda K, Swank J H *et al.* *Ap. J.*, 1995, 449: 930
- 20 Mitsuda K, Dotani T. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1989, 41: 557
- 21 van der Klis M. In: Ogleman H, van den Heuvel eds. *Timing Neutron Stars*. Dordrecht: Kluwer, 1989, 27
- 22 Weisskopf M C, Kahn S M, Sutherland P G. *Ap. J.*, 1975, 199: L147
- 23 Sutherland P G, Weisskopf M C, Kahn S M. *Ap. J.*, 1978, 219: 1029
- 24 Friedhorsky W, Garmire G P, Rothschild R *et al.* *Ap. J.*, 1979, 233: 350
- 25 Nolan P L, Gruber D E, Matteson J L *et al.* *Ap. J.*, 1981, 246: 494
- 26 Page C G. *Space Sci. Rev.*, 1985, 40: 387
- 27 Simth I A, Liang E P. *Ap. J.*, 1999, 519: 771
- 28 屈进禄. 博士论文. 北京: 中国科学院高能物理研究所, 2001 年
- 29 屈进禄, 李惕碛. *天文学报*, 2001, 42(2): 140
- 30 Miyamoto S, Kitamoto S, Mitsuda K *et al.* *Nature*, 1988, 336: 450
- 31 Miyamoto S, Kitamoto S. *Nature*, 1989, 342: 773
- 32 Miyamoto S, Kitamoto S, Iga S *et al.* *Ap. J.*, 1992, 391: L21
- 33 Cui W, Zhang S N, Focke W *et al.* *Ap. J.*, 1997, 484: 383
- 34 Nowak M A, Wilms J, Dove J B. *Ap. J.*, 1999, 517: 355
- 35 Revnivtsev M G, Borozdin K, Friedhorsky W C *et al.* *Ap. J.*, 2000, 530: 955
- 36 Smith D M, Heindl W A, Swank J *et al.* *Ap. J.*, 1997, 489: L51
- 37 Pottschmidt K, Wilms J, Nowak M A *et al.* *Astron. Astrophys.*, 2000, 357: L17
- 38 Miyamoto S, Kitamoto S, Kamado Y. *Ap. J.*, 1993, 403: L39
- 39 Miyamoto S, Kimura K, Kitamoto S *et al.* *Ap. J.*, 1991, 383: 784
- 40 Takizawa M, Dotani T, Mitsuda K *et al.* *Ap. J.*, 1997, 489: 272
- 41 Belloni T. In: Castro-Tirado A J, Greiner J, Paredes J M eds. *Proceedings of the Third Microquasar Workshop: Granada Workshop on galactic relativistic jet sources*. *Astrophysics and Space Science*, 2000. in press (astre-ph/0011089)
- 42 Belloni T, Migliari S, Fender R P. *Astron. Astrophys.*, 2000, 358: L27
- 43 Belloni T, Klein-Wolt M, Méndez M *et al.* *Astron. Astrophys.*, 2000, 355: 271
- 44 Cui W. *Ap. J.*, 1999, 524: L59
- 45 Reig P, Belloni T, van der Klis M *et al.* *Ap. J.*, 2000, 541: 883
- 46 Lin D, Smith I A, Liang E P *et al.* *Ap. J.*, 1999, 543: L141
- 47 Cui W, Zhang S N, Chen W. *Ap. J.*, 2000, 531: L45
- 48 Wijnands R, Homan J, van der Klis M. *Ap. J.*, 1999, 526: L33
- 49 Remillard R A, Sobczak G J, Munro M P *et al.* *Ap. J.*, 2002, 564: 962
- 50 Kotov O, Churazov E, Gilfanov M. *M.N.R.A.S.*, 2001, 327: 799
- 51 Hasinger G, van der Klis M. *Astron. Astrophys.*, 1989, 225: 79
- 52 Sunyaev R, Revnivtsev M. *Astron. Astrophys.*, 2000, 358: 617
- 53 Hasinger. *The origin and Evolution of Neutron Stars*, IAU Symp. 125, Dordrecht: Reidel, 1987: 333
- 54 Vaughan B, van der Klis M, Lewin W H G *et al.* *Ap. J.*, 1994, 421: 738

- 55 Qu J L, Yu W, Li T P. *Ap. J.*, 2001, 555: 7
 56 Ford E C, van der Klis M, Méndez M *et al.* *Ap. J.*, 1999, 512: L31
 57 Olive J F, Barret D. Time Lags in Low Mass X-ray Binaries, astro-ph/0007325
 58 Kaaret P, Piraino S, Ford E C *et al.* *Ap. J.*, 1999, 514: L31
 59 Cui W, Morgan E H, Titarchuk L G. *Ap. J.*, 1998, 504: L27
 60 Ford E C. *Ap. J.*, 2000, 535: L119
 61 Vaughan B A, van der Klis M, Méndez M *et al.* *Ap. J.*, 1997, 483: L115 (errata in *Ap. J.*, 1998, 509: L145)
 62 Feng Y X, Li T P, Chen L. *Ap. J.*, 1999, 514: 373
 63 Negoro H, Kitamoto S, Mineshige S. *Ap. J.*, 2001, 554: 528
 64 Stollman G M, Hasinger G, Lewin W H G *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1987, 227: 7
 65 Kazanas D, Hua X M, Titarchuk L G. *Ap. J.*, 1997, 480: 735
 66 Hua X M, Kazanas D, Cui W. *Ap. J.*, 1999, 512: 793
 67 Böttcher M, Liang E P. *Ap. J.*, 1999, 511: L38
 68 Nobili L, Turolla R, Zampieri L. *Ap. J.*, 2000, 538: L137
 69 Poutanen J, Fabian A C. *M.N.R.A.S.*, 1999, 306: L31
 70 Lamb F K. In: Hunt J J, Battrick B T eds. *Proc. 23rd ESLAB Symp., Vol. 1: X-ray Binaries*, Paris: ESA, 1989, 215
 71 Miller G S, Lamb F K. *Ap. J.*, 1992, 388: 541
 72 Poutanen J, Krolik J H, Ryde F. *M.N.R.A.S.*, 1997, 292: L21
 73 Esin A A, Narayan R, Cui W *et al.* *Ap. J.*, 1998, 505: 854
 74 Morgan E H, Remillard R A, Greiner J. *Ap. J.*, 1997, 482: 993
 75 Vilhu O, Nevalainen J. *Ap. J.*, 1998, 508: L85

Time Lags in X-ray Radiation of Compact Stars

Qu Jinlu¹ Song Liming¹ Wu Mei¹ Li Nianfu²

(1. *Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100039*)

(2. *Jilin Beihua University, Jilin 132000*)

Abstract

The energy spectra reflect only the partial properties of high energy X-ray objects. While the temporal variability reflects the dynamic properties of high energy X-ray objects. Both the spectrum and the temporal variability need to be considered when constructing the theoretical emission models. It is generally accepted that the rapid variability of X-ray radiation origins in the vicinity of the compact objects, and reveals the physical properties of the compact objects. Thus the temporal variability will give a strong constraint on the emission models. In this paper, we review the temporal analysis technique of the time lag and its newest development, and the observational data, pay most attention to the properties of the temporal variability such as the time/phase lags that hopefully can help us to discriminate between different theoretical models. We also discuss the models developed to account for the basic observational facts.

Key words X-ray astronomy—black hole candidate—low mass X-ray binary (LMXB)—quasi-periodic oscillation (QPO)—temporal variability—time/phase lag