

激变变星中的快速光变

李 宗 云 丁 月 蓉

(南京大学天文系 南京 210093)

摘 要

文中综述了激变变星中快速光变的研究进展,讨论了闪变、相干振荡和准周期振荡的观测特征和可能的产生机制。

关键词 恒星: 新星, 激变变星 — 恒星: 双星: 食双星 — 恒星: 白矮星 — 技术: 测光 — 吸积, 吸积盘

1 引 言

激变变星(以下简称 CVs)是一类经历过或正在经历着爆发,但自身不被毁灭的变星。通常包括矮新星,类新星变星,以及新星和再发新星。

已知的 CVs 都是双星,是包含白矮星主星的半接系统。伴星通常是充满洛希瓣的红矮星,从内拉格朗日点溢出的伴星物质,具有一定角动量,形成一个围绕白矮星旋转的吸积盘。物质流打在盘的外边缘,可能产生热斑。内盘和白矮星之间存在速度梯度,物质耗散一部分动能,才能沉降到白矮星表面,这里是一个薄薄的边界层,以新星和 UX UMa 型类新星变星为代表的,80% 以上的 CVs 具有这样的典型结构。在白矮星具有较强磁场的情况下,盘的形成受到磁场的约束,或根本不能形成,物质流向磁极,形成吸积柱。类新星变星中的 DQ Her 型星和 AM Her 型星分别属于这两种情况。

爆发是 CVs 的共同特征。矮新星的爆发幅度为 3—5mag,重复时间间隔约 10—100d。新星爆发幅度更大,时间更长,一般 $\Delta m \sim 8—16\text{mag}$ 。再发新星的再发时间,理论上为 $10^4—10^6\text{yr}$ 。作为双星,尤其是食双星, CVs 的轨道运动也会引起光变,光变时标即为轨道周期,一般在 80min 到 15h 之间。文中所要讨论的则是另一些,时标在几十分钟以下的快速光变,包括闪变(flickering)、相干振荡(coherent oscillation)和准周期振荡(quasi-periodic oscillation)。图 1 是矮新星 SS Cyg 的功率谱,在 0.103Hz 附近有一个尖脉冲,这是周期为 9.75s 的相干振荡;在 0.031Hz 附近有一小包,表明存在周期约为 32s 的准周期振荡;而在 0.02Hz 以下,功率连续增加,没有任何形式的峰出现,这是闪变的贡献。因此,功率谱能方便地将这三类快速光变现象加以区别。准周期振荡在性质上介于另外两类之间,它不同于相干振荡,振荡幅

变和周期很不稳定；但它又不同于完全随机的闪变，振荡功率限制在相对窄的频率范围内。

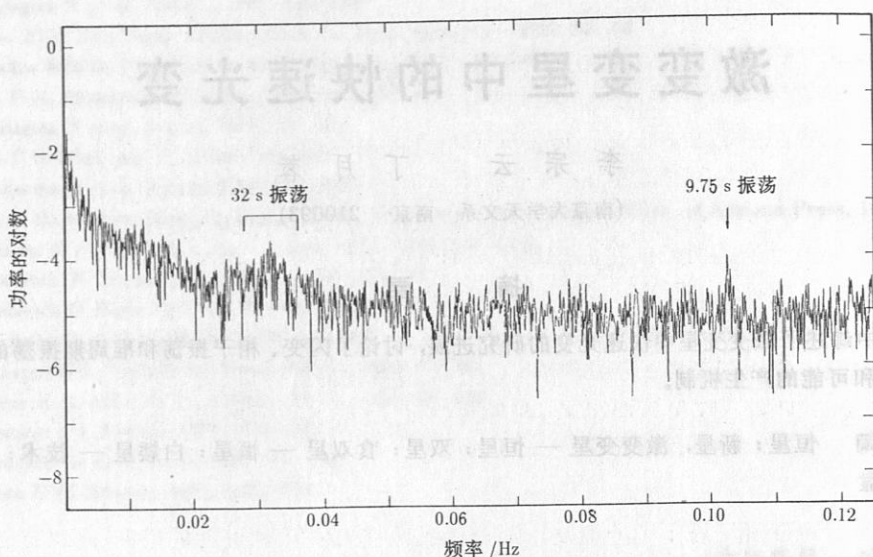


图 1 SS Cyg 的功率谱^[1]

2 闪变

2.1 观测特征

闪变是一种随机的、非周期性光变。时标在 20s 到几十分钟之间，在功率谱上表现为向低频端连续增加。变幅 0.1—0.5mag，无论时标还是幅度都是可变的。闪变从光变曲线上可以直接看到。多波段观测表明，闪变向紫外增加，不能用简单的幂律谱或黑体谱解释。几乎在所有类型的 CVs 中，在各种亮度状态下，都观测到闪变现象。但各天体之间，闪变谱明显不同，即使同一天体，连续两夜也不一样。

这类亮度变化首先在类新星变星 AE Aqr^[2]、UX UMa^[3] 和 MV Lyr^[4] 中观测到。Walker 在对许多系统作了广泛测光的基础上，最早想到可能所有 CVs 中都有闪变。这种怀疑已被大量观测所证实，并且已从现象的描述发展到定量分析。类新星变星 TT Ari 高态时观测到光学和 X 射线闪变，两者密切相关。功率谱也非常类似，X 射线闪变相对于光学闪变延迟约为 58s^[5]，光学闪变的变幅为 15%—20%，X 射线则达到 70%—100%，在红外波段，闪变约与光学一样强^[6]。闪变不仅限于有吸积盘的 CVs，AM Her 型星在光学、X 射线和红外波段通常也看到闪变现象。观测 CVs 尤其是食系统中的闪变现象，能对闪变光源的性质和位置提供重要线索。Elsworth 和 James 详细研究了 AE Aqr 和 YZ Cnc 中闪变与频率的关系，发现与点状源所期望的频率分布不一致，而是某类延伸光学厚源。当系统亮度增加时，源的几何范围似乎在增加^[7]，Warner 和 Nather 发现 U Gem 的光变曲线中出现驼峰 (hump) 时闪变最强^[8]，因为驼峰来自热斑的贡献，有理由认为热斑是 U Gem 的闪变光源。可是，Mumford^[9] 和 Krzeminski^[10] 得到的 U Gem 光变曲线在热斑最可见的位相，闪变现象并不突出。在光变

曲线中具有显著驼峰的其他 CVs, 例如 VW Hyi^[11]、Z Cha^[12] 和 V2051 Oph^[13] 中, 在相应位相闪变也不增强。尤其是 HT Cas 中热斑被食时, 闪变仍然很强^[14]; RW Tri 中白矮星及其附近内盘被食时, 闪变消失^[15], 这些都暗示闪变主要发生在靠近白矮星的内盘区。Bruch 从严格的定义出发, 对闪变作了系统的定量分析, 也得到类似的结论^[16]。统计结果指出: 第一, 闪变光度 L_f 与不变光度 L_c 相关, 相关系数 $r = 0.73$, 偶然相关的几率 $w \sim 0.02\%$ 。这意味着闪变与吸积率有某种关系, 闪变即使不直接发生在吸积盘中, 也是由盘用某种方法“喂养”的。第二, 平均闪变流量 F_f 与宁静主星流量 F'_c 之比与轨道倾角 i 相关, 相关系数 $r = 0.65$, 偶然相关几率 $w \sim 0.7\%$ 。则表明, 闪变源的相对贡献随 i 增加而增加, 因此它可能位于或部分位于吸积盘两侧或在白矮星上。Bruch 还在光学厚和黑体辐射的假设下对闪变源的大小作了量级估计, 如果发射区是硬币那样的扁圆柱体, 其半径 r_c 将比吸积盘的半径 r_d 小很多, 即吸积盘足以容纳闪变光源; 如果发射区是球形的, 半径 r_s 约为白矮星的半径, 这允许白矮星的表面作为闪变源。可是, 在某些情况下, 我们仍然可以看到热斑对闪变的贡献, 例如 DQ Her, 当热斑从伴星后面出来(驼峰开始出现)时, 闪变增强, 而当白矮星和盘中央被食时, 闪变虽然减弱很多, 但并不完全消失。

2.2 物理机制

导致闪变的物理机制还不十分清楚, 这里就已经提出的几种可能的模型, 作一些简单的介绍和评述。

2.2.1 伴星的不稳定质量转移

由于伴星质量转移不稳定, 引起热斑中的能量耗散有涨落, 这是 Warner 和 Nather^[8] 最先提出的一种闪变机制。像前面已经提到的, 观测表明闪变一般不能用这种机制解释。

热斑作为闪变源的重要条件是, 热斑的光度要大于由闪变幅度得到的闪变源的光度。单位时间内, 来自伴星、打在吸积盘外缘的转移物质的总动能是热斑光度的上限 L_{hs} 。另一方面, 由闪变幅度可以得到闪变源光度的下限 L_f 。比较 L_{hs} 和 L_f , 即使对矮新星, 与观测也是不相容的, 因此不能作为 CVs 中的主要机制。但这并不排除在某些情况下热斑中的不稳定能量耗散对闪变仍可能有一定贡献。

2.2.2 吸积盘中的磁泄放

磁场对吸积盘动力学的重要性已广为人知, Galeev 等人提出任何种子磁场必然被发电机效应增强^[17], 并在盘上方的冕中形成磁环^[18]。Spicer^[19] 和 Kuperus 等人^[20] 考虑了太阳较差自转的剪切作用, 计算了日冕中磁环的加热。Burm 和 Kuperus^[21] 把这些计算用于吸积盘。储存在磁环中的能量可通过不同耗散机制, 渐渐地或爆发式地释放出来, 可以想象许多这类事件的叠加, 形成了 CVs 中的闪变。

为了检验这种解释是否与观测相容, 首先需要考虑磁环中能量储存和释放时标。按照 Burm 和 Kuperus 的磁环模型, 环半径等于吸积盘标高 h , 环中心大致在离中心天体距离为 R 的盘-冕交界处。环的两个足点 (footpoint) 的连线由于剪切而偏离径向, 达到 45° 角所需的时间称为剪切时标 τ_{sh} , 即能量储存时标。如果能量突然释放, 可导致天龙 UV 型星中观测到的耀发轮廓; 如果磁环衰变, 能量缓慢释放, 其自然时标也是 τ_{sh} , 这个过程相当于观测到的闪变耀发, 计算的 τ_{sh} 和观测到的耀发持续时间是相容的。

再从能量角度考虑, 切变磁环的能量储存取决于切变量, 用这种机制解释矮新星中的闪变现象, 要求 $B_0 > 0.1T$ 。这种小尺度磁场在太阳活动区已观测到, 在吸积盘中的湍流区也

是可能的。按照这种模型,磁环延伸到冕区,闪变源不限于盘平面内,能够解释 F_i/F'_c 与 i 之间的相关性。但磁环中的能量贮存较强地依赖径向距离,即强的闪变耀发发生在吸积盘外区比中心区容易得多,这与有利于闪变发生在内区的许多观测事实相矛盾。因此,磁泄放是否对闪变有贡献还需进一步研究。

2.2.3 吸积盘中的湍流

吸积盘中的湍流原则上能从三个来源获得能量:(1)湍流旋涡中的物质沉降到能量较低的轨道时释放引力能;(2)如果湍流中的电离物质能复合则得到复合能;(3)如果有磁场穿过吸积盘,会储存和释放磁能,这与前面讨论过的一样。但与引力能相比,盘湍流中的其他能源可以忽略,尤其在盘内更是如此。

作为近似,仍假设湍流发生在标准 α 盘^[22]中,湍流旋涡为圆柱体,其轴垂直于盘平面,在湍流发展过程中,湍流旋涡中的物质沉降到能量较低的轨道。在新老轨道上湍流源中物质动能之差与闪变耀发中观测到的 E_f 相比,证明湍流中得到的引力能 $E_{t,grav}$ 能提供足够的闪变能源;而 $E_{t,grav}$ 随 R 的减小而上升,这与强闪变出现在盘内区的观测事实是一致的。这个过程典型时标 τ_t 可以定义为信号从中心到边缘所需的时间约为几百秒,这与大闪变耀发的持续时间是一致的,即吸积盘中湍流旋涡发展所期望的时标也支持这种闪变产生机制。

这种机制还预言耀发幅度 K 与耀发频率 ν 的 1.5 次方成正比,这与闪变向低频端增加的观测事实是一致的。虽然来自伴星的转移物质的撞击可以作为湍流的一个来源,但它不能渗入盘内^[27],仅仅热斑区的湍流只能提供小能量,不作为闪变的主要来源。所以吸积盘中接近白矮星处的湍流能导致观测的闪变现象。

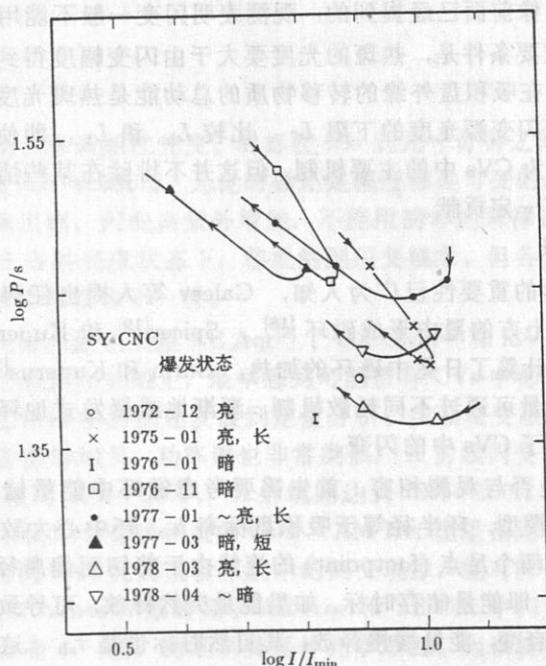


图2 相干振荡的周期和系统亮度的关系^[14]

3 相干振荡

3.1 观测特征

相干振荡是一种严格的单色振荡。典型周期 8—39s, 典型相干时间约 10^3 周, 周期能维持几小时不变。振幅 5×10^{-3} — 5×10^{-4} mag, 与闪变不同, 由于幅度小, 在光变曲线上不能直接看到, 在功率谱中振荡表现为单个锐峰, 峰值功率可能比邻近频率大 100 倍, 没有任何谐波。虽然也发现有频率飘移, 但通常任何时刻只有一个频率被强激发, 没有明显的多频现象, 即使有也只是因为观测的时间分辨率不够而人为造成的。

相干振荡主要发生在矮新星爆发期间, 某些类新星变星的高态也偶尔观测到, 但除了 WZ Sge 以外, 在宁静矮新星和 Z Cam 型矮新星的平台 (standstill) 期, 尚未发现这种现象。相干振荡不是在每个矮新星, 也不是在每个爆发中都能观测到。Nero 和 Sadeh 对振荡做了系统寻找, 在 11 个天体的 90 个观测程中, 有 4 个天体的 11 个观测程发现了相干振荡^[24]。还不清楚有些爆发是本来就没有振荡呢, 还是因为振荡太短暂没能抓住。

所有观测到的相干振荡, 周期都是可变的。振荡周期 P 随着系统亮度或强度 i 的变化有点特殊, Patterson 称之为“香蕉图”(图 2)^[14]。对几个系统观测了相干振荡的食行为。在矮新星 HT Cas^[14] 和类新星变星 UX UMa^[25] 食期间, 振荡经历了 -360° 平稳相移。

在光学、紫外、X 射线, 可能还有 TeV 能量的 γ 射线波段, 观测到类新星变星 AE Aqr 中 16.5s 和 33.0s 的相干振荡^[26-30]。1979 年, Patterson 发现光学振荡周期极其稳定, $|1/P| \geq 8 \times 10^{11}$, 相对幅度和波形短时间变化很大, 并且脉冲到达时间与期望的白矮星轨道运动一致, 因此得出结论, 产生振荡的机制是白矮星的自转。1991 年, Robinson 等人由振荡推出的轨道运动相对于由发射线视向速度得到的白矮星轨道运动有 60° 的相移, 对上述振荡起源提出了怀疑。1993 年, Welsh, Horne 和 Gomer^[31] 指出, 发射线速度不能很好地反映白矮星的运动, 并由吸收线改进了历元, 这样由振荡得到的轨道运动只有 $(5 \pm 3)^\circ$ 的相移, 证实了振荡起源于一个非常接近白矮星表面的区域。另一方面, Welsh, Horne 和 Oke^[32] 还发现, AE Agr 的光学振荡非常蓝, 振荡谱能用温度 $T \sim (12-57) \times 10^3$ K, 面积 $A \sim (0.2-3) \times 10^{18}$ cm² 的黑体谱或幂律谱 $f_\nu \propto \nu^{-0.9}$ 拟合。显然 A 比吸积盘表面积小得多, 约为白矮星的投影面积, 这表明 AE Agr 的光学振荡产生于白矮星表面或其附近, 作为直接吸积的结果, 而不是在大面积盘上对硬光子再处理的产物。

GK Per 是 1901 年爆发的一颗老新星。但与其他老新星不同, 现在可见光变曲线中仍显示出小爆发, 就这一点而言可称之为“类矮新星”(dwarfnova like)。1984 年光学爆发期间的 EXOSAT 观测^[33] 揭示了周期为 351s 的强 X 射线脉动, 因而又可作为 DQ Her 型星的一个成员。这颗星的光学振荡也比较特殊, 1981—1991 年高速测光发现^[34], 紫光变曲线中有一个稳定的、严格相干的振荡, 周期与 X 射线脉动相同。平均半振幅为 0.004mag, 除了周期比较长以外, 具有相干振荡的典型特征。

3.2 物理机制

相干振荡的周期一般很短, 且比较稳定, 表明它与白矮星或吸积盘内的自转有关。已经提出了一些可能模型, 但观测仍不能肯定地支持或排除任何一种机制。

3.2.1 白矮星的自转和非径向脉动

由于吸积物质具有角动量, 矮新星中的白矮星应该自转较快, 如果有某种机制在白矮星

上产生热斑或不对称辐射场,自转是获得快相干振荡的直接方法。DQ Her 中的 71s 和 DK Per 中的 351s 相干振荡被解释为吸积物质在白矮星磁极的辐射,由于灯塔效应而被观测到,但有些矮新星周期变化可能大到 $\sim 25\%$, 就很难用这种机制来解释。因为一个快速自转的白矮星动能大到 $\sim 10^{49}$ erg, 矮新星一次爆发中释放出的能量只有 $\sim 10^{40}$ erg, 因此爆发期间周期不可能明显改变。Paczynski 把周期变化归因于白矮星表面一个薄层(质量 $\sim 10^{-9} M_{\odot}$)^[35], 它与自转较慢的主体部分靠磁场耦合。这种磁转子模型是简单且可能的,但也碰到一些困难。

许多作者提出矮新星的振荡产生于白矮星的非径向脉动。因为质量为 $1M_{\odot}$ 的白矮星, 径向脉动周期约 1—10s, 所以脉动必须是非径向的。HT Cas 和 VX UHa 中观测到的 -360° 相移也加强了非径向要求, 而且引力模或 g 模产生的周期正好是 10—40s。但 Bath 等人对此提出了异议^[37], 因为观测到的位相变化和幅度变化时标太短, 比真正白矮星脉动至少小 5 个量级。如果脉动只限于表面薄层, 这个矛盾可能得到解决。

Papaloizou 和 Pringle 研究了白矮星的非径向振荡^[38], 证认出另一类低频模——r 模, 具有周期 P_{rot}/m , 其中 P_{rot} 为白矮星自转周期, m 是角量子数, 给出星周热斑的数目。由于脉动发生在白矮星表面层, 观测振荡的瞬间性得到解释, 周期—强度关系可以理解为吸积物质对表面层作用的结果。虽然这种快速自转的白矮星表层的非径向脉动被认为是 CVs 中振荡的产生机制之一, 但仍存在一些困难。

3.2.2 吸积盘内边缘的热斑 (blob)

Bath 曾提出观测到的振荡可能由吸积盘内缘短暂的热斑 (blob) 的产生^[39]。热斑形成于白矮星磁层半径 R_m , 振荡周期即 R_m 处的开普勒周期。由于盘的冷却和较差自转, 这种热斑很快消失, 时标约为 10^3 s, 与观测到的相干时间基本一致。周期变化可归因于热斑的位置变化。

当吸积率最大时, 下落物质的冲压也大, 周期极小, 至于观测到的极大亮度极小周期之间的延迟, 可能是由于热改正的变化。吸积率的变化可达到 5 倍之多, 相应的周期将减小一半, 但观测到的周期变化较小, 只有 25%。这个模型得到一个不可避免的预言: 观测的振荡周期 P_{obs} 总是超过白矮星表面的开普勒周期。在已观测到振荡的矮新星中, 有 6 个具有白矮星质量的估计值 M_1 , 在 M_1-P_{obs} 图(图 3)上, 这 6 个矮新星都位于一条曲线的上方, 这条曲线就是 Hamada-Salpeter 碳白矮星表面的开普勒周期线^[40]。由观测得到的极小振荡周期, 推出相应的轨道半径在 $1.1-2.4R_1$ 之间 (R_1 为白矮星半径), 与期望的非常一致。

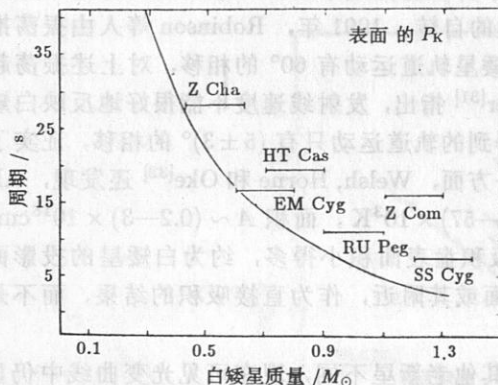


图 3 矮新星振荡周期与白矮星质量的关系^[14]

图 3 矮新星振荡周期与白矮星质量的关系^[14]。由观测得到的极小振荡周期, 推出相应的轨道半径在 $1.1-2.4R_1$ 之间 (R_1 为白矮星半径), 与期望的非常一致。

4 准周期振荡

4.1 观测特征

准周期振荡是一类周期范围从 20s 到几百秒, 典型值为 30—150s, 比相干振荡长 3—4

倍, 且随机变化, 相干时间只有 3—5 周的振荡。有时很强, 有时完全观测不到, 振幅一般在 $0.001-0.01\text{mag}$ 。由于振幅比相干振荡大, 在未经处理的光变曲线上就能看到。在功率谱上, 表现为一个较宽的包。准周期振荡也是在爆发矮新星和高态类新星变星中观测到, 但不出现在上升支。

一个天体的不同爆发期间, 振荡周期可能稍有不同。有时还在有不同特征的几个频率范围同时发生, 通常一个是准周期振荡, 另一个更像是相干振荡。例如 GK Per, 不仅在 X 射线和紫光中观测到 351s 的相干振荡, 在蓝光中还有一个 355s 的准周期信号^[34]。1978 年 8 月宁静期, 振荡周期为 $380 \pm 20\text{s}$ ^[14], 1985 年 Mazeh 等人报道, 宁静期有 $P = 360 \pm 7\text{s}$, 两个爆发夜分别有 $P = 390 \pm 20\text{s}$ 和 $410 \pm 13\text{s}$ 的振荡^[41]。周期变化范围大, 振幅也大 ($\sim 0.03\text{mag}$), 表明这是准周期振荡。同时有证据表明, 吸积率最小时周期最短, 这跟 VY Scl 型类新星变星 KR Aur 不同, 后者具有 480—780s 的准周期振荡。在高态, 振荡周期与源强度 (因而与吸积率) 相关, 但在低态时没有这种线性关系^[42]。

某些爆发矮新星和高态类新星变星, 不仅观测到光学振荡, 还发现软 X 射线脉动。例如 SS Cyg, 在一个爆发的极大期和另一个爆发的下降支, 观测到这种脉动, 周期与光学相干振荡相同, 分别为 8.8s 和 10.7s^[43]。对 U Gem 也观测到 24s 的 X 射线振荡, 光学上同时观测到 75s 和 150s 的准周期振荡, 却没有发现相干振荡。在 VW Hyi 中也观测到与光学振荡周期明显不同的 X 射线脉动。虽然 SS Cyg 中的 X 射线脉动还比较稳定, $\dot{P} \sim -1 \times 10^{-5}\text{s} \cdot \text{s}^{-1}$, 但位相随机飘移, 平均 25 ± 7 个脉冲振荡位相就改变 90° 。按照 Robinson 和 Nather 的分类标准^[1], 相干振荡是具有相位相干, 周期较短、较稳定的振荡; 而准周期振荡是相位不相干, 周期较长、可以在一个宽范围内同时存在几个周期、但没有周期长期稳定证据的振荡, 由此看来, X 射线脉动显然不能算相干振荡, 也不是典型的准周期振荡。这导致 Patterson^[14] 放弃相干性这一条件, 把短周期的、同时有 X 射线脉动的叫矮新星振荡 (DNO), 其余的则叫准周期振荡 (QPO)。另一些作者则把 X 射线脉动作为准周期振荡。甚至有人 (如文献 [44]) 把两类统称为准周期振荡。因相干性只是相对的, 本文中仍将相干性作为分类的基本准则, 但在考虑物理机制时, 由于理论上很难准确计算相干时间, 所以某些机制到底是解释相干振荡, 准周期振荡, 还是两者皆可, 就很难确定。

4.2 物理机制

CVs 中的准周期振荡多种多样, 很难有个统一的模型。虽然许多作者都对观测结果作了解释, 但一般都过于简单, 下面将结合具体例子, 讨论准周期振荡的起源。

4.2.1 边界层不稳定性

SS Cyg 中软 X 射线 (0.1—0.5keV) 脉动的探测成为 Warner 和 Brickhill 提出的光学振荡高能起源^[25] 的有力证据。Cordova 等人指出^[43], 30eV 的黑体谱能较好地拟合观测谱, 从而得到总光度 (对频率积分), $L \sim 1.8 \times 10^{33}\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$, 发射区的面积 $A = L/\sigma T^4 \sim 2 \times 10^{15}\text{cm}^2$, 它比白矮星的面积 ($\sim 3 \times 10^{18}\text{cm}^2$) 小得多。如果发射区为白矮星附近, 宽度 ΔR 的一个环, 那么 $\Delta R = A/4\pi R_1 \sim 3 \times 10^5\text{cm}$ 约为光学厚边界层的理论厚度。

Papaloizou 和 Stanley 研究了边界层的结构, 发现粘滞不稳定性可驱动小幅度准周期振荡^[45]。Kley 也对边界层进行了两维辐射流体力学计算^[46], 当粘滞不变且 $\nu \geq 10^{15}\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ 时, 边界层中的流是准稳恒的, 物质以超声速流向白矮星。如果粘滞由湍流产生, 这在物理上似乎是不可能的。当取 ν 正比于局部声速与压力标高时, 边界层中的流成为不稳定的, 径向流

入速度平均为亚声速, 在超声速的地方会形成强径向激波。这时吸积盘中的流非常不规则, 由许多旋涡组成, 甚至向外流。边界层的光度将产生幅度约为 1.5mag 的振荡, 时标为白矮星附近的开普勒周期。这可解释某些 CVs 中的短时标准周期振荡。若 $M_1 = 1M_\odot$ 和 $0.6M_\odot$, 则 $P_k(R_1) \sim 7s$ 和 $13s$, 与 SS Cyg 和 U Gem 中的 X 射线脉动周期比较接近。

4.2.2 吸积盘不均匀性

在 3.2.2 节中我们讨论了吸积盘内边缘的热斑作为相干振荡源的情况。如果由于某种原因, 导致吸积盘的不均匀性, 这种热斑也可能存在于盘的其他部分。对质量 $1M_\odot$ 的中央星, 盘中离中心 $(1.5-4.2) \times 10^9 \text{cm}$ (即白矮星半径的 2—6 倍) 处, 轨道周期为 30—150s, 即为准周期振荡的典型时标。考虑到吸积盘的较差自转, Bath 等人给出了热斑的寿命 t_p [42]。 $t_p/p < 11(M_1/M_\odot)^{1/2}(1/T_7)^{1/2}(r/7 \times 10^8 \text{cm})^{-1/2}$, 其中 p 为热斑的轨道周期, 即观测的振荡周期, 以 s 为单位, M_1 为白矮星的质量, r 为热斑离中心的距离, T_7 是以 10^7K 为单位的温度。这里 t_p/p 可作为相干时间的度量, 它与 $r^{1/2}$ 成反比, 而周期 p 与 $r^{3/2}$ 成正比。因此原则上这种机制不仅可以产生相干振荡, 也可以产生准周期振荡。并且相干振荡倾向于发生在吸积盘内区, 而准周期振荡更可能发生在外区。

作为例子, 我们考虑 KR Aur 的情况。Shafter 估计该系统中两子星的质量分别为 $0.7M_\odot$ 和 $0.48M_\odot$ [47], 由此可推出它们之间的距离 $a = 9.26 \times 10^{10} \text{cm}$, 吸积盘的外半径 $R_{\text{out}} = 2.87 \times 10^{10} \text{cm}$ 。如果观测到的 480—780s 准周期振荡由这种机制产生, 那么不难算出热斑到中心的距离 $r \sim (1.0-1.4) \times 10^{10} \text{cm}$, 仍在吸积盘内。如果热斑的温度取 10^4K 或 10^5K , 可以算出相干时间, t_p/p 小于 70 周或 20 周, 显然具有准周期性质。

4.2.3 拍频模型

Patterson 曾提出, 可用吸积盘中与白矮星同向旋转的气团 (blob) 受到 X 射线照射来解释光学准周期振荡 [26]。这种模型在激变变星和小质量 X 射线双星中都有应用 [48]。如果由于某种与白矮星自转有关的机制产生的 X 射线或 EUV 波段的脉动, 照射吸积盘中一个气团, 高能光子经过再处理, 得到光学准周期振荡。如果气团的轨道半径即为磁层半径, 我们有 $1/P_{\text{qpo}} = 1/P_m - 1/P_{\text{rot}}$, 其中 P_{qpo} 由观测得到, P_m 为磁层半径处的开普勒周期, 白矮星的自转周期 P_{rot} 有时可由与其有关的相干振荡推测。拍频模型有可能解释在 TT Ari 等 CVs 中观测到的准周期振荡现象 [49]。

4.2.4 其他机制

King [50] 讨论了次星的辐照 (irradiation) 引起内拉格朗日点 L_1 附近的次星包层中电离前沿的振荡, 从而导致物质转移率有 $\sim 10\%$ 的准周期振荡, 振荡周期正比于 L_1 附近的标高。

Okuda 等人用粘滞耗散和其他有关动力学过程导致的吸积盘径向振荡来解释 CVs 中的准周期振荡 [51], 如果粘滞参量 $\alpha = 0.1$, 吸积率 $\dot{M} = 10^{17} \text{g} \cdot \text{s}^{-1}$, 模型给出 $P_{\text{qpo}} \sim (80-400)(M_1/M_\odot)^{-1/2}(r_{\text{in}}/7 \times 10^8 \text{cm})^{3/2} \text{s}$, 其中 r_{in} 为吸积盘内半径, 对非磁或弱磁 CVs, $r_{\text{in}} \sim r_{\text{wd}}$ 。

此外, 次星的潮汐矩或来自次星的气体流引起吸积盘外缘的不均匀运动, 也能引起准周期振荡, 时标近似为盘外缘的开普勒周期。

5 结束语

激变变星中的快速光变发现已几十年了, 但仍然缺少系统研究。这首先因为, 除了闪变以外, 无论是相干振荡还是准周期振荡, 都只在某些激变变星、某些亮度状态、某些爆发过

程中观测到;其次,变化时标短,要求观测有足够的时间分辨率;第三,变幅小,要求有足够的测光精度。至于物理机制方面,工作做得更粗糙,更零碎。但从已经提出的一些思想看,这些机制涉及双星系统中的各种成分,尤其是吸积盘、边界层和白矮星的物理结构和动力学过程,而这些都是没有解决的问题。可以想象, CVs 中闪变和振荡的系统观测和理论研究,必将促进这些问题的进一步深入。同时我们看到,由于振荡现象,尤其是相干振荡更倾向于发生在吸积盘内区、边界层和白矮星表面, X 射线、EUV 和 UV 波段对探测这类快变现象的重要性决不亚于光学波段,可以期望 ROSAT 和哈勃空间望远镜等空间观测设备,在这方面将会做出重要贡献。至于光学波段,随着一批大型望远镜的建造和投入使用,一些 2—4m 级望远镜有可能提供较多望远镜时间用于这方面工作,从而导致时间分辨率的提高和大量暗星的研究。

参 考 文 献

- [1] Robinson E L, Nather R E. *Ap. J. Suppl.*, 1979, 39: 461
- [2] Henize K G. *A. J.*, 1949, 54: 89
- [3] Walker M F, Herbig G H. *Ap. J.*, 1954, 120: 278
- [4] Walker M F. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 1954, 66: 71
- [5] Jenson K A *et al.* *Ap. J.*, 1983, 270: 211
- [6] Jmeson R F *et al.* *Nature*, 1982, 300: 152
- [7] Elsworth Y P, James J F. *M.N.R.A.S.*, 1986, 220: 895
- [8] Warner B, Nather R E. *M.N.R.A.S.*, 1971, 152: 219
- [9] Mumford G.S. *Sky and Telescope*, 1963, 26: 190
- [10] Krzeminski W. *Ap. J.*, 1965, 142: 1051
- [11] van Amerongens *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1987, 225: 93
- [12] Cook M C. *M.N.R.A.S.*, 1985, 215: 211
- [13] Warner B, O'Donoghue D. *M.N.R.A.S.*, 1987, 224: 733
- [14] Patterson J. *Ap. J. Suppl.*, 1981, 45: 517
- [15] Horne K, Stiening R F. *M.N.R.A.S.*, 1985, 216: 933
- [16] Bruch A. *Astron. Astrophys.*, 1992, 266: 237
- [17] Galeev A A *et al.* *Ap. J.*, 1979, 229: 318
- [18] Stella R, Rosner R. *Ap. J.*, 1984, 277: 312
- [19] Spicer D S. *Space Sci. Rev.*, 1982, 31: 351
- [20] Zuccarello F *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1987, 180: 218
- [21] Burm H, Kuperus M. *Astron. Astrophys.*, 1988, 192: 165
- [22] Frank J *et al.* *Accretion power in astrophysics*. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1985
- [23] Lubow S H, Shu F H. *Ap. J.*, 1975, 198: 383
- [24] Nero I, Sadeh D. *M.N.R.A.S.*, 1978, 182: 595
- [25] Warner B, Brickhill A J. *M.N.R.A.S.*, 1978, 182: 777
- [26] Patterson J. *Ap. J.*, 1979, 234: 978
- [27] Patterson J *et al.* *Ap. J.*, 1980, 240: L133
- [28] Robinson E L *et al.* *Ap. J.*, 1991, 374: 298
- [29] Meintjes P J *et al.* *Ap. J.*, 1992, 401: 325
- [30] De Jager O C. *Ap. J.*, 1991, 378: 286
- [31] Welsh W F, Horne K, Gomer R. *Ap. J.*, 1993, 410: L39
- [32] Welsh W F, Horne K, Oke J B. *Ap. J.*, 1993, 406: 229
- [33] Watson M G *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1985, 212: 917
- [34] Patterson J. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 1991, 103: 1149

- [35] Paczynski B. In: Zytkow A ed. *Nonstationary evolution of close binaries*. Warsaw: Polish Sci. Publishers, 1978. 89
- [36] Oski Y, Hansen C J. *Ap. J.*, 1973, 185: 277
- [37] Bath G T *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1974, 169: 447
- [38] Papaloizou J, Pringle J E. *M.N.R.A.S.*, 1978, 182: 423
- [39] Bath G T. *Nature Phys. Sci.*, 1973, 246: 84
- [40] Hamada T, Salpeter E E. *Ap. J.*, 1961, 134: 683
- [41] Mazeh T *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1985, 149: 470
- [42] Singh J *et al.* *Ap. J.*, 1993, 419: 337
- [43] Cordova F A *et al.* *Ap. J.*, 1980, 235: 163
- [44] Cordova F A *et al.* *Ap. J.*, 1984, 278: 739
- [45] Papaloizou J C B, Stanley G Q G. *M.N.R.A.S.*, 1986, 220: 593
- [46] Kley W. *Astron. Astrophys.*, 1991, 247: 95
- [47] Shafter A W. *Ap. J.*, 1983, 267: 222
- [48] Alpar M A, Shaham J. *Nature*, 1985, 316: 239
- [49] Hollander A, van Paradijs J. *Astron. Astrophys.*, 1992, 265: 77
- [50] King A R. *M.N.R.A.S.*, 1989, 241: 365
- [51] Okuda T *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1992, 254: 427

(责任编辑 刘金铭)

Rapid Variations in Brightness of Cataclysmic Variables

Li Zongyun · Ding Yuerong

(Department of Astronomy, Nanjing University, Nanjing 210093)

Abstract

In this paper the progress in study of rapid variations of cataclysmic variables has been reviewed. The observational properties and possibly physical mechanisms have been discussed for the flickering, the coherent oscillation and the quasi-periodic oscillation respectively.

Key words stars: novae, cataclysmic variable—stars: binaries: eclipsing binary—stars: white dwarfs—techniques: photometric—accretion, accretion disk