

文章编号: 1000-8349(2011)03-277-14

中子星 X 射线双星中 kHz QPO 现象的理论解释

王 静¹, 张承民¹, 尹红星², 宋黎明³, 屈进禄³,
雷雅娟³, 张 帆³, 张国宝³, 林永峰⁴

(1. 中国科学院 国家天文台, 北京 100012; 2. 山东大学威海分校 空间科学与物理学院, 山东 264209; 3. 中国科学院 高能物理所, 北京 100049; 4. 清华大学 物理系, 北京 100084)

摘要: 罗西 X 射线时变探测器 (RXTE) 在中子星小质量 X 射线双星中发现了千赫兹准周期振荡现象 (kHz QPO)。kHz QPO 的频率一般在几百到上千赫兹, 其动力学时标与吸积盘最内部区域物质的运动时标一致, 因此普遍认为 kHz QPO 产生于中子星表面附近区域, 携带了来自中心中子星及周围强引力场信息, 如质量、自转周期、角动量、半径、磁场等。kHz QPO 现象的理解为研究强引力场和致密物质状态开启了一扇新的窗口。着重介绍基于 kHz QPO 的基本现象和相应的理论模型。

关键词: X 射线双星; 吸积; 中子星; 千赫兹准周期振荡 (kHz QPO)

中图分类号: P142.6 **文献标识码:** A

1 小质量 X 射线双星和 kHz QPO 现象简介

1.1 小质量 X 射线双星

X 射线双星由 1 颗致密星 (通常是中子星或黑洞) 和 1 颗正在演化的恒星组成^[1]。根据 X 射线和光学波段光度的比值以及伴星的质量, X 射线双星大体上可以分为 3 类: 大质量 X 射线双星 (HMXB)^[2]、中等质量 X 射线双星 (IMXB)^[3] 和小质量 X 射线双星 (LMXB)^[2]。

在 LMXB 系统中, 伴星一般是质量 $\leq M_{\odot}$ ^[4] 的白矮星、晚型主序星、F-G 型亚巨星等。致密星一般为中子星和黑洞, 从恒星伴星吸积物质, 产生 X 射线辐射。致密星表面引力场很强, 落向致密星的物质可以获得很大的能量, 这部分能量就可以转变为 X 射线波段的辐射能量, 温度可达 $10^6 \sim 10^7$ K, 而典型光度为 $10^{27} \sim 10^{31}$ J/s^[5]。系统的轨道周期较小, 从数分钟到数百天不等。LMXB 系统中中子星的自转周期可达到几毫秒, 即毫秒脉冲星^[6-8], 磁场约

收稿日期: 2010-07-29; 修回日期: 2011-04-13

资助项目: 国家自然科学基金(10773017); 973 计划(2009CB824800)

为 $10^4 \sim 10^5 \text{ T}^{[5,10]}$ 。在30多个中子星LMXB中发现X射线暴和千赫兹准周期振荡(kHz QPO)现象^[11]，前者是指天体的X射线突然增强许多倍的天文现象，按爆发间隔长短可分两种类型：常见的是I型X射线暴，由吸积物质在中子星表面堆积到一定厚度造成爆发式核聚变产生，间隔时间为几小时到几天；II型暴很少见，且一般认为是由于吸积盘的不稳定性造成，只相隔几秒到几分钟。这种爆发在不到1 s的时间内，X射线强度可增大20 ~ 50倍，而且一般会快速重复出现爆发，其周期毫无规律。

根据X射线光谱在双色图中描绘出的轨迹形状，中子星的LMXB中存在两类典型的源：高光度的Z源和低光度的Atoll源^[9,12]。Z源通常在数小时或天的时间内在CCD/HID图上描画出Z型轨迹，分为3个分支：HB (horizontal branch)、NB (normal branch) 和FB (flaring branch)，其光度一般为0.2 ~ 1倍的爱丁顿光度^[13]；Atoll源的CCD图中通常也分为3个分支：UB (upper banana)、LB (lower banana) 和IS (island state)，其光度低于Z源，一般为0.001 ~ 0.2倍的爱丁顿光度^[13]。

1.2 kHz QPO现象的总体描述

利用功率密度谱方法可以对中子星LMXB进行时变分析，即对X射线源的光变曲线进行傅里叶变换得到其功率密度谱(PDS)，在谱图上出现的峰，如果其品质因子(定义见下) $Q > 2$ ，则称其为准周期振荡(QPO)^[14]。中子星LMXB中存在丰富的QPO成分，包括如kHz QPO (300 ~ 1 200 Hz，通常成对出现)和hHz QPO(hectohertz quasi-periodic oscillation, 约100 Hz)的高频成分，15 ~ 60 Hz的HBO (Horizontal Branch Oscillation)和约5 Hz的NBO(Normal Branch Oscillation)等低频成分^[9,15]，以及多个频段的噪声和截止频率^[13]。1983年欧洲X射线观测站卫星(EXOSAT)发现了LMXB中的准周期振荡(QPO)现象。

LMXB中的QPO现象是典型的时变信号。它在功率谱上表现为具有一定宽度的峰，通常用Lorentz函数描述：

$$P_\nu \propto \lambda / [(\nu - \nu_0)^2 + (\lambda/2)^2], \quad (1)$$

其中 ν_0 是峰值频率，描述了QPO在功率谱上的位置；而 λ 是半高全宽(FWHM，单位为Hz)，与信号的耦合时间相关。人们通常把这两个量的比值定义为品质因子 Q ，

$$Q \equiv \nu_0 / \lambda, \quad (2)$$

用来表征QPO信号的相干性^[16,17]。QPO就是功率密度谱上 $Q > 2$ 的一些峰， $Q < 2$ 的峰为噪声。信号的强度通常由百分比均方根振幅(rms)描述， $rms \propto P^{1/2}$ (其中 $P = \int P_\nu d\nu$ 是QPO信号所覆盖的功率谱积分)，表示信号振幅占总流量的百分比^[18]。这样，就可以用3个特征量：峰值频率、品质因子和均方差振幅来描述QPO信号。

在功率谱上，kHz QPO信号的时标在毫秒量级。早在1971年，Shvartsman就意识到毫秒级的变化信号产生于物质吸积到致密星的过程^[19]。1995年底，罗西X射线时变探测器(RXTE)^[20]发射，主要用于研究中等能谱分辨率X射线源的时变性质，其升空两个月后，在Sco X-1^[21-23]和4U 1728-34^[24-26]中相继发现了kHz QPO现象，从而使kHz QPO现象最终得到证实，一系列LMXB的kHz QPO现象得到探测和研究^[18]。Z源中，kHz QPO通常出现

在HB和NB的顶端, 而Atoll源中kHz QPO 出现在IS 和LB的左端^[8, 13], 同时kHz QPO也出现在一些弱LMXBs, 包括毫秒脉冲星^[27]。

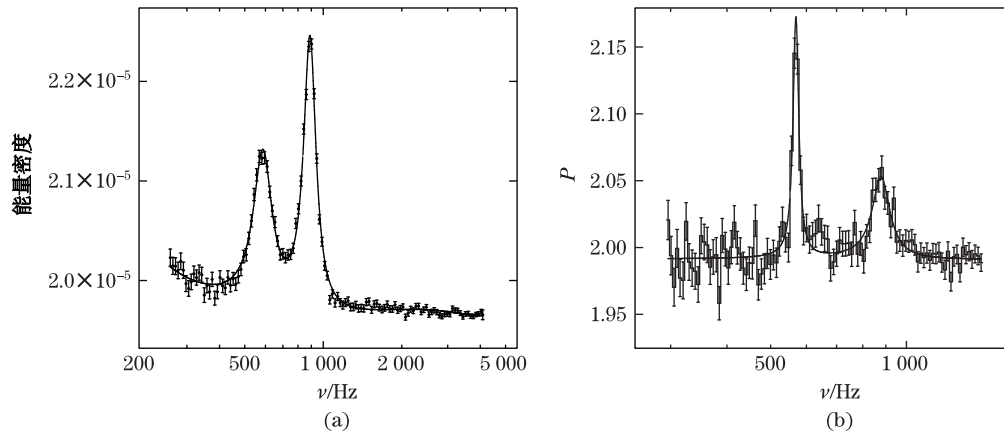


图 1 kHz QPO 对频

(a)为 Z 源 Sco X-1 的 kHz QPO 对频^[32]; (b)为 Atoll 源 4U 1608-52 的 kHz QPO 对频^[95], 是其 1998 年爆发下降部分的功率密度谱图, 其中第 2 个 kHz QPO 是通过直接检测的快速傅里叶变换 (FFT) 方法在其 1998 年爆发的下降部分中探测到。

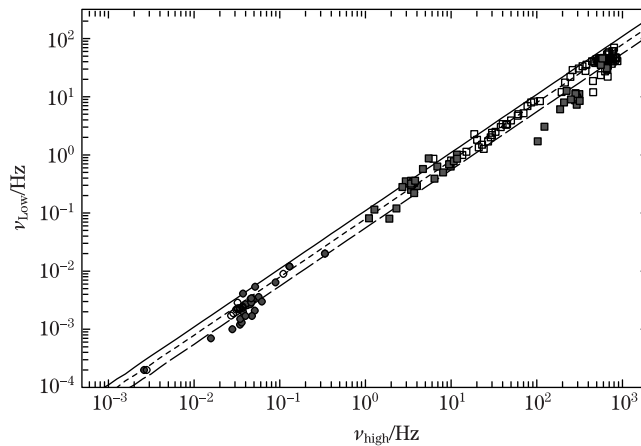


图 2 QPO 高频相对于低频关系图

其中高频是 kHz QPO 的下频, 低频是 HBO 频率; 高低频率呈现线性关系, 并延伸包括白矮星的高低频率^[96]。数据来源于文献^[29, 97, 98]。

kHz QPO 通常成对出现在功率谱上 (见图 1), 对频中较高的峰值频率称为高频 ν_2 , 另一个峰值频率称低频 ν_1 , 对频间隔是几百 Hz, 与中子星自旋频率 (或自旋频率的一半) 的差别一般不超过 20%。kHz QPO 对频之间以及与其他频段 QPO 相互关联^[13], 且 Z 源中与 Atoll 源中的各种相关性基本一致。而 kHz QPO 下频与低频 QPO 之间呈线性关系^[28, 29]。其频率在短时标 (数小时) 内通常随光度的增大而增大, 其频率间隔 $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ 通常随着光度的增大而减小, 如 Sco

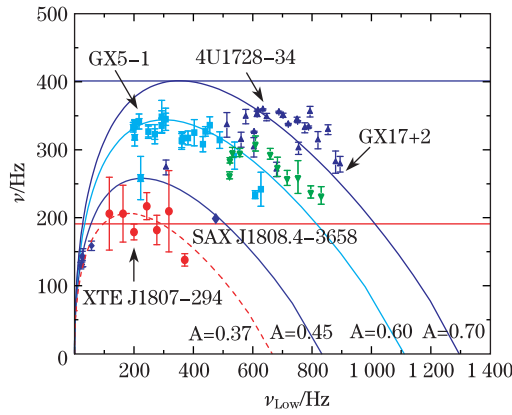


图3 kHz QPO 频率差相对于下频关系图

两个X射线脉冲星SAX J1808.4-3658 和XTE J1807-294^[99] 的QPO频率低于其他Atoll和Z源的值, 曲线是kHz QPO模型的结果^[69]。

X-1^[30]。但最近发现在 Cir X-1 中, 频率间隔随着光度的增大而增大^[31]。而在长时标上与光度没有相关性, 但在 $\nu - L_x$ 图上描出一系列的平行线^[32]。

kHz QPO上频与下频之间关系的统计分析发现存在强相关性, 文献中经常用幂律关系 $\nu_1 \approx \nu_2^b$ ^[33-36] 和线性关系 $\nu_2 = A\nu_1 + B$ (如图2、3)^[37] 来拟合对频之间的关系。事实上幂律关系可以自然地给出频率间隔先增大后减小的变化趋势, 而线性关系无法统一解释Z源中频率间隔的这一变化趋势。幂律指数在两类源之间存在系统性差异, Z源中的幂律指数相对较大。此外, Z源在上频约为 840 Hz 附近似乎存在拐点, 对于较高的频率幂律指数较小。

观测还发现kHz QPO对频与自转频率的比值分布在1和1/2附近^[27,38], 且当kHz QPO对频和自转频率都观测到时 (图4是26个kHz QPO源的自转频率分布图), 它们之间存在相关性^[44]。

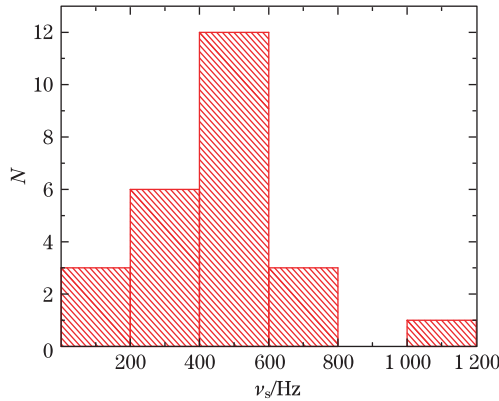


图4 26个自转频率的分布图
具体的源参数及参考文献见表1

表 1 RXTE探测到的LMXBs中子星自转频率

源名称	ν_s/Hz	P/ms	参考文献
毫秒脉冲星(8)			
IGR J00291+5934	599	1.67	[39]
XTE J0929-314	185	5.41	[39]
XTE J1751-305	435	1.87	[39]
XTE J1807-294	191	5.24	[42]
SAX J1808.4-3658	401	2.49	[39]
XTE J1814-338	314	3.18	[39]
HETE J1900.1-2455	377	2.65	[39]
XTE 1739-285 ¹⁾	1122	0.89	[43]
Atoll源(11)			
XB 1254-690	95	10.5	[41]
4U 1608-52	619	1.62	[39]
4U 1636-53	581	1.72	[39]
4U 1702-43	330	3.03	[39]
4U 0614+09	415	2.41	[39]
4U 1728-34	363	2.75	[39]
KS 1731-260	524	1.91	[39]
A 1744-361	530	1.89	[39]
SAX J1750.8-2900	601	1.66	[39]
Aql X-1	549	1.82	[39]
4U 1916-05	270	3.70	[39]
其他源(7)			
EXO 0748-676	552	1.72	[40]
MXB 1659-298	567	1.76	[39]
MXB 1743-29	589	1.70	[39]
SAX J1748.9-2021	442	2.26	[39]
GS 1826-238	611	1.64	[39]
IGR J17191-2821	294	3.40	[39]
SWIFT J1756.9-2508	182	5.49	[39]

注: 1) XTE 1739-285的自旋1122 Hz有待进一步确认

1.3 kHz QPO信号的相干性

Barret等人用RXTE的数据详细研究了3个Atoll源4U 1608-52、4U 1636-536和4U 1735-44的品质因子和均方根振幅与频率的关系^[16,45,46]，发现其下频在某一频率（对于4U 1608-52， $\nu_1 \approx 800$ Hz；对于4U 1636-536， $\nu_1 \approx 850$ Hz）以下与品质因子正相关，在这个频率左右品质因子达到最大值（对于4U 1608-52， $Q \approx 200$ ；对于4U 1636-536， $Q \approx 222$ ）之后突然下降，而高频QPO的频率与耦合时间没有明显的相关性。4U 1636-536的下频的均方根振幅在600~820 Hz间大约是常数，然后随频率的增加而减小（见图5）。在这之后，他们又对6个Atoll源进行分析^[17]，发现除4U 0614+09外的其他5个源下频的品质因子在高频处均有突然的下降，在4U 0614+09中只探测到随频率增加的部分。而除4U 1728-34外的源的高频品质因子一直随频率的增加而增加，直到可探测的最大频率。Méndez^[47]研究了7个Atoll源和5个Z源的均方根振幅和品质因子与光度的关系，发现上下频均方根振幅的最大值（ r_{\max} ）都随光度增加而指数减小；下频的品质因子的最大值随光度先增加后指数下降，且比均方根振幅下降得快；而上频的品质因子几乎不依赖于光度。Barret等人认为这样的观测现象是中子星最小稳定圆轨道的特征^[17]，并讨论了其中的影响因素。另外，一些观测证据表明同类中子星LMXB源观测到的千赫兹QPO的相干性的降低是由于中子星表面辐射力作用的缘故^[48-50]。

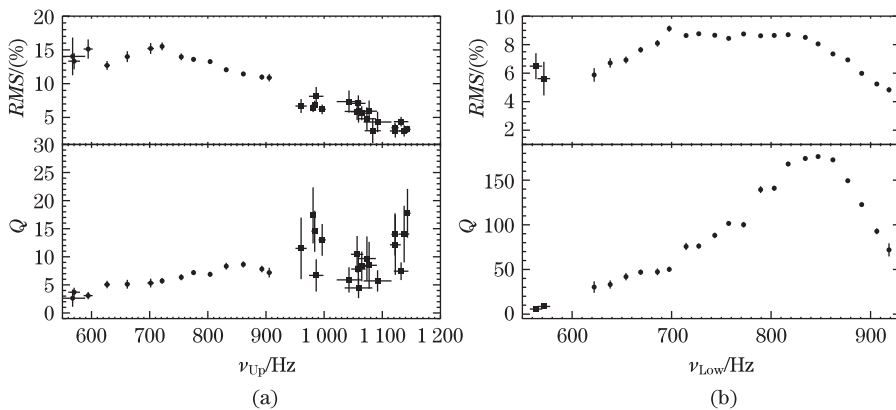


图5 4U 1636-53的 Q 因子和均方根振幅与频率关系图^[16]

(a)上图为均方根振幅与上频关系图，(b)下图为 Q 因子与上频关系图。此数据来自RXTE正比计数器(PCA)，观测时间从1996年4月至2004年9月，图中每个数据点的曝光时间大于600s。在数据处理过程中并没有过滤原始数据，分析中只是删除了X射线爆发的时间间隔，使用其他所有光子^[16]。

2 对kHz QPO现象的理论解释

LMXB系统中，伴星提供物质的方式大致有3种：(1)若伴星是一个充满洛希瓣的巨星，则物质可以通过第一拉格朗日点流到致密星上；(2)若伴星的体积比洛希瓣小得多，则物质的输运可依靠星风驱动，当星风由伴星向外吹时，一部分被致密星捕获，最后流到致密星表

面上; (3) 若伴星上存在一些向外喷射物质的活动斑点, 那么当它喷射的物质流扫过致密星时, 就可被致密星所吸积。伴星提供物质的方式不同, 对于吸积过程有一定影响。但由于吸积物质的能量释放都是在致密星附近进行, 所以 X 射线的发射与伴星提供物质的方式关系并不太大。在致密星附近, 稳定吸积运动与致密星的磁场和下落物质的特性有关。吸积物质在具有较大角动量的情况下就形成一个吸积盘。吸积盘内的物质沿螺旋轨道向内运动, 逐步旋至致密星表面。这时吸积物质之间的粘滞作用会释放出引力能, 转化为 X 射线从吸积盘表面辐射出去。

目前, 对 kHz QPO 的产生机制众说纷纭。由于其动力学时标与吸积盘最内部区域 (及致密星附近) 物质的运动时标一致, 因此普遍认为 kHz QPO 产生于中子星表面附近的强引力场区域, 主要考虑的因素分为两种: (1) 在吸积盘的内边界, 由于磁场作用的突然增强和吸积环境的突然变化, 导致能量的激烈释放; (2) 致密星附近的相对论效应。

2.1 磁场与吸积盘内边界物质相互作用的结果

从天体的吸积过程来看, 能够引起巨大的能量释放的因素必然是吸积环境的突然变化。由于在整个吸积盘中影响物质运动的主要角色是引力和磁场, 因此当磁压和物质下落的引力势能相当时, 会阻止物质的下落, 从而引起环境的变化。

2.1.1 磁球拍频模型

从最初探测到的 kHz QPO 信号分析, 两个 kHz QPO 的峰值频率同时增加, 而其间隔在误差允许范围内为常数, 这就启发人们用拍频模型来解释此现象^[51, 52]。拍频模型最初由 Alpar 和 Lamb 等人提出, 用来解释 GX5-1 中 20~40 Hz 和 Cyg X-2 中 5~50 Hz 的 HBO, 即磁球拍频模型^[53, 54]。其物理环境是弱磁中子星以近爱丁顿吸积率吸积物质, 其周围形成开普勒盘。吸积的物质由于相互间的摩擦和粘滞效应, 不断损失角动量而螺旋式朝中子星运动, 下落过程中释放的引力能部分被辐射出去。盘的内部区域以辐射压为主。由于热不稳定性 and 吸积物质间的相对运动等因素, 这些区域的等离子体空间分布不均匀, 形成一些高密度的团块。这些团块在开普勒盘的内边界以开普勒频率运动, 形成 kHz QPO 中的上频。由于摩擦和粘滞效应, 这些等离子体团块不断损失角动量而径向朝磁球漂移。而在开普勒盘和磁球中间的边界层区域, 中子星磁通和等离子体的磁通会发生重联, 而且由于等离子体间的相对运动产生开尔文-亥姆霍兹不稳定性, 这些因素使高密度的等离子体团块散开, 并很快与中子星共转或吸积到中子星表面而发射 X 射线。如果吸积盘的辐射不是轴对称的, 则在某一个方位角等离子体与磁球的相互作用会远大于其他方位角, 因此在这个方向产生相对于磁球以拍频 $\nu_b = \nu_K - \nu_s$ 的模式, 即对频中的下频。这个模型后来被 Lamb 等人^[55]进一步发展并用来解释早期在 Z 源中发现的单个 15~60 Hz HBO^[14]。由于此模型认为角向不均匀结构与中子星共转, 因此不适用于轴对称吸积。

2.1.2 声点拍频模型

Miller 和 Lamb 等人考虑到吸积物质下落的速度与声速的关系, 提出了声点拍频模型^[56]。这个模型同样认为高频是物质运动在特定半径处的开普勒频率, 而低频是开普勒频率和中子星自旋频率的拍频。但它假定在这一特定半径附近, 吸积盘内部区域的物质以声速向里运动,

因此称这个半径为声点半径。在开普勒盘的内边界,由于磁湍流、较差制冷以及辐射的影响产生密度的不均匀性,形成等离子体团块。如果这些团块在流体开始超声速下落的半径外形成,则在它们到达致密星表面时已经被驱散;而如果在这个半径里面形成,产生的团块的扩散时间是下落至中子星表面时间的100倍,则不会被破坏。在声点半径外,流体以亚声速向内扩散至声点半径,然后以超声速螺旋下落。声点半径内由于径向速度急剧增加,所以吸积盘中等离子体密度减小。来自某一团块的气体螺旋下落并以开普勒频率旋转,与中子星碰撞产生明亮的弧形X射线发射区,这个区域沿中子星赤道以开普勒频率旋转。由于中子星自转引起的参照系拖曳会影响到开普勒频率,因此上频微弱地依赖于自旋。而由于角动量损失,开普勒流下落部分渗透进磁球下落到中子星表面,另一部分沿磁场线运动至表面,与中子星碰撞处产生热斑。如果这些热斑与自旋不同轴,则会产生旋转X射线辐射束,并在辐射压力的作用下做周期振荡。这个模型仍然预言了一个常数频率差 $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1 = \nu_s$ 。随后此模型被修改为频率间隔可以小于自转频率几十赫兹^[57]。进而,Lamb和Miller^[58]提出拍频为盘上声点半径和共转半径处轨道频率的差,给出频率间隔可以为自转频率的一半。随着LMXB中kHz QPO和自转频率的数据越来越多,拍模型已经与大多数观测数据不符。

2.1.3 边界势垒模型

Titarchuk等人用中子星周围的一个热边界区域(离心势垒的动力学)来解释LMXBs中的千赫兹变化信号。在中子星吸积过程中,携带角动量较大的吸积物质在中子星周围形成一个吸积盘;另一部分围绕中子星做亚开普勒旋转的物质受中子星引力作用自由下落,直到中子星周围的离心势垒阻止其下落^[59]。因此,中子星附近存在两个区域:吸积盘和边界区。边界区即吸积盘的内边界到中子星表面之间的区域,由于吸积物质下落过程中因粘滞和摩擦作用而损失角动量,因此在这个区物质运动是非开普勒的。这样考虑到吸积盘与中子星的磁球相互作用的边界层^[60-63],再联合一些流体力学和运动学时标,可以组合出一系列kHz QPO模型。其发射位置是吸积的物质剧烈释放引力能从而使离心力大于引力的离心势垒区。在这个区域,粘滞应力使部分角动量向外传输,等离子体密度的不均匀性使部分物质获得更多角动量而做超开普勒旋转,并在垂向和径向经历驰豫振荡。这些不同模式的振荡频率等于某一主频时发生共振,这个主频就是kHz QPO的上频,下频是物质做开普勒运动的频率,而两个频率间隔是旋转的吸积盘中科里奥利力产生的主频分解效应的贡献^[60]。Osherovich和Titarchuk利用瑞利-泰勒不稳定性来描述kHz QPO的产生^[64,65]。在他们的模型中,观测到的千赫兹QPO是罗斯比型(Rossby type)瑞利-泰勒引力波的本征现象。罗斯比型瑞利-泰勒引力波是指在旋转坐标系下,大尺度流体运动引起的引力波。经典的处理方法是把这样的引力波看成是在科里奥利力作用下的开普勒振荡子,因此kHz QPO被认为与中子星磁球在赤道面附近的转动频率有关。

2.1.4 磁流体阿尔文波振荡模型

阿尔文波是磁流体中沿着磁力线传播的横波。太阳物理中用其解释冕环中5~8 min的QPO^[66-68]。而吸积盘具有和日冕中类似的磁流体环境,Zhang^[69]认为kHz QPO由类似的振荡机制产生,提出阿尔文波振荡模型。假设中子星磁场为偶极磁场,吸积物质下落过程中在某一特定的半径位置,磁压等于下落物质对磁场线的撞击压,这时中子星的吸积模

式由低密度的球吸积向高密度极冠吸积转化, 从而引起磁流体湍流并释放大量能量。在这个转换半径的位置, 吸积的物质一部分围绕中心中子星做开普勒运动, 形成kHz QPO的上频; 另一部分物质由于角动量损失螺旋下落, 最后沿磁场运动落至中子星极冠。落到极冠的这部分物质一部分继续沿磁场线运动进入磁球内部; 另一部分沿场线被反弹回去, 并撞击环向磁力线引起其阿尔文振荡, 形成QPO的下频。通过计算发现, 上频和下频分别与转换半径上的球吸积面积和极冠吸积面积的平方根成正比, 因此这两个频率均依赖于在转换半径上两种吸积的吸积质量物质密度。阿尔文波振荡模型预言的频率间隔随千赫兹频率的增大先增大后减小。它只需要吸积流围绕一个具有偶极磁场的引力源运动, 而不需要中心天体非常致密。

2.1.5 其他涉及磁场与吸积盘内边界物质相互作用的模型

Li和Zhang^[70]假定kHz QPO上频为吸积物质的轨道运动频率, 其位置处在转换磁层中最大转动频率处, 而这个频率小于此位置的开普勒频率; kHz QPO下频为此位置磁流体驻波快速扭结模式频率。考虑盘和中子星磁场的相互作用将自转频率引入。这个模型的作用是将中子星自旋引入kHz QPO频率中, 而不需要采用拍模型方式。基于此项发展可以得到与观测对比接近的理论模型^[71, 72]。

2.2 相对论效应

致密星体周围具有极强的引力场, 因此在它周围运动的物体会产生一些相对论效应。

2.2.1 相对论进动模型

考虑一个围绕快速旋转的中子星运动的试验粒子, 当它受到一个小扰动时, 其轨道平面会偏离原来的赤道平面运动。这个小扰动会使粒子除了绕中子星以 $v_K = (M/4\pi^2 r^3)^{1/2}$ (与角向频率 v_ϕ 一致) 做开普勒运动外, 还产生沿半径方向和垂直运动平面方向的振荡, 振荡频率分别是 v_r 和 v_θ 。另外由于快速旋转的中子星会产生参照系拖曳效应, 则运动的粒子会发生进动。Lense和Thirring在1918年第一次在忽略粘滞性和弱场极限的条件下计算了节点进动频率^[73], $v_{LT} \propto I/M$, 成为Lense-Thirring进动频率。其中 I 是中子星的转动惯量, 而 M 为中子星的质量。可见这个进动频率对中子星的物态方程和质量具有很强的依赖性^[74]。此外, 中子星的自转会使其本身的形状呈扁圆性, 这样的结构产生的引力场不再是球对称的, 其引力势会多出一项四极项。这样的引力势也会使轨道平面偏离赤道平面而产生经典进动^[74], 其进动频率($\propto r^{-7/2}$)小于Lense-Thirring进动频率($\propto r^3$)。这两个频率共同产生了粒子的轨道进动频率。假设粒子的运动主要受中子星引力支配^[75], 则径向振荡的频率为 $v_r = v_\phi(1 - 6M/r)^{1/2}$ 。当粒子接近最小稳定轨道 $r \rightarrow 6M$ 时, $v_r \rightarrow 0$, 进动频率为 $v_{per} = v_\phi - v_r \rightarrow v_\phi$ ^[76]。因此其频率间隔 $\Delta v \equiv v_r$ 是随频率的增大先增大后减小。根据这个模型预言的中子星周围轨道运动频率可以限制中子星的质量和半径: (1) 中子星的半径需小于轨道半径; (2) 最小稳定轨道也必须小于轨道半径。条件(1)给中子星半径提出了依赖质量的上限, 而条件(2)是对质量的上限。在希瓦茨几何中, $6GM/c^2 < (GM/4\pi^2 v^2)^{1/3} \Rightarrow M < c^3/(2\pi 6^{3/2} Gv)$ 。要使这个模型的结果与观测数据符合, 则致密星质量应为 $2M_\odot$, 远大于所观测到中子星质量的平均值 $1.4M_\odot$ ^[77]。另外, 由此模型估算出的吸积能毫秒脉冲星SAX J1808.4-3658的质量大于 $3M_\odot$ ^[78]。

2.2.2 相对论共振模型

相对论共振模型主要用于解释黑洞中观测到的2:3的高频QPO^[79]。黑洞吸积盘的内边界与中子星不同,只有角动量对半径的一阶导数大于零的轨道才是稳定轨道,而等于零的轨道就是最小稳定轨道^[80]。其中最小稳定圆轨道可以看作是有效势阱的极小值。在这个轨道上运动的粒子或者静止在最小值上,即做开普勒运动;或者由于受到湍流扰动而做径向振荡,即做本轮运动,这个振荡的频率就是该轨道上的本轮频率。现在考虑平坦时空中一个矢量沿闭合曲线运动一周^[81],则其始末方向完全不变;而在弯曲时空中这种不变性却只有在一定条件下才满足。如果这一闭合曲线是一个圆轨道,并且受到一个小的扰动,在欧几里德空间中,如果引力势是球对称的,则粒子轨道运动频率 Ω 的平方与径向本轮振荡频率 ω_r 的平方相等;而在非欧几何中,两个频率却不相等。以史瓦西时空为例,两个频率只有满足 $n\Omega = m\omega_r$ 时,轨道才是闭合的。从这个意义上说,假设黑洞周围的时空是史瓦西时空,则它吸积的物质运动的闭合轨道是量子化的。在这样的吸积盘中运动的粒子,其轨道频率和径向本轮频率满足上述条件时,就会发生共振,产生QPO^[82]。该振荡是非线性振子的非简谐振荡^[79,83]。考虑几何薄光学厚的吸积盘,其中心致密天体的自转使盘中局部地产生椭圆状的漩涡。而这些漩涡在接近最小稳定轨道时逐渐消失,这就提供了在该轨道附近激发相对大幅度的漩涡扰动的条件。这些漩涡使粒子的轨道运动偏离吸积盘平面,而引力势梯度和熵梯度的存在给盘的垂直简谐振荡提供了加速度。这样不同模式的振荡通过与焓有关的热力学量相互耦合,其中的两个本轮频率达到某一特定比值时,就会发生参数共振。一种模式振荡幅度的增加会引起与之共振的另一种模式的指数增长,从而产生频率为特定比值的QPO^[84]。作为一个特例,在吸积盘中存在由于引力梯度和压强梯度共同作用引起的内部引力振荡(g模式振荡)和由于压强梯度引起的声波振荡模式(p模式振荡)^[85,86]。Kato等人^[87]进一步发展了g模式振荡,提出破缺盘共振模型,认为吸积盘受到绝热的、非粘滞性扰动会发生破缺,在破缺盘沿水平方向的共振中产生了kHz QPO。随后Kato^[88-90]又研究了不同模式的扰动。

3 总结和展望

本文总结了近期kHz QPO现象的理论解释。其中相对论共振模型是一个纯数学模型,直接从小非线性振荡的数学理论解释了QPOs的基本观测现象,并很好地解释了频率关系,没有涉及到吸积流的物理。而黑洞和中子星的谱态依靠详细的物理激发、制动和调制,这涉及到辐射转移的计算。有关该模型的一些物理问题到目前为止还无法解释,比如:(1)如果吸积盘的振荡产生QPO,那么这种振荡如何调制X射线流量;(2)发生共振的模式究竟是哪两种,相应的调制机制是什么;(3)这些模式是怎么被激发的,它们之间又是怎么耦合的;(4)激发共振的能量是什么,等等。QPO观测数据日益丰富,在对数据的统计分析中也发现其越来越多的性质。而对QPO的产生机制的理论解释至今仍很薄弱,没有一个模型能够统一解释所有的观测现象。Titarchuk等人^[91]发现白矮星、黑洞和中子星中kHz QPO的下频和低频QPO在5个量级上呈线性关系。kHz QPO信号只在中子星系统中探测到,而在恒星级黑洞中探测到hHz

QPO。对于白矮星, 强引力场的效应较弱; 黑洞又不存在磁场效应。因此可以推断kHz QPO信号是强引力场和磁场环境中的产物, 而吸积盘的内边界是其产生的场所, 吸积率的变化起了一定的调节作用。成对的kHz QPO信号在20多个LMXB中观测到^[92], 但是成对信号的对频间却有规律可循。下频信号较上频具有高相干性, 在某一频率(比如4U 1636–536: 920Hz)以上, 下频不再出现, 而上频的品质因子不再随频率稳定增长而是变得杂乱。种种迹象表明成对kHz QPO的产生是相互制约的。成对的kHz QPO信号在Z源和Atoll源中表现出不同的相干性。X射线毫秒脉冲星中的kHz QPO与Z源和Atoll源中的kHz QPO相差约为1.5倍因子, 这又启发人们考虑kHz QPO信号是否与X射线脉冲的产生机制具有相关性。

自转频率在kHz QPO的理论机制研究中起着非常重要的作用。设想kHz QPO产生于磁球半径上, 而磁球半径由磁场和吸积率共同决定, 短时标内磁场不变, 则磁球半径随吸积率振荡, 进而引起kHz QPO频率的变化。而平均吸积率给出平均磁球半径, 对应于kHz QPO的平均值。从X射线双星演化的时标来看, 中子星通过吸积得以加速, 同时磁场被耗散而衰减, 这样磁场与自转同步演化并相关联。因此可以从分析QPO与自转频率之间的相关性找到QPO产生机制的突破口。

QPO信号在3类致密星体中(中子星、白矮星和恒星级黑洞)普遍存在, 并相互关联又各具特性。中子星系统中的kHz QPO一般成对出现。这些不同类型源中QPO信号不同性质的出现启发人们去探索各类源的性质和特点, 进一步确定kHz QPO信号的发射物理机制, 从而推动对这一现象的研究和认识。

致谢

感谢张双南研究员、余文飞研究员、李向东教授和李惕培院士的指导和建议。

参考文献:

- [1] 王绶琯, 周又元. X射线天体物理学. 北京: 科学出版社, 1999: 390
- [2] Bradt H V D, McClintock J E. ARA&A, 1983, 21: 13
- [3] Podsiadlowski P, Rappaport S, Pfahl E D. ApJ, 2002, 565: 1107
- [4] Liu Q Z, van Paradijs J, van den Heuvel E P J. A&A, 2001, 368: 1021
- [5] Bhattacharya D, van den Heuvel E P J. Phys. Rept., 1991, 203: 1
- [6] Lamb F, Yu W F. ASPC, 2005, 328: 299
- [7] Wijnands R, van der Klis M. Nature, 1998, 394: 344
- [8] van der Klis M. ARA&A, 2000, 38: 717
- [9] Hasinger G, van der Klis M. A&A, 1989, 225: 79
- [10] Wang J, Zhang C M, Zhao Y H, et al. A&A, 2011, 526: 88
- [11] van der Klis M. AIPC, 2008, 1068: 163
- [12] Hasinger G. RvMA, 1990, 3: 60
- [13] van der Klis M. Compact Stella X-ray Sources. Lewin W H G, van der Klis M, eds. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 39
- [14] van der Klis M. ARA&A, 1989, 27: 517
- [15] Yu W F. ApJ, 2007, 659: L145
- [16] Barret D, Olive J, Miller M C. MNRAS, 2005, 361: 855
- [17] Barret D, Olive J, Miller M C. MNRAS, 2006, 370: 1140

- [18] van der Klis M. NATO, ASI C Proc, 1998, 515: 337
- [19] Shvartsman V F. Soviet Astronomy, 1971, 15: 377
- [20] Bradt H V, Rothschild R E, Swank J H. A&AS, 1993, 97: 355
- [21] van der Klis M, Sank J H, Zhang W, et al. IAUC, 1996, 469: 6319
- [22] van der Klis M, Sank J H, Zhang W, et al. ApJ, 1996, 469: L1
- [23] van der Klis M, Wijnands R, Chen W, et al. IAUC, 1996, 469: 6424
- [24] Strohmayer T, Zhang W, Swank J. IAUC, 1996, 469: 6320
- [25] Strohmayer T, Smale A, Day C, et al. IAUC, 1996, 469: 6387
- [26] Strohmayer T, Zhang W, Swank J, et al. ApJ, 1996, 469: L9
- [27] Wijnands R, van der Klis M, Homan J, et al. Nature, 2003, 424: 44
- [28] Psaltis D, Belloni T, van der Klis M. ApJ, 1999, 520: 262
- [29] Belloni T, Psaltis D, van der Klis M. ApJ, 2002, 572: 392
- [30] Méndez M, van der Klis M. ApJ, 1999, 517: L51
- [31] Boutloukos S, van der Klis M, Altamirao D, et al. ApJ, 2006, 653: 1435
- [32] van der Klis M, Wijnands R, Horne K, et al. ApJ, 1997, 481: L97
- [33] Psaltis D, Mendez M, Wijnands R, et al. ApJ, 1998, 501: L95
- [34] Yin H X, Zhang C M, Zhao Y H, et al. ChJAA, 2005, 5: 595
- [35] Zhang C M, Yin H X, Zhao Y H, et al. MNRAS, 2006, 366: 1373
- [36] Yin H X, Zhao Y H. Adv. Space Res., 2007, 40: 1522
- [37] Belloni T, Mendez M, Homan J. A&A, 2005, 437: 209
- [38] Linares M, van der Klis M, Altamilano D, et al. ApJ, 2005, 634: 1250
- [39] Boutloukos S, Lamb F K. AIP Conf. Proc., 2008, 983: 533
- [40] Galloway D K, Lin J R, Chakrabarty D, Hartman J M. arxiv:0910.5546, 2009
- [41] Strohmayer T, Bildsten L. Compact Stellar X-ray sources. Cambridge: Cambridge University Press, 2006: 113
- [42] Wijnands R. Pulsars New Research. US: Nova Science Publishers, 2006: 53
- [43] Kaaret P, Prieskorn Z, in't Zand J, et al. ApJ, 2007, 657: L97
- [44] Yin H X, Zhang C M, Zhao Y H, et al. A&A, 2007, 471: 381
- [45] Barret D, Kluniak W, Olive J F, Paltani S, Skinner G K. MNRAS, 2005, 357: 1288
- [46] Barret D, Olive J F, Miller M C. Astronomische Nachrichten, 2005, 326: 808
- [47] Méndez M. MNRAS, 2006, 371: 1925
- [48] Yu W F, van der Klis M. ApJ, 2002, 567: 67
- [49] Yu W F, van der Klis M, Jonker P G. ApJ, 2001, 559: 29
- [50] Yu W F. AIP conference proceedings, 2008, 968: 215
- [51] Strohmayer T E, Zhang W, Swank J H, et al. ApJ, 1996, 468: L9
- [52] Ford E, Kaaret P, Tavani M, et al. ApJ, 1997, 475: L123
- [53] Alpar M A, Shaham J. Nature, 1985, 316: 18
- [54] Lamb F K, Shibazaki N, Alpar M A, Shaham J. Nature, 1985, 317: 24
- [55] Shibazaki N, Lamb F K. ApJ, 1987, 318: 767
- [56] Miller M C, Lamb F K, Psaltis D. ApJ, 1998, 508: 791
- [57] Lamb F K, Miller M C. ApJ, 2001, 554: 1210
- [58] Lamb F K, Miller M C. astro-ph/0308179, 2003
- [59] Chakrabarti S, Titarchuk L G. ApJ, 1995, 455: 623
- [60] Titarchuk L, Lapidus I, Muslimov A. ApJ, 1998, 499: 315
- [61] Titarchuk L, Osherovich V, Kuznetsov S. ApJ, 1999, 525: L129
- [62] Titarchuk L. ApJ, 2002, 578: L71
- [63] Li L, Narayan R. ApJ, 2004, 601: 414
- [64] Osherovich V, Titarchuk L. ApJ Letters, 1999, 522: L113
- [65] Titarchuk L. ApJ, 2003, 591: 354
- [66] Aschwanden M J, et al. ApJ, 1999, 520: 880

- [67] Nakariakov V M, et al. *Science*, 1999, 285: 862
- [68] Robert B. *Sol.Phys.*, 2000, 193: 139
- [69] Zhang C M. *A&A*, 2004, 423: 401
- [70] Li X D, Zhang C M. *ApJ*, 2005, 653: L57
- [71] Shi C S, Li X D. *MNRAS*, 2009, 392: 264
- [72] Shi C S, Li X D. *ApJ*, 2010, 714: 1227
- [73] Lense J, Thirring H. *Phys. Z.*, 1918, 19: 156
- [74] Stela L, Vietri M. *ApJ*, 1998, 492: L59
- [75] Stella L, Vietri M. *PRL*, 1999, 82: 17
- [76] Stella L, Vietri M, Morsink S M. *ApJ*, 1999, 524: L63
- [77] Lattimer J M, Prakash M. *PhR*, 2007, 442: 109
- [78] Zhang C M, Wei Y C, Yin H X, Zhao Y H, Lei Y J, Song L M, Zhang F, Yan Y. *Sci. China*, 2010, 53: 114
- [79] Abramowicz M, Kluźniak W. *A&A*, 2001, 374: L19
- [80] Kluźniak W, Abramowicz M A. *Acta Physica Polonica B*, 2001, 32: 3605
- [81] Abramowicz M A, Almergren G J E, Kluźniak W, Thampan A V, Wallinder F. *Class. Quant. Grav.* 2002, 19: L57
- [82] Abramowicz M, Kluźniak W. *Stuclik Z, et al. astro-ph/0401464*, 2004
- [83] Kluźniak W, Abramowicz M A, Kato S, et al. *ApJ*, 2004, 603: L89
- [84] Kluźniak W, Abramowicz M A. *astro-ph/0203314*, 2002
- [85] Wagoner R V. *Phys. Rept.*, 1999, 311: 259
- [86] Kato S. *PASJ*, 2001, 53: 1
- [87] Kato S. *PASJ*, 2001, 53: L37
- [88] Kato S. *PASJ*, 2003, 55: 801
- [89] Kato S. *PASJ*, 2005, 57: 699
- [90] Kato S. *PASJ*, 2009, 61: 1237
- [91] Titarchuk L, Wood K. *ApJ*, 2002, 577: L23
- [92] van der Klis M. *AIPC*, 2008, 1068: 163
- [93] Jonker P G, Méndez M, van der Klis M. *MNRAS*, 2002, 336: L1
- [94] Méndez M, van der Klis M, Ford E C, et al. *ApJ*, 1999, 511: L49
- [95] Méndez M, van der Klis M, Wijnands R. *ApJ*, 1998, 505, L23
- [96] Zhang C M, Yin H X, Zhao Y H. *PASP*, 2007, 119: 39
- [97] Mauche C W. *ApJ*, 2002, 580: 423
- [98] Warner B, Woudt P A. *MNRAS*, 2002, 335: 84
- [99] Zhang F, Qu J L, Zhang C M, et al. *ApJ*, 2006, 646: 1116

Theoretical Explanation of kHz QPOs in Neutron Star Low-Mass X-Ray Binaries

WANG Jing¹, ZHANG Cheng-min¹, YIN Hong-xing², SONG Li-ming³, QU Jin-lu³,
LEI Ya-juan³, ZHANG Fan³, ZHANG Guo-bao³, LIN Yong-feng⁴

(1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. School of Space Science and Physics, Shandong University at Weihai, Weihai 264209, China; 3. Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China; 4. Department of Physics and Tsinghua Center for Astrophysics,

Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: In the power density spectrum of neutron star in low mass X-ray binaries (LMXBs), the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) detected kilohertz quasi-periodic oscillations (kHz QPOs). The frequencies of kHz QPOs range from a few hundreds to thousand, which corresponds to the dynamical time-scale for accreting matter in the inner part of the accretion disk. Therefore, it is generally thought to be occurred in the accretion flow close to the neutron star surface, which brings the information from the central compact star and its strong gravitational field, such as mass, spin period, angular momentum, radius, magnetic field, and so on. So, the kHz QPOs of accreting compact objects open up a new window on the physics of strong gravity and dense matter. Based on the basic phenomena of kHz QPOs, we primarily introduce the theoretical interpretations of kHz QPOs. There are two kinds of models for explain the kHz QPO theoretically. One is involved in the effects of magnetosphere, including the beat-frequency explanation and *Alfvén* wave oscillation model. Both of them consider the interaction between the inner accretion disk and the magnetosphere. But the beat-frequency model predicts a constant frequency interval. With the increasing data, it is found that the frequency interval is variable. So this model is inapplicable. The other relates to the effects of strong field for general relativity, i.e. relativity precession model (RPM) and relativity resonant model (RRM). RPM takes the lense-Thirring precession and the classical precession caused by the gravitational quadrupole term due to the compact star rotating. RRM is a pure mathematical model and only can explain the the certain ratio frequency and some frequency relations. There are many physical problems which cannot be explained by this model, such as the detailed physics that governs excitation, damping and modulation, the resonance modes and how to excite them, and so on. From the frequency relations among white dwarf, neutron star and black hole and the types of QPOs in these sources, we can infer that both magnetosphere-disk interaction and strong gravity contribute to the emission of kHz QPOs. Analyzing the special properties of the sources, we can study the emission mechanism in detail and promote the theoretical study of kHz QPOs.

Key words: X-ray binary; accretion; kHz QPO