

存在非同步转动的双星演化模型

张瑞玉^{1,2,3†} 李 焱^{1,3}

(1 中国科学院云南天文台 昆明 650011)

(2 中国科学院研究生院 北京 100049)

(3 中国科学院天体结构与演化重点实验室 昆明 650011)

摘要 通过计算双星演化中的角动量转移,研究了潮汐作用下双星系统自转与公转周期的变化以及潮汐作用对双星演化的影响.结果表明,密近双星系统在主序演化时,潮汐摩擦会在较短的时间内使自转与公转达到比较接近的状态,此后经过一个较长时间的调整才能使自转与公转达到同步转动.物质交换阶段开始后,半相接双星系统更容易出现非同步转动,而相接双星系统物质交换很难破坏系统的同步状态.同时比较了非同步双星模型与同步双星模型演化曲线在赫罗图上的不同,结果表明非同步模型在物质交换阶段主星演化曲线向赫罗图光度和有效温度高的方向移动.最后通过对统计的观测数据进行分析后发现,采用该模型可以解释观测上双星超过潮汐锁定时标后仍然存在非同步转动的现象.

关键词 双星; 密近; 恒星; 转动; 方法: 数值

中图分类号 P 153; **文献标识码** A

1 引言

目前的双星演化模型中,由转动引起的形变、子午环流、潮汐力引起的形变等效应都已经有了比较深入的研究^[1].潮汐力不仅拉伸子星产生沿连线方向的隆起,而且在子星的自转与公转周期不同时转移角动量,使自转与公转达到趋向于一致,称为潮汐锁定.由于密近双星中潮汐锁定的时标远小于核时标,因此目前的双星演化模型中一般都认为演化中两颗子星的自转与公转完全同步.实际上在双星演化中除了潮汐力之外还存在很多物理过程可以影响双星系统的转动状态,如演化中的体积变化、星风、物质交换等.如果这些物理过程的影响超过了潮汐作用的影响,系统将出现非同步转动.近年来对恒星磁场的研究表明,磁场存在的条件是恒星内部存在较差转动^[2].当双星处于非同步状态时,子星内部在潮汐作用下可能有磁场产生.因此我们在现有双星模型基础上,构造了一个非同步转动的双星演化模型,作为以后研究双星磁场的基础,同时完善我们对双星的认识.本文仔细讨论了双星演化的各个阶段内主要物理过程对子星自转和公转的影响,其中包括整个演化中体积变化、星风、潮汐作用、半相接和相接阶段的物质交换等过程,同时比较了非同步双星演化模型和同步模型的区别.在下一节中,我们将简单描述模型中使用的公式.第 3 节中,用数值方法计算了不同演化阶段双星自转与公转周期的

2011-12-01 收到原稿, 2012-02-20 收到修改稿

[†] zry@ynao.ac.cn

变化, 以及此模型中主星和次星在赫罗图上的演化. 第 4 节中, 将计算结果与观测进行了对比. 最后, 在第 5 节中我们对本工作进行了总结.

2 双星的自转和公转

2.1 公转角速度

双星系统演化时因受潮汐、子星演化、物质交换等物理过程的影响, 自转与轨道角动量都在发生变化. 对于同步转动的情况, Huang 等^[3]给出了详细的推导过程. 用类似的方法, 并考虑自转与公转间角动量转移, 可以得到非同步情况下双星系统的自转与公转角速度. 双星系统的总角动量 J 可以表示成系统的轨道角动量与自转角动量之和

$$J = J_0 + I_1\omega_1 + I_2\omega_2, \quad (1)$$

其中 J_0 表示轨道角动量, I_1 和 I_2 分别表示主星和次星的转动惯量, ω_1 和 ω_2 分别表示主星和次星的自转角速度. 引入两个无量纲参量 α 和 β :

$$\alpha = \frac{I_1\omega_1 + I_2\omega_2}{J_0}, \quad (2)$$

$$\beta = \frac{I_1\omega_1 + I_2\omega_2}{J}, \quad (3)$$

α 指的是自转角动量之和与轨道角动量之比, β 指的是自转角动量之和与总角动量之比. 对 (1) 式取微商, 则有

$$\Delta J = \Delta J_0 + \Delta(I_1\omega_1 + I_2\omega_2), \quad (4)$$

将上式两边同时除以 J_0 可得

$$\frac{\Delta J}{J_0} = \frac{\Delta J_0}{J_0} + \frac{\Delta(I_1\omega_1 + I_2\omega_2)}{J_0}, \quad (5)$$

该式可以写成如下形式

$$\frac{\Delta J}{J} \cdot \frac{J}{J_0} = \frac{\Delta J_0}{J_0} + \frac{\Delta(I_1\omega_1 + I_2\omega_2)}{J} \cdot \frac{J}{J_0}, \quad (6)$$

由于 $J/J_0 = \alpha/\beta$, 于是 (6) 式可以写成

$$\frac{\Delta J}{J} \cdot \frac{\alpha}{\beta} = \frac{\Delta J_0}{J_0} + \frac{\Delta(I_1\omega_1 + I_2\omega_2)}{J} \cdot \frac{\alpha}{\beta}, \quad (7)$$

根据 (2) 式和 (3) 式并考虑 (1) 式可得

$$\frac{\alpha}{\beta} = \frac{1}{1 - \beta}. \quad (8)$$

轨道角动量可表示为

$$J_0 = (GA)^{\frac{1}{2}} \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/2}}, \quad (9)$$

取对数, 并微商可得

$$\frac{\Delta J_0}{J_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta M_1}{M_1} + \frac{\Delta M_2}{M_2} - \frac{1}{2} \frac{\Delta M_1 + \Delta M_2}{M_1 + M_2}, \quad (10)$$

其中 G 为万有引力常数, A 表示两颗星之间的距离, M_1 和 M_2 分别表示主星和次星的质量. 将 (10) 式和 (8) 式代入 (7) 式中, 移项可得

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{2}{1-\beta} \left[\frac{\Delta J}{J} - \frac{\Delta M_1}{M_1} (1-\beta) - \frac{\Delta M_2}{M_2} (1-\beta) + \frac{1}{2} \frac{\Delta M_1 + \Delta M_2}{M_1 + M_2} (1-\beta) - \frac{\Delta(I_1\omega_1 + I_2\omega_2)}{I_1\omega_1 + I_2\omega_2} \beta \right], \quad (11)$$

等式右边第 1 项为总角动量损失对两颗星之间距离的影响, 中间的 3 项表示两颗子星质量的变化对距离的影响, 最后 1 项是演化中转动惯量的变化以及潮汐作用对距离的影响. ΔA 、 ΔM_1 和 ΔM_2 、 ΔI_1 和 ΔI_2 分别代表在 Δt 时间内两星间距、两颗星质量、两颗星转动惯量的变化. 在演化中物质交换速率与转动惯量都由双星模型给出, 在该式中右边括号中第 1 项总角动量的变化和最后 1 项两颗星自转角动量的变化是未知的, 下面先讨论总角动量变化的表达式, 自转角动量的变化在 2.2 节给出.

双星系统的总角动量 J 包括了两颗子星的自转角动量 J_1 、 J_2 与系统的轨道角动量 J_0 , 表达式为

$$J = J_0 + J_1 + J_2 = \frac{G^{1/2} A^{1/2} M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^{1/2}} + I_1 \omega_1 + I_2 \omega_2, \quad (12)$$

系统总角动量的变化 ΔJ 包含了两颗星星风物质带走的系统角动量 ΔJ_w 以及在相接阶段从外拉格朗日点丢失的物质带走的角动量 ΔJ_L ,

$$\Delta J = \Delta J_w + \Delta J_L. \quad (13)$$

我们采用文献 [1] 中使用的假设来计算星风带走的角动量, 即星风带走的物质分布于两颗子星表面的薄层中, 星风带走的角动量等于这一薄层的自转与轨道角动量之和 [1]

$$\Delta J_w = \frac{2}{3} R_1^2 \Delta M_{1w} \omega_1 + X_\omega^2 \Delta M_{1w} \Omega + \frac{2}{3} R_2^2 \Delta M_{2w} \omega_2 + (A - X_\omega)^2 \Delta M_{2w} \Omega, \quad (14)$$

其中 Ω 表示双星系统的公转角速度, R_1 表示主星半径, R_2 表示次星半径, X_ω 表示主星到质心的距离 ($X_\omega = AM_2/(M_1 + M_2)$). 前两项分别是星风在主星带走的自转与轨道角动量, 后两项分别表示星风在次星带走的自转与轨道角动量.

在相接阶段, 如果公共包层达到了系统的外拉格朗日点, 则有一些物质可以通过外拉格朗日点离开系统, 假设这些物质分布于两颗星最外层的一个薄层中, 可以给出外拉格朗日点的角动量损失 ΔJ_L [1]:

$$\Delta J_L = \left(\frac{2}{3} R_1^2 \omega_1 + X_\omega^2 \Omega \right) \frac{\Delta M_L \cdot M_1}{M_1 + M_2} + \left[\frac{2}{3} R_2^2 \omega_2 + (A - X_\omega)^2 \Omega \right] \frac{\Delta M_L \cdot M_2}{M_1 + M_2}, \quad (15)$$

该式中 ΔM_L 表示双星处于相接阶段时从外拉格朗日点丢失的质量, 将以上两式代入 (13) 式可以得到轨道角动量的变化 ΔJ_0 . 如果同时计算出了两颗子星自转角速度随时间的变化 $\Delta \omega_1$ 和 $\Delta \omega_2$, 便可以根据 (11) 式得到两颗星的距离随时间的变化关系, 再由开普勒定律 $\Omega^2 = \frac{G(M_1 + M_2)}{A^3}$ 即可得到双星的公转角速度.

2.2 自转角速度

在 (11) 式中, 要得到两星间的距离 A , 首先计算两颗子星的自转角速度. 将角动量的表达式 $J = I\omega$ 取对数并微商可以得到在时间 Δt 内主星和次星自转角速度变化为

$$\Delta\omega_i = (\Delta J_i - \Delta I_i \omega_i) / I_i \quad i = 1, 2. \quad (16)$$

$i=1$ 为主星, $i=2$ 为次星. (16) 式中 ΔJ_i 是子星自转角动量在时间 Δt 内的变化. 子星自转角动量的变化由以下几种作用造成: 星风、潮汐、物质交换、外拉格朗日点物质丢失, 用公式表示为

$$\Delta J_i = \Delta J_{iw} + \Delta J_{it} + \Delta J_{ic} + \Delta J_{iL} \quad i = 1, 2, \quad (17)$$

上式中 ΔJ_{iw} 代表星风在子星带走的自转角动量, ΔJ_{it} 是子星受到潮汐作用改变的自转角动量, ΔJ_{ic} 表示物质交换对子星角动量的影响, ΔJ_{iL} 表示子星在外拉格朗日点损失的角动量. 采用 (14) 式的假设, 可以得到物质通过星风以及外拉格朗日点离开双星系统时两颗子星损失的角动量:

$$\Delta J_{iw} = \frac{2}{3} \Delta M_{iw} R_i^2 \omega_i \quad i = 1, 2, \quad (18)$$

$$\Delta J_{iL} = \frac{2}{3} \Delta M_L R_i^2 \omega_i \frac{M_i}{M_1 + M_2} \quad i = 1, 2. \quad (19)$$

在许多关于星风质量损失率的研究结果中, 我们这里采用 Waldron 等^[4] 由观测给出的经验公式, 即星风质量损失率 (单位 $M_\odot/\text{yr}$) 与恒星的光度和半径有关, 表达式为

$$\lg \dot{M} = 1.07 \lg(L/L_\odot) + 1.77 \lg(R/R_\odot) - 14.3, \quad (20)$$

其中 $L/L_\odot$ 表示恒星的光度与太阳的光度之比, $R/R_\odot$ 表示恒星的半径与太阳的半径之比.

潮汐作用转移能量和角动量过程中不需要通过物质来作用, 由于引力作用两颗星在连线方向拉长, 当自转与公转角速度不相同, 子星长轴方向与连线不重合, 万有引力产生的力矩使自转与公转周期完全一致. 关于潮汐对转动影响的理论有很多, 目前 Zahn^[5-7] 的潮汐理论得到了比较普遍的认可, 这一理论认为潮汐在恒星对流区通过湍流摩擦作用转移角动量, 称为平衡潮; 而在恒星辐射区是通过潮汐激发的振动转移角动量, 称为动力学潮汐. 本文中我们关注的是后一种机制. Zahn^[6] 给出的潮汐作用引起子星角速度变化公式为

$$-\frac{1}{\omega - \Omega} \frac{d\omega}{dt} = 3 \left(\frac{GM}{R^3} \right)^{1/2} \frac{MR^2}{I} E \left[q^2 \left(\frac{R}{A} \right)^6 \right] s^{5/3}, \quad (21)$$

其中 E 是一个与辐射区深度有关的量, s 称为潮汐频率, 该式对主星和次星均成立. 在 (21) 式的推导中, 由于转动惯量的变化非常缓慢, 两颗子星转动惯量 I 被当成常数来处理^[6]. 普遍情况下, 考虑在演化中 I 的变化, I 应该放在左边变成 $d(I\omega) = dJ_t$, 移项后可以得到 Δt 时间内潮汐作用在每颗星上转移的角动量 ΔJ_{it} :

$$\Delta J_{it} = -3(\omega_i - \Omega) \left(\frac{GM_i}{R_i^3} \right)^{1/2} M_i R_i^2 E_i [q_i^2 (R_i/A)^6] s_i^{5/3} \Delta t \quad i = 1, 2, \quad (22)$$

其中 $q_1 = M_2/M_1$, $q_2 = 1/q_1$. 对于每颗子星的潮汐频率 s_i 可以表示为

$$s_i = 2(\Omega - \omega_i)(R_i^3/(GM_i))^{1/2} \quad i = 1, 2, \quad (23)$$

Hurley 等 [8] 指出对于子星 E_i 与恒星质量有关, 当 M 采用太阳质量为单位时, 可以使用下式来近似估算:

$$E_i = 1.592 \times 10^{-9} M_i^{2.84} \quad i = 1, 2. \quad (24)$$

当两颗星之间发生物质交换的时候, 同样存在着角动量的转移, 我们假设交换的物质在离开恒星表面时分布于表面的薄层里, 在主星将物质转移给次星的时候, 失去的自转角动量 ΔJ_{1c} 为

$$\Delta J_{1c} = \Delta M_{1c} R_1^2 \omega_1, \quad (25)$$

物质流向次星时, 由于角动量守恒, 次星获得的自转角动量等于物质在主星上的总角动量减去到达次星所需的轨道角动量 (假设主星上通过内拉格朗日点的物质全部流向次星), 即

$$\Delta J_{2c} = -\Delta M_{1c} R_1^2 \omega - \Delta M_{1c} X_\omega^2 \Omega + \Delta M_{1c} (A - X_\omega)^2 \Omega. \quad (26)$$

如果是物质从次星流向主星, 则上面两个式子中两颗星的参数互换.

由以上讨论可知, 物质交换、星风、外拉格朗日点物质丢失损失的角动量都和子星的质量随时间的变化有关, 而子星的质量随时间的变化可以在双星演化程序中直接得到. 通过 (22) 式得到潮汐作用转移的角动量之后, 便可以得到 (17) 式, 再通过 (16) 式得到双星中两颗子星自转角速度随时间的变化, 最终可以得到演化中两颗子星的自转周期.

3 数值计算

我们基于文献 [1] 中给出的双星演化程序, 并将上面的公式加入到这一演化程序中. 为简化计算, 子星采取球形近似, 不考虑系统离心率的影响. 所有模型的初始氢元素丰度取为 $X = 0.70$, 金属丰度取为 $Z = 0.02$.

首先我们以一个主星质量为 $10 M_\odot$, 次星质量为 $6 M_\odot$ 的双星系统, 研究自转与公转周期随时间的变化, 两颗星之间的初始距离取为太阳半径的 14 倍, 由该距离得到该双星系统公转周期为 1.52 d. 主星的自转周期为 0.83 d, 次星的自转周期为 1.07 d, 自转周期初始值为随机选择. 在两颗星发生物质交换之前, 该系统的自转与公转周期随时间变化如图 1 所示, 粗实线表示公转周期, 细实线和虚线分别表示主星和次星的自转周期. 从图 1 中可以看到, 演化开始后该系统的公转周期在整个分离阶段变化非常小, 这是由于双星系统中轨道角动量要远大于自转角动量, 潮汐作用使自转角动量进入公转轨道后对公转影响很小. 根据文献 [6] 给出的计算潮汐锁定时标的公式, 可以得到该系统达到潮汐锁定需要的时间大约是 5×10^4 yr, 图中两颗子星的自转周期在 5×10^4 yr 的时间内, 分别从 0.83 d 和 1.07 d 达到了 1.23 d 和 1.24 d, 之后两颗星的自转周期仍然逐渐趋向于公转周期, 但变化非常缓慢. 原因是潮汐引起的子星自转与公转之间角动量转移正比于子星的自转角速度与公转角速度之差, 当子星的自转和公转角速度相差很小时, 潮汐引起的角

动量转移也随之减小. 图 1 表明, 系统演化到该时标后并没有达到完全同步的状态, 在分离阶段的大部分时间中, 该系统两颗子星的自转仍然比公转快一些. 另外从图上可以看到, 主星比次星更接近同步转动, 原因是主星质量和半径都比次星大, 受到的潮汐影响也更强. 在计算中也考虑星风的影响, 从开始演化到分离阶段结束经历 1.68×10^7 yr, 主星质量减少了 $0.058 M_{\odot}$, 次星质量减少了 $0.003 M_{\odot}$, 图 1 中两颗子星都一直在趋近于同步转动, 说明星风对同步状态的影响要远小于潮汐作用的影响, 这一结论也可以推广到整个主序阶段, 即密近双星系统处于主序阶段时, 潮汐作用对转动的影响远大于星风对转动的影响.

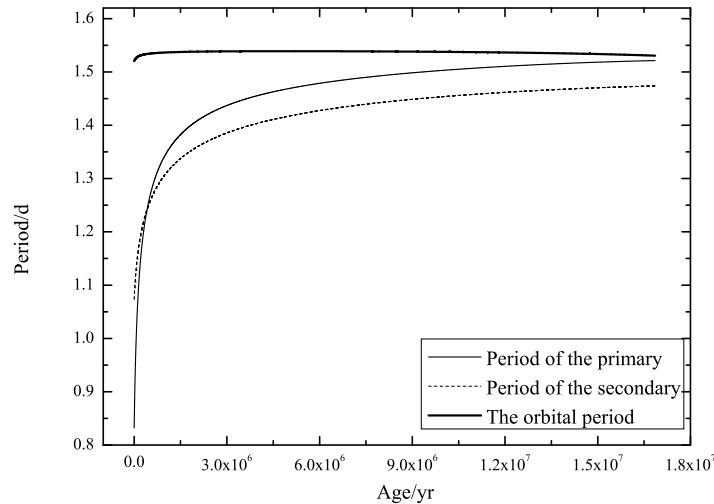


图 1 分离阶段双星系统的公转与自转周期演化

Fig. 1 The evolution of spin and orbital periods of a detached binary system

为了研究不同的初始自转周期对同步状态的影响, 我们计算了主星初始自转周期为 0.50 d 的一个模型自转周期随时间的变化, 其他参数不变. 如图 2 所示, 细实线表示公转周期, 粗实线和虚线分别表示初始值为 0.83 d 和 0.50 d 的主星自转周期随时间的变化. 从图上我们可以看出, 粗实线和虚线在很短的时间内 (小于潮汐锁定时标) 重合在一起, 演化中系统的自转与公转周期几乎不受自转初始周期的影响. 这一现象是由于两颗子星的自转角动量远小于轨道角动量造成的.

物质交换是影响双星系统结构和演化的一个非常重要的物理因素. 物质在两颗星之间转移时, 影响系统的转动状态. 首先, 在物质交换过程中系统质量比发生变化将影响两颗星的轨道周期; 同时, 物质交换过程中伴随角动量转移对公转和自转也有影响; 另外, 物质交换过程中, 由于两颗子星质量与半径的变化, 潮汐作用也发生改变. 如果潮汐作用占据主导, 则系统将维持潮汐锁定状态, 否则系统将由同步转动变成非同步转动. 前面的模型中, 分离阶段结束时可近似认为系统达到了同步转动, 之后主星演化较快, 充满了洛希瓣, 物质开始从主星流向次星, 成为一个半相接双星系统 (图 3).

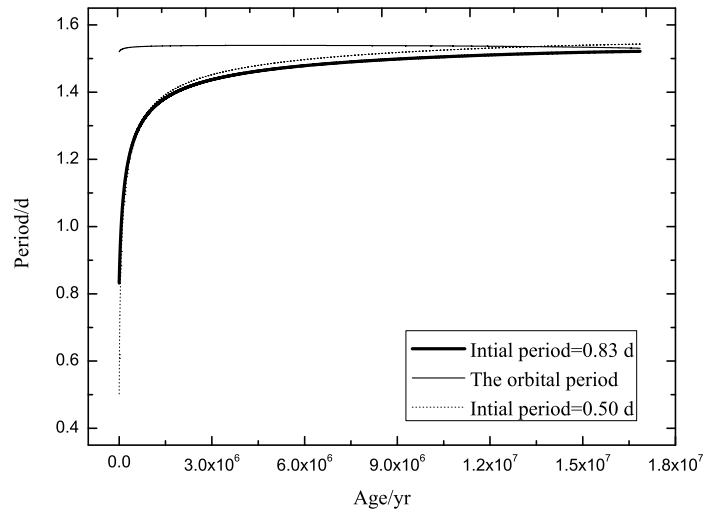


图 2 不同初始自转周期的两个双星系统主星的自转周期演化

Fig. 2 The evolution of spin periods of the primary stars in two binary systems

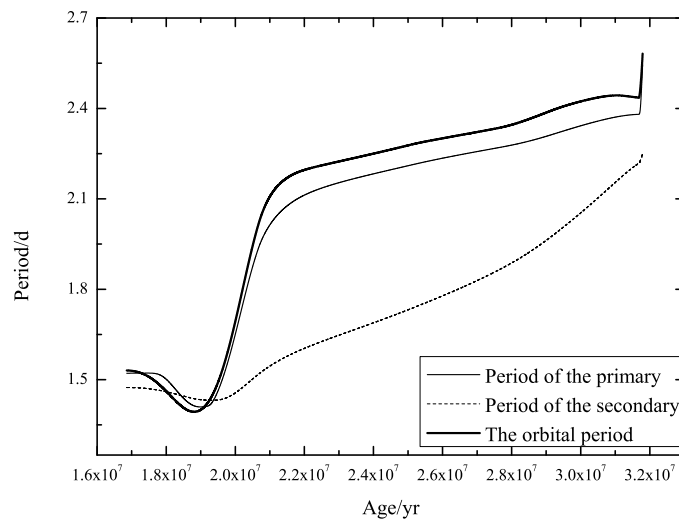


图 3 半相接阶段双星系统的公转与自转周期演化

Fig. 3 The evolution of spin and orbital periods of a semi-detached binary system

物质交换开始的时间是 1.68×10^7 yr, 半相接阶段一直持续到中心氢燃烧结束. 物质交换开始之后由于主星的质量减小, 两颗星之间距离缩短, 公转周期随之减小, 当两颗星质量相等的时候距离最短, 此时潮汐作用占据主导, 系统仍然处于潮汐锁定的状态. 随着物质交换的进行, 次星的质量开始大于主星的质量, 导致两颗星之间距离增加, 潮汐作用减弱. 由于次星半径较小, 受到的潮汐作用小于主星受到的潮汐作用, 致使次星的自转与公转出现了明显的偏离, 自转角速度比公转快.

物质交换对主星的同步状态影响较小. 首先, 由于物质离开主星时带走了角动量, 主星自转周期增大, 同时两子星之间的距离也在增加, 公转周期增大; 其次, 相对于次星, 主星半径较大, 受到潮汐作用影响更显著. 在不同时间的物质交换速率如表 1 所示, 物质交换速率在开始阶段很慢, 为 $0.46 \times 10^{-9} M_{\odot}/\text{yr}$, 但随着物质流向次星两颗星距离减小, 物质交换速率逐渐升高. 在 1.8858×10^7 yr 时, 两颗星距离最近, 物质交换速率达到极大值, 为 $0.23 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$. 但在图 3 中我们看到, 在这么高的物质交换速率下并没有出现明显的非同步转动, 说明在这个时候潮汐作用仍然占有绝对优势. 之后主星质量开始小于次星质量, 两颗星距离增大, 在 2.2858×10^7 yr 物质交换速率减小到了 $0.44 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$, 这一时期次星自转与公转出现了明显的非同步. 因而可知物质交换速率高的时候系统并不一定处于非同步状态, 系统是否同步是各种物理过程共同作用的结果. 根据以上结果可以预测, 半相接双星中可以观测到大量自转与公转不同步的双星系统.

表 1 半相接阶段的物质交换速率

Table 1 Mass exchange rate in semi-detached phase

Age(yr)	$M_1(M_{\odot})$	$M_2(M_{\odot})$	$dm_c/dt(M_{\odot}/\text{yr})$	$A(R_{\odot})$	Period(d)
0	10.000	6.000	0.00	14.00	1.520
1.6858×10^7	9.942	5.997	0.46×10^{-9}	14.05	1.531
1.8858×10^7	7.863	8.050	0.23×10^{-5}	13.19	1.394
2.0858×10^7	4.114	11.786	0.53×10^{-6}	17.21	2.076
2.2858×10^7	3.845	12.041	0.44×10^{-7}	17.99	2.220
2.4858×10^7	3.757	12.112	0.45×10^{-7}	18.28	2.273
2.6858×10^7	3.683	12.166	0.33×10^{-7}	18.49	2.319
2.8858×10^7	3.585	12.236	0.66×10^{-7}	18.81	2.380
3.1072×10^7	3.478	12.301	0.14×10^{-9}	19.14	2.443

随着物质交换的进行, 如果两颗子星都充满了洛希瓣, 则系统进入相接阶段. 我们计算了一个初始质量分别为 $10 M_{\odot}$ 和 $4 M_{\odot}$ 的双星系统从零年龄主序开始到中心氢燃烧结束的演化, 自转与公转的初始周期都选为 0.98 d, 如图 4 所示, 粗实线表示公转周期的变化, 细实线和虚线分别表示主星和次星自转周期随时间的变化. 图上 a、b、c、d 4 个点分别代表: 两颗星进入主序、开始半相接、开始相接、相接阶段结束. 计算结果表明, 相接阶段两颗子星几乎一直处于完全同步的状态, 这是由于两颗星都充满了洛希瓣, 其半径与它们之间的距离处于同一量级上, 潮汐作用占主导, 物质交换无法破坏同步转动状态. 根据这一结果, 可以推测, 观测到的主序阶段的双星系统一般都处于同步转动状态. 于是, 通过与观测数据对比提供了一种检验 Zahn 的潮汐理论是否正确的途径.

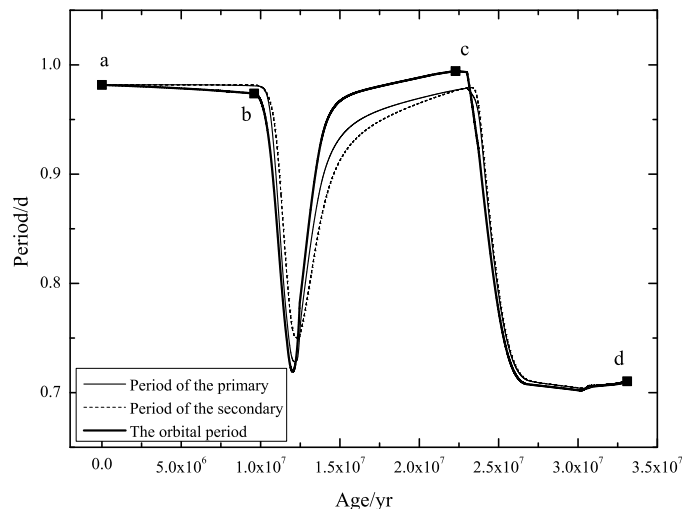


图 4 相接阶段双星系统的公转与自转周期演化

Fig. 4 The evolution of spin and orbital periods of a contact binary system

对于初始条件完全相同的非同步模型和同步模型, 两颗子星演化中的距离将有所不同, 这一差异进而影响到了物质交换速率, 在赫罗图上能够反映出来. 为了研究这一影响的大小, 我们计算了两个双星演化模型, 其中一个模型中考虑了非同步转动, 另一个模型中子星的自转和公转是完全同步的. 主星和次星的初始质量同样都是 $10 M_{\odot}$ 和 $4 M_{\odot}$, 初始公转周期为 2.37 d. 为保证两个模型的角动量相同, 非同步模型子星初始自转周期也选为 2.37 d. 两个模型主星的演化轨迹如图 5 所示, 实线表示的是考虑非同步效应之后主星的演化轨迹, 虚线表示不考虑非同步效应主星的演化轨迹, 演化从 a 点开始, 到达 b 点主星充满洛希瓣开始向次星交换物质, 物质交换在 c 点结束, d 点表示氦燃烧结束, 演化程序到此停止. 比较这两条演化曲线可以知道, 考虑非同步效应后主星的光度比不考虑非同步效应的模型高一些. 由于考虑非同步效应后自转与公转不同步, 在总角动量相等的情况下两个模型轨道角动量不相同, 因而距离不等, 最终影响到了物质交换速率, 造成了两个模型子星的质量出现了差别. 不过从计算结果可以看到, 两条线几乎重合, 说明非同步效应对双星演化影响并不明显.

4 与观测结果对比

为了检验理论计算结果的准确性, 我们统计了 121 颗早期型双星系统的轨道和自转数据, 其中分离双星 55 个 (表 2), 半相接双星 60 个 (表 3), 相接双星 6 个 (表 4). 子星自转线速度 v_{spin} 直接由观测得到. 由于自转角动量远小于轨道角动量, 完全达到同步时自转角速度应该与公转角速度相同, 于是根据恒星半径和公转角速度可以得到同步时子星自转的理论线速度 v_{syn} .

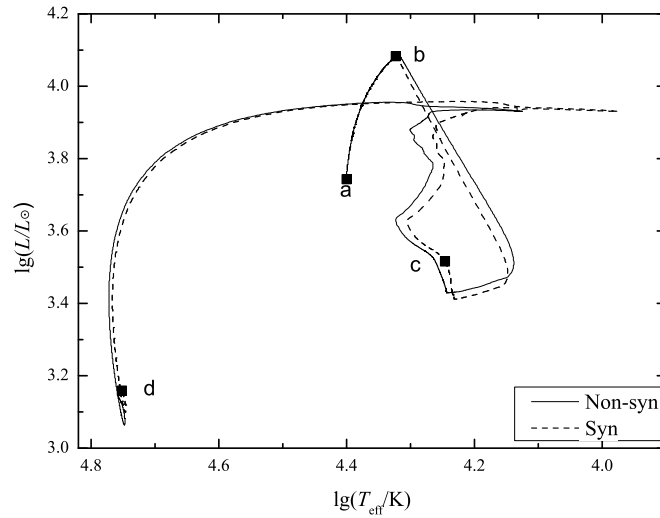


图 5 同步模型 (虚线) 与非同步模型 (实线) 主星在赫罗图上的演化轨迹

Fig.5 The evolution tracks of a synchronization model (dashed line) and a non-synchronization model (solid line)

表 2 分离双星的转动速度

Table 2 Rotation in detached binary systems

Name	Period(d)	Spectral type	v_{spin} (km/s)	v_{syn} (km/s)	Ref
YZ Cas	4.4672	A2m+F2v	$34 \pm 1; 16 \pm 2$	$28.7 \pm 0.4; 15.3 \pm 0.2$	[9]
ξ Phe	1.6698	B6v+B8v	$85 \pm 8; 75 \pm 8$	$86 \pm 1; 56 \pm 1$	[9]
1 Per	25.9359	B1.5V	120	7	[9]
IW Per	0.9172	A5Vm	94	94	[9]
IQ Per	1.7435	B8V	105	67 ± 3	[9]
AG Per	2.0287	B4V+B5V	$91 \pm 9; 72 \pm 8$	$75 \pm 4; 65 \pm 4$	[9]
CD Tau	3.4351	F6IV-V	20; 24.6	26 ± 1	[10]
AR Aur	4.1346	B8V+B9.5V	60; 60	$22 \pm 1; 22 \pm 1$	[9]
AS Cam	3.4310	B8V+A0V	$40 \pm 10; 30 \pm 10$	$37 \pm 4; 32 \pm 2$	[9]
ψ Ori	2.5259	B0V	147; 82	128; 98	[9]
δ Ori A	5.7325	O9.5II	164 ± 20	150 ± 18	[9]
VV Ori	1.4854	B1V	165	167	[9]
BM Ori	6.4705	B3V	232	23 ± 3	[9]
TU Cam	2.9333	A0IVm	82	74	[9]
β Aur	3.9600	A2IV+ A2IV	36; 36	32; 32	[9]
RR Lyn	9.9451	A8m	12.5 ± 2.5	12.7 ± 0.8	[9]
WW Aur	2.5250	A5m+A7m	$35 \pm 3; 35 \pm 3$	$39.4 \pm 0.6; 37 \pm 1$	[9]
FZ CMa	1.2730	B2.5IV-V+B2.5IV-V	$216 \pm 10; 216 \pm 10$	$122 \pm 6; 122 \pm 6$	[9]
CW CMa	2.1180	B9V+A0V	$46 \pm 3; 45 \pm 3$	$45 \pm 1; 43 \pm 2$	[9]
RS Cha	1.6699	A8IV+A8IV	$71 \pm 7; 71 \pm 7$	$65 \pm 2; 71 \pm 2$	[9]
CV Vel	6.8895	B3V+B3V	$28 \pm 3; 28 \pm 3$	$30 \pm 1; 29 \pm 1$	[9]

表 2 续

Table 2 (continued)

Name	Period(d)	Spectral type	v_{spin} (km/s)	v_{syn} (km/s)	Ref
QX Car	4.4772	B2V+B2V	$120 \pm 10; 110 \pm 10$	$49 \pm 1; 45 \pm 1$	[9]
TX Leo	2.4451	A2V	≤ 54	66	[9]
RZ Cha	2.8321	F5IV-V+F5IV-V	$39 \pm 5; 39 \pm 5$	$39 \pm 1; 41 \pm 3$	[9]
χ^2 Hya	2.2677	B8III-IV+B9.5	$112 \pm 10; 60 \pm 6$	$102 \pm 6; 55 \pm 9$	[9]
α Vir	4.0145	B1IV+B3V	$174 \pm 15; 112 \pm 15$	$102 \pm 6; 55 \pm 9$	[9]
SZ Cen	4.1080	A7III+A7III	$44 \pm 4; 60 \pm 5$	$45 \pm 1; 56 \pm 1$	[9]
α Crb	17.3599	A0V	133 ± 15	9	[9]
U Oph	1.6773	B5V+B5V	110; 100	$103 \pm 2; 94 \pm 2$	[9]
HD 159176	3.3668	O7V+O7V	208; 208	158; 158	[9]
V624 Her	3.8950	A7m+A7m	36; 31	$36 \pm 3; 30 \pm 3$	[9]
V539 Ara	3.1691	B3V+B4V	$75 \pm 8; 48 \pm 5$	100	[9]
V760 Sco	1.7309	B5V+B5V	$110 \pm 10; 100 \pm 10$	$88 \pm 4; 79 \pm 4$	[9]
V960 Sco	2.7858	B9V+B9V	65; 52	72; 66	[9]
V1647 Sgr	3.2828	A1V+A3V	$75 \pm 8; 70 \pm 8$	28; 25	[9]
RX Her	1.7786	B9.5V+A2V	$78 \pm 8; 68 \pm 8$	$70 \pm 1; 54 \pm 3$	[9]
DI Her	10.5502	B5V+B5V	76	12.9 ± 0.2	[9]
V1182 Aql	1.6219	O9V+B1.5V	167	217 ± 16	[9]
BH Dra	1.8172	A0V	80	56	[9]
δ Aql	1.9504	B3V+B5V	116; 80	$110 \pm 2; 79 \pm 3$	[9]
V380 Cyg	12.4257	BIII	88 ± 8	62 ± 3	[9]
V477 Cyg	2.3470	A2V	40	33 ± 1	[9]
V453 Cyg	3.8898	B0V	245	112 ± 4	[9]
DE Dra	5.2981	B9V	136	26	[9]
Y Cyg	2.9963	B0+B1	$146 \pm 10; 148 \pm 10$	$88 \pm 3; 111 \pm 8$	[9]
EE Peg	2.6282	A3m	40	39 ± 1	[9]
EK Cep	4.4278	A0V	≤ 20	18	[9]
δ Cap	1.0228	F0IVm	104	96	[9]
CM Lac	1.6047	A3V	55	49 ± 1	[9]
AH Cep	1.7747	B0.5V	194; 172	188; 140	[9]
NY Cep	15.2757	B0V	100	23 ± 7	[9]
CW Cep	2.7291	B0.4V+B0.7V	$132 \pm 20; 138 \pm 20$	$100 \pm 6; 93 \pm 6$	[9]
AN And	3.2196	A7III-IVm	82	60	[9]
AR Cas	6.0663	B3V	110 ± 10	34	[9]
AL Scl	2.4451	B6V	90	65	[9]

表 3 半相接双星的转动速度

Table 3 Rotation in semi-detached binary systems

Name	Period(d)	Spectral types	v_{spin} (km/s)	v_{syn} (km/s)	Ref
AO Cas	3.5235	O8.5III+O8.5III	167; 147	191; 207	[9]
TV Cas	1.8126	B9	71	89	[9]
U Cep	2.4930	B7	230	57	[11]
IZ Per	3.6877	B8	98 ± 5	65	[12]
X Tri	0.9715	A3	50	89	[9]

表 3 续
Table 3 (continued)

Name	Period(d)	Spectral type	v_{spin} (km/s)	v_{syn} (km/s)	Ref
RY Per	6.8636	B4	212	25	[9]
RZ Cas	1.1953	A3	81	62	[9]
β per	2.8672	B8	56	55	[9]
AS Eri	2.6642	A3V	36	30	[9]
RT Per	0.8494	F2	50	84	[9]
λ Tau	3.9530	B3V	88	85	[9]
SZ Cam	2.6985	O9.5	212	163	[9]
b Per	1.5227	A2IV	102	106	[9]
HU Tau	2.0563	B8V	80	81	[9]
SX Aur	1.2101	B3.5	239	194	[10]
IU Aur	1.8115	B0	192	187	[9]
LY Aur	4.0025	O9.2	175	207	[9]
AU Mon	11.1130	B5	214	21	[9]
R CMa	1.1359	F0	102	67	[9]
V Pup	1.4545	B1V+B2V	184; 179	219; 184	[9]
TX UMa	3.0632	B8	67	38	[12]
UW Vir	1.8107	A2	< 50	45	[9]
BD Vir	2.5485	A5	≤ 52	52	[9]
DL Vir	1.3155	A3	121	69	[9]
δ Lib	2.3274	A0V	76	90	[9]
TW Dra	2.8068	A6V	50	43	[9]
W UMi	1.7012	A2V	75	101	[9]
μ Sco	1.4463	B1.5V	267	161	[9]
AI Dra	1.1988	B9.5	101	97	[9]
U Her	2.0510	B2.5+B6	124; 93	126; 104	[9]
V453 Sco	12.0060	B0I	260	38	[9]
RS Sgr	2.4157	B5	202	101	[9]
RZ Sct	15.1907	B2II	184	63	[12]
RY Sct	11.1250	B0	258	132	[9]
V356 Sgr	8.8961	B3V+A1II	47; 90	34; 80	[9]
RS Vul	4.4777	B5V	90	62	[9]
U Sge	3.3806	B8	75.9	59.8	[13]
Z Vul	2.4549	B3	195	89	[9]
V505 Sgr	1.1829	A2V+G5IV	101; 51	97; 95	[9]
V448 Cyg	6.5197	O9.5	163	66	[9]
W Del	4.8061	B9.5V	25	26	[14]
S Equ	3.4361	B9	50	41	[11]
AW Peg	10.6225	A3-5	110	21	[9]
Y Psc	3.7659	A3	38.3 ± 2.6	36.9 ± 0.4	[9]
XX Cep	2.3373	A8	45	48	[9]
RW Tau	2.7688	B9IV+K3IV	190	44.9	[12]
RW Per	13.1989	A5III+G0IV	142	14.3	[12]
RW Mon	1.9061	B9V+F9IV	60.8	47.1	[12]
RY Gem	9.3006	A2Ve+K2IV	133	17.9	[12]

表 3 续

Table 3 (continued)

Name	Period(d)	Spectral type	v_{spin} (km/s)	v_{syn} (km/s)	Ref
S Cnc	9.4845	B9V+G8IV	167	17.3	[12]
TT Hya	6.9534	B9.5+K0III	164	14	[12]
SW Cyg	4.5731	A2e+K0	169	27.7	[12]
AQ Peg	5.5485	A2e+G5	125	21.2	[12]
RX Gem	12.2086	A3IIIe+K1	152	17.4	[12]
AD Her	9.7666	A4V+K2	143	13.2	[12]
RS Cep	12.4201	A5IIIe+G8	170	8.76	[12]
WW And	23.2852	A5+F3p	169	8.25	[12]
RW Gem	2.8655	B5+F8IV	184	59	[12]
TT Aur	1.3327	B2Vn	196	157	[10]
XY Cet	2.7807	Am+Am	84	38.28	[10]

表 4 相接双星的自转速度

Table 4 Rotation in contact binary systems

Name	Period(d)	Spectral type	v_{spin} (km/s)	v_{syn} (km/s)	Ref
UW CMa	4.3934	O7fla	154	160	[9]
S Ant	0.6483	A9Vn	122	114	[9]
TU Mus	1.3873	O8+O8	294; 247	266; 226	[9]
RZ Cen	1.8760	B2V	197	129	[9]
V1010 Oph	0.6614	A7V	150	101	[9]
V1073 Cyg	0.7859	A3	161	134	[9]

由表 2 数据可以得到图 6, 纵轴表示主星的自转线速度, 横轴表示的是主星达到同步转动时的理论线速度. 所有这些星都是进入主序不久的早型分离双星系统, 图上的直线表示 $v_{\text{spin}} = v_{\text{syn}}$, 同步的点在这条直线附近, 而非同步的点则与这条线偏离较远. 图 6 中可以看到, 所有的点几乎都落在直线的上方. Rajamohan 等^[15]曾指出大部分双星线速度比理想的同步线速度快一些, 并由统计观测数据给出这个值大约 8 km/s, 他们认为这可能是由于计算自转速度时使用的质量半径关系有误差造成的, 我们的计算结果表明, 达到同步时标之后双星系统的自转与公转周期并不是完全一致, 而要经过一段长期的调整过程. 图 1 中系统刚达到同步时标时两颗星的自转速度明显大于公转速度(表 5), 对于主星, 4.20×10^5 年时自转与同步线速度之差 $v_{\text{spin}} - v_{\text{syn}}$ 大约为 30 km/s, 此时潮汐作用仍然较强, 在 1.5×10^6 yr 之后主星自转开始变化缓慢, 这时自转速度与同步速度之差约为 15 km/s, 当分离阶段快结束时, 这一系统已经接近完全同步, 两者之差在 4 km/s 之内, Rajamohan 等^[15]从观测给出自转速度与理论同步速度之差平均值在这一范围之内, 因此, 观测到达到潮汐锁定的双星系统自转速度仍然大于同步速度, 可能不是误差导致, 而是接近同步时潮汐同步作用变得很微弱的结果.

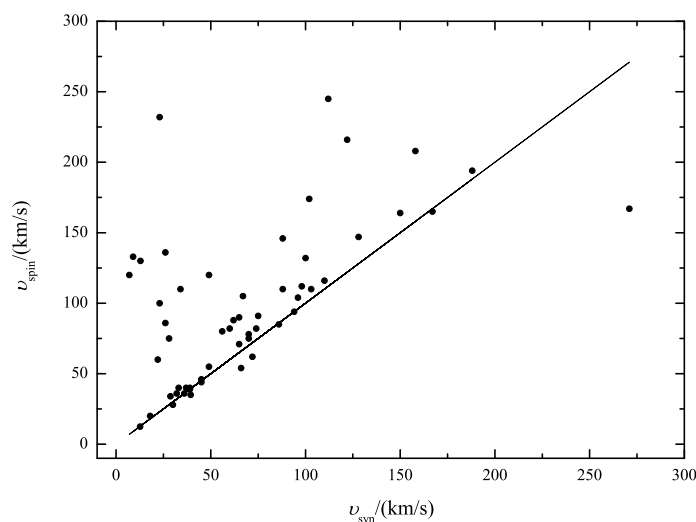


图 6 分离双星的自转速度

Fig. 6 The spin velocities of detached binary systems

表 5 分离双星中主星的自转线速度与同步线速度之差随时间的演化

Table 5 The evolution of the difference between v_{spin} and v_{syn} of the primary in a detached binary system

Age(yr)	$M_1(M_\odot)$	$M_2(M_\odot)$	$v_{\text{spin}}(\text{km/s})$	$v_{\text{syn}}(\text{km/s})$	$v_{\text{spin}} - v_{\text{syn}}(\text{km/s})$
4.20×10^5	10.000	6.000	161.048	130.443	30.605
1.50×10^6	9.997	6.000	147.055	132.228	14.827
9.00×10^6	9.977	5.998	156.222	152.182	4.040
1.689×10^7	9.942	5.997	202.777	201.537	1.240

图 6 中我们也可以看到, 尚未达到同步的双星系统自转的初始速度都比同步速度快, 这也是我们在模型计算中选择自转角速度大于公转角速度的原因. 对于位于图中最右边的双星系统 v1182 Aql, Giuricin 等^[9] 给出的自转速度是 167 km/s, 同步速度是 271 km/s, 自转速度明显小于同步速度, 与我们的理论预期不符, 但 Mayer 等^[13] 指出, 这个系统实际上是一个三体系统, 他们给出主星的质量为 $30.0 M_\odot$, 比先前认为的 $37.8 M_\odot$ 小, 于是根据质量半径关系可知半径也要比先前的数据小 $1.1 R_\odot$, 新的质量对应的同步速度比先前给出的要小约 34 km/s, 可以得到这颗星的同步速度 v_{syn} 为 (183 ± 16) km/s, 与观测给出的自转速度 167 km/s 很接近, 可以推测这个系统的年龄已经超过了其潮汐锁定时标, 处于同步转动状态.

用同样的方法可以给出半相接以及相接双星的自转速度和同步速度的关系 (图 7), 纵轴和横轴分别表示自转线速度和同步时的理论线速度. 黑色圆点表示半相接双星 (表 3), 十字表示相接双星 (表 4). 从图上我们可以看到, 与分离双星系统相比, 半相接双星的自转速度分布更加弥散, 只有一小部分半相接双星处于同步转动状态, 而所有这些双星系

统的年龄都已经超过了同步时标, 如果没有物质交换所有系统自转速度都应该接近于同步速度, 因此这一阶段的非同步转动是由于物质交换导致的. Glazunova 等^[10]曾提到由于半相接双星中潮汐锁定时标远小于半相接阶段持续的年龄, 不该存在非同步转动, 观测得到的自转线速度与同步线速度不同可能是由于测量的是物质交换形成吸积盘的转动速度, 而不是恒星表面的转动速度. 但从理论上得到半相接阶段完全可以出现非同步转动, 原因是虽然潮汐锁定的时标很短, 但由于物质交换改变了两颗星的质量比, 造成了公转周期变化较快, 潮汐作用不足以使系统达到完全同步. 在非同步双星数据中, 以出现质量反转的 Algol 型双星为主, 与我们的计算结果一致. 图 7 中相接双星的数据比较少, 其中只有一颗自转速度与同步速度存在比较明显偏离, 其余基本都处于同步转动状态. 这些结果也从另一个方面证明 Zahn 的潮汐理论与观测符合得很好.

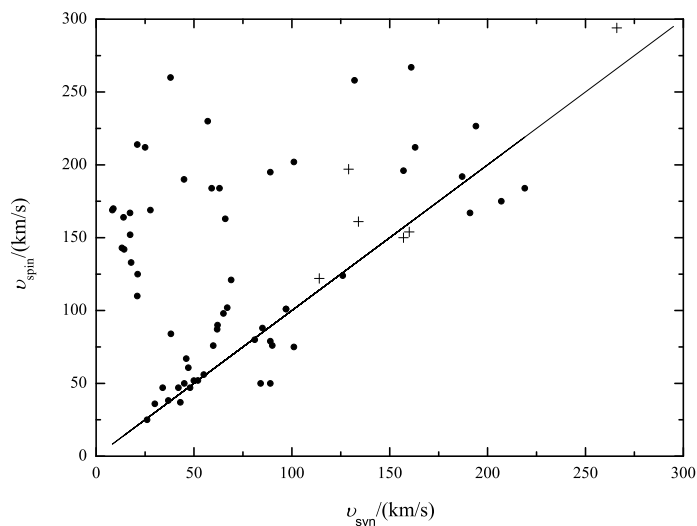


图 7 半相接和相接双星的自转速度

Fig. 7 The spin velocities of semi-detached and contact binary systems

5 结果和讨论

我们使用数值模拟方法, 在原有双星演化模型的基础上, 考虑了潮汐效应, 得到了在分离、半相接以及相接阶段双星系统两颗子星自转以及公转周期的变化情况, 同时研究了非同步效应演化的影响, 并统计了大量早型星的观测结果与理论预测值进行比较.

结果表明, 初始非同步的密近双星系统开始演化后, 因受潮汐作用, 可在较短的时间内使自转周期迅速接近公转周期, 之后会有一个较长时间的调整才能达到理想的同步状态. 在半相接阶段, 物质交换造成了两颗星轨道距离的变化, 潮汐作用不足以使系统在半相接阶段完全同步, 半相接阶段可以存在明显的非同步转动. 相接阶段由于两颗星距离非常小并且都充满了洛希瓣, 潮汐作用占据绝对优势, 双星系统接近完全同步状态.

我们必须看到, 在潮汐作用的推导中是用了很多近似的, 当恒星演化离开主序以后物理过程变得非常复杂, 此时演化时标很短, 我们的模型不能保证在主序后给出准确的结果, 因此在以上对转动周期计算中我们只计算到了主序结束. 另外, 计算自转周期时整个恒星是作为一个整体来考虑的. 实际上在物质交换阶段恒星表面转动速度可能与内部不一致, 但这并不影响我们的结论, 因为如果考虑物质携带的角动量主要影响到表面, 那么得到的非同步程度应该比预测值大, 而在相接双星的观测数据可以看到, 相接双星系统自转与公转线速度偏离都很小, 说明这一效应的影响也是很小的. 我们的计算结果适用于大、中质量双星系统. 对于小质量的双星系统, 由于对流区在外层, 潮汐锁定作用比大、中质量恒星中强得多, 物质交换不会造成非同步转动, 因而在我们的计算中没有考虑.

根据 Spruit 磁场发电机理论^[2,16], 磁场产生的条件是存在较差转动, 双星系统处于非同步转动状态时, 由于受到潮汐作用和物质交换等过程的影响, 可能在子星内部形成较差转动, 从而在辐射区产生磁场^[17]. 深入研究双星中的较差转动, 是我们今后研究工作的方向. 在我们统计的双星数据中, 可以筛选出一些受潮汐以及物质交换等作用影响比较明显的系统, 将来对其进行深入观测可以用来寻找 Spruit 发电机理论的观测证据. 另外, 如果已知一个双星系统的自转线速度与同步线速度, 该模型也可以用来研究发生物质交换的时间、物质交换速率的大小以及估算分离双星的年龄等, 对深入研究双星中的物理过程提供帮助.

参 考 文 献

- [1] Song H F, Huang R Q, Bi S L. ChJAA, 2007, 7: 539
- [2] Spruit H C. A&A, 1999, 349: 189
- [3] Huang R Q, Taam R E. A&A, 1990, 236: 107
- [4] Waldron W L, Underhill A B, Michalitsianos A G. In the Origin of Non-Radiative Heating/Momentum in Hot Stars. Washington: NASA, 1985: 2358
- [5] Zahn J P. A&A, 1975, 41: 329
- [6] Zahn J P. A&A, 1977, 57: 383
- [7] Zahn J P. A&A, 1989, 220: 112
- [8] Hurley J R, Tout C A, Pols O R. MNRAS, 2002, 329: 897
- [9] Giuricin G, Mardirossian F, Mezzetti M. A&A, 1984, 131: 152
- [10] Glazunova L V, Yushchenko A V, Tsymbal V V, et al. AJ, 2008, 136: 1736
- [11] Mukherjee J, Peters G J, Wilson R E. MNRAS, 1996, 283: 613
- [12] Glazunova L V. Astl, 1999, 25: 467
- [13] Mayer P, Drechsel H, Lorenz R. ApJS, 2005, 161: 171
- [14] Etzel Paul B, Olson Edward C. AJ, 1993, 106: 1200
- [15] Rajamohan R, Venkatakrishnan P. BASI, 1981, 9: 309
- [16] Spruit H C. A&A, 2002, 381: 923
- [17] Toledano O, Moreno E, Koenigsberger G, et al. A&A, 2007, 461: 1057

A Binary Evolution Model with Non-synchronization Rotation

ZHANG Rui-yu^{1,2,3} LI Yan^{1,3}

(1 *Yunnan Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011*)

(2 *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049*)

(3 *Key Laboratory of the Structure and Evolution of Celestial Objects, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650011*)

ABSTRACT The spin and orbital periods are calculated by considering the angular momentum exchange during the evolution of binary systems. The influence of tidal effect is also considered. The calculation results indicate that the spin and orbital periods can be reached near synchronization in a short time, but it takes a long time to reach a complete synchronization. As mass exchange starts, the synchronization rotation can be changed into non-synchronization rotation for the semi-detached binaries. But for the contact binaries, mass exchange is not strong enough to break synchronization. The evolution tracks in the HR diagram of synchronization and non-synchronization models are also compared with each other. The results show that the model considering non-synchronization moves to high luminosity and high temperature during the mass exchange stage. Finally, the results are compared with the observational data, and the non-synchronization after the tidal-lock timescale in binaries can be explained with this model.

Key words binaries: close, stars: rotation, methods: numerical