

恒星蛇起源的数值模拟研究*

梁 郭¹ 常 江^{2†} 李 静¹ 戴才萍² 田海俊³

(1 西华师范大学物理与天文学院 南充 637009)

(2 中国科学院紫金山天文台 南京 210023)

(3 杭州电子科技大学理学院 杭州 310018)

摘要 得益于近几年观测技术的进步,对疏散星团的搜寻有了很大的发展.这其中双疏散星团由于其特殊的性质及复杂的相互作用成为星团研究的重点.疏散星团NGC 2232与Tian 2彼此距离极近,被认为是双星团系统.观测表明,这两个星团都具有非常年轻且相似的年龄(约30~40 Myr),在双星团附近存在一条长度超过200 pc且由恒星形成的结构,该结构被称为“恒星蛇”.通过一系列高精度 N 体动力学数值模拟对恒星蛇的形成进行了动力学建模(N 为研究对象的数量).结果显示,目前两个星团处于非动力学束缚状态,且无法确定其形成时刻是否为引力束缚状态.在初始非束缚模型中,星团的质量损失过程没有明显高于银河系中的单星团潮汐剥离速率.而在初始束缚模型中,双星团在系统内相互绕转所产生的潮汐作用显著加速了疏散星团的质量损失,使得被剥离的恒星形成了更大的潮汐结构,但仍然未能有效形成类似恒星蛇这样超过200 pc的潮汐流.同时考虑观测到的恒星蛇为单侧结构,不符合潮汐作用产生的导臂和曳臂对称结构.因此,恒星蛇结构并非由潮汐作用引起的动力学效应所产生,而更可能因原始气体沿纤维结构坍缩形成.

关键词 银河系: 疏散星团, 恒星蛇, 星系: 运动学与动力学, 方法: 数值模拟

中图分类号: P154; **文献标识码**: A

1 引言

疏散星团(Open Cluster, OC)是由大型气体云在引力作用下坍缩形成的恒星聚集体,通常由几百到上千颗恒星组成. OC的恒星分布相对松散,恒星之间引力束缚较弱.作为银河系中的恒星聚集体,OC是研究恒星形成与演化的天然实验室.通过分析OC的年龄、化学成分以及恒星分布等特征,我们可以深入探讨恒星的形成过程及其在不同演化阶段的历史.此外,OC的研究还为理解银河系的演化历史提供了重要线索.

随着巡天数据不断发布,有越来越多的OC被

发现, Fu等^[1]基于郭守敬望远镜(Large Sky Area Multi-Object Fiber Spectroscopic Telescope, LAMOST)第8次数据发布(Data Release 8, DR8),整理并建立了包含386个OC的目录, He等^[2]使用盖亚(Gaia)卫星第3次数据发布(Gaia Data Release 3, Gaia DR3)的观测数据发现了541个OC. Castro-Ginard等^[3]通过使用OC finder方法发现了628个OC. 截至目前,银河系中已发现约7000个OC^[4]. 近年来,随着越来越多的OC被发现,作为研究恒星形成及银河系演化的对象,OC已为相关领域的研究带来了诸多重要成果.例如, Sun等^[5]通过对OC

2025-01-16收到原稿, 2025-02-13收到修改稿

*国家自然科学基金项目(12273027)资助

†changjiang@pmo.ac.cn

中双主序恒星的研究提出潮汐作用可能对恒星自转及OC的演化方向产生显著影响. Xu等^[6]则利用OC作为示踪工具,发现银河系的旋臂结构由内部双旋臂和外部多旋臂组成.

在已发现的OC中,存在一种特殊的系统:双星团. OC通常起源于巨大的分子云,一部分OC能够在其中继续形成更加复杂的结构,如双星团甚至是三星团等多重星团系统^[7]. 英仙座h和 χ (NGC 869和NGC 884)是银河系中第1个被确认的双星团结构^[8]. 随着观测设备的不断进步和观测数据准确性的提高,越来越多的双星团结构被发现. Subramaniam等^[9]使用星表找到了18个可能的双星团并且推断银河系中有大约8%的星团是双星团结构. De Silva等^[10]使用光度法和高分辨率光谱学确认NGC 5617和Trumpler 22是银河系中的原始双星团. Song等^[11]通过使用Gaia DR2数据研究银河系中相邻双星团在50 pc间隔内的相互作用,发现了14对可能的双星团. Li等^[12]通过使用Gaia DR3数据并且利用OC及其成员星的光度和天体测量数据发现了13对双星团. 截至目前,观测发现的大多数双星团均由年轻的OC组成. 由于年轻OC中包含处于不同演化阶段的恒星^[13]. 因此,双星团的研究对理解恒星和星团的形成与演化具有重要意义.

2020年, Tian^[14]使用FOF (Friend-Of-Friend)算法,从Gaia DR2数据中发现一条由双星团系统(Tian 2和NGC 2232)组成的头部并延伸出一条长度超过200 pc蛇状恒星流结构,命名为“恒星蛇(Stellar Snake)”,如图1所示. 通过对恒星蛇成员的距离直方图进行分析,发现距离太阳的平均值和均方根分别约为310.4 pc和39.6 pc,其中均方根值比预期要大,这是因为在恒星蛇中存在两个稍微分开的核心. 其平均自行在银河坐标系中的分量为 $(\mu_{l^*}, \mu_b) \approx (-2.50 \pm 0.68, -1.84 \pm 1.07) \text{ mas} \cdot \text{yr}^{-1}$,其中 μ_{l^*} 和 μ_b 分别表示银经 l 方向和银纬 b 方向的自行. 在接近恒星蛇尾部时,自行大小逐渐减小,同时自行在银纬方向上逐渐趋近于零. 通过等龄线拟合判断该结构的年龄在30~40 Myr,根据Kharchenko等^[15]的单星团潮汐结构模拟结果判断,只通过潮汐作用无法在这个年龄范围内形成如此长的结构. 2022年, Wang等^[16]结合Gaia EDR3、

LAMOST DR8以及银河系考古学(The GALactic Archaeology with HERMES, GALAH)第3次数据发布(Data Release 3, DR3)等数据,从恒星蛇附近认证出大量新的由恒星结构所组成的复杂系统,并结合OC观测确定其相关性. 结果表明该复杂系统具有相同的年龄和金属丰度,可能是通过同一个巨分子云坍缩而形成. 根据其动力学性质可以大致分为两个成分,其中恒星蛇结构为成分1,由桥恒星(Bridge stars)与主要由11个星团组成的成分2连接. 2024年, Yang等^[17]使用Gaia DR3数据,计算了该复杂恒星系统当前的质量分布,发现成分1与成分2的初始质量函数(Initial Mass Function, IMF)有所不同,这暗示其演化历史遵循等级成团(Hierarchical)模式.

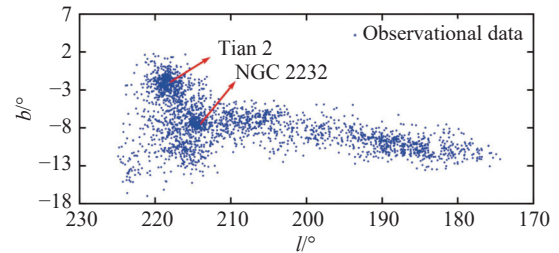


图 1 观测的恒星蛇成员星

Fig. 1 The observed stellar snake member stars

单个OC在银河系势场下的潮汐剥离过程的研究由来已久. Kharchenko等^[15]通过对单个OC进行多参数的 N 体模拟(N 是模拟对象的数量),表明单个OC在演化50 Myr时,并无法形成明显的潮汐流结构. Tian^[14]也是在该研究基础上,认定恒星蛇并不是一个潮汐结构. 2020年Dinnbier等^[18]通过一系列的动力学数值模拟,显示即使考虑OC在形成初期,由于气体快速损失而造成的星团膨胀,在50 Myr的时间上形成的潮汐结构依然小于100 pc. 但这些模拟工作仅针对单星团,双星团系统由于相互绕转所产生的星团自旋、潮汐相互作用和物质交换,导致其演化与单星团有很大不同. de la Fuente Marcos等^[19-20]通过对双星团的模拟研究发现,双星团的结构无法稳定存在,其存在时间大致为10~100 Myr. Priyatikanto等^[21]研究了在银河系潮汐场中,不同轨道相位下双星团的演化过程,发

现星团之间的相互绕转会加速质量的损失. Ishchenko等^[22]在2024年对 Collinder 135和 UBC 7组成的OC对的模拟显示, 虽然没有看到明显潮汐流结构, 但双星团的相互绕转可以在外围形成共有的疏散恒星包层. 而根据潮汐结构形成的拉格朗日原理, 在系统潮汐半径外的恒星会被外界潮汐场快速剥离(如文献^[23]). 因此, 相对于单星团, 双星团会更快地形成更大的潮汐结构.

基于这些考虑, 本工作通过 N 体数值模拟对 OC NGC 2232和 Tian 2所组成的双星团系统进行动力学建模, 以探讨恒星蛇结构是否是由双星团初始绕转导致的额外潮汐扰动所产生的潮汐结构. 第2节将主要介绍OC与银河系的模拟参数以及模型选择; 第3节对组成恒星蛇核心部分的双星团进行建模, 并且研究了两个星团的单独轨道演化和双星团束缚轨道演化, 并讨论恒星蛇结构的形成原因; 第4节进行了一些讨论; 第5节是对本工作的总结.

2 OC与银河系的模型构建

2.1 星团的模型

在本文中, 我们使用Python程序包Galpy^①中的标准King模型来生成星团初始条件(Initial Condition, IC)^[24]. 该模型是由King^[25]在1962年根据球状星团观测结果得到的恒星分布, 可以很好地描述一个经过充分弛豫的 N 体系统的动力学状态, 同时也为研究星团的形成和演化提供了重要的模型参考. 生成标准King模型主要有以下几个参数: 无量纲中心势 W_0 、星团总质量 M_{tot} 、OC的粒子数 N 和星团潮汐半径 r_t . 对于 W_0 的选择, 为了控制变量, 本文将OC的 W_0 都选择为6 (对应中等聚集度模型). Wang等^[16]通过拟合等龄线发现恒星蛇中80%成员星的质量都小于 $1 M_{\odot}$, 最大恒星质量约为 $3 M_{\odot}$, 并通过使用Kroupa IMF模型^[26], 得到恒星蛇系统总质量约为 $2500 M_{\odot}$. 考虑到观测的恒星质量相差不大, 并且为了与观测到的成员星质量下限接近, 本文使用等质量模型,

即每一个粒子的质量统一设置为 $0.8 M_{\odot}$. 在Kharchenko等^[15]的研究中, 作者利用Harfst等^[27]专门开发的 ϕ GRAPE代码, 分别进行了高分辨率等质量 N 体模拟和包含大质量恒星的非等质量模拟, 结果显示两者的动力学演化过程基本一致. 由于两个OC都非常年轻并且得到的观测距离非常接近, 因此我们设置两种质量组合, 一种是两个星团质量相同, 均为 $1250 M_{\odot}$, 而另一种两个星团质量不同, 分别为 $1000 M_{\odot}$ 和 $1500 M_{\odot}$. OC的潮汐半径 r_t 与星团质量 M_{tot} 之间的关系可以通过下式来表示:

$$r_t = \left[\frac{GM_{\text{tot}}}{2(A-B)^2} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (1)$$

该公式是由Pinfield等^[28]推导得到, 其中 G 是万有引力常数, M_{tot} 是OC的总质量. A 和 B 是奥尔特常数, 我们使用的是文献^[29]所得到的奥尔特常数 $A = 15.3 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$ 和 $B = -11.9 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-1}$. 为了能够合理讨论星团的质量损失, 我们现在定义一个半径 r_{90} , 表示星团初始时刻包含了星团90%质量的半径, 其定义如下:

$$\frac{M(r < r_{90})}{M_{\text{tot}}} = 90\%. \quad (2)$$

OC具体的参数信息由表1给出, 第1列表示模拟的OC名称, 如 $1000 M_{\odot}$ 的OC将其命名为OC1. 对于一个新形成的OC, 星团中的气体通常会在几百万年的时间内逐渐消失^[30], 因此观测到的OC中几乎都不含气体. Jadhav等^[31]使用Gaia DR3数据和已有光谱巡天数据分析了1379个OC, 发现其中仅约1%的星团存在自旋特征. 以此为基础, 本研究不涉及气体部分, 并且模拟的OC初始时刻没有自旋.

表 1 OC相关参数

Table 1 Parameters related to open clusters				
Name	Mass/ M_{\odot}	Particle Number	r_t/pc	r_{90}/pc
OC1	1000	1250	14.27	7.0
OC1.25	1250	1562	15.37	7.4
OC1.5	1500	1875	16.33	7.6

^①<https://www.galpy.org>

2.2 模拟程序与单星团的稳定性

我们在本研究中进行 N 体模拟所使用的程序是Gadget4^②, 这是由Springel等^[32]开发的用于星系宇宙学模拟的大规模并程序, 可以进行高分辨率模拟, 适合模拟从星团、星际介质到宇宙大尺度结构等多个尺度的系统演化过程. 为了提高计算效率并兼顾精度, 本文使用FMM-PM算法, 此处FMM指Fast Multipole Method, PM指Particle-Mesh算法. FMM-PM算法先通过PM算法将空间分区并构建Tree (树状)结构, 之后根据Tree节点的空间距离将粒子之间的引力分为远场力和近场力两种. 距离较远的直接使用PM算法. 而在距离较近的小尺度上, 为避免以往版本Gadget所采用的TreePM算法在小尺度遇到的单边树(one side tree)问题, 这里采用FMM算法将网格展开. 通过调整FMM的展开阶数和相对展开判据, 可以在保持精度的同时将计算效率提高10倍左右. 同时为了保留恒星粒子近距离相互作用机制, 我们选择在小尺度进行直接引力计算, 这样可以在一定程度上保留星团内恒星间的近距离交会过程.

Gadget4对小尺度的粒子-粒子相互作用采用引力软化处理, 当粒子间距 r 趋于0时, 引力趋近为 Gm/ϵ^2 , 而不是发散至无穷大, 这里的 ϵ 为引力软化长度, m 为模拟中单个粒子的质量. 这样的处理可以避免引力发散效应, 很大程度地提高计算效率, 但会导致小尺度两体动力学过程精度下降. 由于本文主要关注星团的质量损失和星流的形成, 这个过程更多受星团整体质量分布演化以及恒星粒子在星团内外引力场中的运动影响, 恒星近距离交会的动力学机制相对不重要. 经过测试, Gadget4的引力软化过程并不会导致星团的非物理膨胀, 或使过多的恒星处于潮汐半径外, 从而导致被过量的潮汐剥离, 星团整体结构可以保持稳定. 图2展示的是对OC1.5的稳定性分析, 由于其能在保证精度的同时拥有较高的模拟效率, 本文选用Gadget4作为动力学数值模拟程序. 经过测试不同的软化长度 ϵ , 我们发现 $\epsilon = 0.1$ pc时, 既能保证模拟星团的稳定性, 同时又能获得最高的数值模拟效率. 因而在本文中, 所有模拟的软化长度统一设置为0.1 pc.

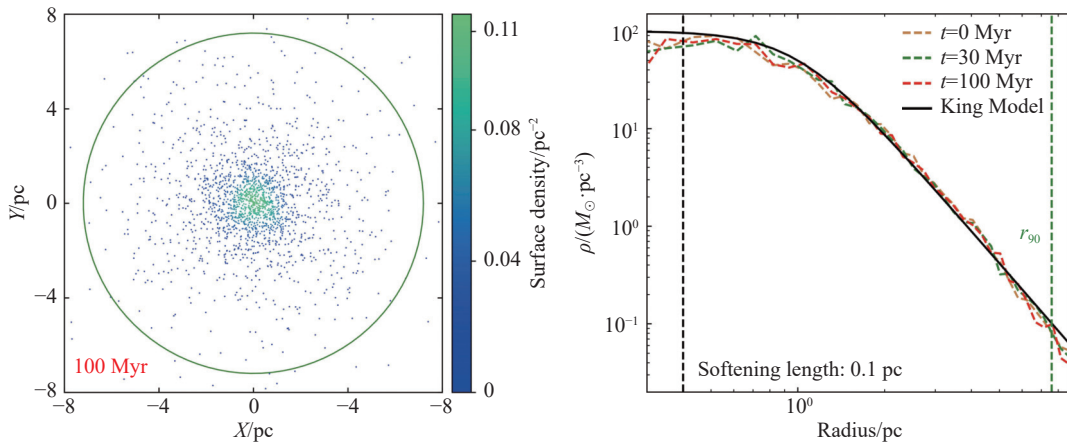


图 2 左图为OC1.5在100 Myr时的粒子分布, 图中颜色表示恒星投影面密度, 绿色圆圈表示 r_{90} ; 右图展示了恒星体密度轮廓随时间的变化, 其中黑色实线表示King模型的理论轮廓, 虚线表示3个时刻的密度分布. 右图中还通过黑色虚线和绿色虚线分别表示软化尺度 ϵ 和 r_{90} 半径.

Fig. 2 The left panel shows the particle distribution of OC1.5 at 100 Myr, with the color representing the stellar density. The green circle indicates the r_{90} radius. The right panel displays the evolution of the stellar density profile over time, where the black solid line represents the theoretical profile based on the King model, and the dashed lines show the density distributions at three different time steps. In the right panel, the black dashed line and the green dashed line represent the softening length ϵ and the r_{90} radius, respectively.

②<https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/gadget4/>

此外, Gadget4中缺乏恒星演化过程导致的恒星粒子质量损失. 通常认为, 大质量恒星演化是比较迅速的, 其演化过程中会经历剧烈的质量损失. 大质量恒星的寿命很短, 会很快地损失质量, 从而使星团总体质量下降, 导致星团膨胀, 动力学蒸发过程加快, 由于我们模拟星团所用初始条件使用的是当前时刻的观测参数, 此时星团已经诞生超过30 Myr, 大质量恒星的演化已经结束. 通过Lamers等^[33]所给出的质量损失率随时间变化的近似公式(文中(2)式), 得到恒星演化会使OC质量在30 Myr到100 Myr期间损失约3.9%的质量. 考虑到文献^[33]所用的是引力束缚质量, 本文中用的是 r_{90} 范围内的所有质量, 由大质量恒星演化造成的约3.9%质量损失率对恒星蛇潮汐结构的影响基本可以忽略.

在Galpy库中对King模型的实现是通过在相空间按特定分布随机采样, 这种随机过程会带来一定噪音和误差, 在相空间中产生非物理的涨落. 在较大质量的球状星团中, Galpy生成的初始条件经过弛豫, 中心区域密度会产生较为明显的下降. 这一现象在低质量疏散星团中不明显, 但仍有必要进行检验. 本文中所有IC都先进行了100 Myr的孤立演化, 除了检验前文讨论的Gadget4对星团模拟的可靠性外, 还测试了IC稳定性, 检查其结构是否随着时间发生变化; 并对IC进行弛豫, 消除内部应力, 使生成的IC内部分布更加自然. 图2左图展示的是其粒子分布. 考虑到观测误差很大, 即使结合Gaia等的数据, 也并不能直接得出恒星是否被星团动力学束缚. 本文使用初始时刻包含90%质量的半径 r_{90} , 作为星团成员星总质量的判据. 注意 r_{90} 由初始时刻确定, 不随时间变化, 其数值约为星

团潮汐半径 r_t 的一半. 图2左图最外层的绿色圆圈表示该星团的 r_{90} 半径, 包含了该星团大部分恒星, 该范围外的恒星密度很低, 难以观测. 右图展示了3个时刻星团的密度分布以及软化长度 ϵ (黑色虚线)和 r_{90} (绿色虚线). 可以看到, 星团的恒星密度分布轮廓在100 Myr的时间尺度上基本稳定, 与理论值保持一致. 这表明我们所使用程序的参数设置以及生成的星团是稳定的, 为后续研究提供了可靠的基础.

2.3 银河系势场模型

银河系是一个盘状星系, 其结构主要由核球(Bulge)、银盘(Disk)以及银晕(Halo)组成. 其中核球是银盘中央区域的棒状结构^[34], 位于银河系中心, 其总质量约为 $(2.0 \pm 0.3) \times 10^{10} M_{\odot}$ ^[35]. 银盘则是由恒星、气体以及星际尘埃组成. 银河系中的恒星几乎都分布在核球以及银盘上, McMillan^[36]通过将模型与观测进行拟合提出银河系中恒星总质量为 $(6.43 \pm 0.63) \times 10^{10} M_{\odot}$. 恒星晕与暗物质晕构成了银晕, 这是包裹在核球和银盘外的晕状结构, 其中不参与电磁相互作用的暗物质占绝大多数. 暗晕的范围可到200 kpc以外, 总质量在 $5 \times 10^{11} \sim 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ 之间, 约占银河系总质量的97%^[37].

考虑到恒星蛇系统比较年轻, 在银河系中的演化时标很短, 本文使用静态银河系引力势, 选择的模型是Bovy^[24]所提出BovyMWPotential2014模型. 该模型将银河系各组分参数化, 优势在于能作为一个可靠且即取即用的标准模型, 极大简化了轨道计算的复杂性. 模型参数如表2所示, 其中, Model指代构成BovyMWPotential2014引力势的核球、银盘及暗物质晕的具体势模型.

表 2 BovyMWPotential2014模型参数
Table 2 BovyMWPotential2014 model parameters

Component	Model	M/M_{\odot}	Scale length a /kpc	Scale height b /kpc
Bulge	PowerLawCutoffPotential	0.5×10^{10}	1.9	-
Disk	MiyamotoNagaiPotential	6.8×10^{10}	3	0.28
Dark matter halo	NFWPotential	7.27×10^{11}	16	-

Tian 2和NGC 2232的轨道距离银道面的高度

很小, 不超过100 pc, 基本在银河系恒星盘内运行.

这里恒星盘使用的是Miyamoto-Nagai模型^[38], 这是构建星系的一种常见模型, 其势函数为:

$$\Phi(r, z) = -\frac{GM_d}{\sqrt{r^2 + (a + \sqrt{z^2 + b^2})^2}}. \quad (3)$$

其中 M_d 为盘的质量, z 为距离盘面的高度, a 为标长, b 为标高.

为了避免银河系势场所带来的模型依赖问题, 本文还测试了McMillan17^[36]银河系模型. 结果表明, 恒星蛇的动力学建模对所采用的银河系模型不敏感, 结果基本一致. 为了文章简洁, 我们这里只介绍BovyMWPotential14模型的结果.

3 恒星蛇的建模

3.1 恒星蛇轨道参数

Wang等^[16]在论文中采用Schönrich^[39]所确定的太阳位置 $(R_0, Z_0) = (8.27, 0.0, 0.0)$ kpc, 绕转速度 $V_r \approx 219.2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 太阳运动速度在本地静止标准系(Local Standard of Rest, LSR)下的速度 $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (9.58, 10.52, 7.01) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[40]. 此时Tian 2和NGC 2232观测数据如表3. 其中 (l_0, b_0) 表示银经和银纬坐标, d 表示与太阳的距离, (U, V, W) 则表示相对于LSR的速度.

表 3 Tian 2和NGC 2232的当前时刻运动学参数
Table 3 Kinetic parameters of nowadays Tian 2 and NGC 2232

OC	$l_0/^\circ$	$b_0/^\circ$	d/pc	$U/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	$V/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	$W/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$
Tian 2	218.33	-2.12	285.9	-8.0	-1.9	-4.0
NGC 2232	214.22	-7.51	319.2	-9.9	-2.6	-4.0

我们使用Wang等^[16]论文中使用的太阳位置和速度, 并结合表3中的观测信息, 将银道坐标系转化为银心直角坐标系, Tian 2和NGC 2232位置坐标分别为 $(X, Y, Z) = (-8.49, -0.18, -0.01)$ kpc、 $(-8.53, -0.18, -0.04)$ kpc. 速度信息分别为 $(V_x, V_y, V_z) = (-8.0, 217.24, -4.0) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 和 $(-9.9, 216.64, -4.0) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. 两个星团的相对距离为50 pc, 质量分别约为 $1000 M_\odot$, 相对速度为 $2.02 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 明显高于束缚系统所要求的 $0.402 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 因而可以推断, 该双星系统目前是非引力束缚系统. 但双星团系统在外界潮汐场中的演化是非常不稳定的, 银河系潮汐场在沿着银心和双星系统质心连线方向对双星系统有个持续向外的拉力, 在垂直该连线方向有个向内的压力. 结合双星系统不同的距离和相对速度, 外部潮汐场会导致双星系统在较短时间内发生并合或者相互分离, 这在前人的多个理论和观测工作中都有验证. 如de la Fuente Marcos等^[19]在观测中发现双疏散星团系统在25 Myr时, 其存活率只有约17%; de la Fuente Marcos等^[20]通过 N 体动力学模拟认为双疏

散星团系统是无法稳定存在的, 可以视为瞬变天体(transient objects); Priyatikanto等^[21]结合半解析模型和 N 体模拟发现银河系潮汐场中的双星团会在200 Myr内要么发生并合, 要么分离为非束缚系统, 稳定绕转系统基本不存在. 同时考虑到观测中也有较大的不确定性, 因而并不能判断该系统在形成初期是否是引力束缚状态. 本文将该系统初始状态为非束缚系统模型和束缚系统模型两种情况分别讨论. 此外, 虽然通过等年龄线拟合给出的星团年龄约为30~40 Myr, 考虑到该方法的不确定度和观测误差, 并加入一定的时间余量, 本文使用100 Myr作为动力学演化的时间上限.

3.2 双星团非束缚演化模型

首先考虑两个星团为非引力束缚的孤立星团时, 将两个星团的位置和速度信息输入BovyMWPotential2014构建的银河系引力势模型中, 并通过Gala[®]程序中内置的Bovy2014势场模型进行轨道分离回溯, 得到了这两个星团在100 Myr前的位置和速度信息, 如表4所示.

[®]<https://gala.adrian.pw/>

表 4 100 Myr前非束缚模型的星团运动学信息
Table 4 Kinematic parameters of the unbound model of two clusters 100 Myr ago

OC	X/kpc	Y/kpc	Z/kpc	$V_x/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	$V_y/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$	$V_z/(\text{km} \cdot \text{s}^{-1})$
Tian 2	7.652	-3.5	0.04	-94.76	-197	-2.97
NGC 2232	7.733	-3.493	0.02	-95.07	-196.5	-4.77

Gala程序包^[41]是Python中一个专门用于天体动力学分析的工具包, 提供了强大的动力学模拟和轨道计算功能. 该程序支持多种引力势模型, 包括常用的银河系势、球状星团势等, 允许使用者对星团、恒星以及其他天体在这些势场中的轨迹进行回溯或预测. 此外, 该程序还具备灵活的轨道积分器, 可以处理不同的时间步长和精度要求, 适合大规模天体系统的研究.

现在将表4中获得的星团位置和速度作为初始的动力学参数进行两个模拟, 分别为模拟U1和U2 (这里U代表Unbound, 非引力束缚), 其中模拟U1为等质量模拟, 两个星团质量相同, 使用OC1.25模型. 而模拟U2为差异质量模拟, 两个星团分别使用OC1和OC1.5模型. 我们分别将模拟U1和U2进行100 Myr的演化, 图3展示了非束缚模型中U1模拟在100 Myr时长的模拟信息, 模拟时间用 t 表示. U1轨道如图3左图所示, 其中红色叉和蓝色叉分别表示NGC 2232和Tian 2模拟结束时刻的位置, 即观测到的当前时刻位置. 模拟的轨道显示, 该系统在过去的100 Myr时间内, 已经两次穿过银盘, 距离银道面的最大垂直高度约为70 pc, 这样的高度并不会使星团受到较大的穿盘冲击, 对其质量损失过程几乎没有影响. 右图展示了两个星团的银心距(红蓝实线)和彼此间距(黑色虚线)随时间的演化, 可以看到轨道远银心点和近银心点的差别不超过10%, 是个比较圆的轨道. 根据等龄线拟合确定的年龄约为30~40 Myr, 该系统在形成时处于轨道近银心点附近, 银心距约为8.46 kpc, 这与当前时刻基本一致. 在回溯期间Tian 2和NGC 2232的轨道近心点距离为8.36 kpc和8.41 kpc, 远心点距离为8.632 kpc和8.64 kpc, 垂直银盘最大高度为59 pc和70 pc, 轨道周期约为235 Myr. 右图的黑色虚线(Dis)表示两星团之间的距离, 由此可知该双星团在演化历史上的最近距离为22.4 pc, 大

约在24 Myr前相互处于对方的潮汐半径内, 可能会存在较强的潮汐作用. 该双星团之后就开始了相互远离, 潮汐作用影响逐渐减小.

我们通过对模拟所生成的每一个时刻的输出计算在 r_{90} 半径内的粒子质量, 得到两个星团之间的质量损失与间距的关系, 如图4所示, 其中 $M_{(t)}$ 表示模拟到 t 时刻星团在其 r_{90} 半径内的质量, $M_{(0)}$ 为星团初始质量. 图4左图展示的是两个星团质量相同的模拟U1, 右图则表示模拟U2的结果, 其中红蓝虚线表示星团的质量损失, 黑色实线表示两个星团之间的距离变化. 从中可以发现: 在100 Myr的时标下, 两个模拟中的星团质量没有明显损失, 也就是当考虑两个星团为非束缚系统进行演化时, 并不会在短时间(~ 100 Myr)内形成潮汐结构. 即便是在约20 Myr前, 两个星团间距小于潮汐半径的情况下, 仍没有产生明显的质量损失. 这主要是由于潮汐半径 r_t 约是 r_{90} 的两倍, 潮汐半径外的恒星密度很低, 几乎不影响由 r_{90} 所定义的星团质量.

虽然双星团在100 Myr的时间内没有产生明显质量损失, 但其外围弥散恒星仍在银河系潮汐场的作用下产生了一定的潮汐结构, 如图5所示. 图中展示模拟U1经过100 Myr演化至当前时刻的恒星粒子的空间分布, 左图为银盘方向投影, 右图为垂直于银盘方向投影. 其中彩色实线指向银心方向, 黑色箭头表示星团的运动速度方向, 绿色圈表示星团的 r_{90} . 由于轨道的偏心率很小, 星团的速度方向基本垂直于与银心的连线. 图中可以看到在星团的外围恒星在银河系潮汐作用下形成了椭圆分布, 这与2020年Dinnbier等^[18]所给出的银河系中单星团外围潮汐结构椭率与演化时长的关系相符. 但由于星团本身较小, 银河系的潮汐场很难影响星团整体结构, 只能改变星团外围低密度的恒星区域形状. 这种低密度恒星场低于银河系场星

的密度, 因此难以观测, 而且其长轴只有约 50 pc, 与观测到的恒星蛇结构不符.

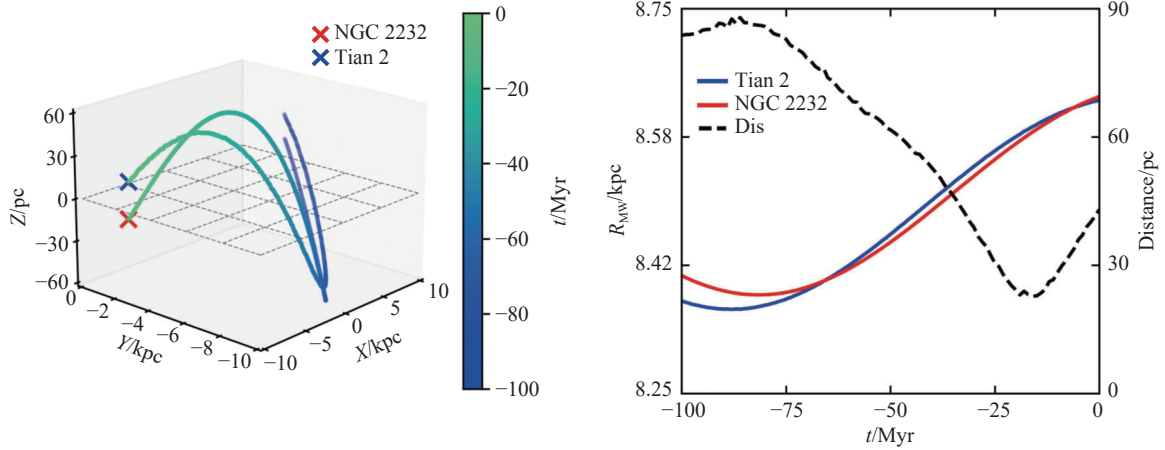


图 3 非束缚模型中 U1 模拟在 100 Myr 时长的轨道. 其中左图表示在银心坐标系下的 3 维轨道, 图中灰色网格表示银盘面, 两个星团当前的位置用叉号表示, 轨道的颜色表示不同的回溯时间. 右图中红蓝两条实线表示对应星团的银心距, 黑色虚线表示两星团的间距.

Fig. 3 The orbit of the U1 simulation in the unbound model over a duration of 100 Myr. The left panel shows the 3D orbit in the Galactic center coordinate system, with the gray grid representing the Galactic plane. The current positions of the two clusters are marked with crosses, and the colors of the orbit indicate different lookback times. In the right panel, the solid red and blue lines represent the Galactocentric distances of the corresponding clusters, while the dashed black line indicates the separation distance between the two clusters.

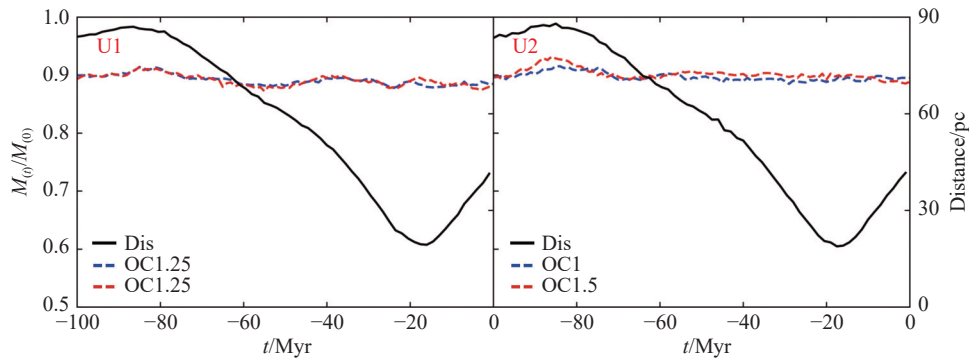


图 4 非束缚模型中的星团质量(红蓝虚线)和星团间距(黑色实线)随时间的变化, 其中左图表示等质量模拟 U1, 右图表示差异质量模拟 U2.

Fig. 4 The variation of cluster mass (red and blue dashed lines) and cluster separation distance (black solid line) over 100 Myr in the unbound model. The left panel shows the equal-mass simulation U1, while the right panel displays the unequal-mass simulation U2.

3.3 双星团束缚演化模型

Priyatikanto 等^[21]通过 N 体模拟和半解析模拟的对比, 发现双星团系统在并合的过程中会存在额外的质量损失. 现在我们将星团 Tian 2 和 NGC 2232 作为一个整体, 对质心使用 Gala 进行轨道回溯, 得到 100 Myr 前在银心直角坐标系中的位置为

(7.704, -3.76, 0.025) kpc, 对应速度为 (-98.787, -193.38, -3.975) $\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. 由于无法得知该双星团系统在形成时的间距, 我们设置了星团的初始间距分别为 A: 20 pc、B: 30 pc 和 C: 40 pc, 并考虑了两种情况: (1) 两个星团质量相同, 都为 $1250 M_{\odot}$; (2) 星团质量不同, 分别为 $1000 M_{\odot}$ 和 $1500 M_{\odot}$.

M_{\odot} . 将3种不同的初始距离(A、B、C)与(1)和(2)两种情况进行组合, 即共有A1至C2共6种不同的模拟. 对于每种初始间距, 我们假设两个星团在系统内的初始绕转为垂直于银盘面的圆轨道, 对应系统内绕转速度分别为0.357、0.292和0.2528

$\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$. 现在我们将回溯得到的位置与速度信息同星团之间的绕转参数共同添加到初始时刻的运动学参数中, 使用Gadget4模拟演化到当前时刻, 总演化时长为100 Myr.

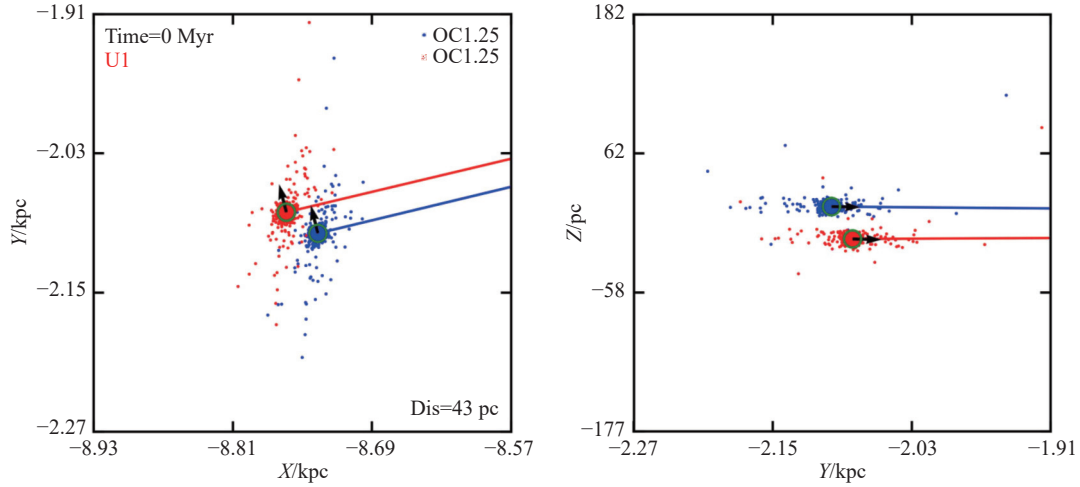


图 5 非束缚模型中U1模拟在0 Myr时刻的恒星粒子分布图. 左图为 $X - Y$ 平面投影, 右图为 $Y - Z$ 平面投影. 图中实线指向银心方向, 黑色箭头表示星团运动方向.

Fig. 5 The stellar particle distribution at 0 Myr for the U1 simulation in the unbound model. The left panel shows the projection on the $X - Y$ plane, while the right panel displays the $Y - Z$ plane. The solid lines in the figures point towards the Galactic center, and the black arrows indicate the direction of cluster motion.

图6左图展示的是初始距离为40 pc, 星团质量相同的模拟C1, 右图展示的是两个星团间距和银心距的变化. 与前面讨论的非引力束缚模型相比, 束缚模型中两个星团在银河系中的运行轨道更为接近, 双星团间距更近, 相互绕转周期约为50 Myr, 最远间距约为45 pc. 考虑星团的年龄 < 40 Myr, 在这个时标内的最近距离为7 pc, 因而该双星团系统在形成后会受到更大的引力潮汐扰动. 这个作用会加热星团内部的恒星, 使其更容易逃出自身星团的引力势阱, 形成更松散的外部结构. Ishchenko等^[22]在2024年对Collinder 135和UBC 7组成的OC对的模拟结果显示, 双星团相互绕转可以在星团外围形成共有的疏散恒星包层.

这种由相互作用形成的外围疏散结构更容易被银河系潮汐场剥离, 图7展示的是束缚模型中6个模拟的结果. 与图4相比, 星团在3个初始距离下都进行了明显的绕转. 其中初始间距20 pc的

A1和A2模拟, 星团间距在过去的40 Myr时间内最近约为5 pc, 已经显著低于潮汐半径 r_t . 其质量在两个间距最近的时刻开始出现明显损失. 在第1个间距近点, 约80 Myr之前, 质量开始出现下降. 这里的质量损失不明显可能是因为我们为了符合观测, 使用 r_{90} 范围内的质量而不是引力束缚质量导致的. 但在第2个间距近点, 时间约为40 Myr之前时, r_{90} 内开始逐渐损失超过10%的质量. 这种明显的质量损失没有出现在非束缚模型中, 表明双星团系统中相互之间的引力扰动会加剧质量损失, 与我们之前所讨论的一致, 也与Priyatikanto等^[21]对双星团演化过程的研究以及Ishchenko等^[22]在2024年对Collinder 135和UBC 7组成的OC对的模拟所暗示的相符. 这一现象在初始间距为30 pc的模拟B以及40 pc的模拟C中也有出现. 在模拟B与模拟C中, 星团初始间距更远, 相互间引力扰动作用较弱, 导致质量损失略小于模拟A. 在6个模拟

中, 双星团在演化时都能运行到间距更小的位置, 如约35 Myr之前的间距小于5 pc, 因而受到更大的

扰动从而导致更多的质量损失.

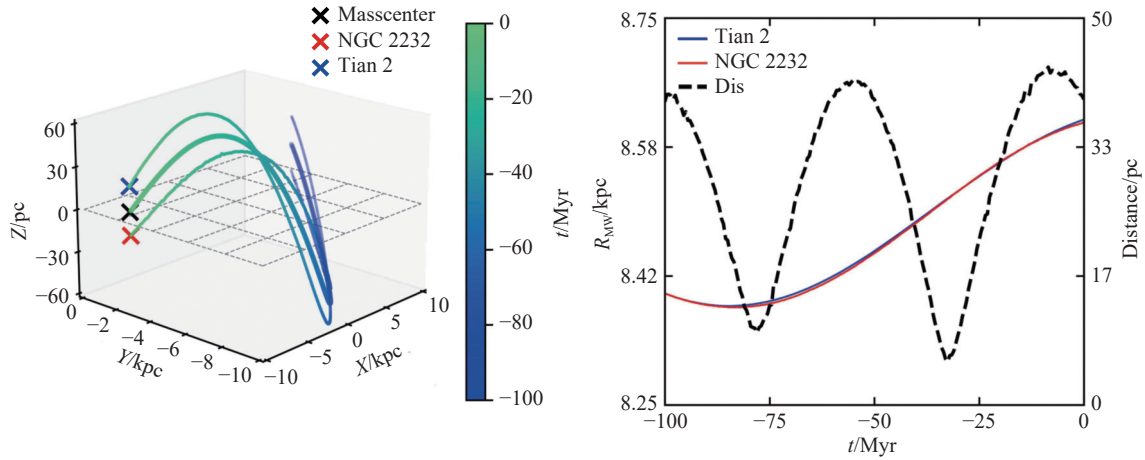


图 6 束缚模型中C1模拟100 Myr时长的轨道, 其中黑色叉号表示双星系统质心, 其余与图3相同.

Fig. 6 The orbital simulation of C1 in the bound model over 100 Myr is shown, where the black cross marks the center of mass of the binary system, with all other conditions remaining the same as in Fig 3.

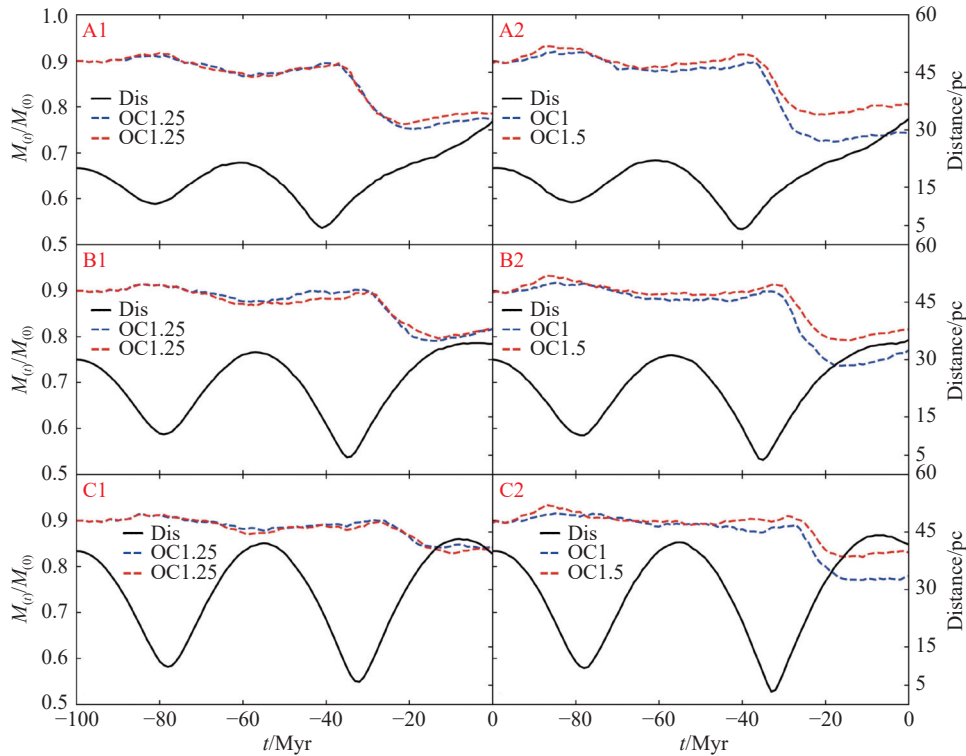


图 7 束缚模型中的星团质量和间距随时间变化, 其余与图4相同.

Fig. 7 The cluster mass and separation in the bound model vary with time, while the remaining conditions are the same as in Fig 4.

在图4以及图7中, 星团质量在演化初期并未立即开始损失, 而是呈现出先小幅增长而后持续衰减的趋势, 这种现象的出现可能与星团质量损失定义有关. 由于外界潮汐场对星团会沿连线方向拉伸, 垂直于连线方向压缩. 此时原本在 r_{90} 外的恒星会进入 r_{90} 半径内, 星团模拟之初质量的增加一部分来源于此. 另一部分原因是处于潮汐半径外的恒星会很快被潮汐剥离, 但潮汐半径会随星团间距离以及星团在银河系中的位置发生变化, 在近心点处被潮汐剥离的恒星并不会很快远离原星团而是沿着原初的轨道和原星团共同运行. 这部分恒星在由近心点到远心点的过程中逐渐被拉长, 而在经过远心点后, 在向近心点方向运行时, 一部分重新聚集到原星团附近也会增加原星团的质量. 这两种效应都强烈地依赖于星团间距, 可以在图7中看到, 星团的质量变化与星团间距有很强的相关性. 质量增加都发生在星团相互靠近的阶段, 反之亦然. 星团的质量损失不是连续的, 而是与轨道周期相关并呈现出阶梯状, 在阶梯之间可能会由重新吸积产生质量增长, 如Küpper等^[42]通

过本轮运动分析了这个机制. 这种现象不仅出现在通过半径定义的质量上, 对于动力学束缚质量也有类似的现象^[23].

在等质量模型的模拟1系列中, 两个星团的质量损失基本一致. 而从差异质量模型的模拟2系列可以看到, 小质量星团损失质量更多(如图7右图中的蓝色虚线), 比大质量星团的质量损失高出60%(图7右图中的红色虚线). 这是由于星团质量较小时, 其自引力势阱更浅、潮汐半径也更小, 恒星更容易在外界扰动加热作用下逃出潮汐半径^[43].

为了检查在引力束缚模型中被剥离的恒星是否能形成明显的潮汐结构, 我们将图7中6个星团系统的恒星分布展示在观测所对应的银经和银纬坐标中, 如图8所示. 从图中可以看到, 经过100 Myr演化, 星团周围出现了受到星团和银河系潮汐共同作用而剥离的恒星结构. 虽然束缚模型中星团有较大的质量损失, 但与非束缚模型类似, 所形成的潮汐结构恒星密度很低, 且在银纬上分布的范围普遍小于 20° .

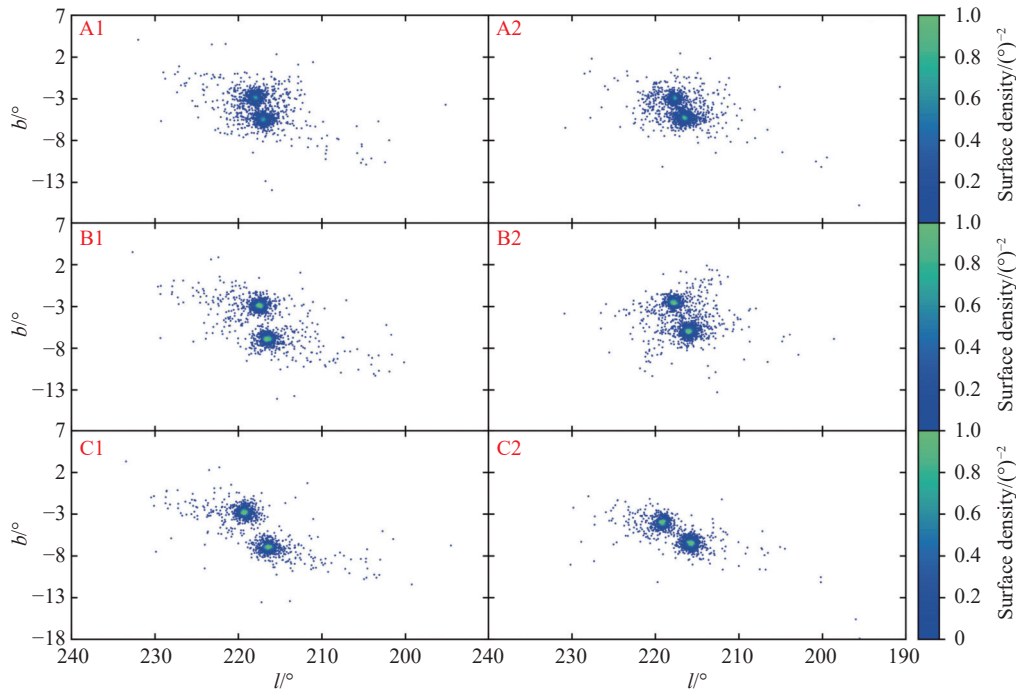


图 8 束缚模型中6个模拟在0 Myr时刻, 恒星粒子在银经和银纬坐标的分布图.

Fig. 8 Distribution maps of star particles in Galactic longitude and latitude coordinates at 0 Myr for six simulations in the bound model.

图9显示了C1模拟结果(彩色粒子)与观测到的恒星蛇(灰色粒子)对比. 图中可以发现, 从Tian 2和NGC 2232组成的双星团系统中延伸出的恒星蛇结构在银经的分布超过 50° , 但模拟结果显示, 即便经过了100 Myr时间的动力学演化, 从模拟星团Tian 2延伸出的恒星星流长度只有约 20° . 而且考虑到恒星蛇年龄约为 $30\sim 40$ Myr, 模拟结果显示双星团绕转的相互作用以及银河系潮汐作用不足以在如此短的时间内形成类似恒星蛇那样庞大的结构.

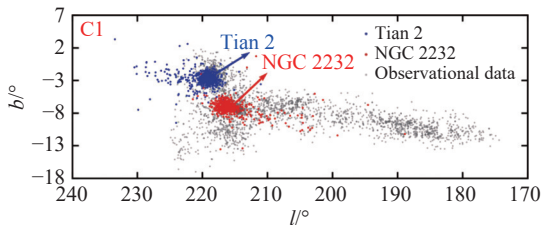


图 9 束缚模型C1模拟的恒星粒子分布(彩色粒子), 与观测的恒星蛇成员星(灰色粒子)对照.

Fig. 9 The stellar particle distribution of the bound model C1 simulation (colored particles) is compared with the observed member stars of the stellar snake (gray particles).

4 讨论

4.1 星流的双臂对称结构

星流是从原有的自引力束缚系统在外潮汐场作用下形成的结构. 该系统在环绕外部势场运行时, 其内部恒星受到内外作用力的共同影响, 在运行到洛希瓣(Roche Lobe)外时, 从内(L1)、外(L2)拉格朗日点(Lagrange Point)流出, 脱离原系统的引力束缚. 其中从L1点流出的恒星具有比原系统更低的轨道能量和更快的速度, 会运行到原系统剩余核(Remnant Core)的轨道前方, 并根据恒星不同的速度沿轨道弥散开, 形成星流的导臂(Leading Arm). 而从L2流出的恒星的轨道能量比原系统更大, 轨道速度更慢, 落在剩余核轨道后方, 并根据不同的速度分散开形成曳臂(Trailing Arm). 这一机制可以用地球卫星类比, 更高轨道的卫星有更高的轨道能量, 但速度更慢. 由于组成

星流的成员星与原系统的整体轨道动能和轨道角动量基本一致, 因而导臂和曳臂也和原系统的轨道大致相同. 这一星流形成理论已经得到了很好的理论研究, 并被多个观测所证实, 对星流的数值模拟建模也能很好地重现出观测的结构, 并限制观测星流的形成过程(如文献[43–45]等).

根据这一理论, 形成的星流必然是由剩余核轨道前方的导臂以及轨道后方的曳臂这两个基本对称的部分组成. 对银河系内比较完整的卫星星系星流, 如人马座星流(Sagittarius Stream)^[46], 麦哲伦云流^[47] (Magellanic Stream, 主要是气体流, 但同样有导臂和曳臂)等的观测都发现了剩余核前后的双臂结构. 对星团星流, 如GD-1^[48]、Paloma-5^[49]等的观测也是如此. 然而这都是单星团系统形成的星流, 双星团系统是否会形成单臂星流也是本文想探索的一个问题. 由于双星团系统的复杂性以及双星绕转与在银河系中运行轨道的不同耦合方式, 使得模拟中的自由参数过多. 本文无法对所有的参数都进行详细的讨论, 只是尽可能测试了不同的参数组合. 这些对恒星蛇的多种建模结果都显示, 双星团系统的相互绕转会在更短的时间内剥离更多的恒星成分, 但形成的星流同样是基本对称的双臂结构, 如图8和图9所示. 模拟结果除了与观测类似, 以NGC 2232为起点延伸出的导臂, 即恒星蛇的尾部, 还形成了以Tian 2为起点, 与尾部相反方向延伸出去的曳臂. 目前无论是发现恒星蛇结构的工作^[14], 还是将其扩展到近邻更大范围的工作^[16], 都没有发现该曳臂结构, 如图9, 因而也不支持恒星蛇结构的潮汐形成理论.

4.2 星流的分子云起源

巨分子云(Giant Molecular Cloud, GMC)是由分子气体组成的庞大集合体, 其质量超过太阳质量的10000倍以上^[50]. GMC的直径大约5至200 pc, 典型质量介于 $10^4 - 10^7 M_\odot$ 之间. GMC的子结构呈现出复杂的形态, 包括丝状结构(Filament)、片状结构(Sheet)、泡状结构(Bubble)和不规则团块(Irregular Clump). 其中丝状结构在分子云中普遍存在, 其形成可能是湍流和引力的共同作用. 同时, 星际磁场可能在丝状结构的形状形成和维持

方面起到重要作用. 如Li等^[51]在2019年对猎户座2 (ORION2)分子云的磁流体动力学数值模拟研究工作中发现星际介质会沿着磁场方向坍缩, 并形成垂直于磁场方向的丝状结构. 而高密度的分子云丝状结构会碎裂成引力束缚的核心, 其中大部分将演化成恒星. Wang等^[16]在2022年的工作中也对此进行了详细的讨论, 认为该结构的形成可能是由一个GMC分层坍缩, 并形成恒星导致的.

5 总结与展望

在本工作中, 我们使用一系列高精度 N 体模拟来研究恒星蛇的起源问题, 并通过两个不同的引力束缚假设研究双星团系统在银河系潮汐场中形成的星流结构的形态和长度, 并推断恒星蛇的起源.

本工作首先根据Tian^[14]在2020年对恒星蛇的观测以及Wang等^[16]在2022年、Yang等^[17]在2024年对恒星蛇及其附近恒星复合结构的观测数据, 通过Galpy软件包中的King模型生成不同质量的OC, 作为NGC 2232和Tian 2的初始条件, 并模拟孤立演化100 Myr以检验该模型和数值模拟程序Gadget4的稳定性. 随后, 通过分别假设双星团系统是否在形成初期处于引力束缚状态, 并使用观测数据结合Gala软件包c程序确定该系统在100 Myr前的初始运动学参数, 通过 N 体模拟重构该系统的演化. 结果表明, 非引力束缚模型的星团质量损失以及潮汐结构长度与单星团模拟的结果相同, 在100 Myr的演化时长内无法生成明显的星流结构. 引力束缚模型的星团质量损失会明显高于单星团模型, 被外部潮汐场剥离的恒星会更快地形成潮汐结构. 但潮汐作用形成的星流是由导臂和曳臂组成的双成分基本对称结构, 无法与观测到的恒星蛇单侧结构对应. 同时, 由多个不同双星团结构设置的模拟结果显示, 100 Myr的时间内无法形成长度在200 pc的星流, 因而恒星蛇结构应该不是潮汐星流, 而是由纤维状巨分子云坍缩直接形成的.

虽然对恒星蛇的建模表明其并不是潮汐结构, 但该工作发现了双星团系统比单星团更容易损失质量并形成潮汐结构, 这仍然是一种重要机制. 今后我们将尝试对更多的双星团系统进行建模, 搜

寻双星团附近年轻潮汐星流, 并进一步限制双星团系统的结构和形成历史.

致谢 感谢审稿人对文章提出的宝贵意见. 感谢王凡提供的恒星蛇星表. 感谢国家基础科学数据中心模拟数据库的支持.

参考文献

- [1] Fu X, Bragaglia A, Liu C, et al. *A&A*, 2022, 668: A4
- [2] He Z, Li C, Zhong J, et al. *ApJS*, 2022, 260: 8
- [3] Castro-Ginard A, Jordi C, Luri X, et al. *A&A*, 2022, 661: A118
- [4] Hunt E L, Reffert S. *A&A*, 2023, 673: A114
- [5] Sun W, Li C, Deng L, et al. *ApJ*, 2019, 883: 182
- [6] Xu Y, Hao C J, Liu D J, et al. *ApJ*, 2023, 947: 54
- [7] Camargo D, Bica E, Bonatto C. *MNRAS*, 2016, 455: 3126
- [8] Currie T, Hernandez J, Irwin J, et al. *ApJS*, 2010, 186: 191
- [9] Subramaniam A, Gorti U, Sagar R, et al. *A&A*, 1995, 302: 86
- [10] De Silva G M, Carraro G, D Orazi V, et al. *MNRAS*, 2015, 453: 106
- [11] Song F, Esamdin A, Hu Q, et al. *A&A*, 2022, 666: A75
- [12] Li Z, Zhu Z. 2024, arXiv: astro-ph/2405.02530
- [13] Qin S, Zhong J, Tang T, et al. *ApJS*, 2023, 265: 12
- [14] Tian H J. *ApJ*, 2020, 904: 196
- [15] Kharchenko N V, Berczik P, Petrov M I, et al. *A&A*, 2009, 495: 807
- [16] Wang F, Tian H, Qiu D, et al. *MNRAS*, 2022, 513: 503
- [17] Yang X M, Bird S A, Li J, et al. *MNRAS*, 2024, 530: 4970
- [18] Dinnbier F, Walch S. *MNRAS*, 2020, 499: 748
- [19] de la Fuente Marcos R, de la Fuente Marcos C. *A&A*, 2009, 500: L13
- [20] de la Fuente Marcos R, de la Fuente Marcos C. *ApJ*, 2010, 719: 104
- [21] Priyatikanto R, Kouwenhoven M B N, Arifyanto M I, et al. *MNRAS*, 2016, 457: 1339
- [22] Ishchenko M, Kovaleva D A, Berczik P, et al. *A&A*, 2024, 686: A225
- [23] Chang J, Maccio A, Kang X. *MNRAS*, 2013, 431: 3533
- [24] Bovy J. *ApJS*, 2015, 216: 29
- [25] King I. *AJ*, 1962, 67: 471
- [26] Kroupa P, Aarseth S, Hurley J. *MNRAS*, 2001, 321: 699
- [27] Harfst S, Gualandris A, Merritt D, et al. *MNRAS*, 2008, 2: 12
- [28] Pinfield D J, Jameson R F, Hodgkin S T. *MNRAS*, 1998, 299: 955

- [29] Bovy J. *MNRAS*, 2017, 468: L63
- [30] Pang X, Li Y, Tang S Y, et al. *ApJ*, 2020, 900: L4
- [31] Jadhav V V, Kroupa P, Wu W, et al. *A&A*, 2024, 687: A89
- [32] Springel V, Pakmor R, Zier O, et al. *MNRAS*, 2021, 506: 2871
- [33] Lamers H J G L M, Gieles M, Bastian N, et al. *A&A*, 2005, 441: 117
- [34] Shen J, Rich R M, Kormendy J, et al. *ApJ*, 2010, 720: L72
- [35] Valenti E, Zoccali M, Gonzalez O A, et al. *A&A*, 2016, 587: L6
- [36] McMillan P J. *MNRAS*, 2017, 465: 76
- [37] Wang W T, Han J X, Cautun M, et al. *SCPMA*, 2020, 63: 109801
- [38] Miyamoto M, Nagai R. *PASJ*, 1975, 27: 533
- [39] Schönrich R. *MNRAS*, 2012, 427: 274
- [40] Tian H J, Liu C, Carlin J L, et al. *ApJ*, 2015, 809: 145
- [41] Price-Whelan A M. *JOSS*, 2017, 2: 388
- [42] Küpper A H W, Lane R R, Heggie D C. *MNRAS*, 2012, 420: 2700
- [43] Binney J, Tremaine S. *Galactic Dynamics*. Princeton: Princeton University Press, 1988: 113–114
- [44] Chang J, Yuan Z, Xue X X, et al. *ApJ*, 2020, 905: 100
- [45] Weatherford N C, Rasio F A, Chatterjee S, et al. *ApJ*, 2024, 967: 42
- [46] Majewski S R, Skrutskie M F, Weinberg M D, et al. *ApJ*, 2003, 599: 1082
- [47] Nidever D L, Majewski S R, Burton W B. *ApJ*, 2008, 679: 432
- [48] Price-Whelan A M, Bonaca A. *ApJ*, 2018, 863: L20
- [49] Erkal D, Koposov S E, Belokurov V. *MNRAS*, 2017, 470: 60
- [50] Fukui Y, Kawamura A. *ARA&A*, 2010, 48: 547
- [51] Li P S, Klein R I. *MNRAS*, 2019, 485: 4509

Numerical Simulation Study on the Origin of Stellar Snakes

LIANG Guo¹ CHANG Jiang² LI Jing¹ DAI Cai-ping² TIAN Hai-jun³

(1 School of Physics and Astronomy, China West Normal University, Nanchong 637009)

(2 Purple Mountain Observatory, Chinese Academy of Sciences, Nanjing 210023)

(3 School of Science, Hangzhou Dianzi University, Hangzhou 310018)

ABSTRACT Thanks to recent advancements in observational technology, significant progress has been made in the search for open clusters. Among these, binary open clusters have become a key focus of cluster studies due to their unique properties and complex interactions. The open clusters NGC 2232 and Tian 2, which are located at a very close distance from each other, are considered a binary cluster system. Observations show that these two clusters have very young and similar ages (approximately 30~40 Myr). There is a structure formed by stars with a length exceeding 200 pc near the binary star cluster, which is called the “Stellar Snake”. Through a series of high-precision N -body dynamical simulations (N : the number of bodies), the formation of the stellar snake has been dynamically modeled. The simulation results indicate that the two clusters are currently in a non-dynamically bound state, and it remains uncertain whether they were bound at the time of their formation. If the system is initially considered unbound, the two clusters show no significant mass loss after independently evolving for 100 Myr, and their mass loss rate is not significantly higher than that of a single open cluster in the Milky Way under tidal stripping. In contrast, if the two clusters were initially bound at birth and evolved together for 100 Myr, the tidal effects from mutual orbital motion within this bound system significantly accelerated the mass loss of the clusters. As a result, the stripped stars formed a larger tidal structure, but the tidal stream did not effectively form a structure resembling the stellar snake with a span over 200 pc. Additionally, considering the observed stellar snake as a one-sided structure, it does not match the symmetric tidal arms and tails that would be expected from tidal interactions. Therefore, the stellar snake is not likely to be a product of tidal effects, but rather a formation mechanism more consistent with the collapse of primordial gas along a filamentary structure.

Key words galaxy: open clusters, stellar snake, galaxies: kinematics and dynamics, methods: numerical simulations