

LETTER TO THE EDITOR

潮汐相互作用可以停止银河棒： 在 LMC 非旋转棒上

Ó. Jiménez-Arranz¹ and S. Roca-Fàbrega¹

¹ Lund Observatory, Division of Astrophysics, Department of Physics, Lund University, Box 43, SE-22100, Lund, Sweden

收到 <date> / 接受 <date>

ABSTRACT

Context. 使用 *Gaia* DR3 数据, Jiménez-Arranz et al. (2024a) 使用三种不同的方法计算了 LMC 棒图案的速度。其中一个结果显示 LMC 可能拥有一条几乎不旋转的棒, 并且相对于 LMC 盘略微逆向旋转, 其图案速度为 $\Omega_p = -1.0 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。
Aims. 为了确认潮汐相互作用可以触发 LMC 由于与 SMC 的相互作用而承载一个非旋转棒, 这可能会导致 LMC 棒显著减速直到它(暂时)停止。

Methods. 我们分析了来自 KRATOS 系列 (Jiménez-Arranz et al. 2024b) 中检测到非旋转棒的模型子集 (K9 和 K21)。我们使用两种不同的方法来追踪棒图案速度的演化: 程序 `pattern_speed.py` (Dehnen et al. 2023), 以及棒主轴相位角变化率的时间有限差分。

Results. 在 K9 的第二次 LMC-SMC 类近日点通过过程中, 类似 LMC 星系的棒状结构减弱到几乎消失, 并以一种模式速度再生, 这种模式速度从 $\Omega_p \sim 20 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 减慢到 $\Omega_p \sim 0 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, 在不到 75 Myr 的时间内。然后, 棒旋转的速度小于 $\Omega_p \sim 3 - 5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, 大约持续了 1 亿年, 直到恢复到初始(相互作用前)的角速度 $\Omega_p \sim 10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。K21 模拟的结果是可比较的。

Conclusions. 这项工作首次直接证据, 表明星系棒可以通过潮汐相互作用减速甚至停止, 这加强了大麦哲伦云可能拥有一个非旋转棒的可能性, 并且可以为观察到的慢速旋转棒提供一种替代形成机制。

Key words. 星系: 动力学和动态 - 大小麦哲伦云 - 相互作用

1. 介绍

银河棒普遍存在。大约三分之二的局部宇宙中的螺旋星系都拥有它们 (e.g. Eskridge et al. 2000; Masters et al. 2011; Erwin 2018)。因为棒状结构既可以作为角动量的来源也可以是其吸收者, 在星系内部重新分配恒星、气体和暗物质, 人们认为它们是世俗演化的关键驱动力 (e.g. Athanassoula 2002, 2003; Debattista et al. 2006; Sellwood 2014)。银河棒几乎刚性地旋转, 其旋转由角频率(或模式速度)参数化, 并且通过全局盘不稳定性形成。在孤立状态下, 这种不稳定性可以通过从棒向暗物质晕传输角动量来产生 (e.g. Sellwood 1980; Weinberg 1985; Sellwood 2014)。模拟结果显示, 由于动力学摩擦, 棒状结构的模式速度随时间逐渐减小 (e.g. Sellwood 1980; Athanassoula 2003; Dehnen et al. 2023; Jiménez-Arranz et al. 2024b)。

模拟还表明, 一个盘状星系与其大质量伴星的潮汐相互作用是增强全局盘不稳定性并进而形成星系棒 (e.g. Gerin et al. 1990; Łokas et al. 2014; Ghosh et al. 2021; Jiménez-Arranz et al. 2024b; Ansar et al. 2025; Zheng & Shen 2025) 的另一种方式。在相互作用过程中, 有棒结构的星系的演化将由随后的近日点通过控制, 并且效应取决于棒相对于宿主在近日点处产生的潮汐扭矩的方向。一些研究表明, 棒可以通过星系之间的相互作用被破坏(并可能再次再生) (e.g. Lang et al. 2014; Cavanagh et al. 2022; Jiménez-Arranz et al. 2024b; Ansar et al. 2025; Zheng & Shen 2025)。在最近的一篇论文中, 我们还表明潮汐扭矩可以加速或减慢棒的运动, 改变其模式速度和强度 (Jiménez-Arranz et al. 2024b)。

从观测的角度来看, 对 LMC (即距离银河系最近的棒旋星系) 的分析可以进行前所未有的高分辨率详细研究, 为了解棒旋星系的一般形成和演化提供了关键见解 (e.g. Gaia Collaboration et al. 2021; Niederhofer et al. 2022; Jiménez-Arranz et al. 2023; Kacharov et al. 2024; Jiménez-Arranz et al. 2025)。LMC 的棒结构相当特殊, 因为它偏离中心并且相对于 LMC 平面倾斜 (e.g. van der Marel & Cioni 2001; Choi et al. 2018; Gaia Collaboration et al. 2021; Rathore et al. 2025; Jiménez-Arranz et al. 2025)。模拟表明, 这种不寻常的设置可能是最近与它的卫星星系之一 SMC (e.g. Besla et al. 2012; Jiménez-Arranz et al. 2024b) 相互作用的结果, 这发生在大约 1.5 亿至 2 亿年前 (e.g. Diaz & Bekki 2012)。

最近, Jiménez-Arranz et al. (2024a) 使用 *Gaia* DR3 数据 (Gaia Collaboration et al. 2022) 确定了 LMC 棒的图案速度。令人惊讶的是, 所采用的方法之一表明 LMC 可能承载着一个几乎不旋转且相对于 LMC 盘略微逆向旋转的棒, 其图案速度为 $\Omega_p = -1.0 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。

我们的目标是在这项工作中评估大麦哲伦云和小麦哲伦云之间的潮汐相互作用是否会导致大麦哲伦云棒突然减速直到暂时停止。我们使用合适的数值模拟来测试这一情景, 例如类似 LMC-SMC-MW 星系的 KRATOS 套件模拟 (Jiménez-Arranz et al. 2024b)。

2. KRATOS 仿真

在本研究的主体部分, 我们分析了 KRATOS 套件中的 K9 模拟 (Jiménez-Arranz et al. 2024b)¹。KRATOS 包括一套 28 个纯 N 体模拟, 用于建模参数变化时类似 LMC 星系的演化。该套件包含模型, 其中类似 LMC 的星系处于隔离状态、与 SMC 质量星系相互作用或同时与 SMC 质量和 MW 质量星系相互作用。在这项工作中, 我们使用 Jiménez-Arranz et al. (2024b) 中介绍的符号表示, 其中类似 LMC 的星系被标记为 G_{LMC} , 而 SMC 和 MW 质量系统分别标记为 G_{SMC} 和 G_{MW} 。K9 是 KRATOS 套件模拟之一, 包括全部三个星系 (G_{LMC} 、 G_{SMC} 和 G_{MW})。本文中使用的模拟在以下段落中简要描述; 因此, 为了所有细节, 我们建议读者查阅主要参考文献 (Jiménez-Arranz et al. 2024b)。

在 K9 中, 正如 KRATOS 套件中的所有模拟一样, G_{LMC} 系统被建模为嵌入实时暗物质 Navarro-Frenk-

White (NFW, Navarro et al. 1996) 银晕的恒星指数盘。 G_{SMC} 系统被建模为一个简单的 NFW 银晕。两个 G_{SMC} 暗物质和恒星粒子是根据 NFW 轮廓一次性生成的。然而, 在这项工作中, 正如在 Jiménez-Arranz et al. (2024b) 中一样, 引力束缚最强的颗粒后来被定义为 SMC 的恒星成分, 用于分析和可视化目的。由于所有颗粒, 无论是暗物质还是恒星, 都被视为无碰撞点状重力源, 我们强调这个选择过程对模型没有影响。我们只是希望通过这种粒子选择策略来捕捉恒星成分及其与周围环境的相互作用的演化。最后, 我们在 G_{MW} 中仅模拟了 MW 的暗物质含量, 忽略了 MW 盘对总质量 G_{MW} 的贡献。这是因为我们主要关注的是三个星系之间的相互作用在 G_{LMC} 盘中产生的影响。

模拟的时间和空间分辨率分别为 5000 年和 10 pc。每个粒子的最小质量为 $4 \times 10^3 M_\odot$ 。所有模拟运行了 4.68 Gyr, 始于 LMC-SMC 第二次相互作用的远日点。最初, 每一个 KRATOS 套件模拟由 61 个快照组成 ($\delta t \sim 78 \text{ Myr}$)。然而, 有些模型被重新运行以保存时间间隔更高的快照, 将每个模拟中的快照数量增加到 2,003 ($\delta t \sim 2 \text{ Myr}$)²。在这项工作中, 我们使用了 K9 模拟的高频率版本。具有高的时间频率使我们既能详细地了解 G_{LMC} 棒状结构速度的演变, 又能以有限差分法高精度确定棒状结构的速度 (见第 3 节)。此外, 快照的时间间隔足够高, 可以考察棒状结构的动力学。事实上, 奈奎斯特定理 (Shannon 1949) 保证我们可以追踪并恢复高达 0.245 千米每秒 秒⁻¹ 千秒差距⁻¹ 的频率。

最后, 我们的研究重点是第二次 $G_{\text{LMC}}-G_{\text{SMC}}$ 近星心通过事件³, 其影响参数为 1.68 千秒差距; 也就是说, G_{SMC} 正在穿越 G_{LMC} 的盘面。在 K9 中, G_{LMC} 在第二次近日点通过之前形成了一个具有 Ω_p 的图案速度为 $\sim 10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 的棒。然后, 由于 G_{SMC} 相互作用, 这个棒减弱到几乎消失, 并重新组合形成一个新的棒。对于 $G_{\text{LMC}}-G_{\text{SMC}}$ 相互作用以及 G_{LMC} 的条形属性的更详细描述, 我们分别参考 Jiménez-Arranz et al. (2024b) 的第 3 节和第 6 节。 G_{MW} 在本文分析的模拟时间内至少距离 $G_{\text{LMC}}-G_{\text{SMC}}$ 系统 ≥ 150 千秒差距。因此, 它对 G_{LMC} 内部动力学, 特别是其棒状结构旋转速度的影响极小。

² 每个模拟有 61 个快照, 原始的 KRATOS 套件是开放数据, 并且可以在 <https://dataverse.csuc.cat/dataset.xhtml?persistentId=doi:10.34810/data1156> 在线获取。在合理请求的情况下, 可以提供 KRATOS 套件的高时间分辨率版本 (2,003 个快照)。

³ 该事件发生在 $t = -0.136 \text{ Gy}$, 紧随在 Jiménez-Arranz et al. (2024b) 中做出的决定之后, 在那里从初始条件开始 4.0 Gy 后的快照被认为是 $t = 0$ 。关于这个决定的讨论, 请读者参阅主要参考文献。

¹ 然而, 值得注意的是我们在 KRATOS 中的其他相互作用模拟中观察到了缓慢或几乎停止的条形 (参见第 5 节), 表明这可能不仅仅是一个特定配置或 LMC 样恒星盘稳定性的一个特例, 而是需要未来的分析。

3. 棒状图案速度的测量

为了检查 G_{LMC} 光盘的棒特征, 我们使用与 Jiménez-Arranz et al. (2024b) 中相同的中心和对齐过程。之后, 我们采用两种不同的方法来追踪棒图案速度的演变, 这为我们的分析和结果提供了稳健性。首先, 我们使用程序 `pattern_speed.py` (Dehnen et al. 2023)。这种方法是一种无偏、精确且一致的方法, 可以同时测量模拟棒状星系单个快照中的棒图案速度 Ω_p 和棒的方向角 ϕ_b 。这些参数是在以下假设下找到的: 1) 连续性方程适用; 2) 旋转中心已知; 3) 旋转围绕 z' 轴进行, 且; 4) 密度在旋转系中是稳定的。条形的图案速度已经通过这种方法在模拟 (Bland-Hawthorn et al. 2023; Hey et al. 2023; Machado et al. 2024; Jiménez-Arranz et al. 2024b; Senczuk et al. 2024) 和实际星系的 6D 数据 (Jiménez-Arranz et al. 2024a; Zhang et al. 2024) 中广泛估计过。

程序 `pattern_speed.py` 确定由 $[R_0, R_1]$ 定义的棒区域内的图案速度。该方法允许自动通过寻找二对称密度扰动第二阶的大振幅和具有大致恒定相位角来找到棒区域 (详情请参见他们的附录 B), 或者用户直接输入棒区域。我们选择了第二种选项, 棒区域在整个时间演化过程中固定为 $[R_0, R_1] = [0.2, 1.0]$ 千秒差距。由于图案速度在整个棒区域内被认为是恒定的, 我们认为通过在这种谨慎的选择下确定棒长度 R_1 , 我们可以获得可靠的并在快照之间可比较的结果。另一方面, 如果过度估计了棒长度 R_1 , 则意味着螺旋臂等不同图案速度的污染, 这可能会使我们的结果产生偏差。

其次, 利用重新运行的 KRATOS 模拟套件 ($\delta t \sim 2\text{Myr}$) 高时间采样率的优势, 我们还可以通过有限差分计算棒状结构模式速度的方法来确定棒状主轴相位角变化率 ϕ_b 。我们在棒状结构径向范围内选取连续三个快照中棒状主轴相位角变化率 ϕ_b 的平均值, 以确定棒状结构的模式速度。此外, 对于这种方法以及在整个时间演化过程中, 我们将棒状区域定义与程序 `pattern_speed.py` 相同, 即 $[R_0, R_1] = [0.2, 1.0]\text{kpc}$ 。

4. 结果

首先, 我们通过定性的视觉方法开始分析 G_{LMC} 的柱状图案速度。图 1 展示了 G_{LMC} 盘恒星密度结构⁴ 在 2.2 亿年周期内的演化情况, 以盘面朝上的视角展示 (参见第 3 节关于盘平面的定义)。在此图中, 我们展示了接近 G_{LMC}

和 G_{SMC} 第二次近日点通过时的快照, 这发生在第一面板所示图像之前不久, 在模拟单位中的 $t = -0.136\text{Gyr}$ ($t = 0.0\text{Gyr}$ 对应于 KRATOS 标准模拟最类似于 G_{LMC} 当前观测的时间)。所有面板均从模拟框参考框架显示, 该框架构造上是“惯性”的 (没有总体速度或旋转)。可以看到尽管大多数结构围绕中心演化和旋转, 但棒主轴与 x' 轴对齐约 1.3 亿年 (第二到第四面板), 这正是 G_{SMC} 近日点之后。在此事件之前和之后 (第一和最后一个面板), 棒也像所有其他结构一样围绕中心旋转。

前者定性评估需要使用第 3 节介绍的分析技术进行量化。通过这种分析, 我们旨在提供 G_{LMC} 棒图案速度 Ω_p 的定量分析, 采用两种独立的方法: 程序 `pattern_speed.py` 以及通过对棒主轴相位角变化率的有限差分方法 ϕ_b 。图 2 显示了相对 $m = 2$ 傅里叶振幅 A_2/A_0 (顶部面板) 和棒图案速度 Ω_p (底部面板) 的时间演化——在 G_{LMC} 的棒区定义为 $[R_0, R_1] = [0.2, 1.0]$ 千秒差距 (见第 3 节)。顶部面板中的灰色区域对应于 $A_2/A_0 < 0.2$, 这是用于判断 G_{LMC} 碟片是否有条形的阈值。在底部面板中, 我们仅显示当 G_{LMC} 碟片有条形 ($A_2/A_0 > 0.2$) 时的条形模式速度 Ω_p 。垂直紫色虚线对应于 $G_{\text{LMC}}-G_{\text{SMC}}$ 秒每近心通过。我们展示了由程序 `pattern_speed.py` 确定的棒模式速度 Ω_p , 并分别用蓝色实线和虚线通过有限差分方法表示。我们注意到两种方法提供的结果一致。读者可能会注意到, 图 2 中显示的时间间隔 (从 $t = -0.38\text{Gyr}$ 到 $t = 0.15\text{Gyr}$) 大于图 1 中的间隔 (从 $t = -0.10\text{Gyr}$ 到 $t = 0.12\text{Gyr}$, 水平红线), 以便更好地呈现我们在后者中所看到的内容。

在图 2 中, 我们可以观察到, 在先前的 $G_{\text{LMC}}-G_{\text{SMC}}$ 相互作用中, G_{LMC} 具有一个强度为 $A_2/A_0 \sim 0.3$ 且模式速度为 $\Omega_p \sim 10\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$ 的条状结构。然后, G_{LMC} 在距 $G_{\text{LMC}}-G_{\text{SMC}}$ 秒近心点通过大约 1 亿年前的一个条纹被剥夺, 并在相互作用后约 5000 万年恢复。新的 G_{LMC} 的条纹增长到与之前相似的强度 ($A_2/A_0 \sim 0.25 - 0.3$)。然而, 其图案速度从 $\Omega_p \sim 20 \text{公里 秒}^{-1} \text{千秒差距}^{-1}$ 减速到 $\Omega_p \sim 0 \text{公里 秒}^{-1} \text{千秒差距}^{-1}$, 在不到 75 百万年的时间里。然后, G_{LMC} 的棒在大约 1 亿年的时间里以小于 $\Omega_p \sim 3 - 5\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$ 的速度旋转, 直到恢复初始模式速度为 $\Omega_p \sim 10\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$ 。值得注意的是, 在 $t = 0$ 处 (虚线灰色垂直线) 有一个非旋转条, 这与观测结果 (Jiménez-Arranz et al. 2024a) 一致。

⁴ 一个关于 G_{LMC} 盘恒星密度图的时间演化视频可以在 <https://www.oscarjimenezarranz.com/visualizations/tidal-interaction-can-stop-galactic-bars> 在线获取。

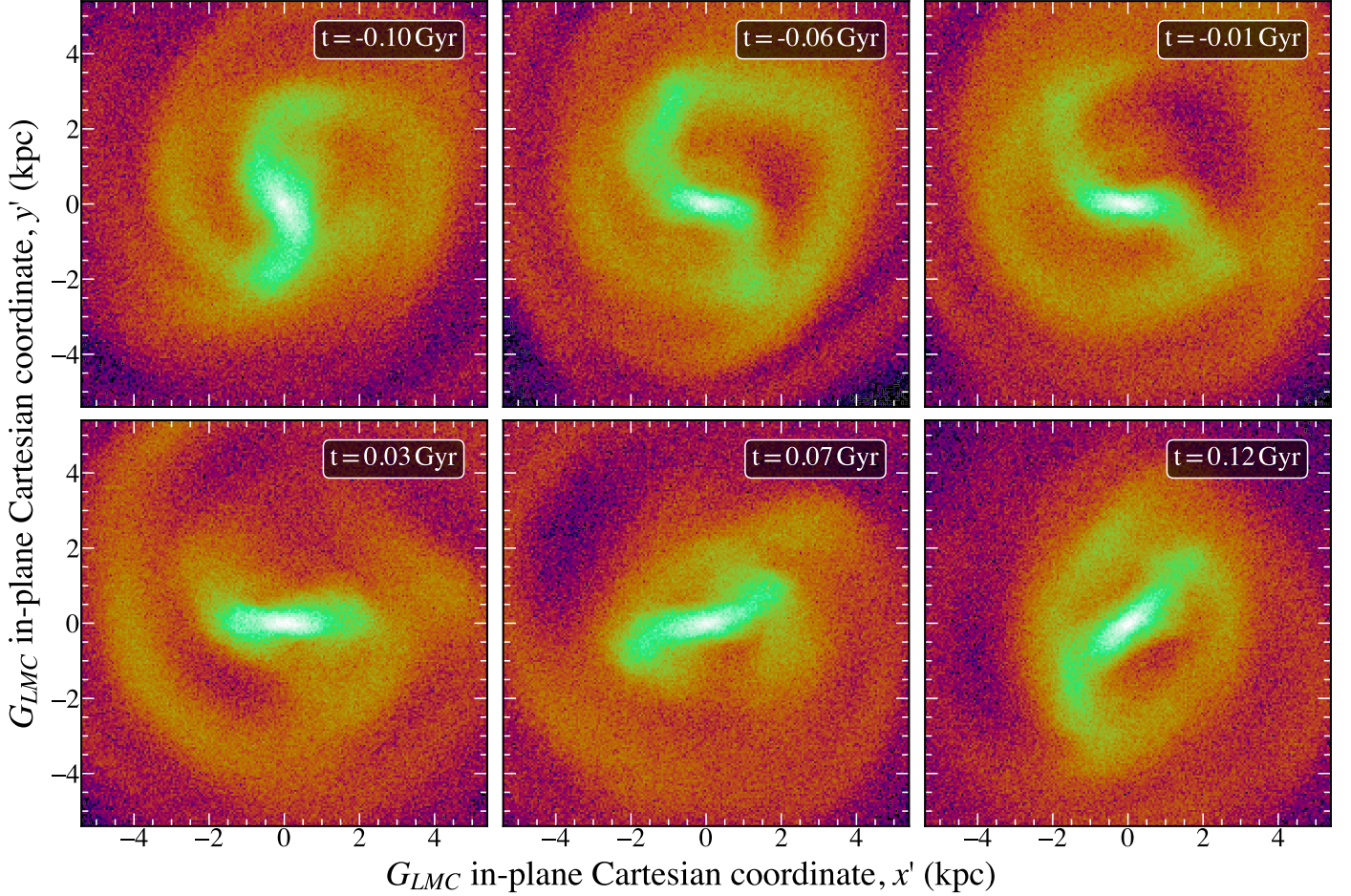
Time evolution of G_{LMC} 's face-on view

Fig. 1: 星盘 G_{LMC} 的面内恒星密度图的时间演化。各面板之间的时间差为 45 Myr, 总时间为 220 Myr (从 $t = -0.10$ Gyr 到 $t = 0.12$ Gyr)。所有地图均以 G_{LMC} 面内的 (x', y') 笛卡尔坐标系显示。该图的视频版本可在线获取。

5. 讨论

使用 *Gaia* DR3 数据, Jiménez-Arranz et al. (2024b) 的作者采用了三种不同的方法来确定 LMC 棒状结构的旋转速度。本研究使用了一组包含 ~ 1200 万颗带有完整天体测量信息的 LMC 恒星的数据集, 这些数据已经去除了来自银河系前景污染的影响 (Jiménez-Arranz et al. 2023)。其中, $\sim 30,000$ 颗恒星还具有视线速度信息。*Gaia* 数据的质量和丰富性使得能够使用三种不同的方法来评估 LMC 棒状结构的旋转速度。那些方法是: Tremaine-Weinberg (TW, Tremaine & Weinberg 1984) 方法, 一个双对称速度 (BV, Gaia Collaboration et al. 2023) 模型, 以及程序 `pattern_speed.py` (referred as the “Dehnen method”, Dehnen et al. 2023)。

令人惊讶的是, 第三种方法, 程序 `pattern_speed.py` 建议 LMC 可能宿主一个几乎不旋转的棒, 并且相对于 LMC 盘略微反向旋转, 其模式速度为 $\Omega_p = -1.0 \pm$

$0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ 。该结果的有效性在 Jiménez-Arranz et al. (2024a) 中进行了讨论。可能导致这个 LMC 不旋转的结果存在偏差和非物理性的示例有; 1) 一个可能的强烈且反向旋转的 $m = 1$ 盘组分, 它可以平衡棒的模式速度, 并且不会被该方法考虑在内; 2) 该方法可能对 LMC 内部区域的尘埃消光和完整性效应敏感, 或许比其他方法更甚。在那项工作中还建议, `pattern_speed.py` 恢复的模式速度可能是真正的 LMC 棒状结构的实际模式速度, 并且棒状结构减速和轻微反向旋转可能是与 SMC 和/或 MW 相互作用的结果。本文是 Jiménez-Arranz et al. (2024a) 的一个自然后续项目, 在该项目中我们使用 KRATOS (Jiménez-Arranz et al. 2024b), 一套 LMC-SMC-MW 系统的数值模拟套件, 来评估由于与 SMC 的相互作用而使 LMC 承载一个不旋转棒状结构的可能性。

具有近似零图案速度的棒状星系的研究仅在少数文章中有涉及。一些数值模拟确实包含这种特殊性质的棒, 但这只适用于极其特定且具有挑战性的配置。例如,

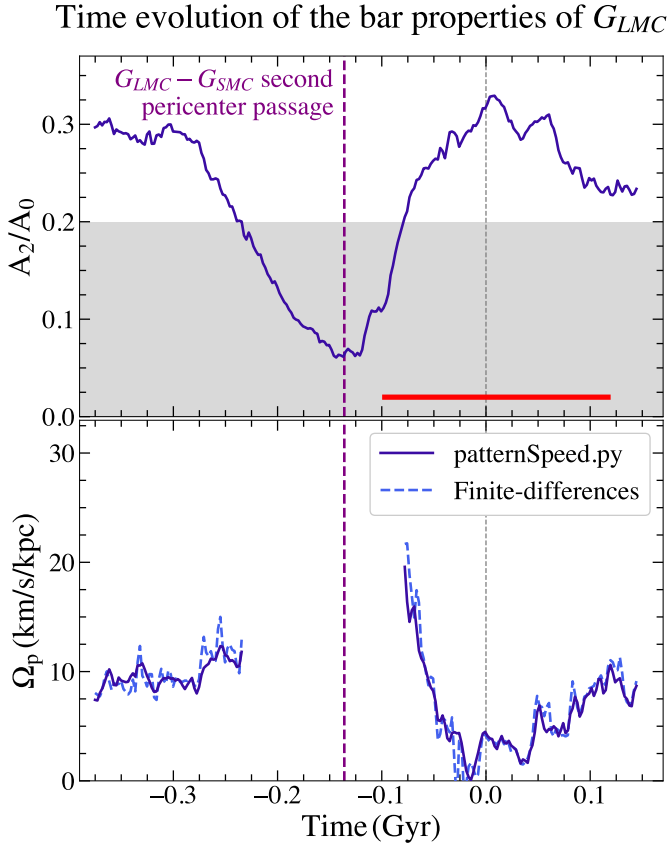


Fig. 2: 顶部: $m = 2$ 傅里叶振幅 A_2/A_0 在 G_{LMC} 棒区随时间的演化——定义为 $[R_0, R_1] = [0.2, 1.0]$ 千秒差距。底部: 通过程序 `pattern_speed.py` (蓝色实线) 和有限差分方法 (蓝色虚线) 确定的棒图案速度 Ω_p 。顶部面板中的灰色区域对应于 $A_2/A_0 < 0.2$, 这是用来判断 G_{LMC} 星系盘是否有棒结构的阈值。水平红线对应的是一如图 1 所示的时间区间 (从 $t = -0.10$ Gyr 到 $t = 0.12$ Gyr)。在底部面板中, 我们仅显示当 G_{LMC} 盘具有棒 ($A_2/A_0 > 0.2$) 时的棒模式速度 Ω_p 。垂直紫色虚线对应于 $G_{LMC} - G_{SMC}$ 近日点。

Collier & Madigan (2023) 进行了一个数值实验, 在该实验中, 一个 N 体系星嵌入在一个反向旋转 (逆行) 的活暗物质晕中, 后者充当负角动量的储备库。嵌入在反向旋转暗物质晕中的棒可以减速, 然后翻转其图案速度, 最终将其旋转与盘解耦。这封信提供了一个观测到的缓慢旋转棒 (e.g. Chemin & Hernandez 2009; Butti et al. 2022) 或甚至非旋转棒 (e.g. Jiménez-Arranz et al. 2024a) 的替代形成机制, 即与伴星系的潮汐相互作用。

值得一提的是, 本工作的主体部分专注于 KRATOS 套件的 K9 模拟。然而, 这并不是套件内唯一可以观察到缓慢或几乎停止的 (see Fig. 10 of Jiménez-Arranz et al. 2024b) 棒的交互模拟 $G_{LMC} - G_{SMC}$ 。例如, K21 是另一个模拟, 在其中 G_{LMC} 棒几乎停止旋转 (见附录 A)。它在 G_{LMC} 的重子质量和总质量以及其 Toomre Q 参数方面与

K9 不同, 这是由于一个更轻且更稳定的 G_{LMC} 。我们强调, 在 K21 中的轨道与 K9 中的轨道不同, 原因是总质量的变化影响了它们与当前轨道估计值的直接可比性。然而, 这种差异为探索质量变化对轨道动力学的影响提供了宝贵的机会, 使其成为一个值得研究的主题——关于 K21 的详细信息, 请参阅 Jiménez-Arranz et al. (2024b)。

多个模型中止杆的存在表明这一过程不仅仅是在特定星系的某个模拟中的独特案例。相反, 它可能代表了宇宙中更普遍的现象, 强调了进一步研究以理解其广泛影响的需求。已经尝试识别和描述导致 G_{LMC} 杆停止的因素。尽管有人试图检查径向迁移 (D. Hebrail, in prep.)、潮汐扭矩图以及相空间, 但极端杆减速的主要原因仍然未知且难以捉摸。

总体而言, 本研究首次提供了直接证据, 证明潮汐相互作用可以停止星系棒的运动。更具体地说, 这项工作支持了大麦哲伦云可能正在承载一个由最近与小麦哲伦云的交互产生的非旋转棒的观点, 这次交互发生在 ~ 150 – 200 Myr (e.g. Diaz & Bekki 2012) 前。然而, 需要更全面的研究来详细描述这一现象并提供理论框架, 这并非本研究的目标。

6. 结论

在这项工作中, 我们分析了 K9 (以及 K21, 参见附录 A) 模拟的 KRATOS 套件 (Jiménez-Arranz et al. 2024b), 以评估 LMC 是否能够容纳一个非旋转的棒状结构 (Jiménez-Arranz et al. 2024a), 这是由于与 SMC 的相互作用造成的。KRATOS 包含一套 28 个模拟, 用于模拟 LMC-SMC-MW 系统的演化。

我们的研究集中在 LMC-SMC 最近一次相互作用上, 这次相互作用大约发生在 1.5 亿至 2 亿年前 (e.g. Diaz & Bekki 2012)。在 K9 中, G_{LMC} 有一个条状结构, 在与 G_{SMC} 的相互作用中几乎消失, 然后重组形成一个新的条状结构。相互作用后, 新形成的棒的速度模式从 $\Omega_p \sim 20$ 公里 秒⁻¹ 千秒差距⁻¹ 减慢到 $\Omega_p \sim 0$ 公里 秒⁻¹ 千秒差距⁻¹, 时间少于 75 百万年。然后, G_{LMC} 的棒在大约 1 亿年的时间里以小于 $\Omega_p \sim 3 - 5$ km s⁻¹ kpc⁻¹ 的速度旋转, 直到恢复初始模式速度为 $\Omega_p \sim 10$ km s⁻¹ kpc⁻¹。

据我们所知, 这项工作是首次直接证据表明银河系棒状结构可以被潮汐相互作用停止。这一结果加强了大麦哲伦云可能拥有一个非旋转的棒状结构 (Jiménez-Arranz et al. 2024a) 的可能性, 并为观测到的缓慢旋转的

棒状结构 (e.g. Fragkoudi et al. 2021) 提供了一个替代形成情景。

最后，我们想强调的是，本工作的目的是报告潮汐相互作用可以停止旋转的星系棒，并不是提供对此现象的详细特征或理论框架，这将留待一个更详细的项目⁵。

Acknowledgements. OJA 感谢瑞典国家航天局 2023-00154 David Hobbs The GaiaNIR Mission 和瑞典国家航天局 2023-00137 David Hobbs The Extended Gaia Mission 的资金支持。SRF 感谢西班牙科学研究部通过研究资助 PID2021-123417OB-I00 提供的财政支持，该资助由 MCIN/AEI/10.13039/501100011033/FEDER, EU 资助。

References

- Ansar, S., Pearson, S., Sanderson, R. E., et al. 2025, *ApJ*, 978, 37
- Athanassoula, E. 2002, *ApJ*, 569, L83
- Athanassoula, E. 2003, *MNRAS*, 341, 1179
- Besla, G., Kallivayalil, N., Hernquist, L., et al. 2012, *MNRAS*, 421, 2109
- Bland-Hawthorn, J., Tepper-Garcia, T., Agertz, O., & Freeman, K. 2023, *ApJ*, 947, 80
- Buttitta, C., Corsini, E. M., Cuomo, V., et al. 2022, *A&A*, 664, L10
- Cavanagh, M. K., Bekki, K., Groves, B. A., & Pfeffer, J. 2022, *MNRAS*, 510, 5164
- Chemin, L. & Hernandez, O. 2009, *A&A*, 499, L25
- Choi, Y., Nidever, D. L., Olsen, K., et al. 2018, *ApJ*, 866, 90
- Collier, A. & Madigan, A.-M. 2023, arXiv e-prints, arXiv:2305.06383
- Debattista, V. P., Mayer, L., Carollo, C. M., et al. 2006, *ApJ*, 645, 209
- Dehnen, W., Semczuk, M., & Schönrich, R. 2023, *MNRAS*, 518, 2712
- Diaz, J. D. & Bekki, K. 2012, *ApJ*, 750, 36
- Erwin, P. 2018, *MNRAS*, 474, 5372
- Eskridge, P. B., Frogel, J. A., Pogge, R. W., et al. 2000, *AJ*, 119, 536
- Fragkoudi, F., Grand, R. J. J., Pakmor, R., et al. 2021, *A&A*, 650, L16
- Gaia Collaboration, Drimmel, R., Romero-Gómez, M., et al. 2023, *A&A*, 674, A37
- Gaia Collaboration, Luri, X., Chemin, L., et al. 2021, *A&A*, 649, A7
- Gaia Collaboration, Vallenari, A., Brown, A. G. A., et al. 2022, arXiv e-prints, arXiv:2208.00211
- Gerin, M., Combes, F., & Athanassoula, E. 1990, *A&A*, 230, 37
- Ghosh, S., Saha, K., Di Matteo, P., & Combes, F. 2021, *MNRAS*, 502, 3085
- Hey, D. R., Huber, D., Shappee, B. J., et al. 2023, *AJ*, 166, 249
- Jiménez-Arranz, Ó., Chemin, L., Romero-Gómez, M., et al. 2024a, *A&A*, 683, A102
- Jiménez-Arranz, Ó., Horta, D., van der Marel, R. P., et al. 2025, arXiv e-prints, arXiv:2501.04616
- Jiménez-Arranz, Ó., Roca-Fàbrega, S., Romero-Gómez, M., et al. 2024b, *A&A*, 688, A51
- Jiménez-Arranz, Ó., Romero-Gómez, M., Luri, X., et al. 2023, *A&A*, 669, A91
- Kacharov, N., Tahmasebzadeh, B., Cioni, M.-R. L., et al. 2024, arXiv e-prints, arXiv:2410.05374
- Lang, M., Holley-Bockelmann, K., & Sinha, M. 2014, *ApJ*, 790, L33
- Łokas, E. L., Athanassoula, E., Debattista, V. P., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 1339
- Machado, R. E. G., Sakamoto, K. R., Wille, A., & Gonçalves, G. F. 2024, *Universe*, 10, 223
- Masters, K. L., Nichol, R. C., Hoyle, B., et al. 2011, *MNRAS*, 411, 2026
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1996, *ApJ*, 462, 563
- Niederhofer, F., Cioni, M.-R. L., Schmidt, T., et al. 2022, *MNRAS*, 512, 5423
- Rathore, H., Choi, Y., Olsen, K. A. G., & Besla, G. 2025, *ApJ*, 978, 55
- Sellwood, J. A. 1980, *A&A*, 89, 296
- Sellwood, J. A. 2014, *Reviews of Modern Physics*, 86, 1
- Semczuk, M., Dehnen, W., Schönrich, R., & Athanassoula, E. 2024, *A&A*, 692, A159
- Shannon, C. E. 1949, *IEEE Proceedings*, 37, 10
- Tremaine, S. & Weinberg, M. D. 1984, *ApJ*, 282, L5
- van der Marel, R. P. & Cioni, M.-R. L. 2001, *AJ*, 122, 1807
- Weinberg, M. D. 1985, *MNRAS*, 213, 451
- Zhang, H., Belokurov, V., Evans, N. W., et al. 2024, *MNRAS*, 535, 2873
- Zheng, Y. & Shen, J. 2025, *ApJ*, 979, 60

⁵ 如果其他研究小组对此项工作感兴趣，我们强调本文中使用的模拟程序可应请求提供。

Appendix A: K21 模拟

本附录展示了 K21 的棒模式速度随时间演变的结果。图 A.1 显示了在 3.5 亿年期间 G_{LMC} 盘恒星密度结构的演化, 为俯视视角⁶ (见第 3 节中对盘平面的定义)。在此图中, 我们展示了第一次近日点通过之后的快照, 即 G_{LMC} 和 G_{SMC} 之间的情况——请注意, 在 K21 中的轨道与 K9 中的不同, 这是由于总质量的变化造成的——这一变化发生在 $t = -0.303$ 十亿年时, 并且远离 G_{LMC} 盘, 最小距离为 $d = 12.9$ 千秒差距。图 A.1 的布局类似于图 1, 这次展示了 9 个面板。所有面板均以模拟箱参考系展示, 该参考系按构造是“惯性”的 (没有整体速度或旋转)。这说明了大约 1.7 亿年间, 棒状结构的主轴几乎与 x' 轴保持对齐, 尽管大多数结构都在变化并围绕中心旋转 (第三到第七幅图)。与其他所有结构一样, 在此事件之前和之后, 棒状结构也围绕中心旋转 (前两幅和最后两幅图)。

图 A.2 显示了相对 $m = 2$ 傅里叶振幅 A_2/A_0 (上部面板) 和 K21 G_{LMC} 棒状区域的棒状图案速度 Ω_p (下部面板) 随时间的变化——由 $[R_0, R_1] = [0.2, 1.0]\text{kpc}$ 定义 (见第 3 节)。图 A.2 采用与图 2 相同的布局。我们可以观察到, 在先验条件 $t = 0$ 之前, 存在一个较弱的棒状结构 ($A_2/A_0 \gtrsim 0.2$), 其模式速度大致恒定, 约为 $\Omega_p \sim 15\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$ 。然后, 该条带变得较弱, 并在 $t = 0.05\text{Gyr}$ 重新聚集, 经历了一个严重的图案速度减缓至 $\Omega_p \sim 0\text{km s}^{-1} \text{kpc}^{-1}$, 并且有一段时间甚至达到了负值。达到 $\Omega_p \sim 5 \text{公里 秒}^{-1} \text{千秒差距}^{-1}$ 后, 它随后减速至负的棒图案速度值, 在 $A_2/A_0 \sim 0.4$ 处达到棒强度峰值。最后, 棒恢复了每秒每千秒差距 $\Omega_p \sim 5 \text{千米 秒}^{-1} \text{千秒差距}^{-1}$ 的模式速度。

⁶ G_{LMC} 星盘的恒星密度图的时间演化视频可以在 <https://www.oscarjimenezarranz.com/visualizations/tidal-interaction-can-stop-galactic-bars> 在线获取。

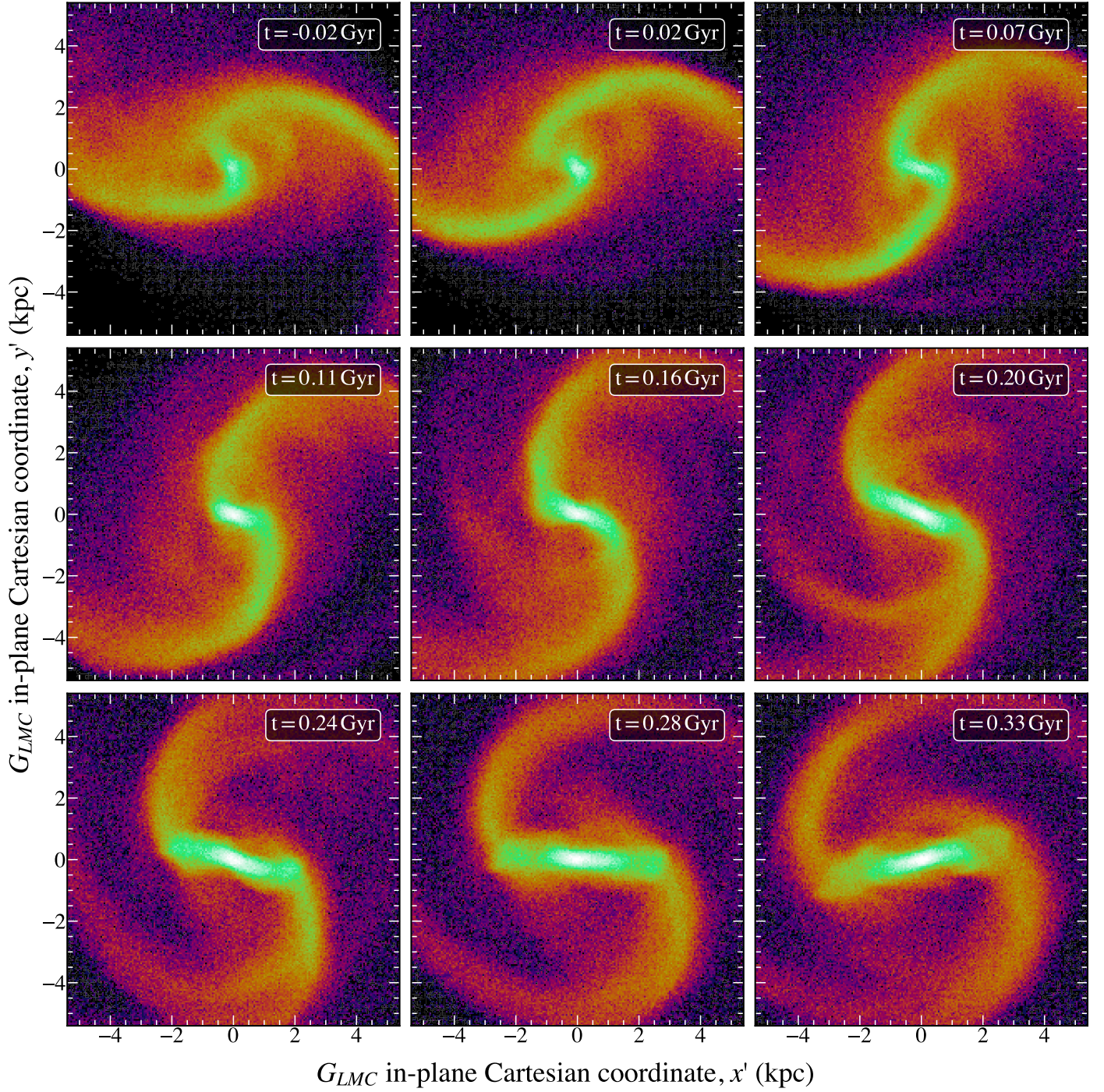
Time evolution of G_{LMC} 's face-on view

Fig. A.1: 与图 1 相同，但用于 K21 模拟。各面板的时间差恒定为 44 Myr，总时间演化为 350 Myr（从 $t = -0.02\text{Gyr}$ 到 $t = 0.33\text{Gyr}$ ）。该图的视频版本可在线获取。

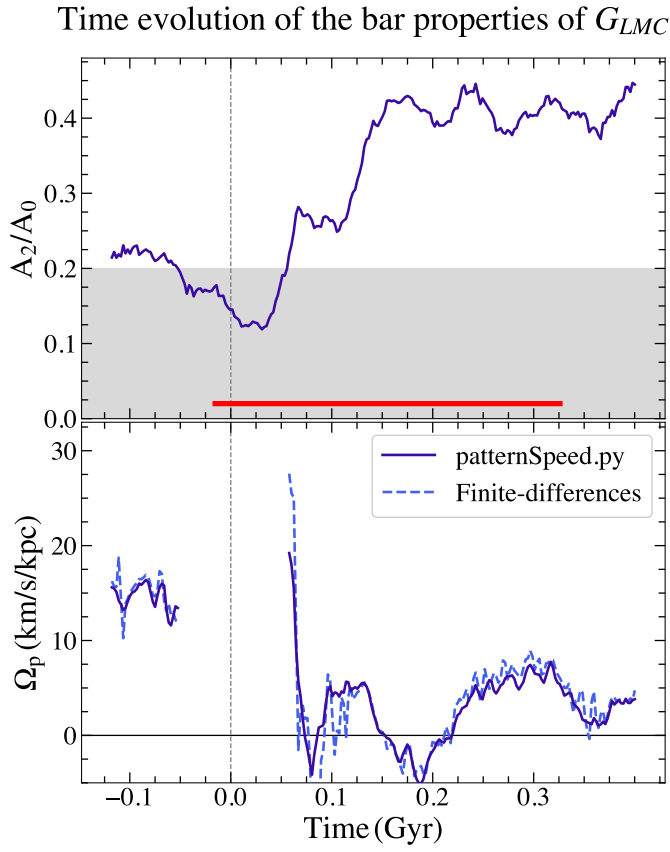


Fig. A.2: 与图 2 相同, 但针对 K21 模拟。在顶部面板中, 水平红线对应于图 A.1 所示的时间间隔 (从 $t = -0.02$ Gyr 到 $t = 0.3$ Gyr)。超出显示的时间范围, 在 $t = -0.303$ Gyr 时, G_{LMC} 和 G_{SMC} 之间的第一次 (也是之前的) 近日点通过发生。