

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2014.01.01

银河系数值模拟研究现状

刘威^{1,2}, 邵实^{1,2}, 谷青¹, 高亮^{1,2}

(1. 中国科学院 国家天文台 计算天体物理重点实验室, 北京 100101; 2. 中国科学院大学 天文与空间科学学院, 北京 100049;

摘要: 标准宇宙学模型是解释和预测大尺度结构形成和演化最成功的模型之一。然而, 在小尺度上仍然存在多方面的挑战。近几十年来, 基于标准宇宙学模型的数值模拟不断加深人们对宇宙结构和星系形成的理解, 成为连接理论研究和观测数据的桥梁。银河系作为人们最熟悉和详细观测的星系之一, 为研究星系形成和演化历史提供了宝贵的样本。这篇文章回顾了近十几年来银河系数值模拟的研究进展。首先介绍了大尺度结构的宇宙学背景和 N 体模拟的数值技术, 探讨了星系形成的理论模型和流体动力学模拟方法, 详细讨论了影响星系演化的主要重子物理机制及其数值化的亚网格模型。随后重点介绍了模拟银河系的放大模拟技术和一些流行的银河系模拟项目, 以及利用银河系模拟缓解小尺度问题的研究现状。最后对银河系模拟的前景进行了总结和展望。

关键词: 数值模拟; 银河系; 放大模拟; 星系形成与演化; 冷暗物质; 流体动力学

中图分类号: P156 **文献标识码:** A

1 引言

随着观测设备的升级和观测技术的革新, 更加细微的宇宙结构和现象不断深化我们对宇宙的认知。这些观测数据挑战着现有的理论模型, 要求其更加准确和全面地解释观测结果。数值模拟作为宇宙学理论研究的主要工具, 在近几十年来随着计算机算力的提升得到了快速发展, 为我们深入研究宇宙演化和星系形成提供了强有力支持, 连接了现代观测与理论研究。然而, 尽管数值模拟在大尺度研究上取得了显著进展, 但在不到 1Mpc 的星系和卫星星系小尺度上, 仍有一些挑战和难题亟需解决^[1, 2]。这不仅需要在观测上捕捉小尺度的结构特征和演化过程, 也需要利用更高分辨率的数值模拟和更精细的星系形成模型描述星系和卫星星系内部的细微结构和动力学状态, 以更全面地理解宇宙中这些重要结构的形成和演化历史。

银河系作为我们最为熟悉和详细观测的星系之一, 对于理解星系形成和演化过程提供了重要的样本, 其在宇宙学研究中具有独特的重要性。银河系的结构、动力学以及成分均有着

收稿日期: 2023-00-00; 修回日期: 2023-00-00

资助项目: 国家自然科学基金 (11988101, 12273053); 王宽诚教育基金

通讯作者: 刘威, liuwei@bao.ac.cn; 邵实, shaoshi@nao.cas.cn

较为完整的观测数据，将银河系的数值模拟结果与观测数据进行比较是验证星系形成理论模型的重要手段之一，能够深化对银河系和其他星系形成演化过程的认识，以及有效限制暗物质性质。例如，对银河系星系盘旋转曲线的观测，为暗物质的存在提供了重要证据，由可观测重子物质推测的旋转曲线，与实际观测的旋转曲线之间存在巨大差异，这说明除了重子物质，星系内还存在不可观测的物质，即暗物质。目前，银河系模拟的主要研究问题包括：1) “消失的卫星星系”问题 (missing satellite problem)：观测到的卫星星系数量明显少于标准模型的预测；2) “卫星星系平面”问题 (plane of satellite problem)：卫星星系空间分布的各向异性问题——观测到的银河系卫星星系分布近似在同一平面且轨道高度一致，而标准模型预测这种现象出现的概率极低；3) “核-尖峰”问题 (core-cusp problem)：标准模型预测的矮星系中心密度是陡峭的尖峰，而观测上是平坦的核球；4) “大而不倒”问题 (too big to fail problem)：标准模型预测的卫星星系质量比观测到的要大得多。

本文综述了银河系数值模拟的最新进展。第二章主要介绍数值模拟的宇宙学背景，即宇宙大尺度结构的形成和演化 (第 2.1 节)，和数值模拟处理大尺度结构的 N 体模拟方法 (第 2.2 节)；第三章系统阐述星系形成的基本原理 (第 3.1 节)，模拟星系形成所采用的流体力学模拟技术 (第 3.2 节)，以及影响星系形成的演化最主要的物理过程和流行的亚网格模型 (第 3.3 节)。第四章重点介绍了对特定感兴趣的天体进行放大模拟的流程 (第 4.1 节)，和常见的用于银河系流体模拟的项目 (第 4.2 节)，在这之后文章讨论了利用银河系模拟研究小尺度挑战的最新进展 (第 4.3 节)。第五章对全文做出总结和展望银河系数值模拟的前景。

2 宇宙大尺度结构与 N 体模拟

2.1 宇宙大尺度结构

现代宇宙学的理论框架构建在宇宙学原理和广义相对论基础之上。宇宙学原理说的是宇宙在大尺度上是均匀的和各向同性的；广义相对论认为宇宙的时空结构由其中的物质和能量决定，即“物质告诉时空如何弯曲，时空告诉物质如何运动”^①。现代宇宙学中最广泛接受的标准模型是宇宙学常数冷暗物质模型 Λ CDM (Cosmological Constant-Cold Dark Matter)，该模型认为宇宙诞生于温度和密度无限高的奇点态，原初量子涨落导致物质密度分布出现扰动，这些扰动通过暴涨迅速扩展到宏观尺度，成为结构形成的种子。在引力不稳定性作用下，密度高的区域逐渐吸积低密度区域的物质，变得越来越致密，而低密区成为空洞，最终形成今天网状的大尺度结构。

^①John A. Wheeler 在其自传 *GEONS, BLACK HOLES, AND QUANTUM FOAM* 一书中写道：“Spacetime tells matter how to move; matter tells spacetime how to curve.”

弗里德曼方程(1)描述了宇宙如何随时间演化, 是标准宇宙学模型的基本方程。

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G}{3}\rho - \frac{Kc^2}{a^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1a)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}\left(\rho + \frac{3P}{c^2}\right) + \frac{\Lambda c^2}{3} \quad (1b)$$

其中 a 是尺度因子, 表示宇宙空间尺度相对当前宇宙尺度的大小, ρ 和 P 分别是宇宙中物质的能量密度和压强, G 是引力常数, Λ 是宇宙学常数。现代宇宙学观测数据表明宇宙极有可能是平坦的^[3-8], 即 $K = 0$ 。今天的宇宙包含三种成分, 其中重子物质组成可观测的星系和星系际介质, 约占总成分的 5%, 暗物质主导宇宙大尺度结构的演化, 构成整个宇宙结构的骨架——宇宙网, 占总能量的 27%, 剩下的约占 68% 的暗能量则是宇宙加速膨胀的原因, 在 Λ CDM 中被简单视为宇宙学常数。随着宇宙不断演化, 不同的能量成分主导着宇宙的不同时期, 见图1, 在红移 $z < z_{\text{eq}} \simeq 3500$ 时, 物质逐渐主导宇宙演化进程, 形成今天的大尺度结构, 直到 $z \simeq 0.5$ 时, 距今约50亿年, 暗能量开始驱动宇宙加速膨胀。

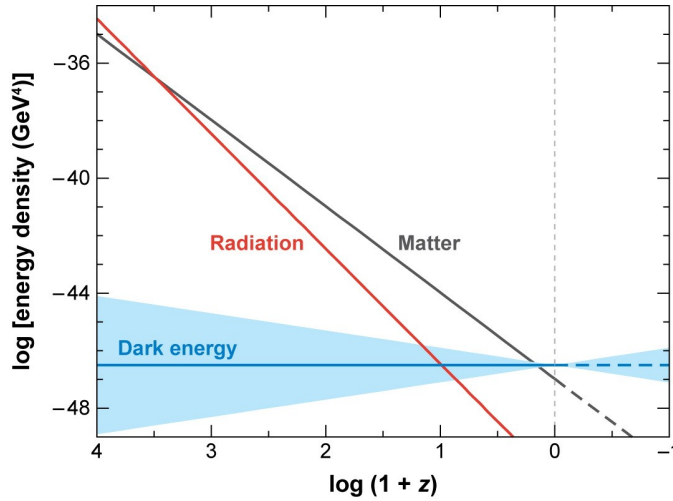


图1 辐射、物质、暗能量的能量密度随红移演化, 阴影部分表示暗能量的状态方程系数 $w = -1 \pm 0.2$ 。^[9]

在物质主导早期, 物质可视为非相对论性的理想流体, 考虑宇宙膨胀效应, 定义共动坐标 $\mathbf{x} = \mathbf{r}/a(t)$, 其时间演化由连续性方程(2)、欧拉方程(3)和泊松方程(4)共同描述:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{3\dot{a}}{a}\rho + \frac{1}{a}\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{a}(\mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{v} + \frac{\dot{a}}{a}\mathbf{v} = -\frac{\nabla P}{a\rho} - \frac{1}{a}\nabla \Phi \quad (3)$$

$$\nabla^2 \Phi = 4\pi G a^2 (\rho - \bar{\rho}) \quad (4)$$

其中, ∇ 表示对共动坐标 \mathbf{x} 的微分算子, $\bar{\rho}$ 是宇宙平均质量密度, \mathbf{v} 是共动速度, P 是压强, Φ 是共动坐标下的引力势, $\bar{\rho}$ 是宇宙平均密度。这一时期的密度场相对平均密度起伏较

小，可以通过线性近似研究宇宙的演化，在一阶线性近似下，即 $\rho = \bar{\rho}(1 + \delta)$ ，这里 δ 为密度扰动，可得其演化规律：

$$\delta(\mathbf{x}, t) = D_{\pm}(t)\delta(\mathbf{x}) \quad (5)$$

其中 $D_{\pm}(t)$ 是密度扰动的增长因子和衰减因子。由于衰减模式的密度扰动随宇宙膨胀迅速消失，若只考虑增长模式，(5)式说明在线性演化阶段，密度扰动随时间的演化是自相似的，即在共动坐标下保持形状不变，但幅度不断增长。

一旦密度涨落 $\delta \sim 1$ ，线性演化不再适用，演化过程进入非线性阶段，此时高密区的物质开始不断聚集成团。这一阶段的演化十分复杂，在早期可以通过近似得到几个应用较广的简化模型，例如球对称坍缩模型和泽尔多维奇模型。当暗物质系统达到一个非线性的准平衡态，形成最初的小暗物质晕（暗晕）。这些暗晕通过不断的吸积周围的物质和与其他暗晕并合形成更大的暗晕，质量可达到 $10^{10}M_{\odot}$ 以上。在并合过程中，有一些稍大的暗晕在并合后没有被潮汐力瓦解，而是继续以相对引力束缚的团块存在于大的暗晕中，称为子暗晕。暗晕并合历史可以很好地用并合树来描述，图2展示大质量暗晕如何通过并合获得质量和子暗晕，左侧表示并合树的主枝，右侧则表示含有子暗晕的子暗晕。暗物质通过这种“由小变大”，“自下而上”的增长方式，最终形成今天大尺度结构的骨架，这就是结构形成的等级成团模型。关于暗晕和子暗晕的相关内容可参考综述[11]，这里不再详细赘述。

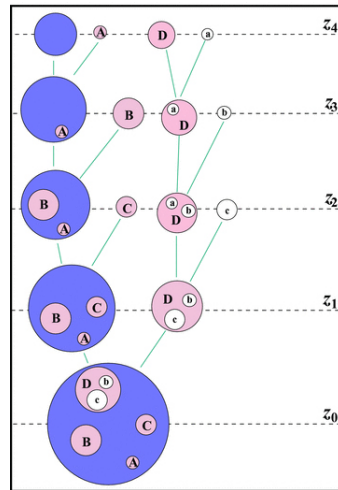


图 2 并合树，暗物质晕及其子暗物质晕。^[10]

2.2 N 体模拟

当物质进入非线性演化阶段，结构形成和演化会变得异常复杂，难以用解析的方法来精确的描述。因此数值模拟在理解宇宙大尺度结构及其演化上起着至关重要的作用。Angulo 等人^[12]系统地介绍了对宇宙大尺度结构的暗物质模拟，包括数值方法、初始条件、其他暗物质候选体以及联系模拟与观测的统计方法。考虑到暗物质基本只受引力相互作用，N 体模拟将暗物质密度场离散化为非碰撞性粒子，赋予暗物质粒子质量和初始速度，通过追踪粒子的运

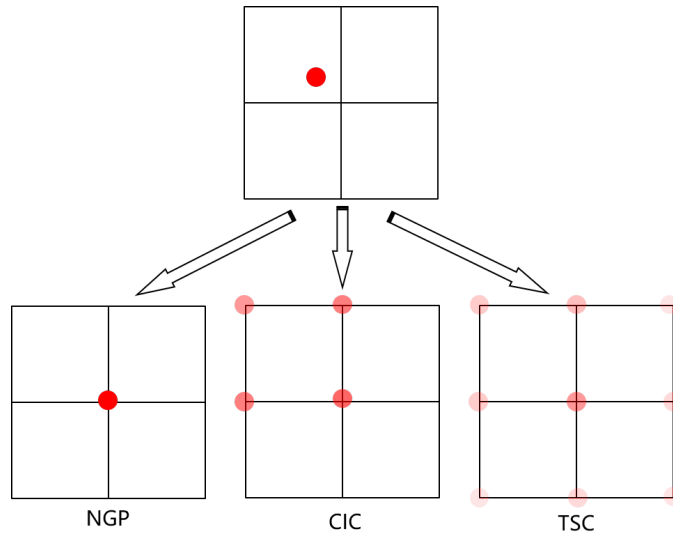


图 3 二维情况的质量分配方案示意图。上图中红点为原始粒子, 下面三图为不同分配方案粒子在格点上的分配, 颜色深浅表示各格点分配到的质量份额多少。

动轨迹来描述暗物质的演化过程。考虑背景宇宙膨胀效果, 单个暗物质粒子的运动方程可表示为:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} + \frac{\dot{a}}{a}\mathbf{v} = \frac{\mathbf{g}}{a} \quad (6)$$

这里, 尺度因子 a 的演化可通过弗里德曼方程(1)给出, $\mathbf{g} = -\nabla\Phi$ 是单位质量粒子受到的引力, Φ 可通过泊松方程(4)求得, 这是求解粒子运动方程的关键。冯珑珑等人^[13]和唐林等人^[14]对求解 N 体问题做了详细描述, 这里仅作简单介绍。

- **直解求和法**是利用牛顿万有引力公式求得每一粒子受到其他粒子的引力和, 即 $\mathbf{g}_i = \sum_{j \neq i} Gm_j \mathbf{r}_{ij} / r_{ij}^3$, 其中, m_j 是粒子 j 的质量, \mathbf{r}_{ij} 是粒子 i 到粒子 j 之间的位置矢量。这种方法在粒子交会时会导致显著的二体散射效应, 一般需要引入软化长度 ϵ 来平滑粒子运动, 例如普卢默形式: $\mathbf{g}_i = \sum_{j \neq i} Gm_j \mathbf{r}_{ij} / (r_{ij}^2 + \epsilon^2)^{3/2}$, 使其更接近真实情况。直解求和法计算精确度高, 不过受限于其庞大的计算量 $\mathcal{O}(N^2)$, 只适合于小规模的计算。
- **粒子网格方法**^[15]则具有更快的计算效率, 复杂度为 $\mathcal{O}(N \log N)$, N 是网格数。该方法首先将空间网格化, 通过特定的分配方案, 例如 NGP (nearest grid point)、CIC (cloud in cell) 和 TSC (triangular shaped cloud), 将粒子质量分配到网格的不同格点上, 如图3, 在格点上求解傅里叶空间的泊松方程 $k^2 \tilde{\Phi}(\mathbf{k}) = 4\pi G \tilde{\rho}(\mathbf{k})$, 通过傅里叶逆变换求得实空间的引力势, 再利用有限差分近似获得格点上的引力, 最后采用同样的分配方案将格点上的引力分配给粒子。粒子网格方法不足以应对大量粒子聚集的情况, 一种改进的方法是自适应网格细化, 通过密度场自动调节网格尺度, 而非采用固定网格尺度, 这种方法被多种模拟程序应用^[16, 17]。

- **分层树方法**^[18] 利用八叉树将空间逐层分成小块，直至每一小块最多包含一个粒子，形成树的层级结构。如图4，如果某一层的节点满足设定的判据条件 $r/d < \theta_c$ ，这里 r 是节点的尺度， d 是节点质心到受力粒子距离， θ_c 是精度参数，称为开度角 (opening angle)，则将该节点内的粒子组合粒子簇共同计算对受力粒子的引力，通过遍历树结构来计算整个空间对粒子的引力。该方法的优点是调节展开的层级数和开度角来控制计算误差，复杂度为 $\mathcal{O}(N \log N)$ 。
- **快速多极方法**^[19, 20] 是分层树方法的拓展，进一步将复杂度降低到 $\mathcal{O}(N)$ ，通过引力势的多极展开，将粒子作用一层一层聚合到节点上，然后将节点的作用转移到另一节点，再通过节点传递给受力粒子。该方法相比分层树方法一般需要更高阶的展开以达到相同的精确度。PKDGRAV3 程序^[21] 采用了该方法计算了 2 万亿个粒子的引力。

由于不同方法在距离上精度的差异，在实际应用中往往是将引力分解为短程力和长程力，即 $\Phi = \Phi_{\text{near}} + \Phi_{\text{far}}$ ，采用不同方法分别计算引力以平衡精确度和计算量。例如，Springel 在 2005 年结合分层树方法和粒子网格方法推出模拟程序 GADGET2^[22]，在更近邻的区域则采用直接求和法，GADGET4^[23] 则是采用了快速多极方法和粒子网格方法的混合方法。

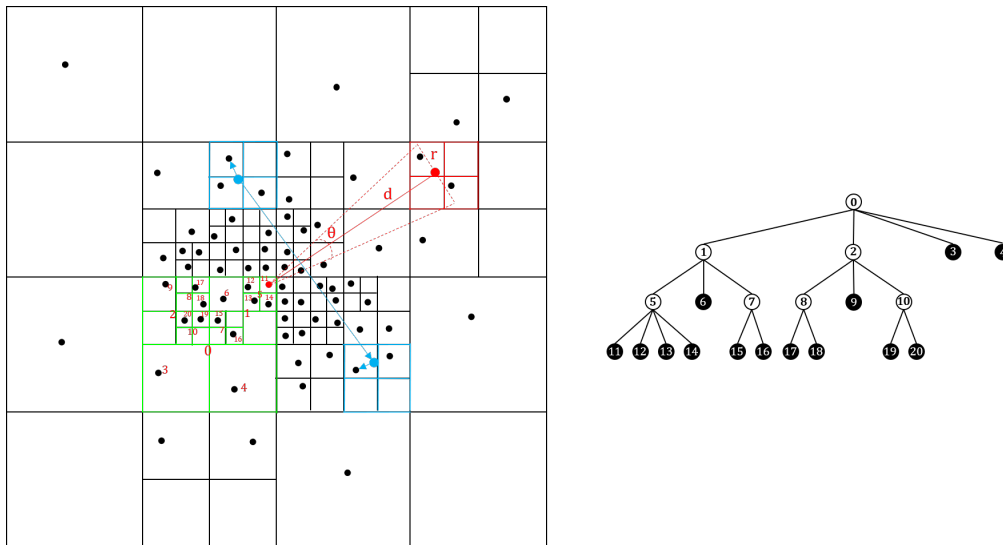


图 4 二维情况的分层树方法和快速多极方法示意图。左图：红色部分表示分层树方法，大红点表示该节点的质心，节点的尺寸为 r ，质心到受力粒子的距离为 d ，该节点对该受力粒子的开度角为 $\theta = r/d$ 。蓝色部分表示快速多极方法，蓝点表示该节点质心，节点内粒子通过质心传递作用力到其他节点。绿色部分对应右图中的树结构。右图：左图中绿色部分的树结构。白点表示父节点，黑点为叶节点，每一个叶节点表示一个粒子。

3 星系形成与流体模拟

3.1 星系形成

星系形成的主流框架是 White 和 Rees^[24] 提出来的两段论。在第一阶段, 暗物质成分首先在引力作用下聚集成团, 形成暗晕; 第二个阶段, 暗晕不断吸积周围的气体, 这些气体在暗晕产生的引力势阱中快速冷却, 当压强降低到不足以支撑引力时开始落入暗晕中心, 变成旋转支撑的气体云, 这些气体云在引力作用下进一步形成原始星系。原始星系的质量通常很小, 大约几百万太阳质量, 单纯通过吸积周围的气体和尘埃很难形成观测到的大质量的星系。这些小质量的原始星系在引力作用下逐渐聚拢, 最终碰撞合并成一个更大质量的星系。当暗晕并合时, 大质量星系成为新暗晕的中心星系, 其他的小质量星系成为围绕暗晕中心旋转的卫星星系。由于动力学摩擦, 卫星星系可能逐渐失去能量和角动量, 掉入暗晕中心, 与中心星系并合。

两段论可以很好解释观测到的星系类型, 当同样大小的漩涡星系并合时, 其结果可能是一个椭圆星系, 因为其漩涡结构容易被碰撞摧毁, 而如果是一个大漩涡星系并合一个小的矮星系, 其结果可能仅仅是形成一个较大的漩涡星系, 与原始形状几乎一样。在星系演化过程中, 存在诸多物理效应影响星系的形态和尺度关系, 这些机制包括恒星演化和反馈, 金属增丰, 辐射转移, 大质量黑洞和类星体反馈等。Fall 和 Efstathiou^[25] 在此基础上引入角动量解释了盘星系的形成过程和观测特征。White 和 Frenk^[26] 进一步总结了等级成团机制下星系形成的过程, 发现辐射冷却、恒星形成过程及反馈对星系形成和恒星形成率具有显著影响, 并且通过分析星系的光度函数, 大致重现了星系和星系团的特征光度和星系性质之间的关系。

3.2 流体动力学模拟

由于 N 体模拟仅适用求解非碰撞性粒子的引力作用, 并不能解析星系形成和演化过程中复杂的重子物理过程, 一般需要在 N 体模拟基础上引入重子物质, 通过流体动力学模拟以重构星系形成与演化的过程。重子物质绝大部分是气体, 由氢元素和氦元素组成, 在流体模拟中通常将其处理成非粘性的理想气体, 由连续性方程(2)、欧拉方程(3)和热力学第一定律(7)共同描述其演化过程:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{1}{a} \mathbf{v} \cdot \nabla(\rho u) = -(\rho u + P) \left(\frac{1}{a} \nabla \cdot \mathbf{v} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \right) \quad (7)$$

其中, u 是单位质量的内能。理想气体状态方程为: $P = (\gamma - 1) \rho u$, γ 为绝热指数, 对单原子气体, γ 取 5/3。

在流体模拟中求解上述方程的方法分为两类, 一类是以网格为基础的欧拉方法, 另一个则是以平滑粒子动力学方法^[27-30] (smoothed particle hydrodynamics, SPH) 为代表的拉格朗日方法。图5表示欧拉方法和拉格朗日方法在两个相邻时间步的差异。

欧拉方法采用有限体积方法将整个空间分割成细小的网格, 流体的性质由网格上的物理

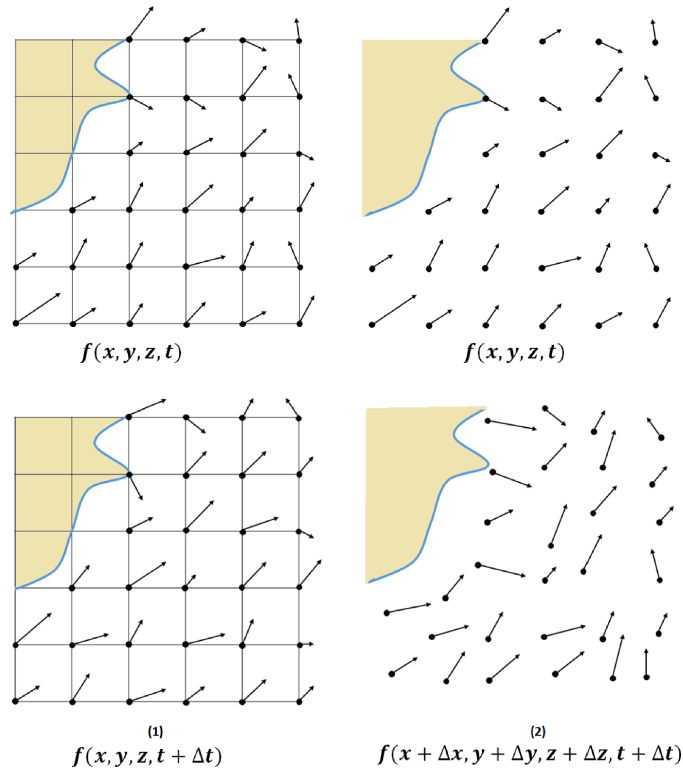


图 5 欧拉方法和拉格朗日方法在两个相邻时间步示意图。左侧两图表示欧拉方法，右侧表示拉格朗日方法。^[30]

量表示，流体动力学方程则是通过有限差分方法计算。流体动力学方程通常可表示为：

$$\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{F} = 0 \quad (8)$$

其中， q 用以表示质量密度 ρ ，动量密度 ρv 和总能量密度 ρu ， \mathbf{F} 是对应的流量密度。对上式应用有限差分可得下一时间步的物理量为：

$$q(\mathbf{n}, t + \Delta t) = q(\mathbf{n}, t) + \frac{\Delta t}{\Delta x} \sum_{k=x,y,z} [F_k(\mathbf{n} + 1/2, t) - F_k(\mathbf{n} - 1/2, t)] \quad (9)$$

这里， $\mathbf{n} = (n_1, n_2, n_3)$ 是网格坐标， $\mathbf{n} \pm 1/2$ 表示网格边界， Δt 和 Δx 分别是时间步长和网格尺度。从上式可见获得下一时间步的物理量 $q(\mathbf{n}, t + \Delta t)$ 的关键是已知网格边界处的流量密度 $F(\mathbf{n} \pm 1/2, t)$ 。一种简单的方法是采用相邻网格的中值，即 $F(\mathbf{n} + 1/2) = [F(\mathbf{n} + 1) + F(\mathbf{n})] / 2$ 。但由于气体在被吸积过程中的速度极易超过声速而产生激波，一些物理量诸如密度和温度在分界处出现断层，采用中值会出现不稳定的结果。一种处理方法是引入人工黏度来处理激波^[31]，这种方法的处理精度并不高且可能引入额外的数值误差，另一种更广泛应用的方法是利用分段抛物线方法^[32] (piecewise parabolic method, PPM) 在相邻的网格插值来重构流体场。另一方面，由于重子物理涉及的空间尺度非常广，单一的网格并不

能满足对分辨率的要求, 自适应网格细化方法^[33, 34]被应用到宇宙学模拟中。该方法可以根据区域密度调节网格分辨率, 保证计算精度的同时节省计算资源, 成为采用欧拉方法求解流体动力学方程的主流方法, 应用广泛的程序包括 RAMSES^[17]和 ART^[35]。Trac 和 Pen^[36]对天体物理学中计算流体动力学的欧拉方法做出了详细梳理。

拉格朗日方法是以粒子描述流体的一种无网格方法, 最常用的是平滑粒子动力学方法。该方法通过蒙特卡罗随机采样用以示踪的流体粒子质量元, 跟随示踪粒子的运动获取物理量的变化, 因此可以和 N 体方法很方便的结合, 即使在没有人工黏度的情况下, 守恒定律也可以得到满足。此外, 由于分辨率随粒子质量自动调节, 在高密度区具有很好的分辨率, 不过在激波处引入人工黏度会抑制湍流的形成并导致精度和分辨率的下降。SPH 方法对附近的粒子使用平滑内核来获得动力学物理量, 对某一物理量 $A(\mathbf{r})$, 有:

$$\langle A(\mathbf{r}) \rangle = \int d^3\mathbf{r}' A(\mathbf{r}') W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h) \quad (10)$$

其中, $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h)$ 是光滑内核函数, h 是光滑长度。假设我们已知示踪粒子 j 的物理量 A_j , 对上式做离散化处理:

$$\langle A(\mathbf{r}) \rangle = \sum_j \frac{m_j}{\rho_j} A_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h) \quad (11)$$

其中, m_j 和 ρ_j 分别是粒子 j 的质量和密度。特别地, 令 $A(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})$, 有 $\langle \rho(\mathbf{r}) \rangle = \sum_j m_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h)$, 可通过示踪粒子的坐标和质量确定密度场。在一般情况下, 平滑长度 h 可以是粒子和时间的函数, 即 $h = h_i(t)$, 确定平滑函数的依据是示踪粒子的邻域数密度, 例如选择包含确定粒子数的半径, 不过计算成本比较高, 往往在某一范围内浮动。平滑长度的可调节性意味着空间分辨率可根据情况调节, 也正是 SPH 方法的一个优点。不过, 传统的方法依然存在一些问题, 例如对激波和不连续性过度光滑, 数值收敛较慢。Bauer^[37]发现 SPH 方法对梯度的计算容易出现较大的误差, 导致在亚音速区湍流出现错误的结果。Agertz 等人^[38]在对 SPH 方法和欧拉方法的对比研究中发现 SPH 几乎不能解析和处理气体的动力学不稳定性。为此, Beck^[39]采用了人工热耗散、含时人工黏度和高阶光滑函数等方法处理该问题。Hopkins^[40]则提出一种新的压强-熵公式 (Pressure-entropy formulation), 可以同时保持能量和熵守恒, 来解析不稳定性。这种新 P-SPH 方法被很多模拟程序广泛应用^[41-43]。SPH 方法是宇宙学流体模拟中十分流行的方法, 被广泛应用在模拟程序中, 包括 GADGET^[22, 23]、GASOLINE^[44, 45]和 CHANGA^[46]等。关于 SPH 方法的详细原理及其在天体物理中应用可以参考文献[29]和[30]。

由于欧拉方法和拉格朗日在处理流体问题时各有所长和不足, 将两种方法结合起来的联合方法被发展出来。以 AREPO 程序^[47, 48]为代表的**移动网格方法**^[49], 不仅具有欧拉方法在正确处理激波和流体不稳定问题上的优点, 同时还可以像拉格朗日方法一样调节空间分辨率和满足物理守恒率。该方法采用沃罗诺伊镶嵌 (Voronoi tessellation) 填充空间, 如图6, 粒子可以自由移动, 并随着粒子的运动不断改变网格的形状, 能够更好地追踪流体的运动, 从而减少数值扩散和平流误差以及改进对接触不连续性的处理。Duffell^[50]和 Vandenbroucke^[51]先后采用此类方法应用在宇宙学模拟程序中。Hopkins^[52]**首次将无网格有限质量** (meshless finite-

mass) 和无网格有限体积 (meshless finite-volume) 的方法引入星系形成的数值模拟, 并将其应用在 GIZMO 代码中。该方法对每个粒子设置特定的光滑内核函数 $W(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i, h(x))$ 将空间分割, 以形成一种光滑边界的沃罗诺伊镶嵌, 如图7, 通过对每个粒子或单元的体积进行积分来求解流体方程。该方法相比传统的 SPH 更好地捕获混合流不稳定性, 大大减少数值粘性效应, 在计算亚音速流的演化和激波时也更准确, 相比固定网格的欧拉方法, 具有自动持续调节分辨率, 减少平流误差和满足守恒率等优点。

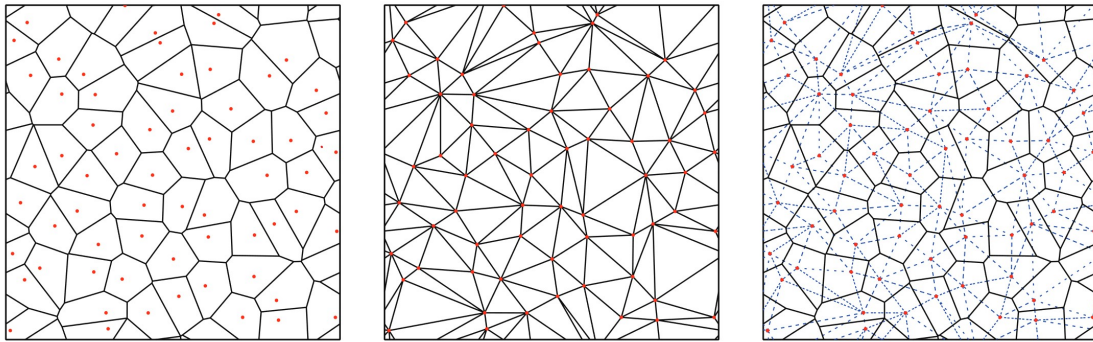


图 6 二维情况下周期性条件的沃罗诺伊和德劳内镶嵌示意图。左图表示 64 个离散点的沃罗诺伊镶嵌, 中图表示对应的德劳内镶嵌, 右图同时展示了两种镶嵌, 实线表示沃罗诺伊镶嵌, 虚线表示德劳内镶嵌。^[48]

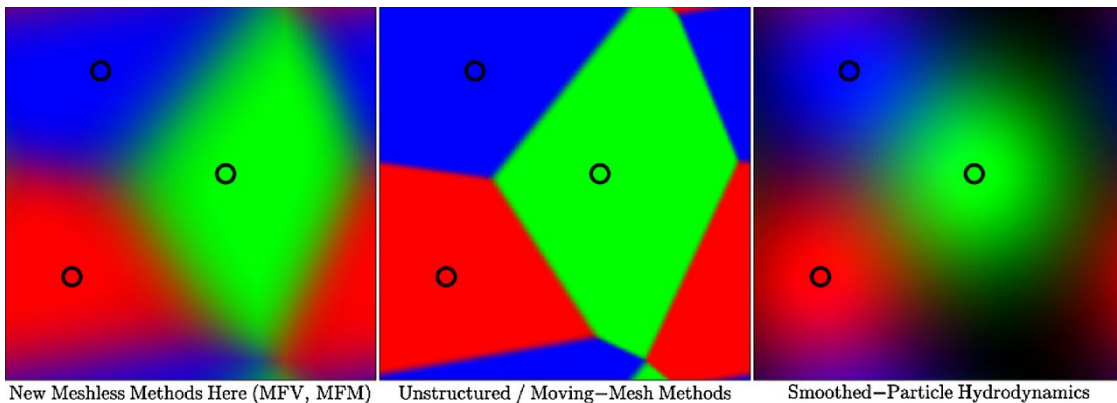


图 7 三种不同方法的周期性条件的空间分割示意图, 黑色圆圈表示粒子, 不同颜色表示粒子的空间。左图表示无网格有限体积和有限质量方法, 通过在每一粒子上设置光滑内核函数得到相应的粒子空间。中图表示移动网格方法, 分割的粒子空间边界清晰。右图表示 SPH 方法, 空间分割以粒子为中心。^[52]

3.3 重子物理机制

宇宙学数值模拟的一个关键目标是重现观测星系的性质。星系的性质是诸多的天体物理过程共同作用的结果, 这些物理过程包括气体冷却、星际介质、恒星形成、超新星反馈、活动星系核反馈、化学演化等等。由于数值模拟的分辨率有限, 无法直接模拟这些过程, 通常使用亚网格模型对其进行建模。常见的亚网格模型包括 EAGLE 模型^[53, 54], IllustrisTNG 模型^[55-57]、FIRE^[58-60]模型和 SIMBA 模型^[61]。这些模型通常都需要观测数据来校准参数以满足真实星系的特征, 最基本的观测限制是通过星系的恒星质量函数来调节恒星形成效率, 以及黑洞和恒星质量关系来调节活动星系核反馈效率, 其他的限制包括星系大小, 热气体质量分数等等^[62-64]。不同模型通常需要通过未校准的且易观测的星系性质进行比较, 例如星系的颜色分布、尺度关系和星系际介质的各种性质^[65]。Wright 等人^[66]对 EAGLE, IllustrisTNG 和 SIMBA 模拟的重子循环进行比较, 通过分析中心星系内部和周围的气体流的强度, 指出尽管模拟都能在 $z \sim 0$ 得到大体一致的恒星质量含量和恒星形成率, 但这种一致性由不同的物理原因产生。

气体冷却 气体冷却是星系形成的关键。气体在掉进暗晕的过程中, 势能转化为动能, 速度和压强不断增大, 导致热气体不再继续塌缩。随后这些气体主要通过碰撞激发和电离、韧致辐射、逆康普顿散射等二体辐射过程逐渐耗散内能而冷却, 对于完全球对称气体晕, 在半径 r 出的冷却时标为:

$$t_{\text{cool}} = \frac{3\mu m_p k_B T}{2\rho_g(r) \Lambda(T, Z)} \quad (12)$$

其中, μm_p 是平均分子质量, k_B 是玻尔兹曼常数, T 是气体温度, $\rho_g(r)$ 是气体径向密度轮廓, $\Lambda(T, Z)$ 是冷却函数, 包括各种冷却机制, 一般与温度和金属丰度相关。在宇宙学模拟中, 通常假设气体整体上是光学薄的并处于电离平衡态^[53, 67-69], 这在后再电离时期是很好的近似。不过 Puchwein 等人^[70]、Oppenheimer 等人^[71, 72]和 Bieri 等人^[73]也研究了非电离平衡态中多相星系际介质。一些模型如 TNG 和 FIRE 也考虑致密气体的自屏蔽效应, 背景辐射不易进入气体内部, 这使得气体冷却得更快。不同的模型采用不同方式计算冷却函数来调控冷却效率, 例如 FIRE-2^[59]考虑了 13 种冷却机制, 包括低温区分子冷却和宇宙射线对气体冷却的影响, 分别得到他们的冷却函数, 可计算的温度范围从 10K 到 10^{10} K, 在 FIRE-3 模型^[60]对冷相的分子气体建模更加详细。当气体中金属元素不断增多, 由重元素粒子被星系辐射场所激发的金属线冷却在温度 $10^5\text{K} \leq T \leq 10^7\text{K}$ 的气体种占主导作用。EAGLE 采用了 Wiersma 等人^[74]的辐射冷却模型, 利用光电离软件包 CLOUDY 分别计算 11 种化学元素的冷却函数, Illustris 模型^[56, 75]则认为单个元素的冷却存在较大的不确定性而直接基于太阳气体成分总体计算金属线冷却, 原初气体冷却通过电离方程直接计算, 后续的 TNG 模型仍旧采用这种方法。

恒星形成 恒星形成是星系形成最重要的过程。当外围的气体逐渐冷却掉入暗晕中心, 形成巨大的致密分子云, 在引力不稳定性作用下, 这些冷的分子云碎裂形成较小的致密内核, 进一步塌缩形成恒星。对近域宇宙的观测发现只有大约 1% 的冷的分子气体形成恒星^[76-80], 即使在星系的动力学时间内也仅有 $\sim 2\%$ 的气体云会变成恒星^[81]。在数值模拟中, 由于缺

乏足够的分辨率对不同相态的星际介质和恒星形成过程详细建模, 通常根据初始恒星质量函数通过随机抽样的方法将一部分气体转换成无碰撞的恒星粒子, 组成具有相同金属丰度共同演化的星族。尽管大多数模型(如 EAGLE, TNG) 设置气体密度阈值作为开启恒星形成的钥匙, 但不同亚网格模型对气体形成恒星的条件也不尽相同, 例如 FIRE-2 模型设置了四条气体形成恒星的判据, 包括自引性(在自身引力作用下塌缩)、自屏蔽性、金斯不稳定性和高密性, FIRE-3 则减少到三条, 将自屏蔽性和高密性合并成聚合流, 即正在恒星形成的气体应当向内聚集, FLAMINGO 模型^[68]则将气体的密度, 过密度和压强作为恒星形成的条件。恒星形成率一般通过肯尼科特-施密特定律 $\dot{\rho}_* = \epsilon \rho_{\text{gas}}/t_{\text{ff}}$ 计算, 其中 ρ_{gas} 是气体密度, t_{ff} 是气体自由下落时间, ϵ 是气体转换效率, 通常根据模拟中恒星形成条件和观测结果设为 $0.01 - 1$ ^[59, 61, 82, 83]。由于气体转换效率会对长期的恒星形成历史造成影响, 在实际应用中不同的模型通常采用其他方法以满足肯尼科特-施密特定律, 例如 EAGLE 模型将恒星形成率依赖于压强而不是密度, TNG 则是采用 Springel 等人^[82]提出的模型, 使用有效状态方程分析星际介质的温度和密度的关系。

恒星反馈 恒星和周围气体的相互作用是调节恒星形成的主要手段。恒星反馈主要包含两个阶段, 第一阶段是恒星演化过程中来自年轻的大质量恒星的光致电离等效应和 AGB 产生的恒星风导致持续的质量损失^[84], 另一阶段是在恒星生命末期, 通过超新星爆发将大量能量动量和重金属元素反馈到周围的星际空间, 提高星际介质的金属丰度和调节气体的恒星形成。对第一阶段, 大质量恒星 ($m > 13M_{\odot}$) 一般以核心坍缩超新星向星际介质返还大部分质量, 小质量恒星则通过 AGB 恒星风的方式。质量损失量通常是恒星年龄和金属丰度的函数, 恒星风携带一部分质量、动量和金属发射到恒星粒子周围的气体元胞中。EAGLE 模型根据气体到恒星粒子的距离来决定气体分配到的恒星质量损失的份额, 动量和能量则是通过调整气体粒子的速度和熵来确保守恒, FIRE-2 模型采用了和流体模拟中相同的粒子交互面来定义权重, 从而计算不同气体粒子得到的质量和动量, TNG 模型则是通过定义恒星回收率 $f_{\text{rec}}(m, Z)$ 作为恒星粒子返还到星际介质的质量比例, 计算返还总质量和不同金属元素质量。

在超新星反馈阶段, 亚网格模型通常以热能或动能的形式将大量能量转移给周围的气体。以热能形式反馈的模型如 EAGLE 将能量直接随机赋予给周围的气体粒子, 当气体粒子接收到反馈的能量时, 气体温度相应升高, 这种方法可以自由调节气体粒子被加热的概率 f_{th} 来避免过度冷却导致能量分布过于均匀。另一种以动能形式反馈的方法由 Springel 等人^[82]发展, 并应用在 TNG 模型中, 该方法通过星系风将能量扩散出去, 这个过程中星系风粒子不再受动力学相互作用, 当星系风粒子密度过低或者经过足够的时间, 星系风粒子就会并入所在的气体粒子, 完成反馈作用。质量负荷系数 $\eta \equiv \dot{M}_{\text{wind}}/\dot{M}_*$ 和星系风速度 v_{wind} 共同决定了多少周围的气体被影响以及影响的程度, 星系风的速度由局域暗物质的速度弥散决定, 同时设置最小速度, 星系风的能量则由正在形成恒星的气体元胞的金属丰度决定, 使金属丰度高的气体元胞的星系风能量更低。TNG 模型中的星系风粒子同时携带一部分热能在行进中耗散掉, 能够有效避免非物理性的恒星形成, 从而影响星系分恒星质量成分。这种方法也被 SIMBA 模拟^[61]和 ASTRID 模拟^[43]所采用。FIRE-2 模型不同于上述集中处理大量

超新星反馈的方式, 而是通过概率确定超新星事件在某一时间步内是否发生, 超新星反馈的质量, 金属质量, 能量和动量则利用精确守恒的算法各向同性地分布到周围。同时 FIRE-2 模型考虑了恒星光度对气体的电离与加热效应以及光压作用。

活动星系核反馈 观测已经在大质量星系和盘星系中心发现了超大质量黑洞^[85, 86]。黑洞通过吸积将大量能量和物质转变成高能辐射、高速射流和喷流并传播到周围几兆秒差距的区域, 这个吸积整体就是活动星系核 (active galactic nuclei, AGN)^[87]。活动星系核反馈是活动星系核向周围气体抛射大量高能物质和能量, 加热周围的气体并将气体驱离出星系, 进而影响黑洞的后续吸积过程, 调节恒星形成和星系的演化过程^[88]。由于超大质量黑洞的起源尚未理解, 数值模拟通常在质量 $\gtrsim 10^{10} - 10^{11} M_{\odot}$ 的暗物质晕中设置 $10^4 - 10^5 M_{\odot}$ 的黑洞种子, 种子通过不断从周围气体中吸积质量进而演化成大质量黑洞。黑洞的吸积率通常为爱丁顿上限的邦迪-霍伊尔吸积率:

$$\dot{M}_{\text{BH}} = \frac{4\pi G^2 M_{\text{BH}}^2 \rho}{(c_s^2 + v_{\text{rel}}^2)^{3/2}} \quad (13)$$

其中 ρ 和 c_s 分别是气体密度和声速, v_{rel} 是气体相对黑洞的速度。黑洞另一种质量增长的方式是并合, 当两个黑洞足够近, 通常为黑洞的光滑长度, 就会合而为一形成更大质量的黑洞, 在数值模拟中黑洞并合是瞬时完成的, 一般也不考虑其相对论效应。

活动星系核反馈主要有两种模式, 分别是类星体模式和射电模式^[87, 89], 如图8。类星体模式主要通过黑洞吸积盘发出的高能辐射加热和电离周围的气体, 其辐射的能量通常于吸积率成正比: $\dot{E} = \epsilon_f \epsilon_r \dot{M}_{\text{BH}} c^2$, 这里 ϵ_f 是辐射能量沉积到周围气体的效率, ϵ_r 是吸积盘的辐射效率; 射电模式则是由高能相对论性射流粒子和气体相互作用, 其动能比活动星系核的辐射能量高数个量级, 甚至能将气体驱离星系, 对调节大质量星系的恒星形成具有重要作用。在亚网格模型中, EAGLE 模型应用的是类星体模式, 辐射的能量随机分配给周围的气体粒子, 而 FIRE-3 模型主要采用射电模式, 对非相对论的反馈, 外向流带有质量能量和动量以特定发射速度从吸积盘发射到周围气体, 相对论性的射流被当作是宇宙射线, 其能量为黑洞吸积质量的千分之一。TNG 模型则同时两种模式的反馈, 在低吸积率状态, 活动星系核反馈采用的是射电模式, 通过黑洞驱动风将能量动量随机反馈给某一方向的气体, 而在高吸积率的类星体模式加热周围气体。此外, 活动星系核作为一种强电离辐射源, 其周围的辐射场与均匀宇宙学背景辐射不同, 活动星系核反馈的辐射模式通过辐射转移加热和电离远处的气体, Illutris^[56, 75] 和 FIRE-3 模型均考虑了该影响。

4 银河系模拟

4.1 放大模拟

宇宙学数值模拟面临的一大挑战就是很难完全覆盖从 1kpc 尺度上的星系盘动力学演化到几百 Mpc 尺度上宇宙中星系的统计分布。一般来说, 宇宙学模拟的体积大, 分辨率低, 重子粒子质量会在 $10^6 M_{\odot}$ 以上, 空间分辨率在几百 pc 量级, 显然这并不足以详细地描述星系尺度下的重子物理过程。放大模拟则是可以同时解决分辨率低和计算成本高的问题。放大模

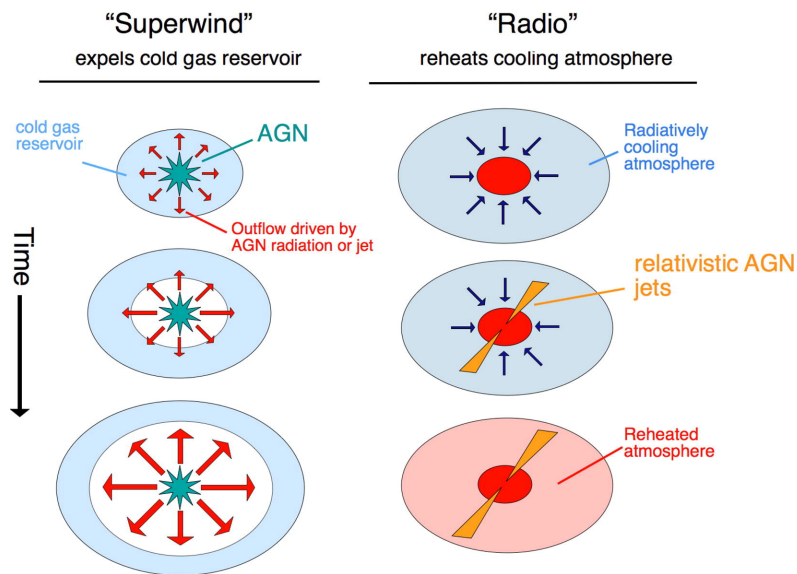


图8 AGN 外向流反馈的两种主要模式。左侧“超风”模式即类星体模式，通常在明亮的 AGN 中出现；右侧是射电模式，通常出现在低激发的射电 AGN 中。^[89]

拟从宇宙学模拟中挑选感兴趣的区域（例如暗晕）进行二次模拟，加入更多粒子以提高分辨率，解析出其中的子晕、星系的形状和内部结构，而其他区域则保持较低的分辨率。低分辨率区域作为高分辨区的背景，仅提供远程引力作用，进而更好地帮助我们了解暗晕和星系的形成和演化过程。图9对比了最新宇宙学流体模拟和放大模拟的质量分辨率和空间分辨率。

放大模拟的过程分为几个步骤，首先是从大尺度的宇宙学父模拟中挑选感兴趣的满足研究条件的样本，确定样本中的所有粒子信息，向前追溯粒子到初始条件，然后以样本为中心，划分放大模拟区域，引入小尺度功率谱，采用同样的扰动理论生成放大模拟的初始条件，再加入相应的重子物理过程，最后重新运行模拟程序，得到样本的放大模拟结果。

样本的挑选依赖于不同的研究对象和科学目标，挑选的样本既要有代表性也要满足已知的观测现象，同时也需要考虑样本放大模拟的计算成本。Onorbe 等人^[116]的分析指出低分辨率暗晕最好超过 10^6 个粒子以保证拉格朗日区域不随分辨率增加导致较大的变化。拉格朗日区域的定义涉及到高分辨粒子在模拟里的空间位置，而在其周围不同距离填充不同质量分辨率粒子，在放大模拟的过程中，靠近拉格朗日区域低分辨率的粒子可能会进入高分辨区，影响高分辨粒子的运动，造成高分辨区的污染。为了避免低分辨率粒子的污染，高分辨区应该足够大以保证所有经过该区域的粒子都是高分辨粒子。Onorbe 等人^[116]提醒，如果低分辨率粒子质量占到暗晕总质量的 $\geq 2\%$ ，将会对暗晕的密度轮廓、形状、角动量，特别是气体性质造成偏差；而且这种污染会随着放大模拟分辨率的提高而加深。在确定初始红移处需要提高分辨率的粒子位置之后，可以采用包含全部粒子的简单几何体来表示拉格朗日空间，Onorbe 等人^[116]也分析了四种不同形状的拉格朗日空间的计算效率；Griffen 等人^[117]在此基础上开发了一套工具系统性评估不同形状的拉格朗日空间的计算复杂度，从而选择更优的空间形状。

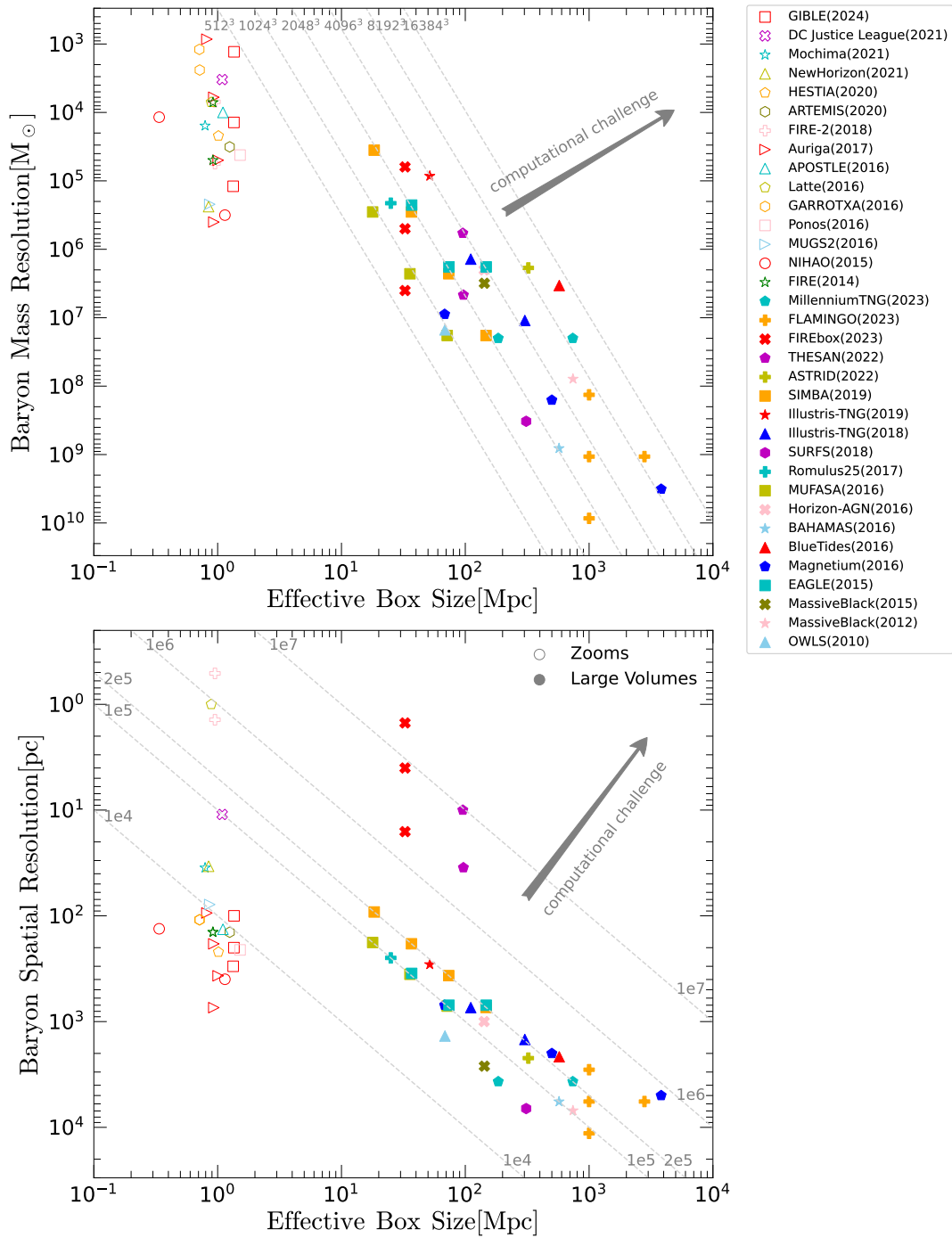


图 9 上图: 重子质量分辨率和盒子大小的关系; 下图: 空间分辨率和盒子大小的关系。空心标志代表放大模拟, 实心标志表示大体积模拟。对拉格朗格模拟, 空间分辨率定义为粒子的最小软化长度; 对欧拉模拟, 定义为网格的最小尺度。对放大模拟, 有效盒子大小定义为 5 倍最大暗晕的位力半径; 对大尺度模拟, 有效盒子大小定义为模拟的盒子大小。上图中虚线表示模拟中大概的粒子数, 下图的虚线表示有效盒子大小与空间分辨率的比值。参考文献为[41, 43, 53, 57–59, 61, 68, 90–115]

Springel 等人^[118]在纯暗物质放大模拟项目 Aquarius 中采用小立方体拼接而成的不规则拉格朗日区域形状。

生成初始条件一般遵循下面几个步骤：首先，确定模拟的空间大小和分辨率，选择合适的宇宙学模型，确定模型参数 (Ω_m , Ω_Λ , Ω_b , H_0 , σ_8 , n_s 等等) 和初始红移 z_{init} ，在父模拟的初始条件基础上添加小尺度物质功率谱，重新生成原初密度扰动；然后，确定父模拟中研究样本所在区域，标记其中的粒子，并追溯到初始条件，定义粒子初始条件时的拉格朗日空间；最后，根据分辨率和密度扰动将粒子分布在模拟空间内。对于暗物质粒子，一般可以根据粒子的识别号直接追踪到初始条件；对于气体粒子和恒星粒子，则是利用大量无质量示踪粒子标记气体元胞，这种示踪粒子不会影响气体的内在性质，而只跟随气体平流，通过采样插值方法记录其位置和速度^[119-121]，被称为速度场示踪粒子。这种方法被广泛应用在宇宙学流体模拟^[120-124]和其他天体物理过程的流体模拟中^[119, 125-127]。

4.2 银河系模拟项目

银河系不仅是我們赖以生存的星系，也是我们最熟悉最了解的星系。银河系在天体物理的研究中对我们理解宇宙的结构、演化和物理过程具有重要意义，为我们揭示宇宙的奥秘和深层规律提供绝佳实验场所。例如，周宇凡等人^[128]利用 N 体模拟研究了银河系与仙女座星系并合的动力学演化过程。本小节介绍主流的银河系数值模拟^①项目及其结论和侧重点。表1展示了流行的银河系数值模拟的主要参数。

APOSTLE (A Project Of Simulating The Local Environment) 项目^[41]对 12 个具有本星系群动力学性质的区域进行放大模拟，尝试回答本星系群中的宇宙谜题，即“丢失的卫星星系”问题，“大而不倒”问题和“卫星星系平面”问题。APOSTLE 模拟选取本星系群样本的两个暗晕的位力质量和在 $5 \times 10^{11} - 2.5 \times 10^{12} M_\odot$ ，并且要求两个暗晕的距离为 $800 \pm 200 \text{kpc}$ ，径向速度为 $(0 - 250) \text{kms}^{-1}$ 和切向速度低于 100kms^{-1} ，且在 2.5Mpc 范围内没有更大的暗晕。APOSTLE 模拟采用 EAGLE 星系形成模型，准确重现了观测到的本星系群恒星质量函数和卫星星系的旋转速度函数。同时卫星星系统计性质和观测也符合得很好，而且发现一个和银河系相似的具有卫星星系平面的系统，这表明观测到的银河系卫星系统的各向异性特征依然符合 ΛCDM 模型，其原因可能是系统的吸积历史。此外，APOSTLE 预测恒星质量和旋转速度之间的关系受到星系环境的影响。

Auriga 项目^[92]从 EAGLE 模拟的纯暗物质模拟中挑选 30 个孤立的银河系大小的暗晕进行磁流体放大模拟，以研究盘星系的性质及其形成机制。模拟的星系具有旋转支撑的盘结构和平坦的旋转曲线，且和塔利-费希尔关系吻合，在质量-金属丰度和当前的恒星形成率上与观测一致，但是早期的恒星质量相对偏大，盘的厚度比银河系更厚。此外，Auriga 也研究了恒星形成率和恒星质量的关系，恒星形成的径向分布和 AGN 对盘的大小的影响。值得一提的是，Auriga 项目分析模拟的分辨率对星系性质的影响，结果表明不同的质量分辨率下星系性质基本保持一致。后续的 Aurigaia 项目^[131]将 Auriga 的 6 个银河系样本匹配 Gaia DR2 卫星星系数据，使用两种不同方法生成模拟图像数据，进一步分析了年轻外侧恒星盘的分布

^①一般指单个暗晕质量在 $10^{12} M_\odot$ 量级的放大模拟

表 1 银河系数值模拟的主要参数

| Project | N_{halo} | $m_{\text{DM}} [M_{\odot}]$ | $m_{\text{halo}} [M_{\odot}]$ | $\epsilon_{\text{DM}} [\text{pc}]$ | $\epsilon_{\text{halo}} [\text{pc}]$ | Code | Method | Cosmological Parameters | Reference |
|-------------------|-------------------|-----------------------------|-------------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|----------|-------------|--|---|
| APOSTLE | 12×2 | 5.0×10^4 | 1.0×10^4 | 134.0 | 134.0 | GADGET-3 | TreePM+SPH | WMAP-7 | Sawala + 2016 ^[41] |
| | | 5.9×10^5 | 1.2×10^5 | 307.0 | 307.0 | | | | |
| | | 7.5×10^6 | 1.5×10^6 | 711.0 | 711.0 | | | | |
| Anrigo | 1×1 | 4.6×10^3 | 8.5×10^2 | 94.0 | 94.0 | AREPO | TreePM+MMFV | Planck 2013 | Grand + 2017 ^[92] |
| | | 4.0×10^4 | 6.0×10^3 | 184.0 | 184.0 | | | | |
| | | 3.0×10^5 | 5.0×10^4 | 369.0 | 369.0 | | | | |
| | | 2.0×10^6 | 4.0×10^5 | 738.0 | 738.0 | | | | |
| ARTEMIS | 42×1 | 1.67×10^5 | 3.19×10^4 | 142.9 | 142.9 | GADGET-3 | TreePM+SPH | WMAP-9 | Font + 2020 ^[93] |
| | | 3.5×10^4 | 7.07×10^3 | 20.0 | 1.0 | | | | |
| Latte | 1×1 | 2.8×10^5 | 5.7×10^4 | 40.0 | 2.0 | GIZMO | TreePM+MFM | Planck 2013 | Wetzel + 2016 ^[94] |
| | | 1.5×10^5 | 2.2×10^4 | 220.0 | 220.0 | | | | |
| HESTIA | 3×2 | 1.2×10^6 | 1.8×10^5 | 340.0 | 340.0 | AREPO | TreePM+MMFV | Planck 2013 | Libeskind + 2020 ^[100] |
| | | 1.2×10^6 | 1.8×10^5 | 340.0 | 340.0 | | | | |
| GARROTXA | 3×1 | 9.3×10^4 | 1.2×10^3 | 109.0 | 109.0 | ART | ML/PM+AMR | $(\Omega_m, \Omega_b, \Omega_\Lambda, H_0, \sigma_8, n_s) = (0.3, 0.045, 0.7, 0.7, 0.8, 0.96)$ | Roca-Fàbrega + 2016 ^[95] |
| NIHAO-LG | 2×2 | 1.62×10^6 | 2.96×10^5 | 860.3 | 487.7 | GASOLINE | Tree+SPH | Planck 2013 | Arora + 2022 ^[129] |
| VINTERGATAN | 1×1 | 3.50×10^4 | 7.07×10^3 | 20.0 | 20.0 | RAMSES | ML/PM+AMR | Planck 2013 | Agertz + 2021 ^[130] |
| DC Justice League | 2×1 | 1.79×10^4 | 3.31×10^3 | 87.0 | 11.0 | CHANGA | Tree+SPH | Planck 2015 | Applebaum + 2021 ^[101] |
| Mochima | 5×1 | 1.95×10^4 | 1.57×10^4 | 35.1 | 35.1 | RAMSES | ML/PM+AMR | $(\Omega_m, \Omega_b, \Omega_\Lambda, H_0) = (0.308, 0.045, 0.692, 0.678)$ | Nuñez-Castañeyra + 2020 ^[97] |
| MUGS2 | 18×1 | 1.10×10^6 | 2.20×10^5 | 312.5 | 78.1 | GASOLINE | Tree+SPH | WMAP-3 | Keller + 2016 ^[98] |
| GIBBLE | 8×1 | 3.63×10^6 | 1.3×10^3 | 576 | 300 | AREPO | TreePM+MMFV | Planck 2015 | Ramesh + 2024 ^[99] |
| | | | 1.4×10^4 | | 200 | | | | |
| | | | 1.2×10^5 | | 100 | | | | |

注: 第一列列出了流行的银河系放大模拟的项目名称; 第二列是模拟中暗晕的总数量, 前一个数字代表模拟区域的数量, 后一个代表一个区域的暗晕数; 第三列和第四列分别是模拟的暗物质粒子质量分辨率和重子粒子质量分辨率, 重子粒子分辨率取恒星粒子和气体粒子的较小值; 第五列和第六列分别是暗物质粒子和重子粒子的空间分辨率, 对基于粒子的方法, 空间分辨率为软化长度, 对网格方法则是网格长度; 第七列是模拟采用的代码; 第八列是代码使用的数值方法, 前一项是 N 体数值方法, 后一项代表流体模拟采用的方法, TreePM: tree+particle-mech, SPH: smoothed particle hydrodynamics, MMFV: moving-mesh finite-volume, MFM: meshless finite-mass, ML: multi-level, AMR: adaptive mesh refinement; 第九列是模拟使用的宇宙学参数; 最后一项列出了模拟的原始参考文献。

特性和恒星晕的旋转。2021 年 Grand 等人^[132]将一个样本的重子分辨率提高到 $800M_{\odot}$ ，分析了径向恒星面密度轮廓和恒星形成历史，并考察卫星星系的质量完备性和径向分布，表明 Auriga 模型能够成功解析出极暗星系并重现恒星速度弥散、半光半径和可视光波段光度的银河系观测数据。

Latte 模拟^[91]完全采用 FIRE-2 亚网格模型，模拟一个银河系大小的星系及其卫星星系，旨在对矮星系的统计性质进行研究。Latte 项目首次自洽地解析出了恒星质量 $M_{\star} \gtrsim 10^5 M_{\odot}$ 的银河系卫星星系半光半径的空间尺度，其软化半径 z 最低达到 1pc，与本星系群中银河系和仙女座星系的观测性质在以下几个方面是一致的：(1) 恒星质量和速度弥散的分布及其关系；(2) 恒星质量与金属丰度的关系；(3) 恒星形成历史及其对恒星质量的依赖关系。对恒星质量 $M_{\star} \gtrsim 10^6 M_{\odot}$ 的矮星系，模拟星系的恒星形成历史和金属增丰历史与观测并未表现明显的差异。

ARTEMIS (Assembly of high-ResoluTion Eagle-simulations of Milky Way-type galaxieS) 模拟^[93]采用 EAGLE 亚网格模型，提供了 42 个银河系质量的星系样本，利用银河系多样本统计研究恒星晕结构。通过调节恒星反馈模型参数以符合观测的恒星质量-暗晕质量关系，其他的恒星晕结构如密度、面亮度、金属丰度和颜色的径向轮廓与观测到的近邻星系性质吻合很好。ARTEMIS 模拟对星系内形成的原驻恒星和吸积恒星两种成分进行区分，原驻恒星主导星系的内部，分布高度扁平且和盘的方向一致，分析其空间分布是导致星系的金属丰度、颜色和年龄出现梯度的原因。这对理解星系形成机制的复杂相互作用和并合提供新的价值。

HESTIA (High-resolutions Environmental Simulations of The Immediate Area) 项目^[100]结合 Cosmicflows-2^[133]观测的近域宇宙的大尺度结构和自行速度来约束和重新设置数值模拟初始条件，首先进行低分辨率的纯暗物质模拟，之后引入了 Auriga^[92]星系形成模型，对其中满足本星系群特征的两个样本进行高分辨率放大模拟。HESTIA 的本星系群样本不仅在晕质量、距离、孤立性、质量比和径向速度满足一定条件，而且在大尺度上与室女星系团保持一致，在 20Mpc 范围内没有额外的大质量星系团。HESTIA 中本星系群的质量吸积历史与未使用约束初始条件模拟中的吸积历史有所不同，重现了本星系群的形成和暗晕质量，恒星盘质量，星系形态，卫星星系分布特征和麦哲伦云等诸多近域宇宙的观测特性。这对大尺度环境是如何影响本星系群提供了测试样本。

NIHAO-LG 模拟^[129]从 CLUES (Constrained Local Universe Simulations) 项目^[134, 135]中生成约束初始条件，采用 NIHAO (Numerical Investigation of a Hundred Astrophysical Objects) 项目^[90]的子网格模型，通过比较本星系群矮星系和场星系性质的异同，检验本星系群能否为星系形成和演化模型提供无偏样本。NIHAO-LG 中矮星系和 NIHAO 场星系具有相似的恒星统计性质，如速度弥散、平均恒星年龄、恒星形成率等，不过 NIHAO-LG 中大部分矮星系在更早时候形成全部恒星，之后保持“熄火”状态。NIHAO-LG 中矮星系的总气体含量也与场星系一致，表明环境不会对总气体含量造成影响。不过，大部分气体是冷的且分布在 $0.2R_{200}$ 以内，这与其更高的金属丰度相关，高金属丰度使得其更快冷却以形成恒星，恒星反馈会驱散外层的气体。此外，NIHAO-LG 模拟中矮星系的相互作用导致高金属性

气体主要分布在半径 $> 0.2R_{200}$ 处, 且具有高金属性的矮星系的分布具有随机性, 其金属性与本星系群中心区域并无关联。

4.3 利用银河系模拟研究小尺度挑战

小尺度挑战涉及到银河系及其卫星星系的分布和结构, 而银河系模拟具有更高的分辨率和更准确的银河系性质, 因此利用银河系模拟研究小尺度挑战具有天然优势。目前, 基于标准宇宙学模型的银河系模拟在缓解小尺度挑战上也取得诸多进展。

“消失的卫星星系”问题 APOSTLE 模拟^[41]中仙女座星系和银河系 300kpc 以内的卫星星系恒星质量 $M_* \gtrsim 10^5 M_\odot$ 分别有 20^{+10}_{-6} 和 18^{+8}_{-5} 个, 这与观测的数量一致。Simpson 等人^[136]在 Auriga 模拟中发现银河系卫星星系的光度分布也与观测吻合。Garrison-Kimmel 等人^[137]利用 FIRE 模拟得到本星系群中卫星星系数量中位数为 15.5, 指出在 FIRE 样本中没有证据表明存在“消失的卫星星系”问题和“大而不倒”问题。Kim 等人^[138]通过假设恒星质量和暗晕质量的经验关系, 利用 SDSS 数据校准观测的卫星星系数量, 与冷暗物质模型预测的发光星系数量相符。“消失的卫星星系”问题似乎可以在标准宇宙学模型的框架下得以解决, 重子物理机制如超新星反馈和气体电离过程抑制低质量暗晕的恒星形成, 从而导致卫星星系看起来“消失”。

“卫星星系平面”问题 数值模拟对该问题的解决方案的共同点是提高卫星星系相空间的相关性, 卫星星系起源于宇宙环境, 从同一个方向(如沿着纤维结构)掉入, 或者起源于同一过程(如某个星系群集体掉入), 具有相似的轨道^[139]。Samuel 等人^[140]从 FIRE-2 模拟中发现在红移 $z = 0 - 0.2$ 有 1-2% 的快照具有薄的卫星星系平面, 5% 的快照有动力学相关的平面, 而大麦哲伦云的存在会将其提高到 7-16%, 不过孤立的中央星系和类本星系群的星系的平面并没有明显差异。Shao 等人^[141]关注 EAGLE 模拟的一个具有薄卫星星系平面的类银河系系统, 发现 11 个经典卫星星系中有 8 个位于高度集团化的轨道平面内, 且在卫星星系掉落时间上平面具有更小的轴比。Shao 等人也指出主晕质量的非球对称分布导致的潮汐扭矩会引导卫星星系轨道到平面上。Sawala 等人^[142]使用 Gaia 自行数据表明银河系卫星星系的各向异性比之前报道的情况更普遍, 在很大程度上是由于不稳定的径向分布造成的, 其平面是暂时的而非旋转支撑的。

“核-尖峰”问题 许多数值模拟都表明重子反馈作用, 如超新星反馈, 会使中心的密度降低^[83, 143-145]。如果星系中有足够的恒星形成, 超新星爆炸产生的能量将大量气体驱离中心, 从而改变暗物质密度轮廓, 形成“核”中心。Benitez-Llambay 等人^[146]指出恒星形成的密度阈值会影响中心核的形成, 如果阈值低, 更多气体形成恒星导致气体减少而不能主导中心的引力势能, 因此对内部的密度轮廓影响有限; 相反, 如果阈值高, 在被驱离中心前能够主导中心的引力势能, 但如果气体太多, 会加速引力收缩而增加中心密度。Read 等人^[83]的模拟结果表明恒星形成的时间足够长, 就会形成“核”。Tollet 等人^[144]使用 NIHAO 模拟分析三个恒星质量 $M_* > 10^7 M_\odot$ 的暗晕, 发现其内部密度轮廓几乎不随时间变化, 并具有平坦的核密度。在 FIRE 模拟中也发现在 $M_* \simeq 10^{6.3} M_\odot$ 的暗晕中具有恒定密度的暗物质“核”, 不过在 $M_* \simeq 10^4 M_\odot$ 的暗晕中出现“尖峰”密度轮廓^[145]。然而, Bose 等人^[147]发现在 APOSTLE 和 Auriga 模拟中无论矮星系的恒星质量多少, 都没有“核”形成, 并指出恒星形成率和恒

星质量分数对暗晕内部密度轮廓的影响有限。

“大而不倒”问题 卫星星系和银河系之间的相互作用，如潮汐剥离、盘冲击和冲压剥离，会降低卫星星系的中心质量。Tomozeiu 等人^[149]的模拟表明对带有平坦轮廓的矮星系晕，强烈的潮汐剥离和质量重新分布足以使其环绕速度轮廓与银河系卫星星系的一致。Latte 模拟重现了恒星质量 $M_{\star} \simeq 10^5 M_{\odot}$ 的矮星系数量特征，认为其不受“大而不倒”问题的困扰。Dutton 等人^[150]发现 NIHAO 模拟中光度 $L_V \gtrsim 2 \times 10^6 L_{\odot}$ 的星系的环绕速度与银河系和仙女座星系的卫星星系不存在系统性的差异，指出其他的宇宙学模拟或许过估了恒星质量。同样地，APOSTLE 模拟卫星星系的环绕速度分布函数与银河系卫星星系的一致，而对应的纯暗物质模拟却要更高，其原因可能是重子效应导致子晕质量减少，以及最大环绕速度 $v_{\max} < 30 \text{ km/s}$ 的子晕无法形成恒星或者其星系被潮汐剥离了^[41, 148]。值得一提的是，Papastergis 等人^[151]基于 90 个场矮星系中氢原子的 21cm 线的观测认为重子效应并不能解决“大而不倒”问题。然而，Verbeke 等人^[152]指出对低质量星系，由于超新星爆炸导致星际介质持续湍动，利用氢原子动力学数据得到的环绕速度轮廓会比真实的要低。

5 总结与展望

宇宙学数值模拟是研究星系形成和演化最强有力的方法之一。近十几年来，宇宙学数值模拟在两个方面取得了巨大进步：一是大体积模拟成功地重现了宇宙的大尺度结构，同时提供了大量星系样本，有助于研究星系的全局统计性质和尺度关系；二是高分辨率的放大模拟揭示了精细的星系结构，从而更详细地研究天体物理机制对星系性质的具体影响^[69]。银河系作为唯一可细致观测的星系，成为放大模拟的主要研究对象。银河系放大模拟对银河系的恒星形成，内部结构，演化历史和卫星星系等重要性质的研究，不断加深我们对银河系的认识，并为银河系的观测指明方向，比如搜寻更暗弱的卫星星系。尽管不同的银河系项目可能采用了不同的数值计算方法和亚网格模型，但在主要统计性质上基本与观测保持一致，并能给出一些关于银河系演化的预测，同时银河系项目在缓解标准宇宙学模型的小尺度挑战上也取得了诸多进展。

随着国内外众多银河系观测项目的不断推进，地面的 FAST^①、LAMOST^②望远镜和空间的 Gaia^③、JWST^④望远镜以及未来的 CSST^⑤、ELT^⑥望远镜在射电、光学、红外多个波段上(将)提供关于银河系及近邻星系更多信息，银河系内外部结构逐渐清晰。根据这些结构特征限制星系形成模型参数，人们对银河系的形成和演化历史有了更深刻的理解。然而，受限于

^①<https://fast.bao.ac.cn/>

^②<https://lamost.org/>

^③<https://cosmos.esa.int/web/gaia/>

^④<https://jwst.nasa.gov/>

^⑤<https://nao.cas.cn/csst/>

^⑥<https://elt.eso.org/>

目前的计算资源, 当前的亚网格模型仍然对物理过程进行相当程度的简化, 大多通过参数化方法描述某些物理过程, 这些可调参数必然具有一定的简并性, 可能并不能真正捕捉到影响星系的物理过程和准确反映真实的物理图景, 这很大程度上限制了亚网格模型的预测能力。

银河系数值模拟的下一个目标之一是理解复杂的天体物理过程如何影响模拟结果, 以进一步探究星系形成和演化的物理机制。为此, 一方面需要进行更加逼真的银河系数值模拟, 特别是考虑到银河系可能具有独特性, 如其卫星星系的奇特空间分布和曾经并合过一个高质量星系 (Gaia Sausage)。模拟和观测的比较需要确保样本的一致性, 因此需要模拟符合更多银河系观测特征的样本, 以获得更为真实的银河系模拟数据。另一方面, 随着计算能力的提升, 提高分辨率成为数值模拟的发展趋势。超分辨率模拟对于揭示极低质量星系的内部结构和星际介质的化学演化起着重要作用。如果分辨率达到足够高的水平, 就可以解析出单个恒星的形成过程甚至反馈机制, 从根本上研究星系形成和演化的物理机制, 而无需再使用亚网格模型对物理机制进行参数化建模。实现这一目标仍然需要克服许多挑战。

参考文献:

- [1] Bullock J S, Boylan-Kolchin M. *ARA&A*, 2017, 55(1): 343
- [2] Del Popolo A, Le Delliou M. *Galaxies*, 2017, 5(1): 17
- [3] Planck Collaboration, Aghanim N, Akrami Y, et al. *A&A*, 2020, 641: A6
- [4] Hinshaw G, Larson D, Komatsu E, et al. *ApJS*, 2013, 208(2): 19
- [5] Nunes R C, Bernui A. *Eur. Phys. J. C*, 2020, 80(11): 1025
- [6] Liu Y, Cao S, Liu T, et al. *ApJ*, 2020, 901(2): 129
- [7] Aiola S, Calabrese E, Maurin L, et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.*, 2020, 2020(12): 047
- [8] Vardanyan M, Trotta R, Silk J. *MNRAS*, 2009, 397(1): 431
- [9] Frieman J A, Turner M S, Huterer D. *ARA&A*, 2008, 46(1): 385
- [10] Giocoli C, Tormen G, Sheth R K, et al. *MNRAS*, 2010
- [11] Zavala J, Frenk C S. *Galaxies*, 2019, 7(4): 81
- [12] Angulo R E, Hahn O. *Living Rev Comput Astrophys*, 2022, 8(1): 1
- [13] 冯珑珑, 朱维善. *中国科学: 物理学 力学 天文学*, 2013, 43(6): 687
- [14] 唐林, 林伟鹏. *天文学进展*, 2018, 36(2): 136
- [15] Hockney R W, Eastwood J W. *Computer Simulation Using Particles*. New York: McGraw-Hill, 1981:
- [16] Bryan G L, Norman M L, O' Shea B W, et al. *ApJS*, 2014, 211(2): 19
- [17] Teyssier R. *A&A*, 2002, 385(1): 337
- [18] Barnes J, Hut P. *Nature*, 1986: 446-449
- [19] Dehnen W. *Journal of Computational Physics*, 2002, 179: 27
- [20] Greengard L, Rokhlin V. *Journal of Computational Physics*, 1987, 73: 325
- [21] Potter D, Stadel J, Teyssier R. *Comput. Astrophys.*, 2017, 4(1): 2
- [22] Springel V. *MNRAS*, 2005, 364(4): 1105
- [23] Springel V, Pakmor R, Zier O, et al. *MNRAS*, 2021, 506(2): 2871
- [24] White S D M, Rees M J. *MNRAS*, 1978, 183: 341
- [25] Fall S M, Efstathiou G. *MNRAS*, 1980, 193: 189
- [26] White S D M, Frenk C S. *ApJ*, 1991, 379: 52
- [27] Gingold R A, Monaghan J J. *MNRAS*, 1977, 181(3): 375
- [28] Monaghan J J. *ARA&A*, 1992, 30: 543

- [29] Springel V. *ARA&A*, 2010, 48(1): 391
- [30] Bagheri M, Mohammadi M, Riazi M. *Comp. Part. Mech.*, 2023
- [31] Ryu D, Vishniac E T, Chiang W-H. *ApJ*, 1990, 354: 389
- [32] Colella P, Woodward P R. *Journal of Computational Physics*, 1984, 54: 174
- [33] Berger M J, Olinger J. *Journal of Computational Physics*, 1984, 53(3): 484
- [34] Berger M J, Colella P. *Journal of Computational Physics*, 1989, 82(1): 64
- [35] Kravtsov A V, Klypin A A, Khokhlov A M. *ApJS*, 1997, 111: 73
- [36] Trac H, Pen U. *PUBL ASTRON SOC PAC*, 2003, 115(805): 303
- [37] Bauer A, Springel V. *MNRAS*, 2012, 423(3): 2558
- [38] Agertz O, Moore B, Stadel J, et al. *MNRAS*, 2007, 380(3): 963
- [39] Beck A M, Murante G, Arth A, et al. *MNRAS*, 2016, 455(2): 2110
- [40] Hopkins P F. *MNRAS*, 2013, 428(4): 2840
- [41] Sawala T, Frenk C S, Fattahi A, et al. *MNRAS*, 2016, 457(2): 1931
- [42] Schaller M, Dalla Vecchia C, Schaye J, et al. *MNRAS*, 2015, 454(3): 2277
- [43] Bird S, Ni Y, Di Matteo T, et al. *MNRAS*, 2022, 512(3): 3703
- [44] Wadsley J W, Stadel J, Quinn T. *New Astronomy*, 2004, 9(2): 137
- [45] Wadsley J W, Keller B W, Quinn T R. *MNRAS*, 2017, 471: 2357
- [46] Menon H, Wesolowski L, Zheng G, et al. *Comput. Astrophys.*, 2015, 2(1): 1
- [47] Weinberger R, Springel V, Pakmor R. *ApJS*, 2020, 248(2): 32
- [48] Springel V. *MNRAS*, 2010, 401(2): 791
- [49] Pen U-L. *ApJS*, 1998, 115: 19
- [50] Duffell P C, MacFadyen A I. *ApJS*, 2011, 197(2): 15
- [51] Vandenbroucke B, De Rijcke S. *Astronomy and Computing*, 2016, 16: 109
- [52] Hopkins P F. *MNRAS*, 2015, 450(1): 53
- [53] Schaye J, Crain R A, Bower R G, et al. *MNRAS*, 2015, 446: 521
- [54] Crain R A, Schaye J, Bower R G, et al. *MNRAS*, 2015, 450: 1937
- [55] Pillepich A, Springel V, Nelson D, et al. *MNRAS*, 2018, 473(3): 4077
- [56] Vogelsberger M, Genel S, Sijacki D, et al. *MNRAS*, 2013, 436(4): 3031
- [57] Springel V, Pakmor R, Pillepich A, et al. *MNRAS*, 2018, 475(1): 676
- [58] Hopkins P F, Kereš D, Oñorbe J, et al. *MNRAS*, 2014, 445(1): 581
- [59] Hopkins P F, Wetzel A, Kereš D, et al. *MNRAS*, 2018, 480(1): 800
- [60] Hopkins P F, Wetzel A, Wheeler C, et al. *MNRAS*, 2023, 519: 3154
- [61] Davé R, Anglés-Alcázar D, Narayanan D, et al. *MNRAS*, 2019, 486(2): 2827
- [62] Crain R A, Schaye J, Bower R G, et al. *MNRAS*, 2015, 450(2): 1937
- [63] McCarthy I G, Schaye J, Bird S, et al. *MNRAS*, 2017, 465(3): 2936
- [64] Robertson B E. *ARA&A*, 2022, 60(1): 121
- [65] Faucher-Giguère C-A. *Nat Astron*, 2018, 2(5): 368
- [66] Wright R J, Somerville R S, Lagos C del P, et al. *arXiv:2402.08408*, 2024
- [67] Crain R A, van de Voort F. *ARA&A*, 2023, 61(1): 473
- [68] Schaye J, Kugel R, Schaller M, et al. *MNRAS*, 2023, 526(4): 4978
- [69] Vogelsberger M, Marinacci F, Torrey P, et al. *Nature Reviews Physics*, 2020, 2: 42
- [70] Puchwein E, Bolton J S, Haehnelt M G, et al. *MNRAS*, 2015, 450(4): 4081
- [71] Oppenheimer B D, Crain R A, Schaye J, et al. *MNRAS*, 2016, 460(2): 2157
- [72] Oppenheimer B D, Schaye J, Crain R A, et al. *MNRAS*, 2018, 481(1): 835
- [73] Bieri R, Naab T, Geen S, et al. *MNRAS*, 2023, 523(4): 6336
- [74] Wiersma R P C, Schaye J, Theuns T, et al. *MNRAS*, 2009, 399(2): 574
- [75] Vogelsberger M, Genel S, Springel V, et al. *MNRAS*, 2014, 444(2): 1518
- [76] Utomo D, Sun J, Leroy A K, et al. *ApJ*, 2018, 861(2): L18
- [77] Evans N J, Heiderman A, Vutisalchavakul N. *ApJ*, 2014, 782(2): 114

- [78] Lee E J, Miville-Deschênes M-A, Murray N W. *ApJ*, 2016, 833(2): 229
- [79] Leroy A K, Walter F, Sandstrom K, et al. *AJ*, 2013, 146(2): 19
- [80] Bigiel F, Leroy A, Walter F, et al. *AJ*, 2008, 136(6): 2846
- [81] Kennicutt R C Jr. *ApJ*, 1998, 498: 541
- [82] Springel V, Hernquist L. *MNRAS*, 2003, 339(2): 289
- [83] Read J I, Agertz O, Collins M L M. *MNRAS.*, 2016, 459(3): 2573
- [84] Smith N. *ARA&A*, 2014, 52(1): 487
- [85] Gehren T, Fried J, Wehinger P A, et al. *ApJ*, 1984, 278: 11
- [86] Shields J C, Walcher C J, Böker T, et al. *ApJ*, 2008, 682(1): 104
- [87] Fabian A C. *ARA&A*, 2012, 50(1): 455
- [88] Heckman T M, Best P N. *ARA&A*, 2014, 52(1): 589
- [89] Alexander D M, Hickox R C. *New Astronomy Reviews*, 2012, 56(4): 93
- [90] Wang L, Dutton A A, Stinson G S, et al. *MNRAS*, 2015, 454(1): 83
- [91] Wetzel A R, Hopkins P F, Kim J, et al. *ApJ*, 2016, 827(2): L23
- [92] Grand R J J, Gomez F A, Marinacci F, et al. *MNRAS*, 2017, 467: 179
- [93] Font A S, McCarthy I G, Poole-Mckenzie R, et al. *MNRAS*, 2020, 498(2): 1765
- [94] Dubois Y, Beckmann R, Bournaud F, et al. *A&A*, 2021, 651: A109
- [95] Roca-Fàbrega S, Valenzuela O, Colín P, et al. *ApJ*, 2016, 824(2): 94
- [96] Fiacconi D, Madau P, Potter D, et al. *ApJ*, 2016, 824(2): 144
- [97] Nuñez-Castiñeyra A, Nezri E, Devriendt J, et al. *MNRAS*, 2020, 501(1): 62
- [98] Keller B W, Wadsley J, Couchman H M P. *MNRAS*, 2016, 463(2): 1431
- [99] Ramesh R, Nelson D. *MNRAS*, 2024, 528(2): 3320
- [100] Libeskind N I, Carlesi E, Grand R J J, et al. *MNRAS*, 2020, 498(2): 2968
- [101] Applebaum E, Brooks A M, Christensen C R, et al. *ApJ*, 2021, 906(2): 96
- [102] Davé R, Thompson R, Hopkins P F. *MNRAS*, 2016, 462(3): 3265
- [103] Tremmel M, Karcher M, Governato F, et al. *MNRAS*, 2017, 470(1): 1121
- [104] Di Matteo T, Khandai N, DeGraf C, et al. *ApJ*, 2012, 745(2): L29
- [105] Khandai N, Di Matteo T, Croft R, et al. *MNRAS*, 2015, 450(2): 1349
- [106] Dubois Y, Peirani S, Pichon C, et al. *MNRAS*, 2016, 463(4): 3948
- [107] McCarthy I G, Schaye J, Bird S, et al. *MNRAS*, 2017, 465(3): 2936
- [108] Feng Y, Di-Matteo T, Croft R A, et al. *MNRAS*, 2016, 455(3): 2778
- [109] Pillepich A, Nelson D, Springel V, et al. *MNRAS*, 2019, 490(3): 3196
- [110] Bocquet S, Saro A, Dolag K, et al. *MNRAS*, 2016, 456(3): 2361
- [111] Elahi P J, Welker C, Power C, et al. *MNRAS*, 2018, 475(4): 5338
- [112] Kannan R, Garaldi E, Smith A, et al. *MNRAS*, 2022, 511(3): 4005
- [113] Schaye J, Vecchia C D, Booth C M, et al. *MNRAS*, 2010, 402(3): 1536
- [114] Hernández-Aguayo C, Springel V, Pakmor R, et al. *MNRAS*, 2023, 524(2): 2556
- [115] Feldmann R, Quataert E, Faucher-Giguère C-A, et al. *MNRAS*, 2023, 522(3): 3831
- [116] Onorbe J, Garrison-Kimmel S, Maller A H, et al. *MNRAS*, 2014, 437: 1894
- [117] Griffen B F, Ji A P, Dooley G A, et al. *ApJ*, 2016, 818:
- [118] Springel V, Wang J, Vogelsberger M, et al. *MNRAS*, 2008, 391: 1685
- [119] Federrath C, Glover S C O, Klessen R S, et al. *Phys. Scr.*, 2008, T132:
- [120] Konstantin L, Federrath C, Klessen R S, et al. *J. Fluid Mech.*, 2012, 692: 183
- [121] Vazza F, Gheller C, Brunetti G. *A&A*, 2010, 513:
- [122] Dubois Y, Pichon C, Haehnelt M, et al. *MNRAS*, 2012, 423: 3616
- [123] ZuHone J A, Markevitch M, Brunetti G, et al. *ApJ*, 2013, 762:
- [124] Vazza F, Wittor D, Brunetti G, et al. *A&A*, 2021, 653:
- [125] Li Y, Bryan G L. *ApJ*, 2014, 789:
- [126] Bovard L, Rezzolla L. *Classical Quant. Grav.*, 2017, 34:

-
- [127] Tiede C, Zrake J, MacFadyen A, et al. *ApJ*, 2022, 932:
[128] 周宇凡, 李志远, 常江. *天文学进展*, 2023, 41(4): 476
[129] Arora N, Macciò A V, Courteau S, et al. *MNRAS*, 2022, 512(4): 6134
[130] Agertz O, Renaud F, Feltzing S, et al. *MNRAS*, 2021, 503(4): 5826
[131] Grand R J J, Helly J, Fattahi A, et al. *MNRAS*, 2018, 481(2): 1726
[132] Grand R J J, Marinacci F, Pakmor R, et al. *MNRAS*, 2021, 507(4): 4953
[133] Tully R B, Courtois H M, Dolphin A E, et al. *AJ*, 2013, 146(4): 86
[134] Sorce J G, Gottlöber S, Yepes G, et al. *MNRAS*, 2016, 455(2): 2078
[135] Carlesi E, Sorce J G, Hoffman Y, et al. *MNRAS*, 2016, 458(1): 900
[136] Simpson C M, Grand R J J, Gómez F A, et al. *MNRAS*, 2018, 478(1): 548
[137] Garrison-Kimmel S, Hopkins P F, Wetzel A, et al. *MNRAS*, 2019, 487(1): 1380
[138] Kim S Y, Peter A H G, Hargis J R. *Phys. Rev. Lett.*, 2018, 121(21): 211302
[139] Pawłowski M S. *Mod. Phys. Lett. A*, 2018, 33(06): 1830004
[140] Samuel J, Wetzel A, Chapman S, et al. *MNRAS*, 2021, 504(1): 1379
[141] Shao S, Cautun M, Frenk C S. *MNRAS*, 2019, 488(1): 1166
[142] Sawala T, Cautun M, Frenk C, et al. *Nat Astron*, 2022, 7(4): 481
[143] Pontzen A, Governato F. *MNRAS*, 2012, 421(4): 3464
[144] Tollet E, Macciò A V, Dutton A A, et al. *MNRAS*, 2016, 456(4): 3542
[145] Oñorbe J, Boylan-Kolchin M, Bullock J S, et al. *MNRAS*, 2015, 454(2): 2092
[146] Benítez-Llambay A, Frenk C S, Ludlow A D, et al. *MNRAS*, 2019, 488(2): 2387
[147] Bose S, Frenk C S, Jenkins A, et al. *MNRAS*, 2019, 486(4): 4790
[148] Fattahi A, Navarro J F, Sawala T, et al. 2016
[149] Tomozeiu M, Mayer L, Quinn T. *ApJ*, 2016, 827(1): L15
[150] Dutton A A, Macciò A V, Frings J, et al. *MNRAS*, 2016, 457(1): L74
[151] Papastergis E, Shankar F. *A&A*, 2016, 591: A58
[152] Verbeke R, Papastergis E, Ponomareva A A, et al. *A&A*, 2017, 607: A13

Progress on Numerical Simulation of the Milky Way

LIU Wei^{1,2}, SHAO Shi^{1,2}, Gu Qing¹, GAO Liang^{1,2}

(1. Key Laboratory for Computational Astrophysics, National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China; 2. School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The standard cosmological model has become one of the most successful frameworks for explaining and predicting the formation and evolution of large-scale structures. However, numerous challenges persist at small scales. Over the past few decades, numerical simulations based on the standard cosmological model have deepened our understanding of cosmic structures and galaxy formation, serving as a bridge between theoretical research and observational data. The Milky Way, as the most familiar and extensively observed galaxies, provides valuable samples for studying the galaxy formation and evolution. The article reviews the current status of numerical simulations of the Milky Way over the past decade, first introducing the cosmological background of large-scale structures and the numerical techniques of N-body simulations. It then discusses theoretical models of galaxy formation and methods of hydrodynamics simulations, detailing the impact of baryonic physics mechanisms on galaxy evolution and the numerical subgrid models. Subsequently, it focuses on zoom-in techniques for simulating the Milky Way and some popular Milky Way simulation projects, as well as the latest progress in using Milky Way simulations to study small-scale issues. Finally, the article concludes with a summary and outlook on the future of Milky Way simulations.

Key words: numerical simulation; the Milky Way; zoom-in simulation; galaxy formation and evolution; cold dark matter; hydrodynamics