



评述

星系形成专辑

# 星系并合与相互作用的数值模拟和观测统计

姜春艳\*

上海天文台, 上海 200030

\* 联系人, E-mail: cyjiang@shao.ac.cn

收稿日期: 2016-08-02; 接受日期: 2016-08-30; 网络出版日期: 2017-01-10

上海自然科学基金资助项目 (编号: 15ZR1446600)

**摘要** 在等级成团的结构形成过程中, 星系并合与相互作用是非常普遍的现象. 在引力的作用下, 进入主暗晕的卫星星系受到动力学摩擦的作用而落入暗晕中心与中央星系并合; 星系团中的星系高速交汇给星系内部注入能量从而改变着星系的形态; 来自星系团的引力场对其中的星系进行着潮汐剥离甚至将其打散. 星系的并合与相互作用在星系的演化中起着重要的作用, 不仅能改变星系的形态, 对星系的恒星形成性质产生影响, 而且与活动星系核的演化相关联. 借助数值模拟的理论研究与观测研究的共同发展, 促进了人们对这一领域的认识, 尤其是星系的理论并合时标、观测到的星系并合统计量及演化、并合在大质量星系的质量和大小增长中的作用等.

**关键词** 星系, 并合, 相互作用

**PACS:** 98.65.-r, 98.65.Fz

## 1 引言

目前, 关于宇宙演化最成功的理论模型是建立在冷暗物质理论的基础上. 在这一模型中, 宇宙中的结构以等级成团的模式形成, 首先是原初质量扰动在引力不稳定性作用下逐渐增长然后塌缩, 形成小质量的结构, 然后它们逐渐汇聚形成越来越大的结构. 宇宙中的各种结构, 包括星系、星系群/团, 以及纤维状和片状结构都是在这种模式下形成的.

在宇宙结构形成的等级成团模型中, 星系并合与相互作用非常普遍<sup>[1-3]</sup>. 我们知道, 星系形成于暗

物质晕的中心. 当两个暗物质晕并合时, 位于其中较小暗晕中的星系将成为较大暗晕 (主暗晕) 中的星系的卫星星系. 卫星星系将围绕其中央星系运动, 逐渐丢失其能量和角动量, 最终落入主暗晕的中心, 同中央星系并合. 卫星星系除了与中央星系产生引力相互作用和并合之外, 卫星星系之间也会产生相互作用甚至并合. 卫星星系之间的并合更多地发生在卫星星系和其进入更大暗晕之前的中央星系之间, 或者说是卫星星系和卫星的卫星星系之间. 但卫星星系之间的并合在星系的并合中仅占很小的比例<sup>[4]</sup>, 更多的是卫星星系之间只产生相互作用而不并合, 尤

**引用格式:** 姜春艳. 星系并合与相互作用的数值模拟和观测统计. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2017, 47: 049804

Jiang C Y. Galaxy merging and interactions in numerical simulations and in observations (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2017, 47: 049804, doi:10.1360/SSPMA2016-00354

其是在大质量的星系团中, 由于其较深的引力势, 星系速度弥散度很大, 卫星星系之间并合几率很小. 与此同时, 星系团中的星系还受到来自星系团的大尺度引力场的作用.

星系的并合与相互作用在星系的演化过程中起着重要的作用. 星系并合不仅是星系质量增长的主要渠道之一, 并合与相互作用还能改变星系的形态<sup>[5,6]</sup>, 对星系的恒星形成性质产生影响<sup>[7,8]</sup>, 而且与活动星系核的演化相关<sup>[9,10]</sup>. 因此, 对星系并合与相互作用的研究至关重要. 数值模拟的理论研究与观测研究相辅相成, 促进了人们对这一领域的认识. 星系并合时标是与星系并合相关的一个重要物理量, 人们借助数值模拟逐步改进了其表达形式, 改善了并合时标对质量比、红移和星系间距等的依赖形式<sup>[11-14]</sup>. 而改进的理论描述不仅更新了星系形成的理论模型<sup>[15,16]</sup>, 也使得对于观测的解释更加准确<sup>[17,18]</sup>. 在观测中, 星系的并合通常由密近星系对或引力扰动引起的形态变化来识别. 对星系并合量的统计是研究并合的重要环节, 借由密近星系对等并合统计量人们可以研究星系并合率及其随红移的演化. 随着观测样本的扩大和理论并合时标的进一步精确, 对星系并合率及其演化的研究取得了重要进展. 另一方面, 对星系并合在星系演化中的作用进行分质量研究也取得了很大进展, 尤其是并合在大质量星系演化中的作用. 在等级成团的星系演化中, 大质量星系是由小质量星系最后聚合在一起的, 因而并合对其演化尤为重要. 并合对于大质量星系的质量增长和体积膨胀都起着重要的作用, 许多的研究结果推动着人们对于这一方面的了解. 针对这些对星系并合和相互作用研究的不同方面, 本文将介绍其发展与研究现状.

## 2 星系并合与相互作用的机制

### 2.1 动力学摩擦和星系并合

动力学摩擦是卫星星系通过与背景中的暗物质粒子进行引力相互作用而产生的. 落入星系群/团的星系在动力学摩擦的作用下, 不断损失能量与角动量, 从而最终落入引力势中心, 与中央星系并合. Chandrasekhar<sup>[19]</sup> 最早给出了对这一现象的理想化描

述, 假设一个刚性物体在一片无碰撞的物质粒子海洋中运动. 这一描述可以用来近似卫星星系在暗物质晕中的运动. 暗物质粒子因为与卫星星系相互作用而产生运动轨道偏转, 而轨道的偏转将引起卫星星系后面的暗物质粒子密度增加, 从而对卫星星系起到拖曳的作用, 使星系的运动逐渐减慢, 轨道半径逐渐减小, 最终落入主暗晕的中心. 在卫星星系初次落入暗晕时有可能处于非束缚轨道, 然而动力学摩擦会使其逐渐丢失轨道能量而变成束缚轨道, 例如, Benson<sup>[20]</sup> 发现, 在落入暗晕的非束缚轨道中只有约 2% 在后面的演化中仍然保持非束缚状态. 当两个星系发生碰撞并缺乏足够的能量逃逸, 那么这两个星系就被认为是并合了.

在这里并合时标被定义为从卫星暗晕进入主暗晕的维里半径开始, 到最终卫星星系与中央星系并合为止所经历的时间. 这一时标可以利用 Chandrasekhar 公式得到<sup>[21]</sup>. 而同时考虑到并合时标对轨道形状的依赖, Lacey 和 Cole<sup>[22]</sup> 给出了如下的公式:

$$T_{\text{Chandra}} = \frac{1}{2} \frac{f(\epsilon) V_c r_c^2}{C G m_{\text{sat}} \ln \Lambda}, \quad (1)$$

其中,  $\epsilon$  是描述卫星星系轨道的圆周性参数,  $r_c$  是与卫星星系轨道能量相同的圆周轨道所在的半径.  $f(\epsilon)$  描述了  $T_{\text{Chandra}}$  对轨道圆周性参数的依赖, 在  $\epsilon > 0.02$  时可以被近似为  $f(\epsilon) \sim \epsilon^{0.78}$ <sup>[22]</sup>.  $C$  是一个常数, 近似等于 0.43, 而  $m_{\text{sat}}$  是卫星星系的质量.  $\ln \Lambda$  是库仑对数, 可以写做  $\ln(d_{\text{max}}/d_{\text{min}})$ , 其中  $d_{\text{max}}$  是背景粒子能被集中到星系尾部的最大碰撞参数, 而  $d_{\text{min}}$  是最小碰撞参数<sup>[19,23]</sup>. 碰撞参数被定义为, 在两体碰撞问题中初始距离矢量在垂直于初始速度矢量方向的分量, 或者说固定粒子到约化粒子的速度方向的垂直距离. 公式 (1) 被认为适用于卫星暗晕质量远小于主暗晕质量的情形.

### 2.2 高速交汇

星系团中的星系以高速运行, 所以卫星星系之间的并合几率很小, 但它们之间的高速交汇仍对星系的形态结构和质量产生很大的影响. 由于星系团的速度弥散 ( $\sim 1000 \text{ km/s}$ ) 要远大于星系内部恒星的速度弥散, 那么可以近似认为在星系交汇的瞬间恒

星在星系内部的相对位置将不会有很大改变,也就是势能不变,被扰动星系能量的变化只来源于内部速度的变化

$$\Delta E = \frac{1}{2} \sum m[(\mathbf{v} + \Delta \mathbf{v})^2 - v^2] = \frac{1}{2} \sum m[|\Delta \mathbf{v}|^2 + 2\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v}], \quad (2)$$

其中  $m$  是恒星的质量,  $\mathbf{v}$  和  $\Delta \mathbf{v}$  分别是恒星在扰动前和扰动中增长的速度. 由于在一个轴对称系统中  $\mathbf{v} \cdot \Delta \mathbf{v}$  的积分为零, 上式最终得到  $\Delta E = \frac{1}{2} \sum m |\Delta \mathbf{v}|^2$ .

在这一脉冲近似下, 两星系的相对速度几乎不随时间变化, 而两星系之间的最近距离近似等于碰撞参数. 所以, 可以调整坐标系使扰动星系 P 相对于被扰动星系 S 中心的位置矢量为  $\mathbf{R} = (0, b, v_p t)$ , 也就是说扰动星系 (质量  $M_P$ ) 以相对速度  $v_p$  沿  $z$  轴运动,  $b$  是两星系的碰撞参数. 如果  $b$  远大于星系的大小, 那么扰动星系可近似为点源, 被扰动星系上距离星系中心  $r$  的一个恒星受到扰动星系的引力加速度为

$$\mathbf{a} = -\nabla \Phi = \frac{GM_P}{(|\mathbf{R} - \mathbf{r}|)^2} \mathbf{e}, \quad (3)$$

单位矢量  $\mathbf{e}$  是由被扰星系上的恒星指向扰动星系 P. 在  $r \ll R$  的近似下将上式进行泰勒展开, 如果只考虑前两项, 得到的第一项  $\propto \frac{GM_P}{R^2}$ , 是不依赖于恒星位置  $r$  的常数, 描述了扰动星系 P 对于星系 S 的整体引力作用; 而第二项  $\propto \frac{GM_P r}{R^3}$  对应的是潮汐力, 描述了星系 S 不同位置的不同受力. 在  $r$  与  $R$  方向一致的时候, 潮汐力  $\mathbf{F}_t = \frac{GM_P r}{R^3} \mathbf{e}$ . 根据  $\mathbf{a} = d\mathbf{v}/dt$ , 积分可得该恒星的速度变化为  $\Delta \mathbf{v} = \frac{2GM_P}{v_p b^2} (-x, y, 0)$ , 表明星系 S 将在  $x$  方向被压缩, 在  $y$  方向被拉长, 而在  $z$  方向也就是相对运动方向没有变化. 将  $\Delta \mathbf{v}$  的表达带入公式 (2), 可以得到星系 S 的能量增长为

$$\Delta E = \frac{4G^2 M_P^2 M_S \bar{r}_S^2}{3b^4 v_p^2}, \quad (4)$$

其中  $\bar{r}_S^2$  是星系 S 的均方半径.

所以被扰星系 S 获得能量注入, 该能量可以使星系 S 由一个球体变成椭球体, 如同月球在海洋表面引起的潮汐一样. 注入能量与两个星系之间的相对速度、碰撞参数以及两星系的质量等相关, 相对速度越大则被扰星系的能量变化越小, 而碰撞参数越小则能量变化越大. 如果星系 S 在受到扰动之前处于维

里平衡, 那么动能与总能量的关系为  $K_S = -E_S$ ; 在高速交汇之后, 星系 S 势能不变而获得动能, 从而不再处于维里平衡状态, 其动能变为  $K_{S1} = -E_S + \Delta E$ . 经过一段时间的弛豫后, 根据维里定理动能变为  $K_{S2} = -(E_S + \Delta E)$ , 动能变化了  $K_{S2} - K_{S1} = -2\Delta E$ , 也就是说弛豫之后动能减少了  $2\Delta E$ . 而弛豫前后总能量是不变的, 所以星系势能增加了  $2\Delta E$ , 因此星系发生了膨胀. 所以, 高速交汇加热被扰星系从而使其膨胀.

虽然以上是假设星系相对速度远大于星系内部弥散速度  $\sigma_S$ , 但只要碰撞参数  $b \geq 5 \max(R_P, R_S)$  ( $R_P, R_S$  为中位半径), 即使在  $v_p \simeq \sigma_S$  的情况下, 公式 (4) 也能很好描述星系 S 的能量注入 [24]. 当两个星系的碰撞参数很小时, 公式 (4) 的右边需要乘上一个修正因子 [25]. 关于高速交汇的详细机制请参考 Binney 和 Tremaine 的著作 [21] 以及 Mo 等人的著作 [26].

### 2.3 来自于星系团的潮汐作用

由于星系团中的卫星星系不断受到来自邻近卫星星系的潮汐扰动, 它们的恒星轨道将在空间扩散开来, 因此期望星系有平滑的轮廓. 但是观测到的许多星系都有着尖锐的边界, 这是由于大尺度引力场 — 对于团星系来说是星系团 — 的潮汐作用. 当星系里的物质所受潮汐力大于自身引力的时候, 它们就会被剥离. 星系团 (主系统) 的引力场不断修剪着卫星星系 (卫星系统), 使其密度轮廓在某个半径处变为零, 这一半径称为潮汐半径.

考虑一个简化的模型, 质量为  $m$  的卫星系统与距离为  $R$ 、质量为  $M$  的主系统都近似为点质量, 它们围绕共同的中心做圆周运动, 那么潮汐半径可以近似为

$$r_t = \left[ \frac{m}{M(3+m/M)} \right]^{1/3} R \simeq \left( \frac{m}{3M} \right)^{1/3} R, \quad (5)$$

第二步是在假设  $m \ll M$  的情况下成立 (详见 Binney 和 Tremaine 的著作 [21]). Mo 等人 [26] 考虑了一个更加贴近实际的情况, 假设卫星系统在主系统里面的非圆形轨道上运动, 这可以用来描述卫星星系在主暗晕里的运动, 他们给出

$$r_t = \left[ \frac{m(r_t)/M(R_0)}{2 + \frac{\Omega^2 R_0^3}{GM(R_0)} - \frac{d \ln M}{d \ln R} \Big|_{R_0}} \right]^{1/3} R_0, \quad (6)$$

其中  $R_0$  是轨道的近心距,  $\Omega$  是角速度.

在主暗晕的潮汐力作用下, 卫星星系被剥离掉部分物质, 这些被剥离的物质将与卫星星系有着相近的轨道 (位置和速度都相近), 在很长的时间内将一起运动, 但随着时间的增长轨道差距逐渐增大 [26]. 在靠近暗晕中心的地方, 过强的潮汐力还有可能使整个星系被打散.

### 3 星系并合的数值模拟研究

数值模拟是研究星系并合与相互作用的一个重要工具. 大量借助数值模拟的工作, 验证了关于星系并合的理论假设, 解释了观测中并合与相互作用相关的现象, 也改进了对并合的理论模拟. 在数值模拟的帮助下, 人们发现了宇宙中的许多现象都和星系的并合与引力相互作用相关, 既包含星系形态的改变, 也包含星系的恒星形成性质的改变, 同时也有黑洞的活动.

(1) 形成星系的特殊形态. 观测中的许多星系被发现具有尾状或桥状结构, 或在星系周围形成极环等. 1972年 Toomre 和 Toomre<sup>[5]</sup> 的开创工作中, 用  $N$  体数值模拟显示这些现象是由两个密近星系在并合过程中的潮汐相互作用引起的. 此后许多数值模拟工作都证明了这一结论 [27,28].

(2) 形成椭圆星系. 质量相近的并合 (一般地, 质量比在  $\sim 3:1$  以内) 称为主并合, 而其他质量相差较大的称为次并合. 在主并合发生时, 星系引力势会发生很快的变化, 恒星轨道也会快速改变. 如果并合星系是富气体的盘星系, 通过这种激烈驰豫的过程, 旋转的盘星系会形成恒星做无规运动的椭圆星系. 很多数值模拟 [27-30] 都发现并合的遗迹与椭圆星系极其相似, 同 Toomre<sup>[6]</sup> 最初在 1977 年的假设一致. 虽然富气体并合能形成椭圆星系, 但是贫气体早型星系的并合在大质量椭圆星系的形成中不可或缺 [31].  $N$  体/流体数值模拟显示, 星系团中的高速交汇是使落入团中的低亮度漩涡星系转变成矮椭圆星系的主要机制 [32].

(3) 帮助星系膨胀. 贫气体的并合不仅能增加星系的质量, 还能扩张星系的大小, 其增长可写为  $r \propto$

$M^\alpha$ .  $N$  体数值模拟显示, 等质量的并合中  $\alpha \sim 1$  [32-34], 而质量差异变大时  $\alpha$  也逐渐增加 [35], 也就是说增加同样的质量, 次并合会让星系膨胀地更多. 这也被认为是高红移致密星系演化的一种可能途径, 详细介绍请见 4.2 节.

(4) 形成星暴星系. 数值模拟 [7,36,37] 显示, 主并合会引起气体向星系中心的内流, 聚集在核区的分子云相互碰撞使核区产生剧烈的恒星形成活动, 成为星暴星系. 主并合比次并合更有可能引起星暴 [38].

高强度的恒星形成活动一般以很高的红外光度为特征, 这主要来源于新产生的大质量恒星, 它们所发出的紫外辐射被周围的尘埃吸收然后在红外波段重新发射出来. 观测到的最亮的红外源都与形态特殊的星系相联系, 对这些系统的一个自然解释就是它们的红外发射来源于并合引发的星暴 [39].

(5) 改变恒星形成性质.  $N$  体/流体数值模拟研究发现, 除了并合引起星暴这样剧烈的现象, 有相互作用而没有并合的星系也能够引起恒星形成活动的增加 [8]. 这些研究解释了观测中发现的密近星系的存在与恒星形成率的提高相关联的现象 [40]. 然而, 近年来有观测工作显示, 这只发生在密近星系是晚型星系的情况下, 如果密近星系是早型星系, 则恒星形成活动不会增加甚至减少 [41,42]. 这有可能包含了流体相互作用的影响 [41], 需要借助流体数值模拟来进行进一步的研究.

(6) 引发活动星系核 (Active Galactic Nuclei, AGN) 的活动. 星系并合引发的气体内流除了能引起核区的星暴活动, 还能作为星系中心黑洞的燃料, 触发活动星系核 (AGN) 的活动. 观测表明, 许多类星体 [43] 和射电星系 [44] 都有并合的迹象. 基于数值模拟的理论模型成功模拟了星系并合引起的气体内流、活动星系核的活动以及反馈 [8,9,45]. 在模型中, 当吸积的黑洞到达一个特定的尺度, 黑洞的反馈就会驱散气体, 使核球的恒星形成活动停止, 而另一方面黑洞自身也停止增长. 这一模型也被用于解释观测到的黑洞与寄主星系核球共同演化的现象, 也就是黑洞质量与核球速度弥散度  $M_{\text{BH}} \sim \sigma$  关系和黑洞质量与核球质量  $M_{\text{BH}} \sim M_{\text{bulge}}$  关系 [45].

除了以上研究, 数值模拟还可以帮助计算星系并合所需要的时间. 星系的并合时标是研究星系并

合过程中的一个重要物理量. 理论并合时标是星系演化模型中必不可少的输入量, 同时它也能帮助研究观测到的某一类星系在宇宙中的演化进程. 接下来本文将重点介绍利用数值模拟对星系并合时标进行的研究.

### 3.1 理论并合时标

在前面讲到, 在星系落入主暗晕成为卫星星系后, 在与中央星系的并合过程中起关键作用的是动力学摩擦. 在其作用下, 卫星星系将围绕其中央星系运动, 逐渐丢失其能量和角动量, 往主暗晕的中心下落. 如果在此过程中卫星星系没有被逐渐增强的潮汐力打散, 它最终将落入暗晕中心, 与中央星系并合.

对动力学摩擦的描述最早由 Chandrasekhar<sup>[19]</sup> 给出. 在此基础上, 人们给出了星系从进入暗晕到最终与中央星系并合所需时间的公式 (1)<sup>[21,22]</sup>. 随后有许多工作检测了 Chandrasekhar 公式在应用于星系并合中的有效性, 然而他们无法给出一致的结果. 这是由于星系并合是一个远比 Chandrasekhar 所假设的理想描述复杂的过程, 它并非是一个刚性物体在均匀分布的物质中的运动. 主暗晕的密度是由外向暗晕中心增加的, 使得选择库仑对数中的最大碰撞参数变得复杂<sup>[46]</sup>. 而卫星星系在运动中会损失质量, 需要通过跟踪星系的轨道和质量演化来获得并合时标. 然而在模拟这一过程中仍然有很多的不确定性<sup>[47]</sup>. 另外一个困难来自于被潮汐剥离的物质, 他们与卫星星系有着相近的轨道, 将会有很长一段时间跟随卫星星系的轨道, 从而有可能对卫星星系产生向后的拖曳<sup>[48]</sup>. 此外, 并合还可以改变主暗晕的结构, 成为精确计算并合时标的又一阻碍<sup>[49]</sup>.

Navarro 等人<sup>[50]</sup> 在 1995 年利用带有气体冷却的  $N$  体/流体数值模拟计算了星系的并合时标. 因为他们没有模拟恒星形成, 所以用暗晕中心的冷气体核来代替星系. 他们发现如果用卫星星系到达主暗晕维里半径时的冷气体核及其周围暗晕的总质量作为卫星星系的质量, 所得到的并合时标与公式 (1) 一致; 而如果只用冷气体核的质量作为卫星星系的质量, 预测的并合时标将会过长. 他们的工作对利用公式 (1) 来计算星系并合时标提供了有力支持. 随后这

一公式得到了广泛的应用, 不仅用来模拟在星系形成的半解析计算中星系的并合<sup>[51-53]</sup>, 也被用以研究宇宙学背景下的星系并合<sup>[3,54,55]</sup>. 然而, 有许多迹象表明 Navarro 等人的计算低估了并合时标, 或者说高估了并合率. 在半解析研究中<sup>[56,57]</sup>, 用 Navarro 等人的并合率所得到的富星系团中的中央星系光度要亮于用高分辨率的  $N$  体数值模拟得到的结果. 而 Colpi 等人<sup>[58]</sup> 在 1999 年的  $N$  体数值模拟工作给出的并合时标也要长于 Navarro 等人的结果. 需要指出的是, 他们只考虑了次并合的情况, 而 Navarro 等人同时考虑了主并合和次并合.

为使这一问题得到澄清, Jiang 等人<sup>[12]</sup> 在 2008 年利用高精度的  $N$  体/流体宇宙学数值模拟来研究这一问题. 他们所利用的数值模拟不仅考虑了气体冷却, 而且考虑了恒星形成和反馈, 从而使星系可以清楚地得到证认. 他们发现, Navarro 等人的方法低估了次并合的并合时标, 而高估了主并合的时标. 在此基础上, 他们提出了一个新的并合公式

$$T_{\text{merge}} = \frac{0.94\epsilon^{0.60} + 0.60}{2C} \frac{m_{\text{pri}}}{m_{\text{sat}} \ln[1 + (\frac{m_{\text{pri}}}{m_{\text{sat}}})]} \frac{1}{V_c} \frac{r_{\text{vir}}}{V_c}, \quad (7)$$

其中,  $r_{\text{vir}}$  和  $V_c$  分别是主暗晕的维里质量和圆周速度, 而  $m_{\text{pri}}$  和  $m_{\text{sat}}$  分别是主暗晕和卫星暗晕的维里质量. 他们在之后的工作<sup>[59]</sup> 中研究了数值模拟中重子物理过程对星系并合的影响. 这是因为人们对星系形成和演化中的许多物理过程仍然不够了解, 使得流体数值模拟中所产生的星系不一定与宇宙中的真实情况相符合. 尤其是在没有包含活动星系核反馈的情况下, 大质量暗晕中所形成的星系会偏大, 这一般会使得星系的并合时标被低估. 基于这种原因, 他们采用了与之前 2008 年的工作中相似的数值模拟, 唯一的区别在于将重子物质密度减半. 他们发现在新的数值模拟中星系并合时标只有大约 10% 的变化, 虽然对于径向轨道来说这一变化能达到 23%, 但径向轨道是很稀少的. 所以公式 (7) 很好地描述了宇宙中星系的并合时标.

同时期 Boylan-Kolchin 等人<sup>[11]</sup> 利用  $N$  体数值模拟同样研究了星系的并合时标. 他们也给出了一个星

系并合时标的新公式

$$T_{\text{merge}} = 0.1H(z)^{-1} \frac{A(m_{\text{pri}}/m_{\text{sat}})^B}{\ln(1+m_{\text{pri}}/m_{\text{sat}})} \times \exp \left[ C \frac{J}{J_c(E)} \right] \left[ \frac{r_c(E)}{r_{\text{vir}}} \right]^D, \quad (8)$$

其中,  $H(z)$  是哈勃参数, 而  $J/J_c(E) \equiv \varepsilon$ . 拟合常数为  $A=0.216$ ,  $B=1.3$ ,  $C=1.9$ ,  $D=1.0$ . 这一结果在定性上与 Jiang 等人的结果是一致的, 同样表明公式 (1) 低估了并合时标; 但在定量上又是不一致的, 这一结果对质量比和圆周性参数的依赖更强. 这些区别应该主要来源于所采用的数值模拟的不同, Boylan-Kolchin 等人采用了两个孤立暗晕的  $N$  体数值模拟, 而 Jiang 等人的结果是建立在宇宙学数值模拟的基础之上, 而且包含了流体的物理过程, 模拟了恒星的形成.

公式 (7) 和 (8) 改进了对星系并合的描述, 都在随后的工作中得到了广泛的应用, 更新了理论模型中对星系并合的模拟 [60–64].

后续有工作对这两个公式进行了比较 [65,66], 同时给出了新的并合时标. 其中 McCavana 等人 [65] 的工作同 Jiang 等人的工作一样, 是建立在宇宙学数值模拟基础上的, 结果也相近; 而 Villalobos 等人的工作是对独立的暗晕进行  $N$  体模拟, 与 Boylan-Kolchin 等人的工作类似, 结果也类似. 宇宙学数值模拟中, 并合星系的运动不仅受到彼此之间的引力作用, 也受到其他卫星星系的影响, 而孤立暗晕只受到来自彼此引力的影响. 这一区别会使得两种数值模拟得到不同的并合时标.

### 3.2 密近星系对与星系并合率

上一小节讲了主要应用于理论工作的星系并合时标, 而在观测上星系在什么时候进入主暗晕的维里半径是很难获得的. 实际上, 在观测中人们一般会得到星系密近对数目的统计量, 由此来计算星系的并合率. 通常人们会假设处于一定距离 (比如  $20h^{-1}$  kpc) 内的星系对在考虑了背景星系的污染之后会在一定常数时间内并合 (0.5 Gyr 左右 [67–70]), 详细描述请见 4.1 节. Kitzbichler 等人 [13] 利用一个在  $N$  体数值模拟基础上构建的半解析样本检查了这一假设的合理性. 他们发现半解析中给出的并合时标一般比常用的

常数时标大 2 倍. 他们得到在红移  $z \leq 1$  时, 如果两星系的径向速度差  $\Delta v < 300 \text{ km s}^{-1}$ , 那么并合时标为

$$\langle T_{\text{mg}} \rangle = 2.2 \text{ Gyr} \frac{r_p}{50 \text{ kpc}} \left( \frac{M_*}{4 \cdot 10^{10} h^{-1} M_\odot} \right)^{-0.3} \times \left( 1 + \frac{z}{8} \right), \quad (9)$$

而在  $\Delta v < 3000 \text{ km s}^{-1}$  的情况下, 并合时标为

$$\langle T_{\text{mg}} \rangle = 3.2 \text{ Gyr} \frac{r_p}{50 \text{ kpc}} \left( \frac{M_*}{4 \cdot 10^{10} h^{-1} M_\odot} \right)^{-0.3} \times \left( 1 + \frac{z}{20} \right), \quad (10)$$

可以看出, 并合时标与两个星系的质量、间距和所在红移相关. 因为他们只考虑了主并合, 关于对质量的依赖只体现在一个特征质量  $M_*$  上.

在他们的半解析模型中, 他们通过跟踪卫星星系所在的子暗晕来得到卫星星系的动力学. 当周围的子暗晕都被潮汐剥离掉之后, 卫星星系被认为在经过一个动力学摩擦时标之后与中央星系并合. 该时标采用的是动力学摩擦公式 [21], 但是乘了一个虚拟的常数因子 [71], 该因子用以补偿对实际并合时标的低估 [11,12]. 所以他们所得到的密近对的并合时标是依赖于所采用的动力学摩擦时标的. 此外, 他们只考虑了星系的恒星质量比大于 1:4 的主并合, 所以只适用于对主并合的研究. 而次并合同样对星系的演化, 尤其是早型致密星系的大小演化, 有着重要的意义 [33,34,72].

Lotz 等人 [73–76] 的一系列工作利用  $N$  体/流体数值模拟分别分析了由形态和密近对找到的将要并合的星系. 关于密近对的方法, 他们首先研究了不同投影距离的并合对, 找到并合时标对星系质量比、气体含量和轨道的依赖. 为了得到宇宙中的平均并合时标, 他们从三个宇宙学尺度的星系演化模型中提取了星系质量比、气体含量和质量在不同红移的分布. 然后他们利用这些分布给出的权重对不同投影距离的密近对计算了宇宙中的平均并合时标. 他们发现这一时标主要依赖于在寻找并合星系时所采用的最大密近对距离, 距离越大则时间越长, 从  $r_p < 20h^{-1}$  kpc 时  $T_{\text{mg}} \sim 0.4 \text{ Gyr}$ , 到  $r_p < 100h^{-1}$  kpc 时  $T_{\text{mg}} \sim 1.5 \text{ Gyr}$ . 在重子物质质量比 1:1–1:4 的范围内,  $T_{\text{mg}}$  随红移和气体含量都变化很小. 同 Kitzbichler 等人 [13] 一样, 他们也没考虑次并合的情形.

Jiang 等人<sup>[14]</sup>在2014年利用 $N$ 体/流体数值模拟继续研究了星系并合率与密近对数目的关系. 与之前工作不同的是, 他们同样研究了次并合的情形, 所考虑的最小的星系恒星质量比达到1:30. 他们通过恒星粒子来跟踪星系的并合过程, 没有对并合时标进行预先假设. 同时, 他们模拟了星系的质量损失历史. 他们指出, 星系并合率可以由观测到的星系密近的数目根据以下公式得到:

$$T_{\text{mg}}(< r_p) = \frac{10^{-0.23}}{0.66} \frac{m_{1,v}}{m_{2,v}} [m_{1,v} G H_0 E(z)]^{-1/3} r_p, \quad (11)$$

它表示投影距离在 $r_p$ 的密近对将在 $T_{\text{mg}}$ 的时间内并合. 该时间依赖于两星系的距离、所在红移 $z$ 和暗晕的维里质量比. 其中 $E(z) = \Omega_\Lambda + \Omega_m(1+z)^3$ . 对于卫星星系来说, 暗晕质量是指在该红移处与该星系同样质量的中央星系所具有的暗晕质量, 这在一定程度上简化了计算. 该公式的适用范围很广, 具体是红移 $z < 2$ , 投影距离 $r_p < 150 h^{-1} \text{ kpc}$ , 而星系质量比最低到1:30.

不同于以往的工作, 他们的结果表示即使对于主并合(1:1-1:4), 不同星系质量比的并合也不能由单一时标来描述. 在投影距离 $20 h^{-1} \text{ kpc}$ 以内, 恒星质量大于 $4 \times 10^{10} h^{-1} M_\odot$ 的星系对, 如果质量比是1:1则大约需0.31 Gyr并合, 而如果质量比是1:4则需要1.6 Gyr才能并合. 这使得并合率的计算更加精确, 定量化并合对星系增长的作用有重要意义.

## 4 星系并合的观测研究

前面讲了并合对星系的形态结构、恒星形成及中心星系核的活动都会产生影响. 因此, 对星系样本的统计分析有助于人们了解在宇宙演化进程中并合所起的作用. 为此需要研究并合在不同时期出现的几率、在不同质量星系中的分布和影响等. 等级成团的模型表明, 越大质量的星系所经历的并合越多, 这使得并合在大质量星系的演化中尤为重要.

### 4.1 星系并合率及演化

星系并合率一般有两种定义. 第一种是每个星系的并合率 $R_{\text{mg}}$ , 定义为单位时间内每个星系所经历

的并合数目; 第二种是体积并合率 $R_{\text{mgv}}$ , 定义为单位时间单位体积内的并合数目. 这两种定义相差星系的数密度 $n_0$ (共动体积),  $R_{\text{mgv}} = n_0 R_{\text{mg}}$ .

并合率 $R_{\text{mg}} = N_{\text{mg}}/T_{\text{mg}}$ ,  $N_{\text{mg}}$ 是每个星系周围要与之并合的星系数目,  $T_{\text{mg}}$ 是这些系统的平均并合时标. 但实际在观测上, 星系的并合率很难确定. 一方面并合时标 $T_{\text{mg}}$ 很难被确定, 另一方面观测到的密近对不一定都能并合. 通常人们假设 $N_{\text{mg}} = C_{\text{mg}} * N_c$ ,  $C_{\text{mg}}$ 代表观测到的天空中的 $N_c$ 个密近星系中会在 $T_{\text{mg}}$ 时间内并合的比例, 主要用于修正二维投影效应. 为了减轻背景星系的污染, 能够并合的动力学对通常被定义为: (1) 在天空中的投影间隔 $r_p^{\text{min}} \leq r_p \leq r_p^{\text{max}}$ ; (2) 视向速度间隔 $\Delta v \leq \Delta v^{\text{max}}$ .  $r_p^{\text{min}}$ 是为了避免将恒星形成星系的多个节点误识别成多个相互作用的星系, 一般取为5或 $10 h^{-1} \text{ kpc}$ , 而 $r_p^{\text{max}}$ 一般取为20, 30或 $50 h^{-1} \text{ kpc}$ . 视向速度间隔 $\Delta v \leq 500 \text{ km s}^{-1}$ 被认为与并合相关联<sup>[69]</sup>. 投影间隔的密近星系中满足动力学对的比例在50%左右, 而对于暗于特征光度的星系这一比例明显下降<sup>[77]</sup>. 在采用动力学对的基础上, 修正因子 $C_{\text{mg}} \sim 0.5$ <sup>[70,76,18]</sup>, 用来修正因为本动速度引起的非真正三维空间密近星系的污染. 由于不同环境下的星系弥散不一样, 所以可以期望 $C_{\text{mg}}$ 随环境密度的增加而减小<sup>[78,79]</sup>.

$N_c$ 直接跟星系的两点相关函数相联系. 考虑一个绝对星等 $M_{1\text{min}} \leq M_1 \leq M_{1\text{max}}$ 的主样本和 $M_{2\text{min}} \leq M_2 \leq M_{2\text{max}}$ 的次样本, 对主样本中的星系计算 $N_c$ , 而它们的密近星系需从次样本中寻找, 则有 $N_c(z, M_1, M_2, r) dM_2 dr = n_2(z, M_2) dM_2 [1 + \xi(r, z, M_1, M_2)] 4\pi r^2 dr$ . 两点相关函数 $\xi$ 除依赖于间距 $r$ 外, 还依赖于红移 $z$ 、星系光度 $M_1$ 和 $M_2$ . 成团与 $N_c$ 之间的关系也提供了用计算两点相关求 $N_c$ 从而得到并合统计量的一种方法<sup>[68]</sup>. 适当选取 $M_1$ 和 $M_2$ 的范围, 可以分别研究主并合和次并合的情况.  $N_c$ 的两个依赖条件, 数密度和成团, 对星系光度的依赖是相反的. 其综合效果是 $N_c$ 在 $-22 < M_r < -18$ 的范围内是个几乎不依赖光度的常数, 其中 $M_r$ 是SDSS  $r$ 波段的绝对星等<sup>[77]</sup>. 另一方面, 由于成团也与星系类型有关, 密近星系对也呈现出与此相关的性质, 比如, 低红移的红色早型星系与蓝色晚型星系相比有更高的比例处于密近对中, 与小尺度的成团性质相一

致 [17,18].

许多工作假设  $T_{\text{mg}}$  是一个常数 ( $\sim 0.5$  Gyr), 不随红移改变, 因而并合率的演化可以由密近对的比例或每个星系拥有的密近星系数目随时间的演化来代表 [38,67,80–84]. 星系并合率的演化一般地被写做  $(1+z)^l$ ,  $l$  的范围在  $0 \leq l \leq 5$ . 引起  $m$  有这么大跨度的原因有很多, 包括样本选择、密近对的定义、对背景或前景星系污染的修正、巡天样本大小和红移的完备性等. 尤其是在比较不同红移的结果时, 选取相匹配的样本至关重要. 早期部分根据流量限样本做的计算没能对不同红移处样本的不匹配做出修正, 之后体积限样本的利用并考虑光度随红移的演化使得对不同红移的比较更有意义 [67–68,83]. 但对于根据星等来选取的样本来说, 由于相互作用引起的恒星形成会增加星系的光度, 从而有可能干扰对质量比的判断 [84], 虽然也有工作认为由于尘埃消光, 光度变量的影响很小 [76]. 相对于选取同样质量或光度 (做被动演化改正) 的星系, 在不同红移处选取同样数密度的样本是另外一种选择 [76], 这种方法能够将星系同它们的前身星系和后代星系联系起来, 从而追踪它们的演化. 近年来, 随着对星系并合时标的改进 [11–14], 对并合率演化的研究开始考虑  $T_{\text{mg}}$  对红移的依赖 [17,18].

另外一种计算并合率及其演化的方法是通过研究星系形态实现的. 因为并合会产生星系的极端不对称、双核或显著的潮汐尾等, 这种方法就是根据并合引起的不规则形态来选取并合星系 [85–87]. 根据由形态选出的并合数目和观测到的星系总数目可以得到一个并合比例, 并由此得到并合率的演化. 相对于密近对挑选并合前的星系, 这种方法选出的是并合过程中或已并合星系, 然而这种方法有很大的不确定性. 首先, 形态的识别依赖于观测的空间分辨率和观测深度. 其次, 相对于密近对的方法, 形态的方法对富气体的次并合更敏感, 富气体次并合有可能比椭圆星系的主并合更容易识别. 另外, 并合特征明显存在的时标依赖于碰撞轨道、气体成分和质量比, 使得并合时标很难量化.

因为星系成团性质依赖于星系形态、颜色、质量/光度等, 而在星系密近对的研究中也发现了这些依赖 [17,18,80], 所以星系对的比例或星系并合率的演化也应该针对特定的星系来讨论. 然而, 已有的工作

大多采用不同的密近对定义、质量/光度范围、质量/光度比, 使得结果无法直接定量比较. Lotz 等人 [76] 选出了一些描述相近的工作 [17,70,77,88], 也就是说虽然这些工作所用样本的选择条件不同 (按质量选择, 或按不同波段星等选择), 但大体描述同类星系 ( $M_* \leq 10^{10} M_{\odot}$ ), 然后他们根据并合时标对距离的依赖 (3.2) 修正了密近对定义时所选取的不同间距. 发现在  $z < 1.5$ , 这些星系的主并合 (1:1–1:4) 体积并合率几乎不随红移演化 ( $m \sim 0$ ,  $R_{\text{mgv}} \sim 3 \times 10^{-4} \text{Mpc}^3 \text{Gyr}$ ), 而每个星系的并合率随红移的演化明显增加 ( $m \sim 2$ ,  $R_{\text{mg}}(z = 1.0) \sim 0.1 \text{Gyr}$ ), 意味着高红移星系发生并合的概率更高. 考虑到越往低红移星系的共动数密度越增加, 体积并合率与每个星系的并合率的区别在定性上可以被理解. 体积并合率几乎不随红移变化也与理论研究结果一致 [13]. 未来需要更多的研究涵盖更多质量段的星系并合, 以分析不同质量星系的并合历史. 另外, 目前通过密近对星系并合的观测研究主要集中在主并合, 未来期望随着观测深度的增加, 将会开展越来越多的次并合研究.

## 4.2 大质量红星系演化中的并合

在现在时期的宇宙, 星系光度函数的亮端由大质量 ( $> 10^{11} M_{\odot}$ ) 的椭圆星系占主导, 这些星系有着很少量的气体含量和恒星形成, 是老龄的红星系. 等级成团模型只预言了物质是怎么聚集的, 而并不涉及恒星形成 — 观测敏感的量, 所以观测到的并合统计量极大地依赖于星系形成模型中的重子物理部分, 包括气体吸积、辐射冷却和加热、恒星形成和反馈、AGN 活动和反馈等. 所以, 大质量星系的形成历史提供了对星系形成模型的一个关键检验.

在目前的等级成团模型中, 这些大质量星系由小质量的星系不断并合而成. 半解析模型显示这些小质量前身星系多数恒星在很早期 ( $z > 2$ ) 就已形成, 但是它们最终完成聚集成大质量星系的并合却发生在低红移, 大约在  $z \sim 1$  聚集了  $\sim 50\%$  的恒星 [89,90]. 而理论模型显示星系团中的最亮星系 (Brightest Cluster Galaxy, BCG) 的恒星质量从  $z = 1$  到  $z = 0$  增长到  $\sim 2-3$  倍 [91,92]. 这些并合的星系已基本停止恒星形成活动, 为贫气体并合.

从观测中得到的恒星形成历史与理论模型大致相符合,也就是说大部分恒星在高红移的前身星系中形成,但对于大质量星系的并合历史,观测上给出了相异的结果,尤其是在 $z=1$ 之后的演化.许多针对大质量红星系/亮星系的研究都表明这些星系到 $z\sim 1$ 已基本全部形成<sup>[69,93-97]</sup>.然而,也有许多观测显示低红移( $z<1$ )的并合在大质量星系的增长中扮演重要的角色,大质量星系在低红移有着1.5-2倍的质量增长,而这些增长主要是由并合引起的<sup>[98-101]</sup>.还有研究显示质量 $>10^{11}M_{\odot}$ 的星系在 $z<1$ 之后数密度增加大约4倍<sup>[102,103]</sup>.此外,依据潮汐剥离的物质或不对称性,许多正在进行中的大质量星系并合也不断地被观测到<sup>[104-107]</sup>,其中主并合也不罕见.

样本的选择和计算方法都会影响结果.首先,样本的质量限和质量误差有可能会影响结果.在大质量星系( $>10^{11}M_{\odot}$ )中,星系数密度在 $z<1$ 之后的演化随星系质量的增加而增加,而在较低质量段 $10^{11.0}M_{\odot}-10^{11.5}M_{\odot}$ 星系数密度演化相对比较弱,呈现出等级形成的现象<sup>[102,108]</sup>.在对比大于与小于 $10^{11}M_{\odot}$ 星系的并合对比例时也能发现这种等级增长现象<sup>[17]</sup>.所以,所选择的最低质量限会影响结果.由于星系的质量函数随质量增加而减小,在 $10^{11.5}M_{\odot}$ 之后急剧下降<sup>[109]</sup>,在将 $>10^{11}M_{\odot}$ 的星系作为一个整体研究时,较低质量段的星系占主导,有可能会呈现出比较弱的演化,即使质量 $>10^{11.5}M_{\odot}$ 的星系演化很强.对于以光度来选择的样本,比如亮红星系或者亮于某个星等的星系,由于质光比的弥散,它们不一定对应某个质量限的样本,而相对较小质量的星系由于在数目上占优势,很容易使样本整体质量下降,从而呈现出弱演化.同样地,不准确的质量估计也同样使样本产生偏差,影响结果.其次,从在星系团中的位置来说,星系团中的最亮星系、亮红星系,与质量选出的星系不完全相同.在大质量暗晕中,最亮星系与亮红星系有相当大的比例不属于中央星系,而是卫星星系<sup>[110,111]</sup>,而由质量选出的样本则有可能有着不同的中央星系-卫星星系比例.中央星系由于其所处位置,更容易与在动力学摩擦的作用下损失能量而掉入中心的卫星星系并合,从而更容易增长质量,所以不同的中央星系-卫星星系比例有可能会给出不同的结果.再次,并合时标的采用也给由密近对估计的

结果带来不确定性,比如常数并合时标的使用忽略了对质量和红移的依赖<sup>[14]</sup>.最后,许多其他因素都会对结果影响.对于通过数密近对的方法来计算并合质量增长的方法,需要注意的是,由于潮汐剥离作用,实际增长质量要小于并合星系的总质量<sup>[99]</sup>.此外,包括红移估计、宇宙方差以及所考虑的具体红移范围在内的其他不确定性都会给大质量星系演化的估计带来偏差.

早在 $z\sim 2$ ,大约50%的大质量星系( $\sim 10^{11}M_{\odot}$ )就已经几乎停止恒星形成活动<sup>[112]</sup>.虽然目前宇宙时期的大质量红星系都有着延展的结构, $z\geq 2$ 时大质量的被动演化星系却有着致密的结构,其大小只有 $\sim 1$  kpc,与现在同样质量的早型星系相比相差3-6倍,而面密度相差1-2个数量级<sup>[112-114]</sup>.这些星系的质量到目前增长到2-3倍,其中大部分由并合贡献,而恒星形成只贡献了质量增长的20%<sup>[115]</sup>.贫气体并合被认为是星系大小演化的主要机制<sup>[17,33,34,116-118]</sup>,一方面贫气体并合能使这些星系仍然保持为早型星系,另一方面,富气体并合由于能量耗散无法使星系尺度得到有效的增长.次并合被认为在其中发挥主要作用,因为等质量的主并合最多只能将星系大小增加到2倍,变化太慢跟观测不符<sup>[119]</sup>.根据维里理论的计算显示,等质量的主并合只能使星系密度变化4倍,而使质量加倍的次并合可以使星系密度变化32倍<sup>[34]</sup>.实际上,主并合很稀少,而次并合相对很多<sup>[76]</sup>,为此提供了现实基础.

这些高红移致密星系被发现是由内向外增长的,因为虽然它们的大小和密度变化了很多,但是在星系中心的质量和密度却几乎不变或相对增长很少<sup>[33,115]</sup>.与此相对应的是一个两相的增长模型:在高红移的富气体并合首先形成一个致密的核,然后一系列贫气体的并合建立起延展的星系外围<sup>[117]</sup>.在高红移,星系含有大量冷气体,越高的气体含量将在并合后产生越小越致密的核<sup>[120]</sup>;在低红移,恒星形成活动可忽略不计,通过贫气体的次并合吸积恒星物质,使星系膨胀<sup>[34]</sup>.

然而,高红移的并合数目似乎不足以解释致密星系在高红移的演化,虽然 $z<1$ 的大小演化可以由并合解释<sup>[121,122]</sup>.与此同时,其他解释也不能排除.首先,活动星系核引起的外流是一种可能,因为外流

会将冷气体移走,引起恒星分布的扩散<sup>[123]</sup>.相对于并合,这种机制不需要增加星系的质量而完成膨胀.将来,大样本的高红移活动星系核外流与致密星系的相关性观测研究将有助回答这一问题.其次,高红移星系的光度分布有可能更加往中心集中<sup>[117]</sup>,而致密核周围的低密物质目前没有被探测到.这一假设需要以后的深度观测来验证.此外,有可能不是所有在高红移的大质量被动演化的致密星系都将演化成椭圆星系,而是在部分高红移的致密核周围形成星系盘<sup>[124,125]</sup>.这些星系盘很少经历并合,可以减缓并合不足的问题,对低红移有着大质量致密核球的盘星系的研究有助于回答这一问题.通过对比这些致密核球与高红移致密核之间的性质可以了解它们是否处于同一演化路径中,而这些大质量致密核球在低红移的数量统计可以告诉人们有多少高红移致密星系是通过这种方式演化的.

## 5 总结

在宇宙的等级成团历史中,并合与相互作用是

普遍存在的现象,其主要作用机制都是在引力的作用下产生的.并合与相互作用对于星系的演化具有重要作用.并合除了是星系质量增长的重要渠道之一,还对星系形态的改变、星系的恒星形成强度增加和活动星系核的活动相关联.数值模拟已成为研究星系并合的一个重要工具,使人们了解并合相关的各种物理现象,还能非常有效地帮助定标并合过程的一个重要物理量——并合时标.在数值模拟的帮助下,人们已经很大地改进了星系并合时标的公式,从而促进了星系形成的理论模型的更新,也更好地解释了观测中的并合.另一方面,对并合的观测研究也在不断地发展.本文介绍了在观测中计算星系的并合率及其演化的方法和发展,也介绍了并合在大质量星系演化中作用的研究.这些研究都取得了很大进展.然而,在星系并合的领域仍需要很多研究工作来探索一系列未解决的问题,包括一致认同的理论并合时标、不同类型星系的并合率及随时间的演化、并合对大质量星系的质量增加和体积膨胀所起的作用等.这些问题的解决都有赖于借助数值模拟的理论研究和观测研究的共同发展.

## 参考文献

- 1 Kolatt T S, Bullock J S, Somerville R S, et al. Young galaxies: What turns them on? *Astrophys J Lett*, 1999, 523: L109–L112
- 2 Gottlöber S, Klypin A, Kravtsov A V. Merging history as a function of halo environment. *Astrophys J*, 2001, 546: 223–233
- 3 Maller A H, Katz N, Kereš D, et al. Galaxy merger statistics and inferred bulge-to-disk ratios in cosmological SPH simulations. *Astrophys J*, 2006, 647: 763–772
- 4 Jiang C Y, Jing Y P, Lin W P. Influence of baryonic physics on the merger timescale of galaxies in  $N$ -body/hydrodynamical simulations. *Astron Astrophys*, 2010, 510: A60
- 5 Toomre A, Toomre J. Galactic bridges and tails. *Astrophys J*, 1972, 178: 623–666
- 6 Toomre A. Theories of spiral structure. *Ann Rev Astron Astrophys*, 1977, 15: 437–478
- 7 Barnes J E, Hernquist L E. Fueling starburst galaxies with gas-rich mergers. *Astrophys J Lett*, 1991, 370: L65–L68
- 8 Springel V, Di Matteo T, Hernquist L. Modelling feedback from stars and black holes in galaxy mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2005, 361: 776–794
- 9 Springel V, White S D M, Jenkins A, et al. Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars. *Nature*, 2005, 435: 629–636
- 10 Sijacki D, Springel V, Di Matteo T, et al. A unified model for AGN feedback in cosmological simulations of structure formation. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 380: 877–900
- 11 Boylan-Kolchin M, Ma C P, Quataert E. Dynamical friction and galaxy merging time-scales. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 383: 93–101
- 12 Jiang C Y, Jing Y P, Faltenbacher A, et al. A fitting formula for the merger timescale of galaxies in hierarchical clustering. *Astrophys J*, 2008, 675: 1095–1105
- 13 Kitzbichler M G, White S D M. A calibration of the relation between the abundance of close galaxy pairs and the rate of galaxy mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 391: 1489–1498
- 14 Jiang C Y, Jing Y P, Han J. A scaling relation between merger rate of galaxies and their close pair count. *Astrophys J*, 2014, 790: 7

- 15 Somerville R S, Hopkins P F, Cox T J, et al. A semi-analytic model for the co-evolution of galaxies, black holes and active galactic nuclei. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 391: 481–506
- 16 Benson A J. Building a predictive model of galaxy formation - I. Phenomenological model constrained to the  $z = 0$  stellar mass function. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 444: 2599–2636
- 17 Bundy K, Fukugita M, Ellis R S, et al. The greater impact of mergers on the growth of massive galaxies: Implications for mass assembly and evolution since  $z \simeq 1$ . *Astrophys J*, 2009, 697: 1369–1383
- 18 De Propriis R, Baldry I K, Bland-Hawthorn J, et al. Galaxy and mass assembly (GAMA): Merging galaxies and their properties. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 444: 2200–2211
- 19 Chandrasekhar S. Dynamical friction. I. General considerations: The coefficient of dynamical friction. *Astrophys J*, 1943, 97: 255
- 20 Benson A J. Orbital parameters of infalling dark matter substructures. *Mon Not R Astron Soc*, 2005, 358: 551–562
- 21 Binney J, Tremaine S. *Galactic Dynamics*. Princeton: Princeton University Press, 1987
- 22 Lacey C, Cole S. Merger rates in hierarchical models of galaxy formation. *Mon Not R Astron Soc*, 1993, 262: 627–649
- 23 White S D M. A note on the minimum impact parameter for dynamical friction involving spherical clusters. *Mon Not R Astron Soc*, 1976, 174: 467–470
- 24 Aguilar L A, White S D M. Tidal interactions between spherical galaxies. *Astrophys J*, 1985, 295: 374–387
- 25 Gnedin O Y, Hernquist L, Ostriker J P. Tidal shocking by extended mass distributions. *Astrophys J*, 1999, 514: 109–118
- 26 Mo H, Van Den Bosch F C, White S. *Galaxy Formation and Evolution*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010
- 27 Barnes J E. Transformations of galaxies. I - Mergers of equal-mass stellar disks. *Astrophys J*, 1992, 393: 484–507
- 28 Hernquist L. Structure of merger remnants. II - Progenitors with rotating bulges. *Astrophys J*, 1993, 409: 548–562
- 29 Bendo G J, Barnes J E. The line-of-sight velocity distributions of simulated merger remnants. *Mon Not R Astron Soc*, 2000, 316: 315–325
- 30 Springel V, Hernquist L. Formation of a spiral galaxy in a major merger. *Astrophys J Lett*, 2005, 622: L9–L12
- 31 Naab T, Khochfar S, Burkert A. Properties of early-type, dry galaxy mergers and the origin of massive elliptical galaxies. *Astrophys J Lett*, 2006, 636: L81–L84
- 32 Moore B, Katz N, Lake G, et al. Galaxy harassment and the evolution of clusters of galaxies. *Nature*, 1996, 379: 613–616
- 33 Bezanson R, Van Dokkum P G, Tal T, et al. The relation between compact, quiescent high-redshift galaxies and massive nearby elliptical galaxies: Evidence for hierarchical, inside-out growth. *Astrophys J*, 2009, 697: 1290–1298
- 34 Naab T, Johansson P H, Ostriker J P. Minor mergers and the size evolution of elliptical galaxies. *Astrophys J Lett*, 2009, 699: L178–L182
- 35 Hilz M, Naab T, Ostriker J P. How do minor mergers promote inside-out growth of ellipticals, transforming the size, density profile and dark matter fraction? *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 429: 2924–2933
- 36 Heller C H, Shlosman I. Fueling nuclear activity in disk galaxies: Starbursts and monsters. *Astrophys J*, 1994, 424: 84–105
- 37 Struck C. Simulations of collisions between two gas-rich galaxy disks with heating and cooling. *Astrophys J Suppl Ser*, 1997, 113: 269–118
- 38 Woods D, Fahlman G G, Richer H B. Counting pairs of faint galaxies. *Astrophys J*, 1995, 454: 32
- 39 Veilleux S, Kim D C, Sanders D B. The QSO—Ultraluminous infrared galaxies connection. In: *QSO Hosts and Their Environments*. New York: Springer, 2001. 165
- 40 Li C, Kauffmann G, Heckman T M, et al. Interaction-induced star formation in a complete sample of  $10^5$  nearby star-forming galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 385: 1903–1914
- 41 Park C, Choi Y Y. Combined effects of galaxy interactions and large-scale environment on galaxy properties. *Astrophys J*, 2009, 691: 1828–1845
- 42 Xu C K, Shupe D L, Béthermin M, et al. Cosmic evolution of star formation enhancement in close major-merger galaxy pairs since  $z = 1$ . *Astrophys J*, 2012, 760: 72
- 43 Kirhakos S, Bahcall J N, Schneider D P, et al. The host galaxies of three radio-loud quasars: 3C 48, 3C 345, and B2 1425+267. *Astrophys J*, 1999, 520: 67–77
- 44 Yates M G, Miller L, Peacock J A. The cluster environments of powerful, high-redshift radio galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 1989, 240: 129–166
- 45 Di Matteo T, Springel V, Hernquist L. Energy input from quasars regulates the growth and activity of black holes and their host galaxies. *Nature*, 2005, 433: 604–607
- 46 Hashimoto Y, Funato Y, Makino J. To circularize or not to circularize? Orbital evolution of satellite galaxies. *Astrophys J*, 2003, 582: 196 — 201
- 47 Zentner A R, Berlind A A, Bullock J S, et al. The physics of galaxy clustering. I. A model for subhalo populations. *Astrophys J*, 2005, 624: 505–525
- 48 Fellhauer M, Lin D N C. The influence of mass-loss from a star cluster on its dynamical friction - I. Clusters without internal evolution. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 375: 604–614
- 49 Cora S A, Muzzio J C, Vergne M M. Orbital decay of galactic satellites as a result of dynamical friction. *Mon Not R Astron Soc*, 1997, 289:

253–262

- 50 Navarro J F, Frenk C S, White S D M. The assembly of galaxies in a hierarchically clustering universe. *Mon Not R Astron Soc*, 1995, 275: 56–66
- 51 Cole S, Lacey C G, Baugh C M, et al. Hierarchical galaxy formation. *Mon Not R Astron Soc*, 2000, 319: 168–204
- 52 Menci N, Cavaliere A, Fontana A, et al. Binary aggregations in hierarchical galaxy formation: The evolution of the galaxy luminosity function. *Astrophys J*, 2002, 575: 18–32
- 53 Baugh C M. A primer on hierarchical galaxy formation: The semi-analytical approach. *Rep Prog Phys*, 2006, 69: 3101–3156
- 54 Conroy C, Ho S, White M. Constraints on the merging time-scale of luminous red galaxies, or, where do all the haloes go? *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 379: 1491–1497
- 55 White M, Zheng Z, Brown M J I, et al. Evidence for merging or disruption of red galaxies from the evolution of their clustering. *Astrophys J Lett*, 2007, 655: L69–L72
- 56 Springel V, Yoshida N, White S D M. GADGET: A code for collisionless and gasdynamical cosmological simulations. *New Astronomy*, 2001, 6: 79–117
- 57 Kang X, Jing Y P, Mo H J, et al. Semianalytical model of galaxy formation with high-resolution  $N$ -body simulations. *Astrophys J*, 2005, 631: 21–40
- 58 Colpi M, Mayer L, Governato F. Dynamical friction and the evolution of satellites in virialized halos: The theory of linear response. *Astrophys J*, 1999, 525: 720–733
- 59 Jiang C Y, Jing Y P, and Lin W P. Influence of baryonic physics on the merger timescale of galaxies in  $N$ -body/hydrodynamical simulations. *Astron Astrophys.*, 2010, 510: A60
- 60 Khochfar S, Emsellem E, Serra P, et al. The ATLAS<sup>3D</sup> project - VIII. Modelling the formation and evolution of fast and slow rotator early-type galaxies within  $\Lambda$ CDM. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 417: 845–862
- 61 Benson A J. G ALACTICUS: A semi-analytic model of galaxy formation. *New Astronomy*, 2012, 17: 175–197
- 62 Moster B P, Macciò A V, Somerville R S. Numerical hydrodynamic simulations based on semi-analytic galaxy merger trees: Method and Milky Way-like galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2014, 437: 1027–1044
- 63 Lacey C G, Baugh C M, Frenk C S, et al. A unified multiwavelength model of galaxy formation. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 462: 3854–3911
- 64 Croton D J, Stevens A R H, Tonini C, et al. Semi-analytic galaxy evolution (SAGE): Model calibration and basic results. *Astrophys J Suppl Ser*, 2016, 222: 22
- 65 McCavana T, Micic M, Lewis G F, et al. The lives of high-redshift mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 424: 361–371
- 66 Villalobos Á, De Lucia G, Weinmann S M, et al. An improved prescription for merger time-scales from controlled simulations. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 433: L49–L53
- 67 Patton D R, Pritchet C J, Carlberg R G, et al. Dynamically close galaxy pairs and merger rate evolution in the CNOC2 redshift survey. *Astrophys J*, 2002, 565: 208–222
- 68 Bell E F, Phleps S, Somerville R S, et al. The merger rate of massive galaxies. *Astrophys J*, 2006, 652: 270–276
- 69 De Propriis R, Conselice C J, Liske J, et al. The millennium galaxy catalogue: The connection between close pairs and asymmetry; implications for the galaxy merger rate. *Astrophys J*, 2007, 666: 212–221
- 70 Lin L, Patton D R, Koo D C, et al. The redshift evolution of wet, dry, and mixed galaxy mergers from close galaxy pairs in the DEEP2 galaxy redshift survey. *Astrophys J*, 2008, 681: 232–243
- 71 De Lucia G, Helmi A. The galaxy and its stellar halo: Insights on their formation from a hybrid cosmological approach. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 391: 14–31
- 72 Oogi T, Habe A. Dry minor mergers and size evolution of high- $z$  compact massive early-type galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 428: 641–657
- 73 Lotz J M, Jonsson P, Cox T J, et al. Galaxy merger morphologies and time-scales from simulations of equal-mass gas-rich disc mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 391: 1137–1162
- 74 Lotz J M, Jonsson P, Cox T J, et al. The effect of gas fraction on the morphology and time-scales of disc galaxy mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 404: 590–603
- 75 Lotz J M, Jonsson P, Cox T J, et al. The effect of mass ratio on the morphology and time-scales of disc galaxy mergers. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 404: 575–589
- 76 Lotz J M, Jonsson P, Cox T J, et al. The major and minor galaxy merger rates at  $z < 1.5$ . *Astrophys J*, 2011, 742: 103–
- 77 Patton D R, Atfield J E. The luminosity dependence of the galaxy merger rate. *Astrophys J*, 2008, 685: 235–246
- 78 Ellison S L, Patton D R, Simard L, et al. Galaxy pairs in the sloan digital sky survey - II. The effect of environment on interactions. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 407: 1514–1528
- 79 Lin L, Cooper M C, Jian H Y, et al. Where do wet, dry, and mixed galaxy mergers occur? A study of the environments of close galaxy pairs in the

- DEEP2 galaxy redshift survey. *Astrophys J*, 2010, 718: 1158–1170
- 80 Yee H K C, Ellingson E. Statistics of close galaxy pairs from a faint-galaxy redshift survey. *Astrophys J*, 1995, 445: 37–45
- 81 Le Fèvre O, Abraham R, Lilly S J, et al. Hubble space telescope imaging of the CFRS and LDSS redshift surveys - IV. Influence of mergers in the evolution of faint field galaxies from  $z \sim 1$ . *Mon Not R Astron Soc*, 2000, 311: 565–575
- 82 Patton D R, Carlberg R G, Marzke R O, et al. New techniques for relating dynamically close galaxy pairs to merger and accretion rates: Application to the second southern sky redshift survey. *Astrophys J*, 2000, 536: 153–172
- 83 Lin L, Koo D C, Willmer C N A, et al. The DEEP2 galaxy redshift survey: Evolution of close galaxy pairs and major-merger rates up to  $z \sim 1.2$ . *Astrophys J Lett*, 2004, 617: L9–L12
- 84 Bundy K, Fukugita M, Ellis R S, et al. A slow merger history of field galaxies since  $z \sim 1$ . *Astrophys J Lett*, 2004, 601: L123–L126
- 85 Conselice C J, Chapman S C, Windhorst R A. Evidence for a major merger origin of high-redshift submillimeter galaxies. *Astrophys J Lett*, 2003, 596: L5–L8
- 86 Conselice C J. Early and rapid merging as a formation mechanism of massive galaxies: Empirical constraints. *Astrophys J*, 2006, 638: 686–702
- 87 Lotz J M, Madau P, Giavalisco M, et al. The rest-frame far-ultraviolet morphologies of star-forming galaxies at  $z \sim 1.5$  and 4. *Astrophys J*, 2006, 636: 592–609
- 88 Kartaltepe J S, Sanders D B, Scoville N Z, et al. Evolution of the frequency of luminous ( $=L_{\nu}^{\dagger}$ ) close galaxy pairs at  $z < 1.2$  in the COSMOS field. *Astrophys J Suppl Ser*, 2007, 172: 320–328
- 89 De Lucia G, Springel V, White S D M, et al. The formation history of elliptical galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2006, 366: 499–509
- 90 Zehavi I, Patiri S, Zheng Z. The growth of galaxy stellar mass within dark matter halos. *Astrophys J*, 2012, 746: 145–
- 91 De Lucia G, Blaizot J. The hierarchical formation of the brightest cluster galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 375: 2–14
- 92 Laporte C F P, White S D M, Naab T, et al. The growth in size and mass of cluster galaxies since  $z = 2$ . *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 435: 901–909
- 93 Bundy K, Ellis R S, Conselice C J. The mass assembly histories of galaxies of various morphologies in the GOODS fields. *Astrophys J*, 2005, 625: 621–632
- 94 Brown M J I, Dey A, Jannuzi B T, et al. The evolving luminosity function of red galaxies. *Astrophys J*, 2007, 654: 858–877
- 95 Whiley I M, Aragón-Salamanca A, De Lucia G, et al. The evolution of the brightest cluster galaxies since  $z \sim 1$  from the ESO distant cluster survey (EDisCS). *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 387: 1253–1263
- 96 Collins C A, Stott J P, Hilton M, et al. Early assembly of the most massive galaxies. *Nature*, 2009, 458: 603–606
- 97 Moustakas J, Coil A L, Aird J, et al. PRIMUS: Constraints on star formation quenching and galaxy merging, and the evolution of the stellar mass function from  $z = 0–1$ . *Astrophys J*, 2013, 767: 50
- 98 Lidman C, Suherli J, Muzzin A, et al. Evidence for significant growth in the stellar mass of brightest cluster galaxies over the past 10 billion years. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 427: 550–568
- 99 Burke C, Collins C A. Growth of brightest cluster galaxies via mergers since  $z=1$ . *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 434: 2856–2865
- 100 Lidman C, Iacobuta G, Bauer A E, et al. The importance of major mergers in the build up of stellar mass in brightest cluster galaxies at  $z = 1$ . *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 433: 825–837
- 101 Vulcani B, Marchesini D, De Lucia G, et al. Mergers and star formation: The environment and stellar mass growth of the progenitors of ultra-massive galaxies since  $z = 2$ . *Astrophys J*, 2016, 816: 86
- 102 Matsuoka Y, Kawara K. Witnessing the active assembly phase of massive galaxies since  $z = 1$ . *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 405: 100–110
- 103 Robaina A R, Bell E F, Van Der Wel A, et al. The merger-driven evolution of massive galaxies. *Astrophys J*, 2010, 719: 844
- 104 McIntosh D H, Guo Y, Hertzberg J, et al. Ongoing assembly of massive galaxies by major merging in large groups and clusters from the SDSS. *Mon Not R Astron Soc*, 2008, 388: 1537–1556
- 105 Liu F S, Mao S, Deng Z G, et al. Major dry mergers in early-type brightest cluster galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2009, 396: 2003–2010
- 106 Rasmussen J, Mulchaey J S, Bai L, et al. Witnessing the formation of a brightest cluster galaxy in a nearby X-ray cluster. *Astrophys J*, 2010, 717: 958–972
- 107 Bildfell C, Hoekstra H, Babul A, et al. Evolution of the red sequence giant to dwarf ratio in galaxy clusters out to  $z \sim 0.5$ . *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 425: 204–221
- 108 Moutard T, Arnouts S, Ilbert O, et al. The VIPERS multi-lambda survey. II. Diving with massive galaxies in 22 square degrees since  $z = 1.5$ . *Astron Astrophys*, 2016, 590: A103
- 109 Bernardi M, Shankar F, Hyde J B, et al. Galaxy luminosities, stellar masses, sizes, velocity dispersions as a function of morphological type. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 404: 2087–2122
- 110 Skibba R A, Van Den Bosch F C, Yang X, et al. Are brightest halo galaxies central galaxies? *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 410: 417 — 431
- 111 Hikage C, Mandelbaum R, Takada M, et al. Where are the luminous red galaxies (LRGs)? Using correlation measurements and lensing to relate

- LRGs to dark matter haloes. *Mon Not R Astron Soc*, 2013, 435: 2345–2370
- 112 Van Dokkum P G, Franx M, Kriek M, et al. Confirmation of the remarkable compactness of massive quiescent galaxies at  $z \sim 2.3$ : Early-type galaxies did not form in a simple monolithic collapse. *Astrophys J Lett*, 2008, 677: L5
- 113 Trujillo I, Conselice C J, Bundy K, et al. Strong size evolution of the most massive galaxies since  $z \sim 2$ . *Mon Not R Astron Soc*, 2007, 382: 109–120
- 114 Damjanov I, Abraham R G, Glazebrook K, et al. Red Nuggets at high redshift: Structural evolution of quiescent galaxies over 10 Gyr of cosmic history. *Astrophys J Lett*, 2011, 739: L44
- 115 Van Dokkum P G, Whitaker K E, Brammer G, et al. The growth of massive galaxies since  $z = 2$ . *Astrophys J*, 2010, 709: 1018–1041
- 116 Khochfar S, Silk J. A simple model for the size evolution of elliptical galaxies. *Astrophys J Lett*, 2006, 648: L21–L24
- 117 Hopkins P F, Bundy K, Murray N, et al. Compact high-redshift galaxies are the cores of the most massive present-day spheroids. *Mon Not R Astron Soc*, 2009, 398: 898–910
- 118 Van Der Wel A, Bell E F, Van Den Bosch F C, et al. On the size and comoving mass density evolution of early-type galaxies. *Astrophys J*, 2009, 698: 1232–1243
- 119 Hilz M, Naab T, Ostriker J P, et al. Relaxation and stripping — The evolution of sizes, dispersions and dark matter fractions in major and minor mergers of elliptical galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 425: 3119–3136
- 120 Hopkins P F, Cox T J, Hernquist L. Dissipation and the fundamental plane: Observational tests. *Astrophys J*, 2008, 689: 17–48
- 121 Newman A B, Ellis R S, Bundy K, et al. Can minor merging account for the size growth of quiescent galaxies? New results from the CANDELS survey. *Astrophys J*, 2012, 746: 162
- 122 Nipoti C, Treu T, Leauthaud A, et al. Size and velocity-dispersion evolution of early-type galaxies in a  $\Lambda$  cold dark matter universe. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 422: 1714–1731
- 123 Fan L, Lapi A, De Zotti G, et al. The dramatic size evolution of elliptical galaxies and the quasar feedback. *Astrophys J Lett*, 2008, 689: L101
- 124 Graham A W, Dullo B T, Savorgnan G A D. Hiding in plain sight: An abundance of compact massive spheroids in the local universe. *Astrophys J*, 2015, 804: 32
- 125 De La Rosa I G, La Barbera F, Ferreras I, et al. The fate of high-redshift massive compact galaxies. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 457: 1916–1930

## Galaxy merging and interactions in numerical simulations and in observations

JIANG ChunYan\*

*Shanghai Astronomical Observatory, Shanghai 200030, China*

In the process of hierarchical structure formation, galaxy merging and interactions are very common. Under the gravitational effect, satellite galaxies enter the main halo sink to the halo center gradually due to the dynamical friction and merging with the central galaxy eventually. High speed encounters in galaxy clusters inject energy to the perturbed galaxy and modify its morphology therefore. Large scale tidal fields from galaxy clusters strip materials off galaxies in clusters and may even disrupt them. Galaxy merging and interactions play an important role in the galaxy evolution. Not only can they change the morphologies of galaxies and affect their star-forming properties, but they are related to the evolution of active galactic nuclei. With the development of theoretical studies based on numerical simulations and observational studies, we have gained more and more knowledge in this field, especially with respect to the theoretical merging timescale, merging statistics in observations, and the role of merging in the evolution of massive galaxies.

**galaxy, mergers, tidal interactions**

**PACS:** 98.65.-r, 98.65.Fz

**doi:** 10.1360/SSPMA2016-00354