

文章编号: 1000-8349(2004)02-0152-11

盘状星系形成中的角动量问题

罗智坚^{1,2}, 傅莉萍³, 束成钢^{1,3}

(1. 中国科学院 上海天文台, 上海 200030; 2. 江西师范大学 物理系, 南昌 330027; 3. 上海师范大学 天体物理中心, 上海 200234)

摘要: 目前的星系形成理论认为, 盘状星系由暗晕中的重子物质冷却并坍缩而成。在这一演化图像中, 重子物质的角动量及其分布起着关键作用, 它直接决定了盘状星系的结构。然而, 在盘状星系形成和演化的各种解析、半解析模型及数值模拟中, 出现了一系列与角动量有关的问题。其中包括角动量灾变 (angular momentum catastrophe) 及角动量分布不匹配 (mismatch of angular-momentum profile) 等。近年来, 为解决此类问题, 人们进行了大量的研究, 引入并建立了各种机制和模型。详细表述了星系形成与演化中两类主要的角动量问题, 并系统地综述了目前针对此类问题所提出的各种可能的解决方法和途径。

关键词: 天体物理学; 星系形成; 综述; 盘状星系; 角动量; 超新星反馈

中图分类号: P157.9 **文献标识码:** A

1 引 言

目前的宇宙学模型认为, 宇宙由物质 (Ω_M) 与暗能量 (Ω_Λ) 组成, 且 $\Omega_M + \Omega_\Lambda = 1$; 其中约 90% 的物质质量是暗物质。根据物质与辐射退耦时暗物质性质的不同, 可将暗物质大致分为冷暗物质 (CDM) 和热暗物质 (HDM)。在 CDM 模型中, 由于扰动谱在小尺度上具有更大的幅度, 因此首先形成的是亚星系尺度的团块。这些团块通过自身引力作用实现位力化, 并进一步并合成更大的引力束缚系统, 如星系、星系团等, 称之为等级成团模型^[1,2]; 对于 HDM 模型, 情况正好相反, 小尺度扰动已因自由移动效应而消失, 因而先成团的尺度约是超团 ($\approx 10^{15} M_\odot$) 的尺度, 之后进一步碎裂成更小的星系尺度的天体, 称之为逐级碎裂模型^[3]。近 20 年来的研究表明, CDM 模型及对应的等级成团理论能较为成功地解释观测所得的宇宙结构和微波背景辐射 (CMB), 因而成为目前普遍采用的结构形成模型^[4]。

在等级成团模型中, 宇宙中大部分质量以暗晕的形式存在。数值模拟和理论研究表明:

收稿日期: 2003-11-10; **修回日期:** 2003-12-29; 特约稿

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10333020、10073016); 国家 973 资助项目 (G1999075406); 上海市科委资助项目 (03XD14014)

基于原初扰动为高斯随机场的假设, 对于球对称坍缩模型, 暗晕的质量分布函数可由 Press-Schechter (PS) 理论近似给出^[5~9]; 对于非球对称坍缩(椭圆坍缩)模型来说, 暗晕的质量分布函数可由改进后的 PS 理论给出^[10]; 而暗晕本身的密度分布, 则在一系列高精度数值模拟中被证实大致满足 NFW 分布^[11]。

相比之下, 人们对观测到的星系以及其他亮物质的质量和角动量分布起源一直不清楚。1978 年, White 和 Ree^[1] 首先描绘了冷暗物质等级成团模型的宇宙学框架下盘状星系形成的演化图像, 认为盘状星系是由暗晕中的重子物质冷却并坍缩而成。在此演化图像中, 原初星系(包含暗晕和重子物质)的角动量及其分布起着关键的作用, 并直接决定了盘状星系的结构。一般认为, 原初星系的角动量是通过与周围天体的潮汐相互作用而获得的, 此过程称之为宇宙拖曳(cosmological torques)^[12]。大量的数值模拟表明^[13~16], 暗晕及重子物质的这一角动量获得机制与线性潮汐理论预测相一致^[17~19]。1969 年, Peebles^[20] 引入了一个无量纲的旋转参量 λ 来描述暗晕的角动量, 该参量反映了暗晕的转动能与总束缚能的比值, 定义为

$$\lambda = \frac{J|E|^{1/2}}{GM^{5/2}}, \quad (1)$$

式中, J 、 E 和 M 分别为暗晕的总角动量、能量和质量, G 为引力常数。N 体模拟表明, λ 满足如下对数正态分布^[15,21,22]:

$$P(\lambda)d\lambda = \frac{1}{\sigma_\lambda\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{\ln^2(\lambda/\bar{\lambda})}{2\sigma_\lambda^2}\right] \frac{d\lambda}{\lambda}, \quad (2)$$

其中, $\bar{\lambda} \approx 0.05$, $\sigma_\lambda \approx 0.50 \pm 0.05$ 。由于原初星系中, 暗晕及重子物质受到相同的潮汐作用, 因而, 它们应该具有类似的初始角动量分布, 即类似的旋转参量 λ 。1980 年, Fall 和 Efstathiou^[23] 利用更为现代的观点, 在假定原初星系的重子及暗物质服从相同的质量和角动量分布的基础上, 重新研究了盘状星系形成的演化图像。他们假定最终形成的星系盘的面密度满足指数分布, 由此可以得出: 在暗晕中形成的星系盘的标长 r_d 与暗晕的旋转参量 λ 成正比, 即 $r_d \propto \lambda$; 且观测所得不同盘状星系的 r_d 的分布, 可以解释为源于晕的旋转参量的分布以及晕的圆周运动速度 V_c (circular velocity) 分布的联合结果。在他们的基础上, Mo 等人^[24] 利用解析方法详细研究了目前结构等级成团模型中盘状星系的形成。Mo 等人在假定星系盘形成成为绝热过程, 以及只有稳定的盘才对应于所观测到的现实系统的前提下, 预测了星系盘的各种属性, 包括 Tully-Fisher 关系等, 他们的结果与观测到的星系盘符合得很好。大量的研究进一步表明, 若假定晕中重子物质在冷却并坍缩的过程中角动量维持守恒, 且利用质量守恒及假定最终形成的盘面密度分布满足指数分布(或暗晕的角动量分布满足一定规律), 则形成的盘状星系的尺度与观测能符合得很好, 并能解释大量的观测性质, 如星系形态等。此图像目前已成为盘状星系形成的标准图像。越来越多的研究不断对上述理论加以完善, 进而研究星系的大量观测性质。如 Blumenthal 等人^[25] 研究了暗晕中重子内落对暗物质分布的影响; Flores 等人^[26] 研究了绝热收缩的暗晕对盘状星系自转速度的影响; Kauffmann^[27] 将标准图像中盘状星系的形成与阻尼赖曼 α 吸收线的演化联系起来; Dalcanton 等人^[28] 及 Mo 等人^[24] 研究了在此图像中形成的盘的结构属性及盘的尺度随 λ 分布的变化。更具体的星系形成模型研究, 包括盘状星系核球的形成、气体粘滞、恒星形成及超新星爆发, 以及更详细的

关于模型星系性质的研究, 包括 Tully-Fisher 关系、气体含量、哈勃序列的起源等也相继出现了 [29~40]。

2 盘状星系形成中的角动量问题

尽管标准星系形成的图像能够成功地解释大量的盘状星系的观测性质, 然而在盘状星系形成与演化的各种解析、半解析模型及数值模拟中, 出现了一系列与角动量有关的问题, 它们对星系形成的标准图像提出了严峻的挑战。

2.1 角动量灾变

高精度的光滑粒子流体动力学数值模拟 (SPH) 表明 [41~43], 在星系形成图像中, 若不假设角动量守恒, 则重子会将大量的角动量传给暗物质, 导致在暗晕中形成的盘的尺度明显小于观测值。1991 年, Navarro 和 Benz [41] 对平直宇宙中无碰撞的暗物质粒子, 以及耗散气体粒子 (重子) 的动力学演化进行了模拟, 但他们没有考虑恒星形成及超新星爆发的影响。结果表明, 重子物质损失了大量的角动量, 在暗晕中会形成缓慢旋转的核结构, 而靠旋转支撑的明显的盘状结构却并未出现; 1999 年 Steinmetz 和 Navarro [43] 利用高精度的数值模拟, 考虑了气体动力学及恒星形成的影响, 研究了在标准冷暗物质宇宙中 Tully-Fisher 关系的起源, 同时得到了模拟星系的角动量, 并将其与盘状星系的观测相比较。由于在致密的小暗晕中重子冷却非常有效, 因而在并合成更大的暗晕前, 大量气体已经冷却并坍缩。发生并合时, 气体通过动力学摩擦到达势阱中心, 损失了大量的角动量并将角动量传递给暗物质, 从而使最终形成

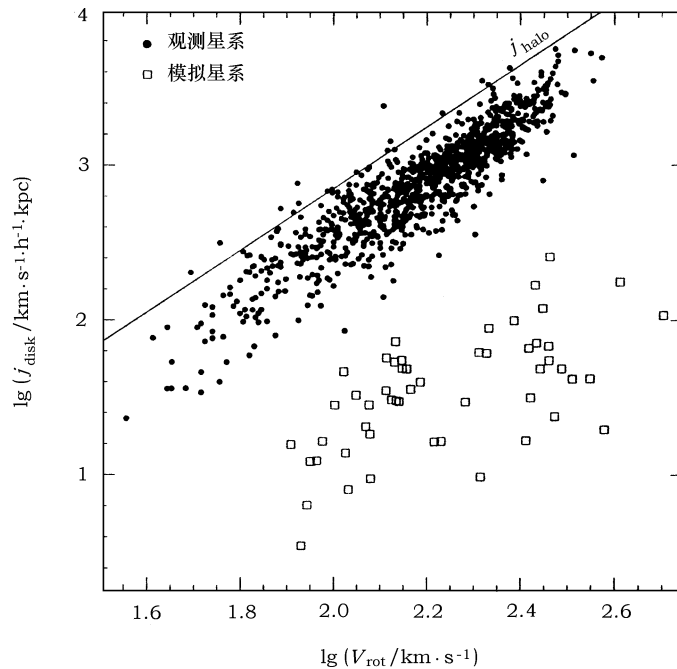


图 1 模型星系和观测星系的单位质量角动量分别与旋转速度的关系 [43]

的盘的尺度要比观测值小约 1 个数量级 (图 1)。这就是盘状星系形成中的角动量问题之一——角动量灾变 (angular momentum catastrophe)。

星系形成中的角动量灾变问题通常与 CDM 图像中的过冷 (over-cooling) 问题联系起来^[1,2]。在等级成团模型中, 大部分的暗物质在高红移时都存在于小的暗晕中。绝大部分气体在其所属的晕并合成更大的晕时已经冷却并形成恒星, 而后旋入更大的暗晕中心, 并将其角动量通过动力学摩擦有效地传递给暗物质, 因而基本上没有留下气体来构成星系际介质或星系团内介质, 也就无法解释类星体的吸收线系统以及低红移星系盘的形成, 这就是 CDM 图景中的过冷问题。

2002 年, Maller 等人^[44]提出了一个非常简单的暗晕自旋建立 (halo spin buildup) 模型, 称之为轨道并合模型 (orbital-merger model)。在此模型中, 最终的暗晕是由一系列前身晕并合而成, 其自旋的建立是所有这些前身晕的轨道角动量的矢量叠加。这样得到的旋转参量的分布满足对数正态分布, 且与 N 体模拟的结果非常符合。此后, Maller 和 Dekel^[45]的进一步研究表明, 轨道并合模型不仅能产生正确的旋转参量分布, 而且还能得到与 N 体模拟结果相同的单个晕的角动量分布。在此暗晕自旋建立模型的基础上, Maller 和 Dekel^[45]研究了伴星系晕中气体的冷却对最终重子物质角动量的影响, 重现了星系形成中的角动量灾变。图 2 清楚地显示了过冷问题导致的角动量灾变, 其物理解释为: 假定在早期的伴星系晕中, 重子物质与暗物质具有相同的半径为 R_{dm} 的球形分布, 由于辐射冷却, 晕中的气体将坍缩成更致密的半径为 R_{b} 的球形结构; 重子与暗晕的这种空间分离, 将导致与更大暗晕并合后重子自旋与暗物质自旋的差异。在并合过程中, 伴星系晕的束缚部分不断地把轨道角动量通过动力学摩擦传递给大晕暗物质。在极端情况下, 通过这种机制伴星系晕的所有轨道角动量将全部损失。同时, 潮汐剥离则使伴星系晕中逃逸的物质免受动力学摩擦的影响, 带着剥离时刻的角动量融入到最终的暗晕中。因而在并合的早期被剥离的是具有大单位质量角动量的暗物质, 且融入到最终暗晕的外部区域, 而更致密的重子成分能在更长时间内存在, 这样通过动力学摩擦损失的轨道角动量也就更多。由此产生的总效果为, 重子物质因传递角动量给暗物质, 而造成了角动量灾变。Maller 和 Dekel 进一步得出, 重子物质与暗物质获得的轨道角动量 (即 ΔJ_{b} 与 ΔJ_{dm}) 之间的关系约为

$$\Delta J_{\text{b}} = \frac{R_{\text{b}}}{R_{\text{dm}}} \Delta J_{\text{dm}} . \quad (3)$$

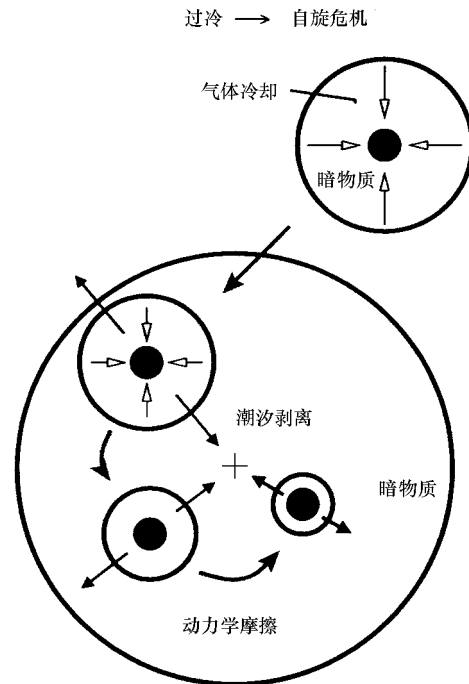


图 2 因过冷导致的角动量灾变示意图^[45]

在最大程度冷却的情况下, 晕的中心以重子物质为主导, 近似地有 $R_b \approx f_b R_{dm}$, 其中 f_b 为宇宙重子物质所占的比例, 约 0.13^[46]。这就是说, 重子物质的自旋比暗物质慢了约一个数量级, 这与 Steinmetz 和 Navarro^[43] 利用高精度的宇宙模拟得出的结果基本一致。从上述简单的自旋模型可以看出, 若引入某种类型的反馈来加热气体, 阻止其过分冷却, 增加 R_b , 就会减少角动量损失。其中最重要的加热机制可能就是超新星反馈。此外, UV 背景辐射、潮汐加热以及冲压 (ram pressure) 都可能会产生一定的作用。

2.2 角动量分布不匹配

为避免角动量灾变问题, 星系形成的解析和半解析模型通常假定: 原初星系的重子物质和暗物质服从相同的质量和角动量分布, 且在气体冷却并坍缩的过程中角动量守恒, 即没有角动量损失。由于假设了角动量守恒, 原初星系中重子物质的单位质量角动量 (special angular momentum, SAM) 分布直接决定了星系盘的面密度分布。然而, 在 N 体模拟中, 尽管 (2) 式很好地描述了暗晕旋转参量的分布, 但对于单个暗晕, 其 SAM 的实际分布仍然未知。因而根据观测, 大部分星系形成的解析及半解析模型还预先假定: 最终形成的盘的面密度满足指数分布。在此假设下, 模型得到的星系盘的尺度与观测结果能很好地符合, 并能解释其他大量的观测特征。当然, 若原初星系中重子的 SAM 分布已知, 则可以在角动量守恒的条件下, 直接导出盘的面密度分布。2001 年, Bullock 等人^[47] 利用高精度的 N 体模拟研究了 Λ CDM 宇宙中单个暗晕的 SAM 分布, 并分别用柱坐标和球坐标给出了它的形式, 且指出, 由此 SAM 分布得到的盘的面密度要比指数分布更为向中心集聚。2001 年, van den Bosch^[32] 利用与 Bullock 类似的暗晕 SAM 分布, 并加入了恒星形成、核球形成以及超新星反馈机制, 建立了盘状星系形成的一种半解析模型。他指出, 低角动量的晕可产生带有明显核球的盘状星系, 且具有与观测很好符合的恒星指数盘。另一方面, 高角动量的晕所产生的盘要明显偏离指数盘, 其分布更为向中心集聚, 与观测不符合。

尽管星系形成的解析及半解析模型取得了一定的成功, 并能解释大量的观测特征, 然而近来的一些研究表明, 另一类角动量问题——角动量分布不匹配 (mismatch of angular-momentum profile) 出现了。2001 年 van den Bosch 等人^[48] 利用 Swaters^[49] 在 1999 年对大量矮星系所作的光学 (R 波段) 以及 HI 区观测结果, 计算了一系列低质量盘状星系的 SAM 分布, 并将其与 Bullock 等人^[47] 在高精度 N 体模拟中得到的暗晕的 SAM 分布加以比较。若盘状星系是由暗晕中的重子物质冷却坍缩而成, 且原初星系中暗晕和重子物质具有相同的角动量分布, 那么星系盘的 SAM 分布性质应与暗晕的 SAM 分布性质基本一致。然而比较结果显示, 星系盘的 SAM 分布与暗晕的 SAM 分布明显不同, 此即角动量分布不匹配问题。图 3 中, $p(j)dj$ 表示 SAM 处于 j 与 $j + dj$ 之间的那部分物质的质量占总质量的百分比, 总单位质量的角动量 (total special angular momentum) j_{tot} 可表示为

$$j_{tot} = j_{max} \left[1 - \int_0^1 m(l)dl \right], \quad m(j) = \int_0^j p(j)dj, \quad (4)$$

式中, j_{max} 为最大 SAM, $l = j/j_{max}$ 。van den Bosch 等人指出观测得到的盘的面密度分布与模拟所得的暗晕的 SAM 分布至少有 3 点不同。首先, 盘的质量与总位力质量的比值 f_{disc} 要明显小于宇宙重子所占的比例 f_{bar} , 表明有相当多的重子物质还没有冷却, 或者已经冷却但因反馈或剥离机制的作用而离开星系盘; 其次, 与总重子物质相比, 星系盘上重子物质的

SAM 分布范围明显较窄, 这意味着具有最高角动量的重子物质并没有形成盘分量; 最后, 从星系盘的 SAM 分布与暗晕的 SAM 分布可看出, 相比暗晕, 星系盘上明显缺乏低角动量的物质。这和盘状星系形成的标准图像相矛盾, 需要引入并建立新机制和新模型来加以解释。

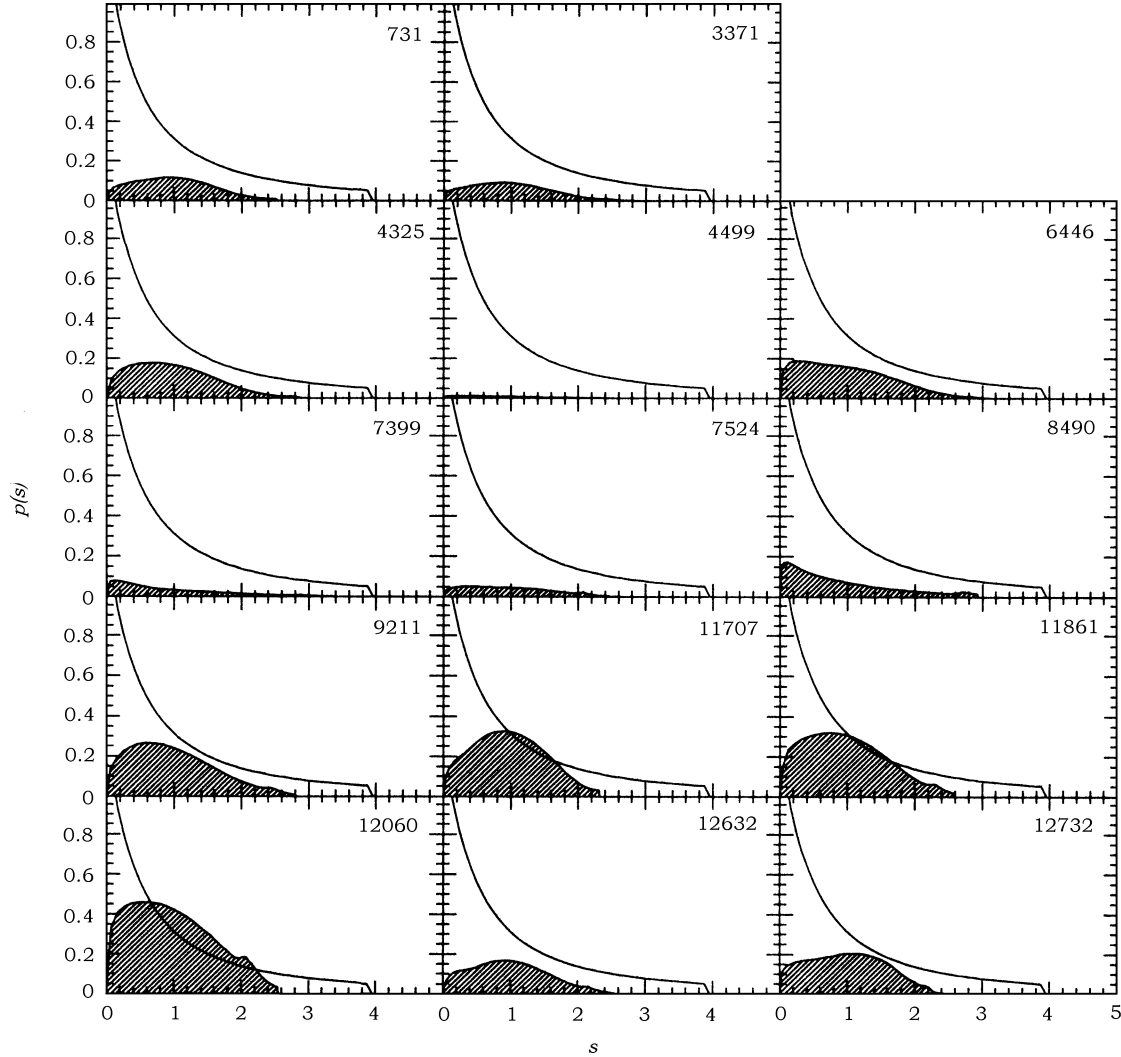


图 3 14 个盘状星系的 SAM 分布与暗晕 SAM 分布的比较^[48]

其中 $s = j/j_{\text{tot}}$, 阴影区域表示盘状星系的 SAM 分布 (归一化为 $f_{\text{disc}}/f_{\text{bar}}$), 实线表示暗晕的 SAM 分布 (归一化为 1)。

此外, 2000 年, de Jong 和 Lacey^[50] 通过观测发现, 在一个包含约 1000 个 Sb-Sdm 晚型盘状星系的观测样本中, 由盘状星系的尺度分布, 通过一种简单的星系形成模型拟合出来的旋转参量的分布满足对数正态分布, 这与 N 体模拟中测得的暗晕旋转参量的分布基本一致, 但弥散度约为 0.36 ± 0.03 , 比 N 体模拟中测得的弥散度 $\sigma_\lambda \approx 0.50 \pm 0.05$ 明显要小。根据 Mo

等人^[24]以及 van den Bosch^[30]的研究,这一差异可解释为在低自旋晕中形成的盘状星系并不稳定,它将演变为核球和早型星系。因而观测到的盘状星系只在高自旋的晕中形成,其尺度的对数分布的弥散度就比暗晕的要小。然而这种解释与 Gardner^[51]以及 Wechsler^[52]所做的 N 体模拟的结果相矛盾,他们的结果表明,后期发生的并合主要产生比平均旋转参量更高的晕,且晕中具有明显的类似球体的分量。这又导致了新的角动量问题的产生。事实上,观测到的盘状星系的角动量分布与 N 体模拟中晕的角动量分布之间的确切关系仍不十分清楚。

综上所述,盘状星系的角动量问题对其形成的标准演化图像提出了严峻的挑战,故被称之为星系自旋危机 (galactic spin crisis)。为此,必须引入各种机制,甚至要改变暗物质的属性来加以解决。目前对星系形成中角动量问题的研究已逐渐成为一个热点。

3 盘状星系形成中角动量问题的解决途径

3.1 角动量灾变问题的解决途径

一般认为,有两种机制可能会解决角动量灾变问题。其一,UV 背景的光致电离加热。1992 年 Efstathiou^[53]指出,在等级成团模型中,第一代坍缩物体在高红移的矮星系中形成,其位力温度约 $\leq 10^4$ K,对应的暗晕有 $V_c \leq 20$ km · s⁻¹。这时分子氢成为主要的冷却剂,UV 背景辐射能明显地减少气体的冷却效率,压制气体的坍缩。同时 UV 背景辐射引起的光致电离也能加大矮晕中气体的冷却时标,并加热星系际介质 (IGM)。然而,数值模拟表明,UV 背景辐射和光致电离并不能阻止更大晕中的气体坍缩。对于位力温度 $T_v \geq 10^5$ K,即对应于 $V_c \geq 50$ km · s⁻¹ 的暗晕来说,光致电离加热并不能提供足够的能量来解决角动量灾变^[54]。事实上,2000 年 Eke 等人^[55]的数值模拟表明,若不引入超新星反馈机制,即便将气体的辐射冷却人为地压制到红移 $z = 1$ 后发生,角动量灾变问题也不会从根本上得到解决。Weil 等人^[56]在 1998 年也进行过类似的数值模拟。

其二,恒星形成所产生的超新星能量反馈^[1,57,58],这可能是目前最为合理的机制。然而,光滑粒子流体动力学数值模拟 (SPH) 表明,迄今为止,在星系形成模拟中加入的超新星反馈机制虽然能减少重子物质的角动量损失,但还远未能阻止因过冷效应产生的角动量灾变^[59~64]。因而在很多星系形成的半解析模型中,采用了特别的超新星反馈模型,如恒星形成所产生的超新星爆发能有效加热星系晕中的气体,甚至把它抛出星系晕。2000 年, Efstathiou^[36]给出了超新星反馈的一个具体模型,进一步表明星系中超新星爆发所反馈的能量足以把大量的气体维持在高温状态,并得出许多与观测相符合的结果。然而,到目前为止,人们对超新星反馈的理解仍然十分有限,并不十分清楚其中具体的细节。

2002 年, Mo 和 Mao^[65]提出了另一种在星系形成过程中可能的反馈图像。他们认为,在早期活跃的恒星形成 (星暴) 及 AGN 活动中,星系形成区域的星系际介质会被预加热到某个高熵的状态。这种预加热使得气体并不能坍缩成和小的暗晕一样的空间密度分布,因而不再生暗晕满足等级成团图像,接下来的星系形成过程与没有预加热时也不一样。在没有预加热时,晕中气体冷却形成的盘通常是由里到外 (inside-out),且冷却在高红移时更有效;而在预加热的晕中,气体的冷却效率随半径的变化并不明显,且在低红移时更有效。此外,预加热的气体的冷却时标足够长,大部分气体目前仍能维持在热相。不仅如此,由于热不稳定性,

预加热的气体会集聚成团, 冷却发生在气体密度高的团块中, 形成冷相和热相并存的两相介质模型, 由这种方式形成的冷云坍缩到星系晕的势阱中心进而形成星系盘。星系晕能够吸积的气体总量明显小于原初星系中气体的含量。由于大部分气体在弥散的云中被吸积, 因而无法把大量的角动量输送给暗晕, 角动量灾变问题得到了缓解。

与以往的半解析模型不同, Maller 和 Dekel^[45] 利用简单的超新星反馈图像成功地解决了星系角动量灾变问题。他们假定: 超新星反馈输入到每单位质量气体中的总能量基本上为一定值, 因而它对晕中气体的影响是晕的圆周运动速度 V_c 的函数。在实际处理中, 超新星反馈用自由参数 V_{fb} 来表征, V_{fb} 在数值上等于某个晕的圆周运动速度, 超新星反馈足以把该晕中所有的气体加热到 virial 温度。若 $V_c \gg V_{fb}$, 则对应大质量的晕及最大程度的冷却, 其重子组分的半径 R_b 远远小于暗晕的半径 R_{dm} 。若 $V_c \approx V_{fb}$, 则 $R_b \approx R_{dm}$ 。因而可利用下式来简单地表示 R_b 与 R_{dm} 之间的关系:

$$R_b = \left(\frac{V_{fb}}{V_c} \right)^\gamma R_{dm} \quad (V_c > V_{fb}), \quad (5)$$

其中 γ 为任意指数。当 $V_{fb} > V_c$ 时, 反馈会导致气体的外流。在极端情况 $V_{fb} \gg V_c$ 时, 所有晕中的气体都会被吹走; 部分吹走过程发生在晕中重子的势能可与超新星反馈的能量相比拟之时, 即 $V_c^2 = (1/2)V_{fb}^2$ 时。 V_c 越小, 晕中剩余气体的含量 f_d 就越少, f_d 可表示为 V_{fb} 和 V_c 的函数。Maller 和 Dekel^[45] 指出, V_{fb} 可以利用 van den Bosch 等人^[48] 对圆周运动速度约为 $60 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的矮星系测得的平均气体含量 $f_d = 0.04$ 来确定, 所得到的结果约为 $95 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 与 Dekel 和 Silk^[58] 的理论预测值基本一致。Maller 和 Dekel 的研究结果表明, 这种超新星反馈模型得到的并合后重子物质的自旋不同于暗物质, 即产生自旋分层 (spin segregation)。模型中气体冷却造成重子物质自旋一般比暗晕更低, 即出现角动量损失, 而反馈加热则会减轻冷却造成的影响。此外, 晕中气体的吹离会导致重子物质的自旋比暗晕更高。对于矮星系晕来说, 它由小的伴星系晕并合而成。在小的伴星系晕中, 由于引力势阱较浅, 超新星反馈造成的气体吹离占主要作用, 因而并合后重子物质的自旋要大于暗物质。而对于大晕来说, 它由较大的伴星系晕并合而成, 其引力势阱较深, 因而起主要作用的是超新星反馈加热, 气体吹离只起小部分的作用, 于是并合后重子物质自旋近似等同于暗物质自旋。由此角动量灾变问题得到了解决。Maller 和 Dekel 进一步指出: 对于模型中的亮星系, 其旋转参量的弥散度 $\sigma_\lambda \approx 0.43$, 比暗晕 ($\sigma_\lambda \approx 0.5$) 要小, 与 de Jong 和 Lacey^[50] 通过观测发现的弥散度比较接近。

3.2 角动量不匹配问题的解决途径

在解决角动量灾变问题的同时, Maller 和 Dekel^[45] 还指出, 他们的暗晕自旋建立的轨道并合模型揭示了暗晕角动量建立过程中的一个重要特点: 最终暗晕的自旋大小及其方向主要取决于最近的一次大并合, 且晕中大部分高 SAM 的质量来源于此次并合。对于众多小伴星系晕的并合, 虽然它们可能具有高轨道角动量, 但由于来自不同的方向, 因而其轨道角动量叠加后贡献为晕中低 SAM 的质量。暗晕中大部分低 SAM 的质量就来源于这些小的并合。轨道并合模型的这种特点提供了解决角动量不匹配问题的一种可能的方案: 若小的伴星系晕在并合前损失了大量的气体, 则星系最终气体的角动量分布将缺乏低角动量的物质; 若更多的星系气体起源于大的伴星系晕, 则星系中重子成分的自旋要高于暗物质的自旋。

星系盘上的超新星爆发会导致星系风和质量外流,这将影响星系盘的面密度分布。尤其在高红移时(对应于星系演化的早期阶段),恒星形成异常活跃,超新星爆发也较为频繁^[66],可能会导致真实盘上低角动量的物质比模型预测的少。然而星系形成模型的具体计算表明,靠星系盘上的超新星爆发很难解决如此严重的角动量不匹配问题。对于银河系这样的星系,超新星爆发只能吹走约 20% 的气体,且超新星爆发所产生的星系风可能并不会像所希望的那样优先吹走低角动量的物质。

最近,Chen 等人^[67]和 Zhao 等人^[68]的 N 体数值模拟表明,暗晕中的重子可分为冷相和热相两种成分,冷相气体具有比暗物质更低的旋转参量,可能对应着晕的快速吸积相,并与星系核球的形成有关。热相气体则具有比暗物质更高的旋转参量,且可能对应于晕的慢速吸积相,与星系盘的形成有关。这样,只需引入简单的加热机制就能避免盘的角动量灾难,角动量不匹配问题也得到了缓解。

此外,通过改变宇宙学图像,即改变暗物质属性也可能解决角动量问题。若暗物质粒子是温(warm)的,即温暗物质(WDM)^[69~71],则小晕的形成明显受到压制,等级成团图像的有效性也得到了限制。由于在早期阶段缺乏小的暗晕,并合前晕的过冷问题得到了改善,并合时重子就有可能损失更少的角动量。事实上,流体动力学模拟表明^[72],在 WDM 中,角动量灾变得到了很好的解决。然而,WDM 并不能解决角动量不匹配问题。N 体模拟表明^[73,74],对于 WDM,晕的角动量属性相对 CDM 基本没有发生变化,这是因为暗晕角动量属性可以用潮汐理论来解释,而与暗物质自身属性的关系并不大。而且,由于缺乏小晕,反馈效应也变得微弱,因此,角动量不匹配问题仍然存在。

4 结 束 语

我们对盘状星系形成中的角动量问题作了具体介绍,并比较系统地说明了目前为解决此类问题所引入的各种机制及采用的各种方法。其实,盘状星系形成中的角动量问题长期以来一直都困扰着人们,且对星系形成的标准图像提出了严峻的挑战。一般认为,要解决此类问题,必须引入某种类型的反馈加热机制,其中超新星能量反馈被认为可能是最重要的机制。然而对于超新星反馈的具体细节,人们并不十分清楚,其对角动量问题的解决也不能达到令人满意的程度。事实上,目前对角动量问题起源的理解仍停留在探索阶段。人们不清楚这类问题究竟是起源于 CDM 模型的失败,还是起源于在数值模拟中对复杂的气体物理过程的过分简化。因而目前并不能断定上述或其他机制中,究竟哪种机制能起主要作用,能成功地解决星系形成中的角动量问题。这有待今后进一步研究。

参考文献:

- [1] White S D M, Rees M J. MNRAS, 1978, 183: 341
- [2] White S D M, Frenk C S. ApJ, 1991, 379: 52
- [3] 俞允强. 大爆炸宇宙学, 北京: 高等教育出版社, 1995: 139
- [4] Binney J, Tremaine S. Galactic Dynamics, Princeton: Princeton Univ. Press, 1987: 635
- [5] Press W H, Schechter P. ApJ, 1974, 187: 425

-
- [6] Bond J R, Cole S, Efstathiou G *et al.* ApJ, 1991, 379: 440
- [7] Bower R G. MNRAS, 1991, 248: 332
- [8] Lacey C, Cole S. MNRAS, 1993, 262: 627
- [9] Lacey C, Cole S. MNRAS, 1994, 271: 676
- [10] Sheth R K, Mo H J, Tormen G. MNRAS, 2001, 323: 1
- [11] Navarro J F, Frenk C S, White S D M. ApJ, 1997, 49: 493
- [12] Hoyle F. ApJ, 1953, 118: 513
- [13] Barnes J E, Efstathiou G. ApJ, 1987, 319: 575
- [14] Zurek W H, Quinn P J, Salmon J K. ApJ, 1988, 330: 519
- [15] Warren M S, Quinn P J, Salmon J K *et al.* ApJ, 1992, 399: 405
- [16] Sugerman B, Summers F J, Kamionkowski M. MNRAS, 2000, 211: 762
- [17] Doroshkevich A G. Afz, 1970, 6: 581
- [18] White S D M. ApJ, 1984, 286: 38
- [19] Catelan P, Theuns T. MNRAS, 1996, 282: 436
- [20] Peebles P J E. ApJ, 1969, 155: 393
- [21] Cole S, Lacey S. A&A, 1996, 281: 716
- [22] Steinmetz M, Bartelmann M. MNRAS, 1995, 272: 570
- [23] Fall S M, Efstathiou G. MNRAS, 1980, 193: 189
- [24] Mo H J, Mao S, White S D M. MNRAS, 1998, 295: 319
- [25] Blumenthal G R, Faber S M, Flores R *et al.* ApJ, 1986, 301: 27
- [26] Flores R, Primack J R, Blumenthal G R *et al.* ApJ, 1993, 412: 443
- [27] Kauffmann G. MNRAS, 1996, 281: 475
- [28] Dalcanton J J, Spergel D N, Summers F J. ApJ, 1997, 482: 659
- [29] Jimenez R, Padoan P, Matteucci F *et al.* MNRAS, 1998, 296: 1089
- [30] van den Bosch F C. ApJ, 1998, 507: 601
- [31] van den Bosch F C. ApJ, 2000, 530: 177
- [32] van den Bosch F C. MNRAS, 2001, 327: 1334
- [33] Heavens A F, Jimenez R. MNRAS, 1999, 305: 770
- [34] Natarajan P. ApJ, 1999, 512: 105
- [35] Avila-Reese V, Firmani C. Rev. Mex. Astron. Astrofis., 2000, 36: 23
- [36] Efstathiou G. MNRAS, 2000, 317: 697
- [37] Firmani C, Avila-Reese V. MNRAS, 2000, 315: 457
- [38] van den Bosch F C, Dalcanton J J. ApJ, 2000, 534: 146
- [39] Zhang B, Wyse R F G. MNRAS, 2000, 313: 310
- [40] Buchalter A, Jimenez R, Kamionkowski M. MNRAS, 2001, 322: 43
- [41] Navarro J F, Benz W. ApJ, 1991, 380: 320
- [42] White S D M, Navarro J F. MNRAS, 1993, 265: 271
- [43] Steinmetz M, Navarro J F. ApJ, 1999, 513: 555
- [44] Maller A H, Dekel A, Somerville R. MNRAS, 2002, 329: 423
- [45] Maller A H, Dekel A. MNRAS, 2002, 335: 487
- [46] Tytler D, Burles S, Lu L *et al.* AJ, 1999, 117: 63
- [47] Bullock J S, Dekel A, Kolatt T S *et al.* ApJ, 2001, 555: 240
- [48] van den Bosch F C, Burkert A, Swaters R A. MNRAS, 2001, 326: 1205
- [49] Swaters R A. PhD thesis, Groningen: The Netherlands Univ., 1999: 1
- [50] de Jong R S, Lacey C. ApJ, 2000, 545: 781
- [51] Gardner J P. ApJ, 2001, 557: 616
- [52] Wechsler R H. PhD thesis, California: Santa Cruz Univ., 2001: 1
- [53] Efstathiou G. MNRAS, 1992, 256: 43

- [54] Gnedin N Y. ApJ, 2000, 542: 535
- [55] Eke V, Efstathiou G, Wright L. MNRAS, 2000, 315: L18
- [56] Weil M L, Eke V R, Efstathiou G. MNRAS, 1998, 300: 773
- [57] Larson R B. MNRAS, 1974, 169: 229
- [58] Dekel A, Silk J. ApJ, 1986, 236: 35
- [59] Sommer-larsen J, Gelato S, Vedel H. ApJ, 1999, 519: 501
- [60] Thacker R J, Couchman H M P. ApJ, 2000, 545: 728
- [61] Farrara A, Tolstoy E. MNRAS, 2000, 313: 291
- [62] Thacker R J, Couchman H M P. ApJ, 2001, 555: L17
- [63] Springel V, Hernquist L. MNRAS, 2002, 333: 649
- [64] Navarro J F, Steinmetz M. ApJ, 2000, 538: 477
- [65] Mo H J, Mao S. MNRAS, 2002, 333: 768
- [66] Shu C G, Mo H J, Mao S. MNRAS, 2003, preprint (astro-ph/0301035)
- [67] Chen D N, Jing Y P, Yoshikawa K. 2003, preprint (astro-ph/0307270)
- [68] Zhao D H, Mo H J, Jing Y P *et al.* MNRAS, 2003, 339: 12
- [69] Hogan C J. 1999, preprint (astro-ph/9912549)
- [70] Hogan C J, Dalcanton J J. Phys. Rev. D, 2000, 62: 63511
- [71] Pagels H, Primack J R. Phys. Rev. Lett., 1982, 48: 223
- [72] Sommer-Larsen J, Dolgov A. ApJ, 2001, 551: 608
- [73] Bullock J S, Kratsov A V, Colin P. ApJ, 2001, 564: L1
- [74] Chen D N, Jing Y P. MNRAS, 2002, 336: 55

The Angular Momentum Problems in Disk Galaxy Formation

LUO Zhi-jian^{1,2}, FU Li-ping³, SHU Cheng-gang^{1,3}

(1. Shanghai Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200030, China; 2. Physics Department, Jiangxi Normal University, Nanchang 330027, China; 3. Shanghai United Center for Astrophysics, Shanghai Normal University, Shanghai 200234, China)

Abstract: In the current paradigm of galaxy formation, disk galaxies are assumed to form by the cooling and condensation of baryons within dark matter halos. In this scenario, the angular momentum of baryons and its distribution play key roles, which govern the structures of disk galaxies. However, some difficulties about angular momentum emerged for both analytic or/and semi-analytic models and numerical simulation of disk galaxy formation. The main problems include the angular momentum catastrophe, mismatch of angular-momentum profiles and so on. A number of mechanisms and various models have been proposed in order to resolve these problems. In the present paper, we describe in detail two main categories of angular momentum problems in disk galaxy formation, and summarize the methods which could solve these problems.

Key words: astrophysics; galaxy formation; review; disk galaxies; angular momentum; supernovae feedback