

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2018.02.03

用强引力透镜研究暗晕中心的物质分布

王 琳^{1,2}, 陈大明^{1,2}

(1. 中国科学院 国家天文台, 北京 100012; 2. 中国科学院大学 天文与空间科学院, 北京 100049)

摘要: 对矮星系和晚型 LSB 星系的最新高分辨率自转曲线进行观测, 揭示出由 CDM 主导的物质密度分布中心具有常数密度核。在 Λ CDM 宇宙学框架下, 纯 CDM 宇宙学 N 体模拟给出普适的、带尖点的 NFW 模型, 解决尖点-核问题的最佳方案是考虑暗晕中心重子物理过程对暗晕密度分布的影响。到目前为止, 考虑重子物理过程后, 不管是解析模型还是数值模拟, 给出的暗晕密度分布都能很好地符合自转曲线的观测结果, 但是却不能通过强引力透镜观测的检验。最后, 对基于这两种观测到底能不能用一个统一的暗晕密度分布模型来描述作了简要的讨论, 并认为需要更多的强引力透镜样本和分辨率更高的数值模拟, 以解决上述问题。

关键词: 星系; 自转曲线; 数值模拟; 暗晕密度分布; 强引力透镜

中图分类号: P159.4 **文献标识码:** A

1 引 言

最新观测表明^[1], 我们的宇宙在几何上是平直的, 现阶段暗能量 (Λ) 约占宇宙总能量的 70%, 冷暗物质 (cold dark matter, CDM) 约占 25%, 重子物质约占 5%。 Λ CDM 模型是目前普遍被人接受的宇宙学标准模型, 在宇宙学尺度上非常成功。实际上, 大量宇宙学观测证据都支持该模型, 例如, 宇宙微波背景 (cosmic microwave background, CMB) 辐射^[2]、Lyman- α 森林^[3]、重子声波震荡 (baryonic acoustic oscillations, BAO)^[4], 以及弱引力透镜等^[5]。但是 Λ CDM 模型在星系尺度上却遇到一些困难, 其中最引人注目的是暗晕中心的“尖点-核”问题^[6]和“丢失的卫星星系”问题^[7]。

20 世纪 90 年代, 人们通过对矮星系自转曲线的观测发现, 在距暗晕中央 1 kpc 的范围内, 密度变化很小, 几乎是常数。同时, 人们对一些低面亮度星系进行观测后也给出类似的结论, 即在矮星系和低面亮度星系的中心区域, 自转曲线的观测结果显示物质密度 $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$, $\gamma \simeq 0$ 。该中心区域被称作“核 (core)”。

收稿日期: 2017-08-02; 修回日期: 2018-02-09

资助项目: 国家自然科学基金 (11073023)

通讯作者: 王琳, wl010@bao.ac.cn

但是, 在只考虑 CDM 的情况下, 计算机数值模拟得到的该中心区域暗晕密度分布为 $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$, $\gamma \simeq 1$, 即密度分布在核心处有“尖点”。这就是所谓的“尖点-核”问题。而所谓的“丢失的卫星星系”问题, 指的是纯 CDM 数值模拟预测了大量的暗晕子结构, 而实际观测到的卫星星系的数目却少得多^[8, 9]。最新的数值模拟指出, 这两个问题间是有关联的, 有人甚至认为这两个问题可以合并成一个^[10]。为了简单和确定起见, 本文只讨论自转曲线所揭示的“尖点-核”问题。对这个问题人们提出了许多不同的解决方案。例如, 有研究表明, 用温暗物质 (warm dark matter, WDM) 模型代替冷暗物质模型可以有效地解决这些问题^[11]。值得注意的是, 这类解决方案往往会在宇宙学中制造其他的问题, 而且更重要的是, 这类工作已经偏离 Λ CDM 模型。目前学术界主流的解决办法, 倾向于研究重子物质过程对暗晕密度分布以及暗晕子结构的影响^[10]。这类解决方案都是基于 Λ CDM 模型, 也是本文讨论的重点。

下面详细地介绍如何用计算机数值模拟研究宇宙大尺度结构形成和演化的基本理论。根据 Λ CDM 模型, 当宇宙进入物质为主时期后, 较小尺度的扰动率先引起非线性演化。对此, 线性演化理论失效, 而计算机数值模拟便成为最重要的研究工具^[12]。

根据宇宙大尺度结构形成的逐级成团理论, 星系形成于过密区域的引力坍缩。20 世纪 80 年代至 90 年代, 计算机数值模拟主要考虑的是纯粹的无碰撞 CDM 粒子。在这样的模型里, 小暗晕先形成, 然后并合成更大的暗晕。这样得到的束缚引力系统 (星系和星系团) 的密度分布可以用一个普适的 NFW (Navarro-Frenk-White) 模型描述^[14]。“普适”的意思是指, NFW 密度分布模型不依赖于宇宙学参数, 且从小质量的矮星系到星系团都适用。值得注意的是, NFW 模型的这种普适性物理机制至今仍未得到很好的解释。

尽管计算机模拟可以重建宇宙的大尺度结构, 但是, NFW 模型的中心是尖点, 这与自转曲线观测结果所揭示的暗晕中心有核相矛盾。基于 Λ CDM 宇宙学的一个被普遍接受的解决办法, 就是在原来的无碰撞 CDM 粒子的 N 体模拟里加入重子物质的影响。实际上, 根据一个简化的模型^[15], 初始的时候重子气体是与暗物质粒子混合的, 然后随着暗物质粒子一起坍缩, 并被加热到暗晕的位力温度。束缚在暗晕引力势阱中的重子气体通过韧致辐射、复合以及碰撞激发线辐射等方式冷却^[12]。在坍缩之前, 角动量通过相邻的引力团块施加的潮汐力转移到非球对称扰动, 这就导致气体盘的形成。其中的气体团块质量逐渐增大, 超过金斯质量之后, 气体盘就会坍缩, 进而形成恒星, 于是就有了盘星系的雏形。然后, 通过盘星系 (雏形) 的主并合或者强引力碰撞, 盘星系的核球以及椭圆星系将产生, 并导致部分既有的星系盘被彻底摧毁。当然, 最终形成的星系和星系团物质的分布整体上是 CDM 主导的。

Xu 等人^[13]提到, 在 Illustris 模拟中, 包含的重子物质 (常常在中心区域) 只对改变暗晕及其子结构的中心物质分布起很重要的作用, 其重要性取决于它对总物质质量的贡献。重子对暗晕中心的物质分布有两个相反方向的影响。一方面, 恒星反馈和动力学摩擦可以导致暗晕中心物质向外膨胀 (即物质被部分吹离暗晕中心) 并产生核^[16-18], 正如 Beckmann 等人^[19]提到, 对于 $10^9 M_{\odot} \leq M_{\star} \leq 10^{11} M_{\odot}$ 的 HORIZON 星系, AGN 反馈使暗晕中心的重子物质大量减少。这个结果当然是人们解释自转曲线观测所需要的。另一方面, 绝热压缩使暗晕中心物质高度聚集, 通常用奇异等温球 (singular isothermal sphere, SIS) 模型来描述。即

重子的绝热压缩过程使得暗晕中心的密度分布呈现尖点,而这种带尖点的密度分布模型正是强引力透镜的观测明确支持的。

在 Λ CDM 宇宙学框架下,在数值模拟中引入复杂的重子物理过程的确可以很好地解释自转曲线的观测数据,但是,目前得到的密度分布不能正确预测强引力透镜的观测结果。需要指出的是,文中所讨论的包含重子物理过程的数值模拟涵盖了不同尺度和形态的星系,乃至星系团,因此,利用不同观测对数值模拟所得到的结果进行检验是十分必要的,这有助于深入理解重子物理效应。

本文第 2 章介绍自转曲线的观测结果与 NFW 模型之间的矛盾,以及在数值模拟里引入重子物质来解决这个矛盾的最新方案。第 3 章详细介绍强引力透镜的观测如何限制星系的总密度分布(CDM+重子物质)。第 4 章进行总结,并对 Λ CDM 宇宙学模型里的数值模拟如何能够同时解释自转曲线和强引力透镜观测进行讨论。

2 自转曲线和数值模拟

2.1 自转曲线的观测

早期的光学和 HI 的 21 cm 线观测都显示,在旋涡星系的外围,物质绕星系中心做圆周运动,其圆速度满足 $V_c(r) = V_0$,这里 r 是物质到星系中心的距离(或半径), V_0 是常数。这是一个令人困惑的观测结果。因为在一些旋涡星系的外围可通过电磁波全波段观测到的物质很稀少,它们对星系总质量的贡献可以忽略,因此 $M(r) = M_0$ 。即在远离中心的外围,星系总质量不再随半径 r 增加,可设为常数 M_0 。那么根据牛顿理论,可得:

$$V_c^2(r) = \frac{GM(r)}{r} = \frac{GM_0}{r}, \quad (1)$$

其中, G 是引力常数, $M(r)$ 是半径 r 以内的质量。即,如果星系中的所有物质都是发光物质(按照惯例,以后称之为重子物质),则旋涡星系外围重子物质的圆速度应当满足 $V_c \propto r^{-1/2}$,即圆速度应当随着半径 r 的增大而减小。既然观测发现圆速度在外围几乎不随半径大小而变化,则要么有某种暗物质以暗晕的方式笼罩在星系可见区域周围,要么牛顿理论在星系尺度失效!现在主流观点认为,在星系尺度牛顿理论仍然是正确的,那就必须假设暗物质存在,因此剩下的问题就是研究暗物质具有什么样的特性。

圆速度随半径变化的曲线通常被称为自转曲线。由式 (1) 可以看出,对于一个由暗物质主导的球对称引力系统,要使 $V_c(r)$ 为常数,则半径 r 以内的质量 $M(r)$ 必须满足 $M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(r')r'^2 dr' \propto r$ 。显然,在暗晕的外围,即当 $r \rightarrow \infty$ 时,如果 $\rho(r) \propto r^{-2}$ (被称作等温模型),则可得到平的自转曲线;如果从暗晕中心直到无穷远都有 $\rho(r) \propto r^{-2}$,则这样的密度分布模型被称作 SIS 模型。

Moore^[20] 以及 Flores 和 Primack^[21] 首先将富气体矮星系的 HI 自转曲线观测与纯 CDM 数值模拟的密度分布进行比较。富气体矮星系都由暗物质主导,因此通过观测这些矮星系可研究暗物质分布。这两项研究都指出,在星系的中心区,观测到的自转速度随半径 r 近似线性

地增加。这种情况只有当物质在中心区均匀分布, 即星系中心存在常数密度的“核”时, 才有可能发生, 这和当时已知的纯 CDM 数值模拟给出的“尖点”密度分布相矛盾。Moore^[20]讨论了自转曲线观测的不确定性, 如分辨率、星系盘朝向的投影效应以及压力支撑效应等, 结论是这些效应都不足以影响观测结果。

人们对晚型低面亮度 (low surface brightness, LSB) 星系的 HI 线进行观测后发现, 它们也是由暗物质主导^[22-26], 因此也是研究暗物质分布的理想样本。对这些晚型 LSB 星系进行观测后, 结果同样表明暗晕中心的密度分布是有核的, 或者至少明显偏离 NFW 模型。

也有人曾经提出, 矮星系和晚型 LSB 星系的 HI 线观测中可能存在一些尚未发现的系统效应, 该效应导致有核的假象。例如, 针对 de Blok 等人^[23]的 HI 线观测, 由于分辨率的限制, 流束模糊过程 (beam smearing process) 会降低观测到的速度 (与真实速度相比), 在极端情况下它会把陡峭上升的自转曲线 (相应于尖点密度分布) 变成缓慢上升的自转曲线 (相应于有核情况)。

对此, de Blok 和 McGaugh^[25]经过计算得到, 尽管在一些情况下流束模糊过程的确存在, 但是它不足以遮蔽星系中心的尖点 (如果存在)。结论是, de Blok 等人^[23]的 HI 线观测数据仍然支持有核的暗晕模型。而另一方面, van den Bosch 等人^[27]利用 de Blok 和 McGaugh^[25]的数据, 以及诸如 DDO154 和 NGC 247 等晚型正常星系和矮星系的高分辨率自转曲线数据, 再经过流束模糊改正后得出结论, LSB 星系的 HI 自转曲线数据与有核的和带尖点的暗晕模型都符合。显然, 要解决这些争议, 人们需要更高分辨率的观测数据。

实际上, 提高分辨率最有效的观测来自 H α 线。和 HI 线相比, H α 线观测将分辨率提高了一个量级。幸运的是, 现在已经发表了大量高分辨率 H α 自转曲线观测数据^[28-31], 人们将这些数据与同时也具有 HI 线的数据进行对比并发现, 大多数情况下流束模糊效应的确存在, 但这仍不足以推翻以前 HI 线观测数据得到的暗晕中心有核的结论。总之, 自转曲线的观测数据更符合 CIS (cored isothermal sphere) 模型^[32], 即

$$\rho_{\text{CIS}}(r) = \frac{\rho_0}{1 + (r/r_c)^2}, \quad (2)$$

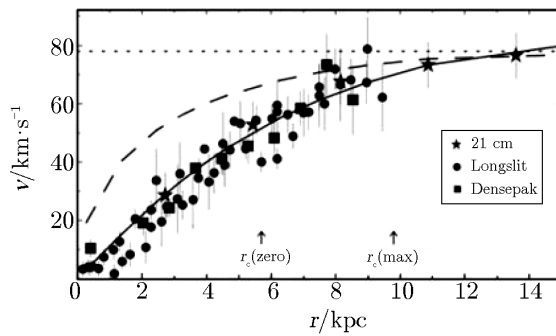
其中, ρ_0 是中心密度, r_c 是暗晕的核半径。NFW 模型表示为:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2}, \quad (3)$$

其中, ρ_s 是标度密度, r_s 是标度半径。根据 SIS 模型:

$$\rho(r) = \frac{\sigma_v^2}{2\pi G r^2}, \quad (4)$$

其中, σ_v 是速度弥散。尽管在星系的远离中心处, 它与自转曲线观测结果符合得很好, 但是没有任何自转曲线观测支持其在暗晕中心的表现。图 1 给出不同密度分布模型算出的自转曲线。



注：观测数据包括 21 cm 线^[33]、Longslit^[28, 31]和 Densepak^[34]。

图 1 由不同密度分布模型算出的自转曲线^[35]：SIS(点线)、NFW(虚线)和 CIS(实线)

2.2 数值模拟

计算机数值模拟是研究宇宙大尺度结构形成的最有力的工具。当矮星系和 LSB 星系中心存在常数密度的核这个现象被学术界的主流学者所接受后，许多数值模拟工作开始试图解决这个问题。要在 Λ CDM 宇宙学框架下解决尖点-核问题，人们首先想到的是在原本无碰撞的纯 CDM 粒子系统的数值模拟中引入重子物理过程。这是很自然的想法。一方面，人们还不知道 CDM 粒子是否存在，引入它们并假设其具有人们所需要的性质以及在宇宙总能量密度中的百分比，是为了保证 Λ CDM 宇宙学模型在所有尺度上都合理；换言之，是为了保证现有引力理论能合理地解释天文观测数据。只有对于重子物理过程，人们相对清楚。尽管 CDM 粒子在物质主导的宇宙中是提供引力的主要成分，但是它们不参与电磁相互作用，是不可见的。实际上，在传统的天文观测中人们只能通过观测重子物质从而间接研究 CDM 粒子的动力学效应，例如本文所考虑的来自自转曲线和强引力透镜这两个独立的观测。另一方面，重子物理过程能够改变暗晕中心的密度分布，这是在数值模拟中加入它们的最直接原因。

在数值模拟中，有关重子物质对暗晕中心密度分布的影响，人们较早考虑的是绝热压缩 (adiabatic contraction) 过程^[36]。但是这个过程会在暗晕中心产生更陡的尖点，加深了与自转曲线观测的矛盾。恒星形成过程中气体被吹离中心能够产生核的重子物理过程^[37-39]，这个过程只对矮星系有效，而对于较大质量的旋涡星系，由于暗晕中心引力势阱太深，因此恒星形成过程中产生的能量不足以驱离中心的 CDM 粒子。本文主要讨论最近几个典型的数值模拟结果，这些结果被认为解决了尖点-核问题。我们在下一章将介绍，它们不能解释强引力透镜的观测。

Mashchenko 等人^[40, 41]提出解决尖点-核问题的方法：在星系形成过程中，恒星反馈能够让暗晕中心产生核；这样的核一旦形成，相空间的有关理论证明，在随后的星系并合中各星系中心的核仍然保持其存在，因此最终形成的不同质量的暗晕中心都存在大小有限的核^[42, 43]。就质量而言，这些暗晕包括矮星系和 LSB 星系，也包括大质量椭圆星系和星系团。这些数值模拟既然可以解决尖点-核问题，肯定能够通过自转曲线观测的检验。但是，由于涉及恒星反馈的物理过程过于简化，导致大质量星系的暗晕中心也存在核，这与强引力透镜

观测的结果不符 (详细介绍见第 3 章)。

Di Cintio 等人^[44]在 2014 年 (简称为 DC14 模型) 利用最新的高分辨率流体动力学数值模拟, 并且考虑了受恒星和暗晕的质量比 (M_*/M_{halo}) 调制的重子影响, 从而得到一个依赖于暗晕质量的密度分布公式。该公式是利用 (α, β, γ) 双幂律模型拟合数值模拟数据得到的。DC14 模型的密度分布为:

$$\rho(r) = \frac{\rho_s}{\left(\frac{r}{r_s}\right)^\gamma \left[1 + \left(\frac{r}{r_s}\right)^\alpha\right]^{(\beta-\gamma)/\alpha}}, \quad (5)$$

其中, ρ_s 是标度密度, r_s 是标度半径, α, β, γ 分别为:

$$\begin{cases} \alpha = 2.94 - \lg[(10^{X+2.33})^{-1.08} + (10^{X+2.33})^{2.29}] \\ \beta = 4.23 + 1.34X + 0.26X^2 \\ \gamma = -0.06 + \lg[(10^{X+2.56})^{-0.68} + (10^{X+2.56})] \end{cases}, \quad (6)$$

其中, $X = \lg(M_*/M_{\text{halo}})$, 有效范围是 $-4.1 < X < -1.3$ 。在解决尖点-核问题上, DC14 模型有所改进, 即暗晕中心核的质量依赖于暗晕质量。在小质量端, 矮星系和 LSB 星系有核; 随着质量的增加, 一些重子物理过程会逐渐抹平中心的核, 使得暗晕中心的密度分布变成尖点。Katz 等人^[45]用蒙特卡罗方法进行计算后发现, DC14 模型比 NFW 模型能够更好地拟合自转曲线的观测。由于 DC14 模型适用于 $M_{\text{halo}} \leq 10^{12} M_\odot$, 如果要用它计算强引力透镜的概率, 就应选用更大质量的暗晕。在 (α, β, γ) 双幂律模型中, γ 是内斜率 (inner slope), β 是外斜率 (outer slope), 而 α 是过渡斜率 (transition slope)。

2015 年, Schaller 等人^[46] (简称为 Schaller15 模型) 在 EAGLE (evolution and assembly of galaxies and their environment) 理论上提出一个数值模拟计算模型, 其暗晕的质量范围为 $10^{12} M_\odot \leq M_{\text{halo}} \leq 10^{14} M_\odot$, 即涵盖了星系和星系团。当 $M_{\text{halo}} \geq 10^{12} M_\odot$ 时, 暗晕中心区域被恒星物质主导。由于这些重子物质的存在引起暗晕压缩, 致使中心区域暗物质的密度增加。总的物质 (重子和暗物质) 密度分布包含了两部分, 表示为:

$$\frac{\rho(r)}{\rho_{\text{cr}}} = \frac{\delta_c}{\left(\frac{r}{r_s}\right) \left(1 + \frac{r}{r_s}\right)^2} + \frac{\delta_i}{\left(\frac{r}{r_i}\right) \left[1 + \left(\frac{r}{r_i}\right)^2\right]}, \quad (7)$$

其中, δ_c 和 δ_i 是相对标度密度, r_s 和 r_i 是标度半径, ρ_{cr} 表示临界宇宙密度。Schaller15 模型总的密度分布在中心处和外部都具有 NFW 模型的形式, 而在靠近中心处 ($r_i \approx 2.27$ kpc), 斜率为 -2 , 这是 SIS 模型的斜率^[46]。正是靠近中心的密度分布, 使得 Schaller15 模型具有比 NFW 模型高得多的强引力透镜效应。

3 来自强引力透镜观测的挑战

如第 2 章所述, 尖点-核问题来自纯 CDM 数值模拟与高分辨率自转曲线观测之间的矛盾。在 Λ CDM 宇宙学框架下, 人们通过在数值模拟中引入重子物理过程来解决这个矛盾。

由于自转曲线的观测主要来自矮星系和质量较小的 LSB 星系 (暗晕质量一般小于 $10^{12}M_{\odot}$), 因此, 如果仅仅用自转曲线的观测来检验, 则被检验的暗晕密度分布也只限于这些星系。然而, 许多数值模拟所给出的暗晕密度分布模型适用于所有位力化的引力束缚系统, 甚至包括大质量椭圆星系和星系团。而大质量椭圆星系和星系团是产生强引力透镜的主要天体, 因此, 暗晕的密度分布必须同时接受强引力透镜观测的检验。强引力透镜是基于广义相对论的宇宙学现象, 其理论和观测与自转曲线的理论和观测无关, 而后者是基于牛顿理论。

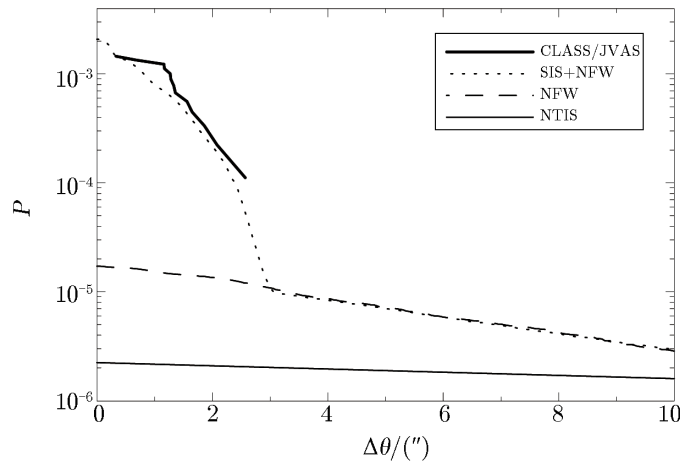
强引力透镜是宇宙中的稀有现象, 至今人们一共发现了 400 多个。大质量椭圆星系是产生强引力透镜的最主要透镜体, 其暗晕密度分布一般用 SIS 模型描述。星系团作为透镜体能够产生大分离角的多像或者光弧, 这是更加稀有的现象, 其暗晕密度一般用 NFW 模型描述。在 SIS 模型和 NFW 模型中, 密度分布都是球对称且光滑的, 而对于每个单引力透镜事件来说, 要拟合观测细节, 往往需要考虑物质分布的非球对称性以及子结构的影响等。就像天文学中其他的观测一样, 如果我们有适合做统计分析的强引力透镜观测样本, 则把理论预测与观测样本进行比较对于检验理论是必需的。当红移为 z_s 的遥远类星体发出的光, 经过前景作为透镜体的星系和星系团 (红移为 z) 时, 我们就可能观测到强引力透镜事件。强引力透镜标志性的观测量是其产生的多像间最大分离角 $\Delta\theta$, 理论上预测其大于 $\Delta\theta$ 的概率为^[47]:

$$P = \int_0^{z_s} \frac{dD_L^P(z)}{dz} \int_0^{\infty} \bar{n}(M, z) \sigma(M, z) B(M, z) dM, \quad (8)$$

其中, $D_L^P(z)$ 是观测者到位于红移为 z 处的透镜体的固有距离, $\bar{n}(M, z)$ 是透镜体当其暗晕质量介于 M 和 $M + dM$ 之间时的数密度, $\sigma(M, z)$ 是透镜截面, $B(M, z)$ 是透镜放大偏袒因子 (magnification bias)。在给定宇宙学参数的情况下, σ 和 B 的值由透镜体暗晕的密度分布 ρ 确定。从统计的角度来说, 暗晕密度分布 ρ 的内斜率 γ 才是影响透镜效率最重要的量; 尽管暗晕的形状 (如椭率) 和子结构也有影响 (主要针对星系团)^[48-50], 但是与我们要讨论的问题相比, 其贡献可以忽略。即在暗晕的中心区域 $\rho(r) \propto r^{-\gamma}$, 产生强引力透镜的概率如 Li 和 Ostriker^[51] 以及 Oguri 等人^[52] 所述: γ 越大, 产生强引力透镜的概率越大; 而当 $\gamma = 0$ 时 (有核的情况), 产生强引力透镜的概率最低。后面我们会看到, 这实际上是导致强引力透镜观测 (支持尖点模型) 与自转曲线观测 (支持有核模型) 相矛盾的最主要原因。在其他条件都给定的情况下, 给定一个球对称密度分布 $\rho(r)$, 我们就可以用式 (8) 得到相应的强透镜概率。因此, 如果用光滑的球对称密度分布 $\rho(r)$ 来计算透镜概率并与透镜观测样本进行比较, 就可以有效地检验密度分布在暗晕中心区域的表现。

最早在 2005 年, Chen^[53] 发现, 一个声称能够解决尖点-核问题的暗晕密度分布模型却与强引力透镜的观测相矛盾。这个被称作非奇异截断等温球 (non-singular truncated isothermal sphere, NTIS) 的模型不是通过数值模拟得到, 而是基于一个假设所得。该模型假设宇宙中的暗晕都是由高帽 (top-hat) 型扰动经过坍缩和位力化后形成的。形成后的暗晕是球对称、各向同性和等温的, 而且都具有常数密度的核。也就是说, NTIS 模型是一个解析模型, 它为暗晕中心存在常数密度核的宇宙学起源提供了物理上的线索^[16, 54]。NTIS 模型与从矮星系到 X 射线星系团的观测都符合得很好, 其中就包括矮星系和晚型 LSB 星系高分辨率自转曲线的观测。既然这个模型也适用于大质量椭圆星系和星系团, 那么就需要接受强引力透镜观测

的检验。历史上第一个适合做统计分析的强引力透镜样本来自射电巡天项目 CLASS/JVAS (Cosmic Lens All Sky Survey/Jodrell Bank-VLA Astrometric Survey) 的一个子样本^[55-58], 它由 8958 个源组成, 其中有 13 个源通过强引力透镜产生了多像。设这 13 个强引力透镜系统中像分离角大于 $\Delta\theta$ 的个数为 N , 则由观测给出的分离角大于 $\Delta\theta$ 的强引力透镜发生的概率为 $P_{\text{obs}} = N/8958$ 。如图 2 所示, 在 NTIS 模型基础上, 利用式 (8) 算得的理论预测值 $P_{\text{NTIS}}(\Delta\theta)$ (实线) 与 JVAS/CLASS 的观测值 $P_{\text{obs}}(\Delta\theta)$ (粗实线) 进行比较可知, 在所有分离角上都有 $P_{\text{NTIS}}(\Delta\theta) \ll P_{\text{obs}}(\Delta\theta)$, 因此从强引力透镜的角度可以得出结论, NTIS 模型不适合大质量椭圆星系和星系团。在图 2 中, 所谓“SIS+NFW”模型(点线), 是指大质量椭圆星系的暗晕用 SIS 模型描述, 而星系团用 NFW 模型描述。这种搭配是强引力透镜统计研究中的“标准模型”, 它和 CLASS/JVAS 的观测值符合得很好; NFW 模型(虚线)里, 作为透镜体的星系和星系团都用 NFW 模型描述。我们看到, NTIS 模型在所有分离角上都比 NFW 还要低。

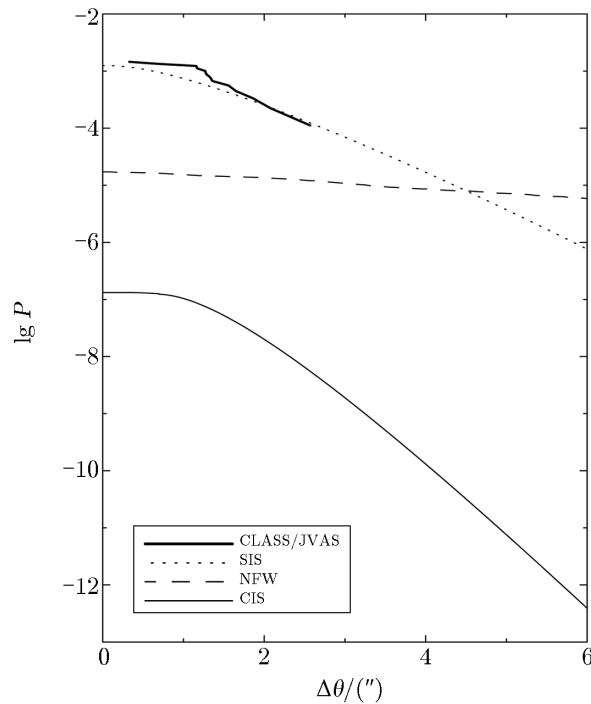


注: 由 NTIS 算得的理论预测值(实线)、CLASS/JVAS 观测值(粗实线)、SIS(星系)+NFW(星系团) 理论预测值(点线) 以及 NFW 的理论预测值(虚线)。

图 2 分离角大于 $\Delta\theta$ 的强引力透镜发生的概率分布^[53]

在 2.2 节中我们曾经提到, 由数值模拟结果发现, 恒星反馈能够让暗晕中心产生核^[40, 41](简称 Mashchenko 模型)。这样的核一旦形成, 在随后的星系并合中, 各星系中心的核仍然存在, 最终形成的不同质量的暗晕中心都存在有限大小的核, 包括小质量端的矮星系和 LSB 星系, 以及大质量椭圆星系和星系团。Mashchenko 模型的有核暗晕密度分布与高分辨率自转曲线观测结果符合得很好, 而根据本文的观点, 它还需要接受强引力透镜观测的检验。Chen 和 McGaugh^[35]用 CIS 模型来描述从矮星系到星系团的暗晕密度分布, 结果与 Mashchenko 等人给出的数值模拟结果相符。为了得到强引力透镜概率, 人们必须知道 CIS 模型中的核半径 r_c 与暗晕质量 M 之间的关系。这可以用最新的自转曲线观测数据^[59]拟合, 结果得到 $r_c = 2.25(M/10^{12}M_{\odot})^{1/3}$ kpc。由该 CIS 模型预测的透镜概率远远低于 CLASS/JVAS 观测到的概率。实际上, 由图 3 可以看出, 在所有分离角上前者比后者低

约 4 个量级。因此，从强引力透镜的角度看，Mashchenko 等人给出的有核模型不可能正确描述大质量椭圆星系和星系团。

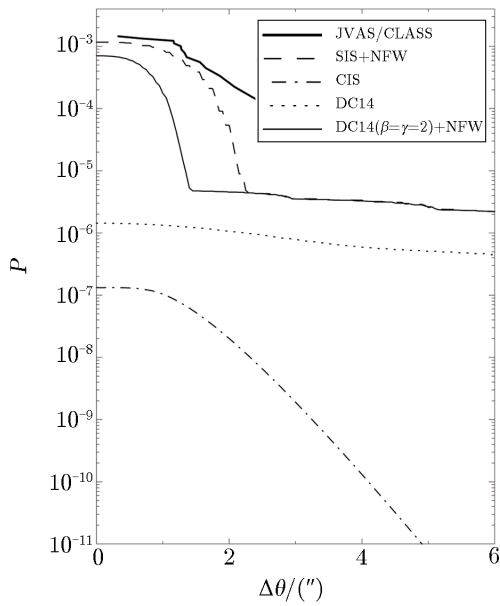


注：由 CIS 模型预测的透镜概率 (实线) 比 CLASS/JVAS 的观测值 (粗实线) 小约 4 个量级，而 SIS 模型与观测符合得很好，NFW 模型 (虚线) 则介于两者之间。

图 3 分离角大于 $\Delta\theta$ 的引力透镜发生的概率^[35]

与 Mashchenko 模型相比，由 2.2 节的式 (5) 给出的 DC14 模型只在小质量端的矮星系和 LSB 星系有核，当暗晕质量趋于 $10^{12}M_{\odot}$ 时，重子物理过程会把暗晕中心的核抹平，变成类似 NFW 模型的尖点。这个模型与自转曲线的观测相符合。那么它是否符合强引力透镜的观测呢？由于 DC14 模型是通过拟合暗晕质量小于 $10^{12}M_{\odot}$ 的数值模拟数据而得到的，为了用该模型计算强引力透镜发生的概率，Wang 等人^[60]将其推广到大质量椭圆星系和星系团。将 DC14 模型外推到大质量暗晕是符合宇宙大尺度结构形成理论中逐级成团理论的，而且该模型有效质量范围的大质量端—— $10^{12}M_{\odot}$ ，已经落在能够产生强引力透镜多像的典型质量范围 (一般要求 $M_{\text{halo}} > 10^{10}M_{\odot}$)。Wang 等人^[60]发现，推广后的 DC14 模型所预测的强引力透镜概率仍然远低于 CLASS/JVAS 的观测值 (低 2 ~ 3 个量级)，如图 4 所示。这表明，DC14 模型未能通过强引力透镜观测的检验。

但是，根据 DC14 模型，暗晕中心的核随着质量的增加而逐渐消失，且被尖点所取代，这个趋势到 $M_{\text{halo}} \simeq 10^{12}M_{\odot}$ 时达到顶点，这时在暗晕中心有 $\rho(r) \propto r^{-1}$ ，即与 NFW 的内斜率相同。当 $M_{\text{halo}} > 10^{12}M_{\odot}$ 时 (对应于大质量椭圆星系和星系团的暗晕)， $\gamma < 1$ ，如图 5 所示。因此，在图 4 中，DC14 模型所给出的透镜概率大于由 CIS 模型 (即 Mashchenko 模



注: 根据暗晕密度分布计算透镜概率时选择源的平均红移为 $z_s = 1.27$ 。

图 4 分离角大于 $\Delta\theta$ 的引力透镜发生的概率^[60]

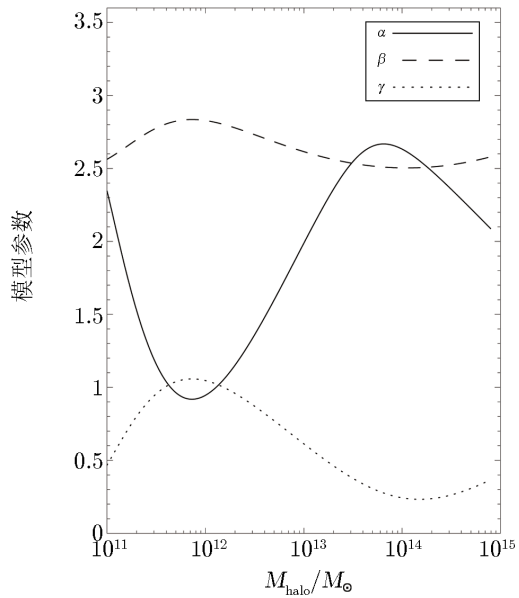
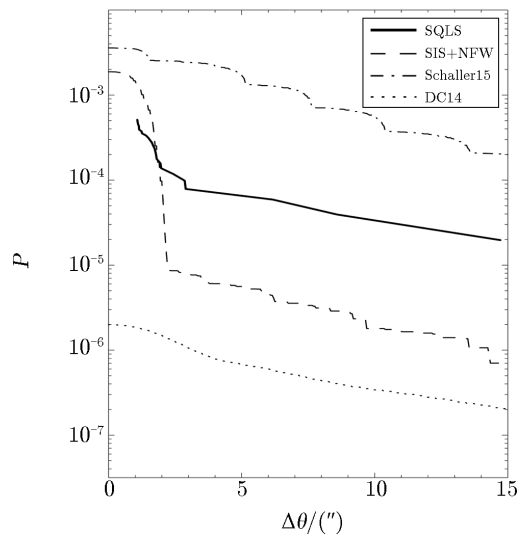


图 5 DC14 模型中参数 α, β, γ 随暗晕质量 M_{halo} 的变化^[60]

型) 得出的概率, 而小于由 NFW 模型得出的概率, 就不奇怪了。

最后, 由于 Schaller15 模型的适用范围直接涵盖了星系和星系团, 所以 Wang 等人^[60] 也直接根据式 (7) 计算了 Schaller15 模型预测的强引力透镜概率, 并且与 DC14 模型、SIS+NFW 模型以及迄今最大的强引力透镜巡天项目 SQLS (Sloan Digital Sky Survey Quasar Lens Search)^[61] 观测做了对比, 他们从 50 836 个红移范围为 $0.6 < z < 2.2$ 的类星体中选出 26 个强引力透镜系统作样本, 并进行统计分析, 结果如图 6 所示。

从图 6 可以看出, 根据 Schaller15 模型预测的强引力透镜概率远远高于其他所有模型, 它甚至比 SQLS 给出的观测在所有分离角上都要高 1 个量级。导致这个结果的原因是, 在 Schaller15 模型中非常靠近中心 ($r_i \approx 2.27$ kpc) 处, 密度分布的斜率为 -2 , 然后缓慢过渡到斜率为 -3 处。那么显然, 从强引力透镜的角度可以得出



注: 根据暗晕密度分布计算透镜概率时选择源的平均红移 $z_s = 1.56$ 。

图 6 分离角大于 $\Delta\theta$ 的引力透镜发生的概率^[60]

结论, Schaller15 模型不能正确地描述星系和星系团暗晕。而根据 Schaller 等人的工作^[46], Schaller15 模型尽管没有核, 但是它的理论值与暗晕质量介于 $10^{11}M_{\odot} \leq M_{\text{halo}} \leq 10^{13}M_{\odot}$ 的星系自转曲线观测数据^[62] 符合得很好。因此, Schaller15 模型是一个支持笔者观点的、非常典型且没有做任何推广或拟合的例子, 即在 Λ CDM 模型框架下, 理论给出的符合自转曲线观测的暗晕密度分布不符合强引力透镜的观测。同时, 从图 6 中还可以看到, 曾经与 CLASS/JVAS 观测符合很好的 SIS+NFW 标准模型, 在大分离角 ($\Delta\theta > 2''$) 处却比 SQLS 观测要小 1 个量级。这表明, NFW 模型的内斜率 ($\gamma = 1$) 已经不足以支持最新的 SQLS 观测数据。即强引力透镜的概率统计需要一个内斜率比 NFW 陡, 而比 SIS ($\gamma = 2$) 缓的模型来描述超大质量星系和星系团的暗晕密度分布。

4 总结与展望

人们通过对矮星系和晚型 LSB 星系的最新高分辨率自转曲线的观测, 发现由 CDM 主导的物质密度分布中心具有常数密度核, 而在 Λ CDM 宇宙学框架下, 纯 CDM 宇宙学 N 体模拟给出的是普适的、带尖点的 NFW 模型, 这就是尖点-核问题。在 Λ CDM 宇宙学中针对这个问题的解决方案是考虑暗晕中心重子物理过程的影响。到目前为止, 考虑重子物理过程后, 不管是解析模型 (如 NTIS), 还是数值模拟 (如 Mashchenko 模型、DC14 模型和 Schaller15 模型), 给出的暗晕密度分布都与自转曲线的观测结果符合得很好, 却不能被强引力透镜观测支持。

Katz 等人^[45] 在设定 DC14 晕质量大于 $10^{13}M_{\odot}$ 的情况下, 发现 DC14 模型也能够很好地解释自转曲线观测。但是前面我们提到, 在这个质量区间, 这个模型并不能被强引力透镜观测支持。另外, Schaller15 模型暗晕的质量范围为 $10^{12}M_{\odot}$ 和 $10^{14}M_{\odot}$, 且该模型也可以很好地解释自转曲线观测。但是, Wang 等人^[60] 发现, 该模型并不能用来解释强引力透镜观测。由于自转曲线观测和强引力透镜观测都是反映总的物质分布的探测手段, 所以两种观测结果的不一致说明了人们对于重子物质如何影响暗晕中心物质分布的理解是不全面的。

为了解决本文提到的问题, 未来的工作需要集中在观测和理论两个方面。观测方面主要集中在强引力透镜的巡天, 因为现在适合做统计分析的样本还太小。当 $6'' < \Delta\theta < 15''$ 时, CLASS/JVAS 没有数据, 所谓 SIS+NFW 标准模型符合其观测, 仅仅因为 CLASS/JVAS 给出了星系团透镜概率的上限^[63]。由于 SIS+NFW 标准模型对最新样本 SQLS 失效, 因此, 星系团需要什么样的密度分布变得不清楚。我们寄希望于获得更大的样本。DES (Dark Energy Survey) 和 STRIDES (Strong Lensing Insight in the Dark Energy Survey) 的目的是提供一个大的类星体透镜样本, 这个类星体透镜样本预计包含 20 个能产生四重像的透镜系统, 这将有利于星系团子结构的研究^[64] 和宇宙学参数的研究^[65]。另外, 根据 Oguri 和 Marshall^[66] 的描述, 我们期待在 DES 中找到 120 个在 i 波段星等亮于 21 mag 的类星体透镜系统。如果想找到更多的强引力透镜系统, 那么需要扩大巡天区域。Oguri 和 Marshall^[66] 在 2010 年指出, 不用增加巡天的深度, 只要增加巡天场的大小即可达到上述目的。因此, 在将来, 像

DES^[67, 68] 和 LSST (large synoptic survey telescope)^[69] 这样的巡天可以找到的类星体引力透镜的数量将是目前的 2 倍多。观测的积累必将推动理论工作的发展。而在理论方面, 随着具有强大计算能力的计算机应用到宇宙学研究中, 人们希望获得从矮星系到星系团的全“质量谱”数值模拟, 并可以区分暗晕中心是旋涡星系还是椭圆星系, 从而可以同时接受自转曲线和强引力透镜的观测检验。

致谢

感谢审稿人和国家天文台的副研究员王乔对本文提出的宝贵建议。

参考文献:

- [1] Planck Collaboration, Ade P A R, Aghanim N, et al. *A&A*, 2014, 571: 1
- [2] Spergel D N, Verde L, Peiris H V, et al. *ApJS*, 2003, 148: 175
- [3] Weinberg D H, Dave R, Katz N, et al. *AIPC*, 2003, 666: 157
- [4] Komatsu E, Smith K M, Dunkley J, et al. *ApJS*, 2011, 192: 18
- [5] Bartelmann M, Schneider P. *PhR*, 2001, 340: 291
- [6] de Blok W J G. *Advances in Astronomy*, 2010, 2010: 789293
- [7] Klypin A, Kravtsov A V, Valenzuela O, et al. *ApJ*, 1999, 522: 82
- [8] Boylan-Kolchin M, Bullock J S, Kaplinghat M. *MNRAS*, 2011, 415: L40
- [9] Boylan-Kolchin M, Bullock J S, Kaplinghat M. *MNRAS*, 2012, 422: 1203
- [10] Weinberg D H, Bullock J S, Governato F, et al. *Pro Natl Acad Sci*, 2015, 112: 12249
- [11] Shao S, Gao L, Theuns T, et al. *MNRAS*, 2012, 430: 2346
- [12] Frenk C S, White S D M. *Annalen der Physik*, 2012, 524: 507
- [13] Xu D, Springel V, Sluse D, et al. *MNRAS*, 2017, 469: 1824
- [14] Navarro J F, Frenk C S, White S D M. *ApJ*, 1997, 490: 493
- [15] White S D M, Rees M J. *MNRAS*, 1978, 183: 341
- [16] Shapiro P R, Iliiev I T, Raga A C. *MNRAS*, 1999, 307: 203
- [17] Mashchenko S, Couchman H M P, Wadsley J. *Nature*, 2006, 442: 539
- [18] Mashchenko S, Wadsley J, Couchman H M P. *Science*, 2008, 319: 174
- [19] Beckmann R S, Devriendt J, Slyz A, et al. *MNRAS*, 472: 949
- [20] Moore B. *Nature*, 1994, 370: 629
- [21] Flore R A, Primack J R. *ApJ*, 1994, 427: L1
- [22] Zwaan M A, van der Hulst J M, de Blok W J G, et al. *MNRAS*, 1995, 273: L35
- [23] de Blok W J G, McGaugh S S, van der Hulst J M. *MNRAS*, 1996, 283: 18
- [24] de Blok W J G, McGaugh S S. *ApJ*, 1996, 469: L89
- [25] de Blok W J G, McGaugh S S. *MNRAS*, 1997, 290: 533
- [26] McGaugh S S, de Blok W J G. *ApJ*, 1998, 499: 41
- [27] van den Bosch F C, Robertson B E, Dalcanton J J, et al. *AJ*, 2000, 119: 1579
- [28] McGaugh S S, Rubin V C, de Blok W J G. *AJ*, 2001, 122: 2381
- [29] de Blok W J G, McGaugh S S, Bosma A, et al. *ApJ*, 2001, 552: L23
- [30] de Blok W J G, McGaugh S S, Rubin V C. *AJ*, 2001, 122: 2396
- [31] de Blok W J G, Bosma A. *A&A*, 2002, 385: 816
- [32] Begeman K G, Broeils A H, Sanders R H. *MNRAS*, 1991, 249: 523
- [33] van der Hulst J M. *AJ*, 1993, 106: 548
- [34] Kuzio de Naray R, McGaugh S S, de Blok W J G, et al. *ApJS*, 2006, 165: 461

- [35] Chen D-M, McGaugh S. RAA, 2010, 10: 1215
- [36] Blumenthal G R, Faber S M, Flores R, et al. ApJ, 1986, 301: 27
- [37] Navarro J F, Eke V R, Frenk C S. MNRAS, 1996, 283: L72
- [38] Burkert A. ApJ, 1995, 447: L25
- [39] Gelato S, Sommer-Larsen J. MNRAS, 1999, 303: 321
- [40] Mashchenko S, Couchman H M P, Wadsley J. Nature, 2006, 442: 539
- [41] Mashchenko S, Wadsley J, Couchman H M P. Science, 2008, 319: 174
- [42] Dehnen W. MNRAS, 2005, 360: 892
- [43] Kazantzidis S, Zentner A R, Kravtsov A V. ApJ, 2006, 641: 647
- [44] Di Cintio A, Brook C B, Dutton A A, et al. MNRAS, 2014, 441: 2986
- [45] Katz H, Lelli F, McGaugh S S, et al. MNRAS, 2017, 466: 1648
- [46] Schaller M, Frenk C S, Bower R G, et al. MNRAS, 2015, 451: 1247
- [47] Schneider P, Ehlers J, Falco E E. Gravitational Lenses. Berlin: Springer-Verlag, 1992
- [48] Hennawi J F, Dalal N, Bode P, et al. ApJ, 2007, 654: 714
- [49] Broadhurst T J, Barkana R. MNRAS, 2008, 390: 1647
- [50] Giocoli C, Meneghetti M, Bartelmann M, et al. MNRAS, 2012, 421: 3343
- [51] Li L-X, Ostriker J P. ApJ, 2003, 595: 603
- [52] Oguri M, Taruya A, Suto Y, et al. ApJ, 2002, 568: 488
- [53] Chen D-M. ApJ, 2005, 629: 23
- [54] Iliev I T, Shapiro P R. MNRAS, 2001, 325: 468
- [55] Myers S T, Jackson N J, Browne I W A, et al. MNRAS, 2003, 341: 1
- [56] Browne I W A, Wilkinson P N, Jackson N J F, et al. MNRAS, 2003, 341: 13
- [57] Patnaik A R, Browne I W A, Wilkinson P N, et al. MNRAS, 1992, 254: 655
- [58] King L J, Browne I W A, Marlow D R, et al. MNRAS, 1999, 307: 255
- [59] Kuzio de Naray R, Mcgaugh S S, de Blok W J G. ApJ, 2008, 676: 920
- [60] Wang L, Chen D-M, Li R. MNRAS, 2017, 471: 523
- [61] Inada N, Oguri M, Shin M-S, et al. AJ, 2012, 143: 119
- [62] Reyes R, Mandelbaum R, Gunn J E, et al. MNRAS, 2011, 417: 2347
- [63] Li L-X, Ostriker J P. ApJ, 2002, 566: 652
- [64] Dalal N, Kochanek C S. ApJ, 2002, 572: 25
- [65] Suyu S H, Auger M W, Hilbert S, et al. ApJ, 2013, 766: 70
- [66] Oguri M, Marshall P J. MNRAS, 2010, 405: 2579
- [67] DES Collaboration. <https://www.darkenergysurvey.org/>, 2017
- [68] DES Collaboration, Abbott T, Abdalla F B, et al. MNRAS, 2016, 460: 1270
- [69] Ivezić Z, Axelrod T, Brandt W N, et al. Serbian Astronomical Journal, 2008, 176: 1

Studying the Inner Density Profiles of DM Halos Using Strong Gravitational Lensing

WANG Lin^{1,2}, CHEN Da-ming^{1,2}

(1. National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China; 2. School of Astronomy and Space Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: The most recent high resolution observations of the rotation curves for cold dark

matter (CDM) dominated dwarf galaxies and low surface brightness (LSB) galaxies imply that these galactic CDM halos have a density profile with a flat central core, whereas pure CDM cosmological N-body structure formation simulations predict a divergent (cuspy) density profile at the center. This is known as cusp-core problem. Gravitational lensing provides another independent powerful tool to detect CDM, although it can not distinguish whether the lensing mass is baryonic or dark matter, but rather simply depends on the total mass. For a certain given mass of a lensing galaxy or galaxy cluster, strong lensing efficiency is very sensitive to the slope γ of the central total mass density profile ($\rho \propto r^{-\gamma}$). For example, a cored density profile for a reasonable value of the core radius r_c (usually determined by rotation curves, within which $\gamma \simeq 0$) would lead to an extremely low lensing rate compared with lensing observations, whereas a singular isothermal sphere (SIS, $\gamma = 2$, for elliptical galaxies) matches observations well. In Λ CDM cosmology, a main type of solutions to the cusp-core problem is including baryons as astrophysical processes originally in collision-less CDM N-body simulations. The baryons have two opposite effects on the central mass density of CDM halos. While stellar feedback and dynamical friction can induce expansion of the CDM halos and produce a core, the adiabatic contractions can steepen central density to the singular isothermal sphere (SIS) type (which is cuspy). Consequently, simulations have always been designed to tackle a certain specific problem (usually determined by observations). For example, disk galaxies and giant ellipticals are often simulated independently, usually among very different communities. Unfortunately, on one hand, a cored density profile would lead to an extremely low lensing rate compared with observations. On the other hand, when SIS profile matches the observations of strong lensing by giant elliptical galaxies, it fails in fitting the inner parts of rotation curves which indicate a central core. In this paper, we review several simulations, for which, the density profiles are in good agreement with observations of rotation curves, but all fail in predicting the available strong gravitational lensing observational samples. We conclude that, it is difficult for current simulations to reconcile the DM distributions derived from the observations of rotation curves and that from strong lensing.

Key words: galaxy; rotation curves; simulation; density profile; strong lensing