

宇宙中的暗物质及大尺度结构的形成

——暗物质成分及成团图景

方 励 之 向 守 平

(中国科学技术大学天体物理研究室,合肥)

李 淑 娴

(北京大学物理系)

摘 要

宇宙间的物质绝大部分是不可视的. 这些暗物质成分不是单一的, 对大尺度结构的形成起着关键的作用. 在含有多种成分的宇宙中, 一种重要的成团特性是: 若成分 1 和 2 的密度和 Jeans 长度满足 $\rho_1 \ll \rho_2$, $\lambda_{1J} \ll \lambda_{2J}$, 则非主导成分 1 中尺度小于 λ_{2J} 的非均匀性, 无论初始如何, 最终总是强于主导成分中的相应非均匀性. 利用这一机制可以推断, 暗物质至少含有两种成分, 一是静质量较小的弱粒子, 构成主导成分, 一是质量较大的超弱粒子, 构成非主导成分. 含有两种暗物质的宇宙, 可以统一地解释大尺度结构的主要特征: 1. 超星系团和巨洞构成的 100Mpc 非均匀性; 2. 存在红移 $z > 2$ 的可视天体; 3. 在小于超星系团尺度上, 暗物质分布较可视天体均匀; 4. 由矮星系数据所推知的可能存在两种质量不同的微子.

一、引 言

许多观测现象表明, 宇宙中的绝大部分质量是属于不可视物质的^[1], 这种暗物质多半不是重子, 而是某种类型的微子 (INO), 诸如静质量不为零的中微子, 以及比中微子作用还要弱的引微子、光微子、右手中微子等^[2].

相互作用越弱, 则退耦时间也越早. 所以, 弱作用的暗物质在宇宙的早期, 就已退耦了. 不同时间退耦的成分一般具有不同的速度弥散, 因此, 暗物质中可能存在一种或多种具有不同密度、具有不同速度弥散的物质成分. 本文的目的, 就是研究在这种具有多种成分的宇宙中的成团图景.

这一研究的直接动机则来自以下两个相关的问题.

第一个是关于中微子宇宙学的. 中微子宇宙学的一个大的优点就是, 在复合时期之后, 它的质量分布中的确会出现与超星系团或巨洞尺度相同的相关长度. 这样, 在中微子为主的宇宙模型中能很自然地说明星系分布中的 100Mpc 尺度的带状结构. 然而, Frenk 等人最近的

计算表明, 这种结构只当 $z \lesssim 2$ 的时期才可能形成^[3]. 此外, 按照等熵起伏理论, 小尺度结构的形成应当发生于大尺度结构之后. 因此, 中微子宇宙学要求, 各种小尺度天体的红移 z 都应当小于 2. 显然, 这与观测是矛盾的, 许多类星体的红移都大于 2. 因此, 在中微子为主的宇宙中, 我们需要找到一种机制用以说明在大尺度结构形成之前, 小尺度天体也是可以形成的.

第二个问题是关于可视天体与不可视物质的分布特征. 可视天体在星系、星系团以及超星系团尺度上有明显的成团, 而暗物质的分布至少在小于超星系团的尺度上是相当均匀的^[4]. 这一论断的根据是有关减速参数 q_0 确定中的偏差. 我们知道, 在暗物质为主导的宇宙中, 一般说, 质量参数 $\Omega \sim 1$, 亦即 $q_0 \sim 0.5$. 然而, 利用平均质量密度方法所给出的 q_0 值总是小于 0.5, 或者质量参数 $\Omega < 1$ ^[5]. 这个偏差暗示着暗物质的分布是相当均匀的. 因为, 在平均质量密度方法中, 总是假定, 或者全部质量都集中于可视天体中, 或者所有物质的分布都正比于可视天体的分布, 没有均匀分布的暗物质. 若有分布较均匀的暗物质, 则平均质量密度方法给出的 Ω 或 q_0 的确要比真实值低. 这样, 我们需要找到一种机制用以说明可视天体和暗物质在分布上的差别是如何形成的.

由于暗物质是宇宙中的主导成分, 而可视物质是非主导成分, 所以, 上述两方面的问题可以归结为一个: 宇宙中非主导成分在小尺度上的成团能否比主导成分更强以及进行得更早? 答案是肯定的. 在下节里我们将证明, 在线性响应范围中, 若两种成分的密度和 Jeans 长度分别满足下列关系

$$\rho_1 \ll \rho_2, \quad \lambda_{1J} \ll \lambda_{2J},$$

则发展之后的非均匀性, 总是在非主导成分 1 中具有较大的 $l < \lambda_{2J}$ 的非均匀性, 而主导成分中相应的非均匀性较小. 这个结果与扰动的初始条件无关, 即无论初始扰动原来是在 1 中或是在 2 中, 结果是一样的.

根据上述成团机制可以看到, 前述两方面的问题可能暗示着, 宇宙中的暗物质的成分也不是单一的, 至少有两种, 一种是主导的成分, 它们是静质量较小(数 eV) 的粒子, 如中微子; 一种是非主导成分, 它们是静质量较大(数 keV) 的作用更弱的粒子, 如引微子.

在这种具有两种暗成分的宇宙中, 成团图景不同于标准的等温图景及绝热图景. 这种图景仍然保留着中微子宇宙学的主要优点, 即可以较好地说明星系分布中由超星系团及巨洞所构成的 100Mpc 非均匀性. 在这种新图景中, 也可自然地说明小尺度天体有可能在超星系团之前形成, 也可以说明暗物质中的主导成分在超星系团尺度以下的分布是较均匀的.

有关这种成团图景的预言以及对预言的检验, 我们将在文 II^[5] 中详细地讨论.

二、两成分体系中的成团

我们考虑一个包含两种物质成分的自引力体系, 令 $\rho_i^{(0)}$, v_i 及 $\rho_2^{(0)}$, v_2 分别表示在均匀基态中成分 1 及 2 的质量密度及速度弥散. 两个成分之间只通过引力相互作用.

这种两成分体系中的成团问题, 已有一些研究过, 例如 Guyot 和 Zeldovich^[6], Meszaros^[7] 等. 然而, Guyot 和 Zeldovich 只讨论了两种成分的密度大体相同的情况, 特别是开宇宙中的辐射和物质所构成的两成分体系. Meszaros 研究过嵌在光滑的膨胀背景中的质点系的成团行为. 他的主要结论是: 只要质点成分的密度小于背景物质的密度, 则质点成分中的密度扰动就不可能增长. 也就是说, 在两成分体系中成团是否发生完全取决于主导成分. 如果这个

结论正确,则非主导成分不可能先于主导成分发生成团. 然而,上述论断主要是由于他采取了如下的假定:背景物质的密度总不受扰动,即 $\delta\rho_2 \equiv 0$. 显然,这个假定是不尽合理的,因为两种成分的密度都可能受到扰动.

两成分体系中的引力成团,并非完全决定于主导成分. 例如,已经证明,两成分体系中的 Jeans 长度 λ 由下式给出^[8],

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_{1J}^2} + \frac{1}{\lambda_{2J}^2}, \quad (1)$$

其中 $\lambda_{1J} = (\nu_1^2\pi/G\rho_1^{(0)})^{-1/2}$, $\lambda_{2J} = (\nu_2^2\pi/G\rho_2^{(0)})^{-1/2}$ 分别是成分 1 及 2 的 Jeans 长度. 由 (1) 式不难发现,当 $\rho_1^{(0)} \ll \rho_2^{(0)}$ 以及 $\lambda_{1J} \ll \lambda_{2J}$ 时,有 $\lambda \simeq \lambda_{1J}$. 这表示,整个体系的 Jeans 长度不是由主导成分,反而是由非主导成分决定的. 所以在这种体系中,长度尺度为 $l < \lambda_{2J}$ 的扰动还是可以增长的.

利用有关密度扰动的响应时标,可以更清楚地说明上述特征. 在两成分体系中,对于长度尺度为 l 的密度扰动,有四个相关的时间尺度^[9,10],即成分 1 及 2 中的衰减时标,分别为:

$$\begin{aligned} t_1^d &\sim l/v_1, \\ t_2^d &\sim l/v_2. \end{aligned} \quad (2)$$

成分 1 及 2 中的增长时标,分别为:

$$\begin{aligned} t_g^1 &\sim (4\pi G\rho_1^{(0)})^{-1/2}, \\ t_g^2 &\sim (4\pi G\rho_2^{(0)})^{-1/2}. \end{aligned} \quad (3)$$

熟知, Jeans 长度 λ_{1J} , λ_{2J} 是分别由下列条件所确定的,

$$t_g^1 \sim t_d^1, \quad t_g^2 \sim t_d^2. \quad (4)$$

根据这些时标之间的关系,扰动所引起的响应可以分成几种不同的类型^[10]. 例如,若

$$t_g^1 < t_d^1, \quad t_g^1, t_g^2 > t_d^2, \quad (5)$$

则这种扰动将在 1 中引起增长响应,而在 2 中是衰减的. 这是因为,2 中的衰减时标比 1 及 2 中的增长时标都小. 又如,若

$$t_g^2 < t_d^2, \quad t_d^2 > t_g^1 \gg t_d^1, \quad (6)$$

则扰动在成分 2 中是快增长的,而在成分 1 是慢增长的. 这是因为 1 中的增长时标很大.

由 (4) 式等容易证明,若

$$\rho_1^{(0)} \ll \rho_2^{(0)}, \quad \lambda_{1J} \ll \lambda_{2J}, \quad (7)$$

必有

$$t_g^1 \gg t_g^2, \quad t_d^1 \gg t_d^2. \quad (8)$$

在这种情况下,对于 $l \sim \lambda_{1J}$ 的扰动,4 个时标满足关系 (5) 式,对于 $l \sim \lambda_{2J}$ 的扰动,满足关系 (6) 式. 所以, $l \sim \lambda_{1J}$ 的非均匀性能在非主导成分中形成,而不能在主导成分中发展,在主导成分中只能生成 $l \sim \lambda_{2J}$ 的大尺度非均匀性.

我们曾讨论过两成分体系中非均匀性发展的数值例子^[11]. 在线性范围中,扰动的增长或衰减由所谓发展矩阵 $D_{ij}(k, t)$ 所描写. 对于两成分宇宙, $D_{ij}(k, t)$ 定义为:

$$\begin{pmatrix} \delta_{1k}(t) \\ \delta_{2k}(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_{11}(k, t), D_{12}(k, t) \\ D_{21}(k, t), D_{22}(k, t) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \delta_{1k}(0) \\ \delta_{2k}(0) \end{pmatrix}, \quad (9)$$

其中 $\delta_{ik} = (\delta\rho/\rho)_{ik}$ 是成分 i 中尺度为 $l = 2\pi/k$ 的非均匀性的幅度.

作为一个例子, 我们来计算一个两成分膨胀宇宙中的发展矩阵, 其中非主导成分 1 用流体描写, 主导成分 2 用无碰撞气体描写. 计算方法与 Gilbert 所用的相同^[12]. 这时, 描写扰动发展的方程是

$$\frac{d^2 \delta_{1k}}{ds^2} + R \left(\frac{\rho_1^{(0)}}{\rho_2^{(0)}} \right) \left(\frac{\lambda_{1J}^2 k^2}{R^2} - 1 \right) \delta_{1k} = R \delta_{2k}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \delta_{2k}(s) - \int_0^s R(s') \Phi[k(s-s')] (s-s') \delta_{2k}(s') ds' \\ = \int_0^s R(s') \Phi[k(s-s')] (s-s') \left[\frac{\rho_1^{(0)}}{\rho_2^{(0)}} \right] \delta_{1k}(s') ds' + \Phi(k_s) \delta_{2k}(0), \end{aligned} \quad (11)$$

其中 R 为宇宙尺度因子, s 为牛顿宇宙学中的“共形”时间, 它定义为 $ds = dt/R^2$, 函数 Φ 由成分 2 的基态的速度分布函数 $f_2^{(0)}$ 决定,

$$\Phi(\mathbf{k}) = \frac{1}{\rho_2^{(0)}} \int f_2^{(0)} e^{-2\pi i \mathbf{k} \cdot \mathbf{z}} d\mathbf{z}, \quad (12)$$

其中 $\mathbf{z}$ 表示共动坐标中的速度^[12].

方程(10)及(11)的数值结果示于图 1 及 2 中, 其中我们取 $f_2^{(0)}$ 具有退耦之后的中微子的分布形式, 即

$$f_2^{(0)} \propto 1 / \left(\exp\left(\frac{2}{v_2}\right) + 1 \right). \quad (13)$$

并取有关的参数为:

$$\begin{aligned} \rho_1^{(0)} / \rho_2^{(0)} &= 0.1, \\ \lambda_{1J} / \lambda_{2J} &= 0.1. \end{aligned} \quad (14)$$

图 1 给出非均匀幅度 δ_{1k} 及 δ_{2k} 的演化, 其中取初始扰动为 $\delta_{1k}(0) = 1$, $\delta_{2k}(0) = 0$. 在图 2 中取初始扰动为

$$\delta_{1k}(0) = 0, \quad \delta_{2k}(0) = 1.$$

图中 t 的单位为 $(4\pi G \rho_2^{(0)})^{-1/2}$, k 的单位为 $2\pi/\lambda_{2J}$. 图中均计算到 $t = 100$, 因从初始 $t_0 = 0.1$ 到 $t = 100$, 大致相当于从复合时代到今天的宇宙年龄之比.

从图 1 及 2 立即可见, 在初期,

$$1 < k < 10$$

即 $\lambda_{1J} < l < \lambda_{2J}$ 的扰动, 只在成分 1 中增长, 而在成分 2 中是衰减的. 发展之后的非均匀性的幅度总满足下列关系: 对于 $k > 1$,

$$\delta_{1k}(t) > \delta_{2k}(t); \quad (15)$$

对于 $k \lesssim 1$

$$\delta_{1k}(t) \sim \delta_{2k}(t). \quad (16)$$

非均匀性的谱的演化示于图 3 及 4

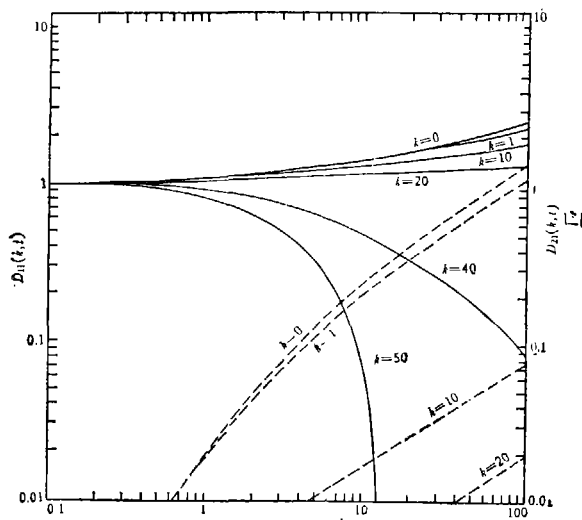


图 1 发展矩阵元 $D_{11}(k, t)$ (实线) 及 $D_{21}(k, t)$ (虚线), 分别相应于初始条件 $\delta_{1k}(0) = 1, \delta_{2k}(0) = 0$ 时的 $\delta_{1k}(t)$ 及 $\delta_{2k}(t)$

中. 在图 3 中, 我们取初始扰动在成分 1 中具有白谱, 而成分 2 中无扰动, 即

$$\delta_{1k}(0) = 1, \delta_{2k}(0) = 0. \quad (17)$$

在图 4 中, 其值为:

$$\delta_{1k}(0) = 0, \delta_{2k}(0) = 1. \quad (18)$$

由图 3 及 4 亦可看到, 在小于 λ_{2j} 的尺度上非主导成分的成团最终总是大于主导成分, 这一点与初始条件如何取法并无关系. 也就是说, 主导成分中的弥散过程并不能抹去尺度小于 λ_{2j} 的所有的非均匀性, 这种非均匀性仍可在非主导成分中发展.

上述结果并不依赖于有关物质的弥散机制的细节, 而只决定于条件 (7) 式. 我们曾计算过由两种无碰撞气体所构成的宇宙^[10], 以及由两种流体所构成的宇宙^[13], 都得到相似的结论. 例如, 若代替 (13) 式利用玻尔兹曼分布, 即取

$$f_2^{(0)} = \rho_2^{(0)} \frac{1}{(2\pi v_2^2)^{3/2}} \exp\left(-\frac{3z^2}{2v_2^2}\right), \quad (19)$$

则代替图 2 及 4, 现在是图 5 及 6. 容易看到, 图 2 及 5, 4 及 6 有完全相同的特征.

总之, 在两成分宇宙中, 非主导成分中的小尺度结构的确有可能比主导成分中的相应结构

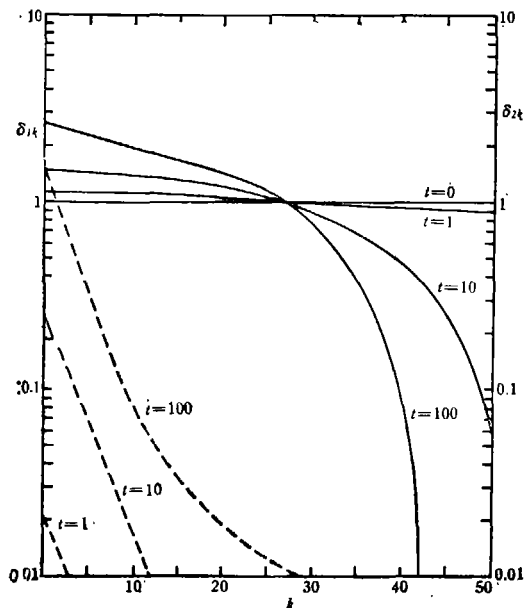


图 3 非主导成分(实线)及主导成分(虚线)中非均匀谱的发展. 初始条件为 $\delta_{1k}(0) = 1, \delta_{2k}(0) = 0$

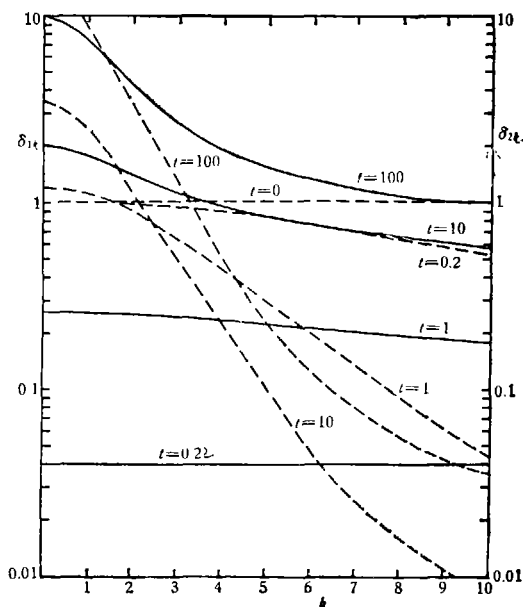


图 4 非主导成分(实线)及主导成分(虚线)中非均匀谱的发展. 初始条件为 $\delta_{1k}(0) = 0, \delta_{2k}(0) = 1$

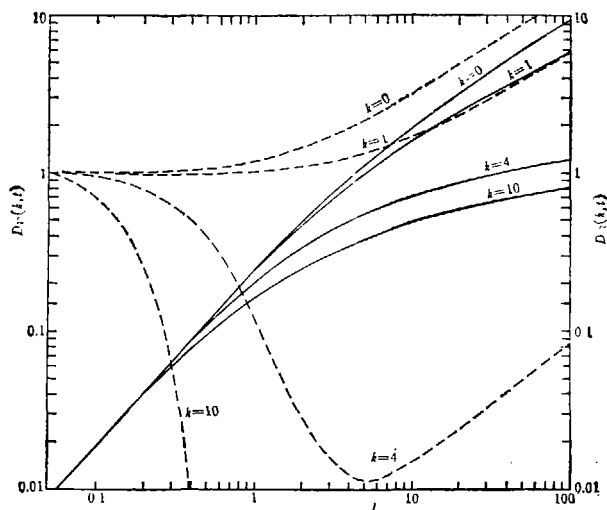


图 5 发展矩阵元 $D_{22}(k, t)$ (虚线) 及 $D_{12}(k, t)$ (实线). 在 $f_2^{(0)}$ 由 (19) 式表示的情况

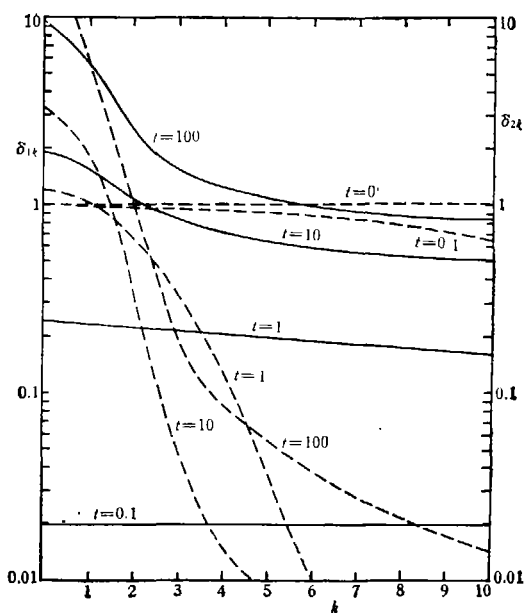


图 6 非主导成分(实线)及主导成分(虚线)中非均匀谱的发展. 初始条件为 $\delta_{1k}(0) = 0, \delta_{2k}(0) = 1$. $f_2^{(0)}$ 由(19)式表示

形成得更强也更早.

三、两种暗成分的宇宙

若中微子的静止质量不为零,中微子将是宇宙中的主导成分. 重子密度 ρ_B 与中微子密度 ρ_ν 之比为^[14]:

$$\frac{\rho_B}{\rho_\nu} \simeq 1.1 \times 10^{-2} \left(\sum_i m_{\nu i} / 100 \text{eV} \right)^{-1} (\eta_{10}/5), \quad (20)$$

其中求和 i 是对中微子的不同品种进行的。另外,

$$\eta_{10} = \frac{n_B}{n_\nu} \times 10^{10}$$

表示重子与中微子的数密度 n_B 及 n_ν 的比值。在复合时期之后,重子成分的 Jeans 长度 λ_{BJ} 与中微子成分的 Jeans 长度 $\lambda_{\nu J}$ 之比为^[8]:

$$\frac{\lambda_{BJ}}{\lambda_{\nu J}} \simeq 0.86 \times 10^{-2} (m_\nu/30)^{3/2} (\eta_{10}/5)^{-1/2}. \quad (21)$$

(20) 式及 (21) 式表示,这种两成分体系正符合条件 (7) 式。因此,根据上节给出的机制,似乎可以解释: 1. 小尺度天体在大尺度结构形成之前的形成; 2. 暗物质的分布在小尺度上比可见天体均匀。

因为 (21) 式只在复合时期之后才成立,所以,上述解释的合理性决定于在复合时期在重子成分或中微子成分中是否已存在着小尺度扰动作为初始的涨落。然而,在复合时期之前重子加辐射成分的 Jeans 长度比中微子成分的 Jeans 长度大得多 (图 7), 所以,按照绝热扰动理论,所有 $l < \lambda_{\nu J}$ 的非均匀性在复合时期已被中微子成分的朗道弥散抹平了。这样,在这个模型中,我们遇到的困难是: 复合时期的小尺度扰动的短缺。

克服这一困难的可能途径是: 宇宙中的暗物质不仅含有作为主导成分的静质量不为零的中微子,而且含有作用更弱的、质量更大的一种粒子。后者是暗物质中的非主导成分。

最近, Lin 及 Faber 根据矮球星系的数据指出^[15], 宇宙间的确可能存在着质量较大,作用更弱

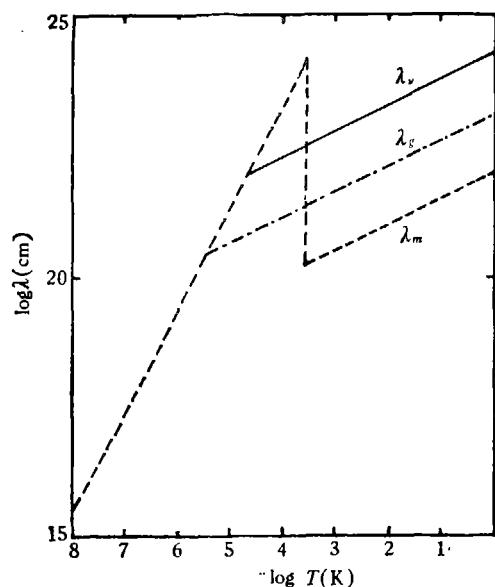


图 7 主导的暗成分(实线)、非主导的暗成分(点划线)以及重子和辐射成分(虚线)的长度随宇宙温度的演化

的粒子。他们注意到, 天龙等矮球星系的质光比要比球状星团的质光比约大一个量级。这表示, 这些矮球星系具有大质量的晕。再则, 由相空间约束条件可知, 在如此小的星系中要存在如此重的晕, 则这种弱作用粒子 (如果是费米子) 的质量下限应为数有 eV。这种粒子的候选者包括一些预言中的粒子, 如引微子、光微子以及右手中微子等。另一方面, 由这些矮球星系的数据也可以推知, 构成银河的晕的弱作用费米子, 其质量下限约为 3eV^[16]。可见, 仅从矮球星系的性质即可看到宇宙中的暗物质也含有多种成分。

因为, 作用越弱的粒子退耦的时间越早, 所以, 它们的数密度可以远小于中微子。这样, 尽管这种更弱相互作用粒子的质量大于中微子的质量, 它的质量密度却可能小于中微子的质量密度, 即它只是一种非主导成分。

重的弱相互作用粒子成分的 Jeans 长度比中微子成分的要小。例如, $m = 1\text{keV}$ 的无相互作用粒子的 Jeans 质量约为 $10^{12}M_\odot$ ^[17], 它的 Jeans 长度也示于图 7 中。所以, 在这种双暗成分的宇宙中, 两种暗成分之间在复合时期前也满足关系 (7) 式。这样, 相应于 $10^{12}M_\odot$ 的密

度扰动,在复合时期之前并不会被中微子的弥散抹平,而能在非主导的暗成分中保持下来,这就解决了复合时期小尺度扰动的短缺问题。

现在我们来讨论在双暗成分宇宙中的结构形成的图景。因为,在这种宇宙中中微子仍然是主导成分,所以尺度 λ_{ν} 的结构形成的图景应当与中微子宇宙学的结果是一样的^[3]。中微子宇宙学的结论之一是只当红移 z 小于 2 时,这种大尺度的结构才可能形成。至于小尺度结构的形成,在我们的模型中的图景与中微子宇宙学十分不同。在中微子宇宙学中,要求所有的小尺度结构形成于大尺度结构之后,所以,所有小尺度的可视天体的红移应当小于 2。这与 $z > 2$ 的天体(如类星体)的存在是矛盾的。然而,在双暗成分宇宙中,某些小尺度的结构可以在大尺度结构之前形成,在复合之前这是由于存在着非主导成分的暗物质,在复合之后这是由于存在着非主导的暗成分以及重子成分。

按照这种图景,应当存在两类尺度小于超星系团的可视天体,一类是由超星系团大尺度结构的形成而导致的,另一类则与大尺度结构的形成没有强的联系。第一类天体的分布应当具有明显的大尺度非均匀性,而第二类天体的分布不应具有大尺度的结构。总之,这种成团图景的一个预言是:在超星系团尺度上, $z > 2$ 的可视天体应当分布得比 $z < 2$ 天体更加均匀些。对这一预言的观测检验,我们将在文 II 中详细地讨论。

四、结论及讨论

存在 100Mpc 的非均匀性和存在 $z > 2$ 的天体这两个事实可能暗示着宇宙中的暗物质至少包含两种成分。一种是小质量粒子构成的主导成分,一种是大质量粒子构成的非主导成分。因为,只有小质量粒子才具有大的成团尺度,可是,质量越小成团越晚,故非均匀性的尺度越大,形成得也越迟,100Mpc 的非均匀性只能迟到 $z \lesssim 2$ 才能发生。这样,只有用双暗成分宇宙才能说明上述两个事实。此外,在这种模型中,也很自然地说明了主导的暗成分在小尺度上的分布是较均匀的。

总之,从天体的分布及天体的红移等,我们可以得到许多有关暗物质成分、丰度等方面的知识。或者,反过来说,暗物质的存在对各种尺度的结构的形成起着关键的作用。关于暗物质的研究始于“下落不明的质量”问题。那时,暗物质只是天体物理问题中的一个被动的因素。现在,开始认识到,在大尺度结构形成问题上,暗物质扮演着主要的角色了。

参 考 文 献

- [1] 方励之, in *High Energy Astrophysics and Cosmology*, Science Press, 1983.
- [2] 方励之等, *Quarterly J. Roy. Astr. Soc.*, **23** (1982), 363.
- [3] Frenk, C. S. et al., *Astrophys. J.*, **271** (1983), 417.
- [4] 方励之, in *Proceedings of The Third Marcel Grossmann Meeting on General Relativity*, Science Press, 1983.
- [5] 方励之等, 中国科学 A 辑, 1984, 即将发表.
- [6] Guyot, M. & Zeldovich, Ya. B., *Astr. Astrophys.*, **9**(1970), 227.
- [7] Meszaros, P., *ibid*, **37** (1974), 225.
- [8] 方励之、刘永镇, *Nuovo Cimento Lett.*, **32** (1981), 129.
- [9] Wasserman, I., *Astrophys. J.*, **248** (1981), 1.
- [10] 方励之、向守平, 天体物理学报, 即将发表
- [11] 方励之, in *Proceedings of the Meeting on Clusters and Groups of Galaxies*, to be published (1984)
- [12] Gilbert, I. H., *Astrophys. J.*, **144** (1966), 233.
- [13] 方励之、向守平, 天文学报, 即将发表

-
- [14] 陆埏、方励之, 物理学进展, **2**(1982), 67.
[15] Lin, D.N.C. & Faber, S.M., *Astrophys. J.*, **266** (1983), L21.
[16] 方励之、高建功, 即将发表
[17] Blumenthal, G.R. et al., *Nature*, **299** (1982), 37.