

# 宇宙的大尺度结构

刘永镇 邓祖淦

(中国科学技术大学研究生院)

曹盛林

(北京师范大学)

## 提 要

在宇宙的已观测的范围内,从尺度  $10^{19}\text{cm}$  直到  $10^{26}\text{cm}$  可视物质的分布是不均匀的。对星系三维分布的研究结果表明,绝大多数的星系集中在由星系的带、群和团组成的超星系团中;而在超星系团之间是几乎没有可视天体的巨洞<sup>[9-11]</sup>。宇宙的大尺度结构(在尺度  $10\text{Mpc}$ — $10^2\text{Mpc}$  上星系分布不均匀性的特征)似乎是网状的。对类星体红移分布的统计分析结果表明,在大尺度结构中可能有周期性分布的成分。周期尺度是  $10^2\text{Mpc}$  的数量级<sup>[11]</sup>。

在另一方面,关于微波背景辐射的温度起伏的观测( $\delta T/T \lesssim 10^{-5}$ ,在角尺度  $10'$ — $180'$  的范围)表明,宇宙中的物质在更大尺度( $\geq 10^3\text{Mpc}$ )上的分布是均匀的。

大尺度结构是怎样从早期均匀的背景宇宙中增长起来的?这是在宇宙学中最重要也是最困难的问题之一;要解决这个问题需要有关于宇宙的完善的模型。目前所流行的、关于大尺度结构的理论,基本上是以膨胀宇宙论和密度扰动的理论为基础的理论。

在绝热密度扰动(假定初始扰动是绝热的)的方案中,有两种观念特别值得注意:

1, 宇宙密度波的观念。在早期宇宙中的扰动有可能在氢复合前形成有物理意义的相干波列;这种波——“宇宙密度波”在氢复合之后有可能影响物质的分布,作为宇宙密度波的可观测遗迹,可以解释已观测的星系分布不均匀性的上限尺度,以及在类星体红移分布中的周期性<sup>[19]</sup>。

2, 薄煎饼的观念。在氢复合后,扰动的非线性增长导致形成压缩气体层——“薄煎饼”。薄煎饼增长、相交,最后形成格状结构(高密度的“薄盘”、薄盘相交形成的“带”和连接带的“结”)。这个结果可以解释大尺度的网状结构<sup>[4], [23]</sup>。

## 一、引 言

天文观测表明,宇宙中有各种各样的天体系统:恒星、星团、星系、星系团和超星系团等等。可观测物质的质量主要集中在这一系列仅占据较小空间体积的天体中。这个简单的事实说明,在人们所看到的宇宙中,从恒星尺度 $\sim 10^{10}\text{cm}$ 直到超星系团的尺度 $\sim 10^{26}\text{cm}$ ,物质

1984年8月31日收到。

本文系在上海天体物理前沿讨论会上的报告。

分布很不均匀。在这个同样的尺度范围内，人们也注意到物质分布是非各向同性的。例如，假如我们设想一个以地球为中心、半径为  $r$  ( $10^{10}\text{cm} < r < 10^{26}\text{cm}$ ) 的球，并用赤道平面把球分为两半，则南北两个半球中所包含的质量是不相同的。

在另一方面，微波背景辐射的观测表明，2.7K 在足够大的尺度上是各向同性的<sup>[1]</sup>。大尺度的起伏(偶极分量)仅是  $10^{-5}$  的量级；而在星系和星系团的尺度上，仍没有观测到明显的起伏( $\lesssim 10^{-4}$ )。这个重要的结果意味着在  $> 10^{27}\text{cm}$  的尺度上，或者红移  $Z \gtrsim 10^3$  以前，宇宙是高度均匀的。

在现代宇宙学中，最重要的、也是最困难的问题之一是：从均匀的宇宙背景，或者均匀的早期宇宙中，怎样形成由各种尺度的天体系统所显示出的不均匀的物质分布——宇宙在各种尺度上的结构？

目前，对于解决这个问题的“标准”途径，是首先假设在早期宇宙中存在着某种来源的初始扰动；这些初始扰动的振幅必须足够小，以致人们不能在背景辐射中观测到明显的起伏(在物质与辐射去耦后， $Z \lesssim 10^3$ ，由于变透明，较小尺度不均匀性的形成将不影响辐射温度的分布)。其次，按照所假定的扰动是绝热的或是等温的，以及关于初始谱的假定，进一步考虑扰动的演化(增长、衰减、模-模耦合等等)，直到某些尺度的扰动的相对振幅增长到 1 的量级。在这之后，扰动开始非线性增长，最后从背景中孤立出来形成引力束缚系统。依赖于对初始扰动的不同假定，在氢复合之后首先形成的系统可能是星团<sup>[2]</sup>、星系<sup>[3]</sup>或星系团——超星系团尺度的“薄煎饼”(pancake)<sup>[4]</sup>。在这些考虑中，从  $(1+Z) \sim 10^3$  到  $(1+Z) \sim 3-10$  是不均匀性形成的时期。

在逻辑上，这样的“标准”途径似乎是合理的，但实际上仍有一些基本的问题没有很好地解决。例如：1，一个宇宙结构形成的理论所必需解释的基本性质是什么；2，在极早期宇宙中，是什么物理原因引起了初始扰动；3，宇宙的质量主要是由重子或是由中微子决定，中微子的静止质量是否为零；4，除了已考虑的过程外，还有哪些基本的物理过程影响着宇宙结构的形成。所有这些问题都激励着观测和理论的进一步发展。近年来，将粒子物理的大统一理论应用到极早期宇宙的研究，提示着有可能消除某些理论上的困难。但在现阶段，关于宇宙结构的各种方案仍然仅仅是初步的、试探性的理论。

在本文中，我们将综述近年来关于宇宙大尺度结构的观测和以引力不稳定性为基础的理论结果。

## 二、宇宙的大尺度结构的特征

现在，人们通常把  $\sim 10\text{Mpc} - 10^2\text{Mpc}$  尺度范围内物质分布不均匀性的特征称为宇宙的大尺度结构。

在观测上，具有确定特征的较小尺度的星系(特征大小  $r_g \sim 1 - 10^2\text{kpc}$ ，质量  $M_g \sim 10^9 - 10^{11}M_\odot$ ) 是大尺度结构的最基本的指示天体。观测表明，星系通常成群地分布，每一群中包含两个到成千个成员(从双星系到超星系团)。虽然作为一类特殊天体的星系具有确定的大小和质量的特征尺度  $r_g$  和  $M_g$ ，但是对于星系空间分布的两点相关函数  $\xi(r)$  的研究表明，星系的

成群分布似乎是无优越尺度的。

相关函数 $\xi(r)$ 表示在离一个随机选定的星系距离 $r$ 处的体积元 $\delta V$ 中找到另一个星系的几率

$$\delta P = n(1 + \xi(r))\delta V, \quad (1)$$

其中 $n$ 是在很大体积上的平均星系数密度。对于 $10^2 \text{kpc} \lesssim r \lesssim 10 \text{Mpc}$ 的观测资料, $\xi(r)$ 可以很好地表示为

$$\xi(r) \simeq (r_0/r)^\gamma, \quad \gamma \sim 1.8, \quad r_0 \sim 5 \text{Mpc}. \quad (2)$$

这个结果意味着在 $r \sim 10^2 \text{kpc} - 10 \text{Mpc}$ 尺度上星系的分布没有优越尺度<sup>[1]</sup>。在更大的尺度上( $r \gtrsim 10 \text{Mpc}$ ), $\xi(r)$ 显出比(2)式的幂律更快地下降,但仍没有证据可以认为星系的分布有优越尺度。这个结果说明,尽管人们已习惯于把星系在尺度 $\gtrsim 10 \text{Mpc}$ 上的聚集称为“超星系团”,但是,它们很可能仍然不是像星系那样具有确定特征的定形的天体。虽然如此,为了探讨大尺度分布的起源,人们仍然力图从大尺度分布中找出一些突出的几何特征,作为一个合理的理论方案所必须解释的基本性质。

关于星系在大尺度上分布的早期研究,仅仅局限于星系或星系团在天球面上投影的两维分布(由星系表或照片上的星系计数)。随着大量星系红移的测定,现在已经可能研究星系在空间中的三维分布。从对本超团<sup>[5]</sup>、后发(Coma)超团<sup>[6]</sup>、英仙(Perseus)超团<sup>[7]</sup>和武仙(Hercules)超团<sup>[8]</sup>等等的研究结果,可以列出星系在大尺度上分布的特征:

- (1)在尺度 $10 \text{Mpc} - 10^2 \text{Mpc}$ 上星系有“成团”分布的倾向,它们对应于所谓的“超星系团”。估计的质量 $\sim 10^{16} M_\odot$ 的数量级;
- (2)在超星系团之间有巨大的空区——称为巨洞(void),在这些空区中可观测的星系很少,其尺度与超团同量级;
- (3)本超团中已发现有复杂的内部结构;
- (4)某些超团有非常平坦的或拉长的形状;
- (5)从英仙超团的内部和周围的特征,发现相邻的超团之间可能是互相联系的(通过“桥”或“丝状”分布)。

综合这些观测特征,现在人们想像物质在宇宙中具有大尺度的网状分布或蜂窝状的结构<sup>[7]</sup>。

在原则上,假如类星体的红移是宇宙学的,那么人们就可以以类星体作为指示天体来研究更远空间区域中的物质分布。遗憾的是,现在可以利用的资料仍然很少。一些初步的研究结果表明,可能有尺度 $\sim 10^2 \text{Mpc}$ 的类星体团<sup>[9]</sup>和巨洞<sup>[10]</sup>。由类星体的观测资料所显示出的一个特别值得注意的结果,是类星体按红移的分布中有一系列周期性的峰<sup>[11]</sup>,峰的位置满足简单的关系

$$\ln(1 + Z) \simeq 0.205n + B, \quad (3)$$

其中 $n$ 是整数, $B$ 是常数。一些作者曾经用各种各样观测上的选择效应的影响来解释分布中所出现的某些峰(见文献<sup>[12]</sup>及其中所引有关文献),但至今仍没有一个一致的解释能够说明分布中出现的所有的峰都是由选择效应引起的。假如这些峰不是由选择效应引起的,那么就意味着在宇宙中物质在大尺度上的分布具有一定的周期性结构。

总结上述的观测结果,我们可以得到宇宙大尺度结构的如下几何特征:可视物质在大尺

度( $\lesssim 10^2 \text{Mpc}$ )上的分布好像是网状的或者说具有蜂窝状结构(由星系的三维分布, 对应于超星系团、巨洞和星系团之间的丝状连接物), 而且很可能具有一定的周期性的特征(由类星体的红移分布得出)。

应当指出, 上述结论仅仅是由现在可用的观测资料分析出的初步结果; 它的正确性还需要更进一步的观测(更多、更完全的样品)来证实。虽然如此, 这些观测特征已成为近年来关于大尺度结构起源的理论所力图解释的基本性质。下面将看到, 以引力不稳定性为基础的理论, 目前正朝着这个方向发展。

### 三、引力不稳定性理论

#### 1. Jeans 判据

牛顿(1692年)首先提出了在均匀、无限的介质中由于密度扰动的引力不稳定性可能形成天体的观念。本世纪初, Jeans 给出了这种观念的数学表述<sup>[13]</sup>。他假设宇宙充满非相对论的流体; 对于均匀、静止的基态上的扰动, 他得到了著名的引力不稳定性判据。按照 Jeans 的判据, 波长  $\lambda$  大于 Jeans 波长

$$\lambda_J = v_s (\pi / G \rho_0)^{1/2} \quad (4)$$

的密度扰动是不稳定的, 扰动将按指数增长(或衰减); 当  $\lambda < \lambda_J$  时, 扰动将以类似于声波的方式在基态中传播。在(4)式中,  $\rho_0$  是背景基态的密度,  $v_s$  是声速。

因为  $(\rho_0 G)^{-1/2}$  是密度  $\rho_0$  的均匀球的自由下落(无压强)时标  $t_g$ 。故 Jeans 波长近似地可写为

$$\lambda_J \cong v_s t_g \quad (5)$$

在物理上, 一个尺度  $\lambda$  的流体的体积可由压强反抗引力坍缩来稳定。因此, 如果声波穿过这个体积的时间  $\lambda/v_s \ll t_g$ , 即  $\lambda \ll v_s t_g \cong \lambda_J$ , 则压强控制了流体的动力学运动, 扰动的行为像声波。相反, 如果  $\lambda/v_s \gg t_g$ , 即  $\lambda \gg \lambda_J$ , 则压强不足以反抗引力坍缩。

Jeans 所假设的基态(均匀、静止)是不正确的(不满足基本方程), 也不能用于膨胀的宇宙。Lifshitz 给出了在膨胀宇宙中引力不稳定性相对论的处理<sup>[14], [15]</sup>, 其中基态为 Friedmann 宇宙。结果表明, Jeans 波长  $\lambda_J$  仍是区分振动模式和单调增长(或衰减)模式的条件; 但对于不稳定模式(波长  $\lambda > \lambda_J$ ), 相对密度扰动  $\delta\rho/\rho$  不是按指数而是按时间  $t$  的幂律增长(或衰减), 即

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto t^n \quad (6)$$

这样, 只要在早期宇宙中由于某种原因引起一定的初始起伏, 人们就可以考虑不同尺度的扰动的演化历史。人们希望通过这样的考虑来解释已观测的引力束缚系统(如星系)和大尺度结构的特征。然而, 直到现在仍然没有解决的一个基本问题是: “什么物理原因产生的初始起伏能够正好演化成现在所观测的星系和大尺度结构?” Lifshitz 曾经证明<sup>[14]</sup>, 简单的热起伏  $\delta\rho/\rho \propto 1/\sqrt{N}$  ( $N$  是每个起伏中的平均粒子数)不可能增长为现在已观测的任一类型的天体系统。近年来, 将大统一理论(统一强的、弱的和电磁相互作用的理论)应用到极早期宇宙的理论考虑<sup>[16]</sup> 暗示着有可能解决初始起伏问题。但在现阶段的大多数工作中, 为了暂时避开初

始起伏这个困难, 人们仍然取尽可能简单的、合理的初始扰动谱作为初始假定, 然后考虑它们的演化来拟合现在已观测的结果。

宇宙流体是物质和辐射的混合; 因此, 关于初始密度扰动的假定可以取两种极端的情形:

(1) 绝热的(或等熵的)扰动——辐射与物质一起扰动。在这种扰动方式中, 光子数密度  $n_\gamma$  与重子数密度  $n_p$  之比保持不变。物质密度起伏与辐射温度  $T$  起伏之间有简单的关系

$$\delta\rho_p/\rho_p = 3\delta T/T \quad (7)$$

(2) 等温扰动(或熵扰动)——物质成分扰动, 但保持光子数密度不变。在这种方式中, 扰动中的熵不等于背景中的熵, 但是温度相同。

两种扰动方式之间一个重要的物理上的差别, 是在氢复合之前由于 Thomson 曳力(drag force)使等温扰动的  $\delta\rho/\rho$  近似地保持不变。因此, 对于等温扰动, 复合时刻的扰动谱近似地就是初始谱<sup>[17], [12]</sup>。对于绝热扰动, 复合前将经历较复杂的演化过程。

## 2. 绝热扰动的演化

在宇宙的“标准模型”<sup>[15]</sup>中, 为了了解一个尺度  $\lambda$  的小扰动的演化历史, 最简单的方法是将其尺度与三个基本的特征尺度进行比较。这三个基本尺度的意义和近似表达式如下:

$$(1) \text{ 视界 } \lambda_H \simeq ct \quad (8)$$

其中  $c$  是光速,  $\lambda_H$  表示在宇宙时  $t$  可能有相互作用的空间两点之间的最大距离。从星系或大尺度形成的观点, “视界”是重要的。因为在宇宙时  $t$ , 在一个尺度大于  $ct$  的密度不均匀区边缘上的两点之间不可能有因果性联系。换句话说, 在一个尺度  $\lambda > 2\lambda_H$  的扰动中心的观察者, 不可能知道周围背景中所发生的任何事情。这立即使人意识到, 在广义相对论的基础上使用扰动理论(其中背景宇宙的选择起着重要作用)讨论大尺度结构的起源时, 可能引起概念上的困难。

对应于长度尺度  $\lambda_H$ , 可以定义一个特征质量  $M_H$ ,

$$M_H \equiv \frac{\pi}{6} \rho_p \lambda_H^3 \simeq \frac{\pi}{6} \rho_p (ct)^3, \quad (9)$$

其中  $\rho_p$  是重子的质量密度。因为在一个参与宇宙膨胀的体积中重子数不变, 所以用重子的质量密度来定义特征质量((9)式及以下各式中)是方便的。在辐射时期  $\rho_p \propto R^{-3} \propto t^{-3/2}$  ( $R$  是宇宙的尺度因子), 因此

$$M_H \propto t^{3/2} \propto T^{-3}, \quad (10)$$

而在物优时期  $\rho_p \propto R^{-3} \propto t^{-2}$ ,

$$M_H \propto t \propto T^{-3/2} \quad (11)$$

因此, 一个观测者在他的视界中所看到的重子数随时间而增加。

$$(2) \text{ Jeans 尺度 } \lambda_J \simeq v_s t \quad (5)$$

按照 Jeans 判据, 一个尺度  $\lambda > \lambda_J$  的扰动是不稳定的, 它将按时间  $t$  的幂律增长(见(6)式)。对于  $\lambda < \lambda_J$  的扰动, 其行为像声波; 在声学振荡时期密度扰动  $\delta\rho/\rho$  不可能增长。因为声速  $v_s$  总小于光速  $c$ , 因此总有  $\lambda_J < \lambda_H$ 。

在氢复合之前, 声速的平方为

$$v_s^2 \simeq \frac{c}{3} (1 + 3\rho_p/4\rho_\gamma)^{-1} \begin{cases} \sim \frac{c^2}{3}, & \rho_\gamma \gg \rho_p \\ \propto t^{-2/3} \propto T, & \rho_\gamma \ll \rho_p \end{cases} \quad (12)$$

其中  $\rho_\gamma$  是在温度  $T$  时辐射的密度 ( $\rho_\gamma = aT^4/c^2$ );  $\rho_\gamma \gg \rho_p$  是辐优时期, 而  $\rho_\gamma \ll \rho_p$  是物优时期。因此,

$$\lambda_J \simeq v_s t \begin{cases} \sim \frac{c}{\sqrt{3}} t \propto T^{-2}, & \rho_\gamma \gg \rho_p, \\ \propto t^{2/3} \propto T^{-1}, & \rho_\gamma \ll \rho_p \end{cases} \quad (13)$$

对应于 Jeans 长度  $\lambda_J$  的特征质量 (Jeans 质量) 为

$$M_J \equiv \frac{\pi}{6} \rho_p \lambda_J^3 \begin{cases} \propto t^{3/2} \propto T^{-3}, & \rho_\gamma \gg \rho_p, \\ \sim \text{常数}, & \rho_\gamma \ll \rho_p \end{cases} \quad (14)$$

在氢复合后, 声速成为

$$v_s^2 \simeq \gamma p_m / \rho_p \simeq \frac{5}{3} k T_m / m_p \propto t^{-4/3} \propto T^2, \quad (15)$$

其中  $p_m$  和  $T_m (\propto T^2)$  是物质的压强和温度,  $m_p$  是重子 ( $\sim$  质子) 的质量。因此,

$$\lambda_J \simeq v_s t \propto t^{1/3} \propto T^{-1/2}, \quad (16)$$

$$M_J \equiv \frac{\pi}{6} \rho_p \lambda_J^3 \propto t^{-1} \propto T^{3/2}. \quad (17)$$

$$(3) \text{ 阻尼尺度 } \lambda_D \simeq (l_\gamma \lambda_H)^{1/2} \quad (18)$$

其中  $l_\gamma \sim (\sigma_T n_e)^{-1}$  是光子的平均自由程,  $\sigma_T$  是 Thomson 散射截面,  $n_e$  是电子数密度。在氢复合之前, 尺度  $\lambda < \lambda_J$  的扰动将以类似于声波的方式在宇宙流体中传播。像通常的声波一样, 它们将由于流体的粘滞性和热传导而耗散能量。对于宇宙流体, 复合前的粘滞性和热传导主要是由 Thomson 散射效应引起的。

如电子的平均数密度为  $n_e$ , 则光子在介质中弥散距离  $\lambda$  所经历的碰撞次数为  $N = \lambda^2 / l_\gamma^2$  (由无规行走问题)。因此在弥散距离  $\lambda$  中光子实际的光程为  $N l_\gamma = \lambda^2 / l_\gamma$ , 所花的时间  $t_{\text{弥散}} = \lambda^2 / c l_\gamma$ 。在宇宙时  $t$ , 假如  $t_{\text{弥散}} \gg t$ , 则由 Thomson 散射引起的耗散可以忽略不计; 相反, 如果  $t_{\text{弥散}} \ll t$ , 则扰动将被阻尼。因此, 阻尼尺度  $\lambda_D$  可由条件  $t_{\text{弥散}} \simeq t$  定义, 即

$$\lambda_D^2 / c l_\gamma \simeq t,$$

这就是(18)式。阻尼尺度  $\lambda_D$  表示在  $t$  时刻没有被阻尼掉的最小尺度。由(18)式不难求出在氢复合前 ( $n_e \sim n_p$ )  $\lambda_D$  和对应的特征质量  $M_D$  与时间  $t$  或辐射温度  $T$  之间的关系:

$$\lambda_D \simeq (l_\gamma \lambda_H)^{1/2} \begin{cases} \propto t^{5/4} \propto T^{-5/2}, & \rho_\gamma \gg \rho_p, \\ \propto t^{3/2} \propto T^{-9/4}, & \rho_\gamma \ll \rho_p \end{cases} \quad (19)$$

和

$$M_D \equiv \frac{\pi}{6} \rho_p \lambda_D^3 \begin{cases} \propto t^{9/4} \propto T^{-9/2}, & \rho_\gamma \gg \rho_p, \\ \propto t^{5/2} \propto T^{-15/4}, & \rho_\gamma \ll \rho_p \end{cases} \quad (20)$$

在图 1 中给出了  $M_H$ 、 $M_J$  和  $M_D$  与辐射温度  $T$  的关系。图中已取现在的辐射温度  $T_0 = 2.7\text{K}$ , 物质密度  $\rho_{p0} = 3 \times 10^{-31} \text{g/cm}^3$ , 氢复合时的温度  $T_R = 4,000\text{K}$ 。藉助于图 1, 可以简单地

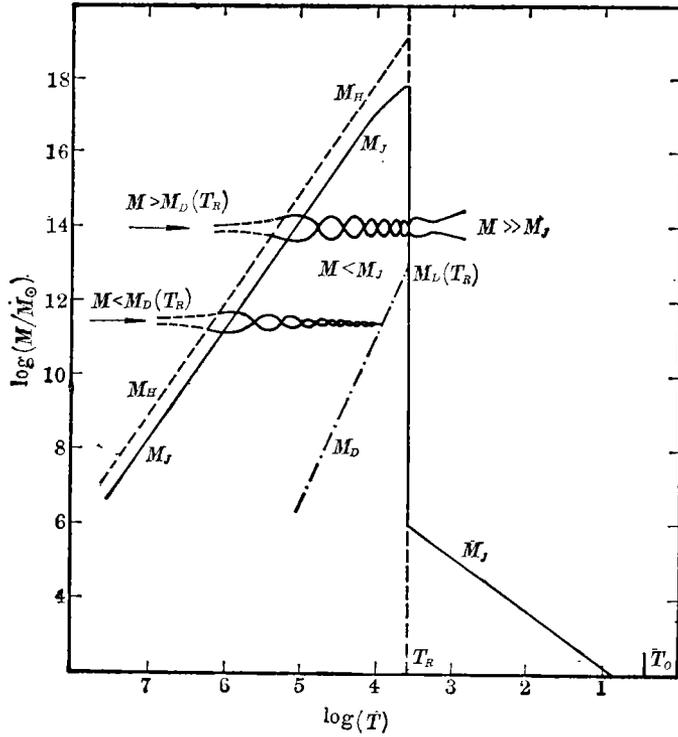


图 1

了解一个尺度  $\lambda$  的绝热扰动的演化历史。因为宇宙膨胀使  $\lambda \propto R \propto T^{-1}$ , 因此对应于扰动尺度  $\lambda$  的特征质量

$$M \equiv \frac{\pi}{6} \rho_p \lambda^3 \quad (21)$$

将不随温度  $T$  变化。所以在通常的讨论中用特征质量  $M$  代替  $\lambda$  较方便。

假定在早期宇宙中有一个尺度  $\lambda(T)$  的绝热扰动, 对应的特征质量为  $M$  (由(21)式定义)。于是由图 1 可以看出, 随着宇宙膨胀, 扰动将进入视界  $M < M_H$ ; 在  $M > M_J$  的时期, 扰动是不稳定的, 相对密度扰动  $\delta\rho/\rho$  将按照(6)式增长(在这个时期,  $\rho_\nu \gg \rho_p$ , 因此(6)式中的  $n=1$ )。在这之后, 从  $M \lesssim M_I$  开始直到氢复合时刻  $T=T_R$ , 扰动将长时期地经历声学振荡 ( $M < M_I$ )。在声学振荡时期扰动将受到由 Thomson 散射所引起的阻尼。如果扰动的质量  $M < M_D(T_R)$ , 则在氢复合之前 ( $T > T_R$ ) 扰动将被阻尼抹掉。如果扰动的质量  $M > M_D(T_R)$ , 则阻尼效应可以忽略不计, 因此这样的扰动可以维持到氢复合时刻 ( $T=T_R$ )。在氢复合之后, 由于  $M > M_D(T_R) \gg M_I (T < T_R)$ , 扰动又成为不稳定的。在  $\delta\rho/\rho \ll 1$  的时期, 扰动将按照(6)式增长(在  $\rho_\nu \ll \rho_p$  的情形, (6)式中的  $n=2/3$ )。一旦  $\delta\rho/\rho$  增长到 1 的数量级, 线性扰动理论的结果(6)式不再适用, 扰动将开始非线性地坍塌, 并开始从背景宇宙中分离出来形成引力束缚系统。

假设在早期宇宙中由于某种物理原因引起了各种尺度的绝热密度扰动(初始起伏), 则按照上面对一个尺度  $\lambda$  (对应于质量  $M$ ) 的演化所作的描述, 在氢复合时刻仍然没有被阻尼抹掉的扰动的尺度范围为

$$M_J(T \gtrsim T_R) \sim 10^{18} M_\odot > M \gtrsim M_D(T_R) \sim 7 \times 10^{12} M_\odot, \quad (22)$$

在氢复合后, 这些尺度的扰动 ( $M \sim 10^{12} - 10^{18} M_\odot$ ) 都可能增长为引力束缚系统或不均匀的物质分布。

在星系起源的早期理论中, 人们曾经力图用上述图象来描述星系的起源。但是一个基本的困难是, 除了  $M_D(T_R) \gtrsim 10^{12} M_\odot$  提示着是已观测到的星系的质量上限外, 人们不能理解为河观测到的星系质量仅局限在  $10^9 M_\odot - 10^{12} M_\odot$ , 而不是从  $10^{12} M_\odot$  到大得多的值的光滑的质量分布(应该指出, (22)中的数值仅是很粗略的数量级估计; 而且, 宇宙学参数(如  $\rho_b$ )的不同选择就会引起几个量级的差别)。因此, 在绝热扰动的方案里, 现在人们一般倾向于认为在氢复合后首先形成的是星系团( $M > 10^{12} M_\odot$ )或现已观测到的大尺度结构, 然后在非线性坍缩过程中分裂为星系。下面, 我们将谈到关于大尺度结构的两个试探性的理论。

### 3. 宇宙密度波

根据绝热扰动方式, 在氢复合前, 任一尺度  $\lambda(T) \propto T^{-1}$  的扰动进入视界后不久都要经历声学振荡时期。这自然地引起人们去探讨早期宇宙中是否曾经发生过有物理意义的、巨大尺度的密度扰动波的问题<sup>[19]</sup>。假如这样的波确实发生过, 它们必然会对物质的大尺度分布有一定的影响, 以致在宇宙的大尺度结构中仍然保留着可观测的某些遗迹。在理论上, 关键的问题是给定的初始扰动能否演化成物理的相干波列。

假设初始扰动谱是等振幅的, 按照线性扰动理论的结果考虑不同简振模式所经历的不同演化历史(增长和衰减), 于是可以证明, 在复合时刻谱函数将集中在波数  $k_w(T_R) \simeq k_J(T_R)$  (Jeans 波数  $k_J = 2\pi/\lambda_J$ ) 附近很窄的范围。由谱函数的峰值  $k_w(T_R)$  和半峰宽度  $\Delta k(T_R)$ , 可以估计相干波列的长度——相干波长的数目  $N \simeq k_w/\Delta k_w \gg 4$ 。这个结果说明, 由等振幅平面波合成的初始扰动, 确实可能演化成物理的相干波列——宇宙密度波。

在氢复合后, 虽然密度波成为不稳定的 ( $k_w \ll k_J$ ,  $T < T_R$ ), 但是它们可能影响现在可观测的天体(如星系、类星体等等)在空间中的大尺度分布。作为例子, 假如这些天体在不稳定的密度波背景中形成, 则在波峰区天体的数目很可能比其它地方多。结果, 观测到的天体的大尺度分布将是不均匀的。不均匀性的尺度将是宇宙密度波波长的数量级。换句话说, 假如早期宇宙中曾经发生过宇宙密度波, 则现在所观测的大尺度结构很可能具有一定的波动图样的特征。

由宇宙密度波的理论, 已经得到下述可与观测比较的结果。

(1) 星系和类星体的分布是不均匀的, 不均匀性的上限尺度为

$$D_{ob} \simeq \alpha \lambda_0 (1 + Z)^{-1}, \lambda_0 \simeq 760 \text{Mpc},$$

$Z$  是红移,  $\alpha \sim 1/3$ 。对于星系, 观测的红移  $Z \lesssim 0.5$ ,  $D_{ob} \sim 170 - 250 \text{Mpc}$ ; 这正好对应于超星系团和巨洞的上限尺度。在宇宙密度波理论中, 超星系团对应于波峰区的遗迹, 而巨洞对应于波谷区的遗迹<sup>[19], [20]</sup>。

(2) 假如类星体的红移是宇宙学的, 则类星体发射线红移的分布中应有确定的周期性的

峰, 峰的位置满足条件  $\ln(1+Z) = 0.205n + B$ .  $n$  取整数,  $B$  是相常数<sup>[19]</sup>. 这个结果与观测资料的统计结果(见(3)式)相一致<sup>[21], [11]</sup>.

(3) 假如类星体的吸收红移  $Z_{ab}$  是由插入天体引起的, 则按照宇宙密度波的观点, 插入天体的空间分布也可能具有同样的周期性成分. 因此理论预言类星体吸收红移系统按红移值的分布中也应具有周期性  $\ln(1+Z_{ab}) = 0.205n + B'$ <sup>[19]</sup>. 观测资料的统计分析表明, 这样的周期性峰出现在吸收线红移的分布中<sup>[22]</sup>.

宇宙密度波理论最主要的结果, 是大尺度结构具有一定的周期性特征(作为早期宇宙中曾经发生过密度波的遗迹). 要详细了解理论及其与观测的比较, 可参阅文献<sup>[19]</sup>.

#### 4. 薄煎饼(pancake)

在绝热扰动方式中, 氢复合时刻仍然没有被阻尼抹掉的扰动的特征质量  $M > 10^{12} M_{\odot}$ . (见(22)式). 因此, 在氢复合后, 由这些存留下来的扰动所形成的第一代天体似乎不可能是星系. 更可能的情形是首先形成大尺度(>星系团尺度)的引力系统, 然后再分裂成星系. 沿着这条思路, 近年来最流行的方案是所谓的薄煎饼理论(pancake)<sup>[4], [23]</sup>.

假设初始扰动谱是无特征的, 然后考虑扰动的下述几个演化时期:

- (1) 氢复合前的声学振荡, 在振荡时期由于阻尼而衰减;
- (2) 复合后小扰动( $\delta\rho/\rho \ll 1$ )在中性气体中的增长;
- (3) 扰动的非线性增长(在  $\delta\rho/\rho \gtrsim 1$  之后)导致压缩气体层——薄煎饼的形成;
- (4) 薄煎饼进一步增长, 薄煎饼冷却和煎饼之间的相互作用引起分裂, 从而形成星系和星系团.

在这个方案中, (1)、(2)两个演化时期完全按照通常的线性理论结果考虑. 对于(3)、(4)两个时期, 通常使用近似的非线性理论和数值模拟来处理. 结果表明, 经过不同时期的演化之后, 早期宇宙中的小振幅扰动可能形成类似蜂窝状的大尺度结构. 即大多数物质集中分布在薄煎饼状的盘中, 盘的交线对应于观测的网状分布, 交点附近对应于星系团, 而盘间的空区对应于巨洞.

在这个方案中, 问题的关键是关于薄煎饼状压缩气体层的形成. 下面, 我们对此给出一个简单的说明.

在氢复合前, 任一尺度  $\lambda < \lambda_J$  的扰动都是稳定的. 因为热压强总是各向同性地起作用, 因此假如在复合后辐射压强还保持与引力相当, 那么坍缩天体的形状就几乎是完全球对称的. 但事实上, 由于氢复合而变透明, 压强的作用“突然”可以忽略不计, 从而使各向异性可能发展起来. 实际上, 对于一个扰动来说, 只有在空间任意方向上的起伏完全相同时才可能坍缩成球状, 但这样的可能性很小. 更可能的情形是在某一特定方向先坍缩, 然后再沿垂直方向上慢慢地坍缩或膨胀. 这样就导致高度各向异性的物质分布——薄饼状压缩区形成. 在这个过程中, 压强  $P=0$  使不稳定性非常有效地几乎把扰动范围内的物质全“卷入”到高密度的薄饼中.

薄煎饼理论的最引人注目的结果, 是它比较自然地解释了观测所提示的大尺度结构的几何特征——蜂窝状结构. 但在早期的理论中仍然存在着一些困难. 例如, 为了解释大尺度不均匀性的密度对比, 要求初始扰动在复合时刻要有足够大的振幅; 但这不是与观测的  $\delta T/T <$

$10^{-3}$  相矛盾, 就是与观测的  $\rho_{po} \lesssim 10^{-30} \text{g/cm}^3$  相矛盾。另外, 由阻尼尺度  $M_D$  所给出的质量下限似乎也太小, 因为观测估计的超星系团范围的质量  $\gtrsim 10^{16} M_\odot$  (见第二节)。解决这些困难的一条途径是假设中微子的静止质量  $m_\nu \gtrsim 10 \text{eV}$ 。

粒子物理的大统一理论, 预期中微子具有非零的静止质量  $m_\nu \gtrsim 10^{-6} \text{eV}$ , 而且一些初步的实验可能暗示着  $m_\nu \sim 14-46 \text{eV}$  (由氚的衰变)<sup>[24]</sup> 或  $m_\nu \gtrsim 1 \text{eV}$  (由中微子振荡实验)<sup>[25]</sup>。假如进一步的实验证实  $m_\nu \neq 0$ , 那么大质量的中微子将对宇宙学的结果有深远的影响。

如果  $m_\nu \gtrsim 10 \text{eV}$ , 则背景中微子的质量密度  $\rho_\nu$  将超过重子的质量密度  $\rho_b$ 。在这样一个中微子占优势的宇宙中, 就可能克服上述薄煎饼理论的困难<sup>[23]</sup>。在氢复合前, 中微子气体与辐射无相互作用, 因此中微子气体中的扰动有早期增长 (在氢复合前夕, 中微子气体的 Jeans 质量  $M_{J,\nu}$  比重子气体的  $M_{J,b}$ 、也比视界  $M_H$  低几个数量级); 而重子气体受辐射的约束, 没有早期增长。在复合以后, 较小振幅的重子密度起伏“流入”到较大振幅的中微子起伏的引力势阱中。对于这样的情况, 薄煎饼的结构更复杂: 在中微子的薄煎饼中包着一个重子的薄煎饼。

关于在中微子占优势的宇宙中结构形成的理论, 可参阅文献<sup>[26],[27]</sup>。

## 四、结 论

通过对观测资料的分析, 现在人们相信, 直到  $10^2 \text{Mpc}$  数量级的尺度范围内, 可视天体 (星系、类星体等) 在宇宙中的分布是不均匀的。绝大多数的星系 ( $\sim 90\%$ ) 看起来集中地分布在星系的带、群和团中<sup>[6-8]</sup>。由这些星系的带、群和团联接成好象是网状的“超星系团” (大小  $\sim 10 \text{Mpc}-10^2 \text{Mpc}$ )。超星系团仅占据整个空间体积的很小部分 ( $< 10\%$ )。超星系团之间是几乎没有可视星系的巨洞。这样的巨洞 (直径  $\lesssim 10^2 \text{Mpc}$ ) 占据着宇宙总体积的绝大部分 ( $> 90\%$ )<sup>[7],[28]</sup>。由类星体观测资料的分析, 同样暗示着有大尺度 ( $\sim 10^2 \text{Mpc}$ ) 的成团<sup>[9]</sup> 和巨洞<sup>[10]</sup>, 尤其是红移分布的统计分析表明在大尺度分布中可能有周期性成分<sup>[11]</sup>。

在宇宙学中, 上面所描述的这个大尺度结构的图象非常重要 (尽管它仅仅是现阶段可以利用的观测资料的结果)。因为一个“好”的宇宙演化模型必需能够合理地说明这些结构的形成。现在, 关于大尺度结构的流行的理论 (或者说“标准”的途径), 基本上仍是以膨胀宇宙<sup>[15]</sup> (如 Friedmann 宇宙) 和密度扰动理论<sup>[14]</sup> 为基础的引力成团理论。

在本文中, 虽然仅较详细地谈到绝热方案, 但已涉及到这种理论中的基本概念、方法和问题。在各种方案中, 初始起伏是一个关键的问题, 它不仅依赖于基本宇宙学参数 (Hubble 常数、物质密度等), 而且还受到观测的微波背景温度起伏 ( $\delta T/T < 10^{-3}$ , 在角尺度  $10' - 180^\circ$ ) 的约束。在绝热扰动方案中, 为得到大尺度结构中观测到的密度对比, 人们不得不求助于还有待进一步实验证实的大质量中微子  $m_\nu \gtrsim 10 \text{eV}$ 。

目前, 关于大尺度结构的理论仍处于初步探索的阶段。实际上, 现在人们仍然不能判断是哪些基本物理过程导致宇宙中大尺度结构的形成。在按照传统的物理观念所提出的各种方案中, 人们已经遇到了不少的困难。这可能意味着要将一些新的物理观念补充到传统的物理学中。因此, “宇宙的大尺度结构”是当前最值得去研究 (从观测和理论两方面) 的课题之一。

## 参 考 文 献

- [1] Peebles, P. J. E., *The Large-scale Structure of the Universe*, Princeton Univ. Press, (1980).
- [2] Peebles, P. J. E. and Dicke, R. H., *Ap. J.* **154** (1968), 891.
- [3] Gott, J. R., *Ann. Rev. Astr. and Astrophys.*, **15** (1977), 235.
- [4] Zeldovich, Y. B., *A. Ap.*, **5** (1970), 84.  
The large scale structure of the universe, in IAU Symposium, No.79, ed. by Longair, M. S. and Einasto, J., p. 409, (1978).
- [5] De Vaucouleurs, G., The large scale structure of the universe, in IAU Symposium, No. 79, ed. by Longair, M. S. and Einasto, J., p. 205, (1978).
- [6] Gregory, S. A. and Thompson, L. A., *Ap. J.* **222** (1978), 784.  
Davis, M., Huchra, J., Latham, D. W. and Tonry, J., *Ap. J.*, **253** (1982), 423.
- [7] Einasto, J., Jeeveer, M. and Saar, E., *Nature*, **283** (1980), 47; *MNRAS*, **193**(1980), 353.  
Gregory, S. A., Thompson, L. A. and Tifft, W. G., *Ap. J.*, **243** (1981), 411.
- [8] Tarenghi, M., Chincarini, G., Rood, H. J. and Thompson, L. A., *Ap. J.*, **235** (1980), 724.
- [9] Liu, Yong-zhen, Jian Shu-din, Bian Yu-lin, Tang Xiao-ying, Cao Sheng-lin and Xiao Xin-hua, *Acta Astrophysica Sinica*, **3** (1981), 243.
- [10] Deng Zu-gan, Liu Yong-zhen, Zhou You-yuan and Dai He-jun, *Journal of Graduate School*, **1** (1984), 42.
- [11] Karlsson, K. G., *Ap. J.*, **13** (1971), 333. *Ap. J.*, **58**(1977), 237.  
Barnothy, J. M. and Barnothy, M. F., *Publ. Astron. Soc. Pacific*, **88** (1977), 837.  
Fang Li-zhi, Chu Yao-quan, Liu Yong-zhen and Cao Shen-lin, *A. Ap.*, **106** (1982), 287.
- [12] 周又元, 邓祖淦, 邹振隆, *天文学报*, **25** (1984), 241; *Ap. Space Sci.*, **97** (1983), 63.
- [13] Jeams, J., *Astronomy and Cosmology*, Cambridge Univ. Press, (1928).
- [14] Lifshitz, E., *J. Phys. USSR.*, **10** (1946), 116.
- [15] Weinberg, S., *Gravitation and Cosmology*, (1972).
- [16] Kolb, E. and Wolfram, S., *Nucl. Phys.*, **B172** (1980), 224.  
Frye, J. N., Olive, K. A. and Torner, M. S., *Phys. Rev.*, **D22** (1980), 2953.
- [17] Peebles, P. J. E., *Physical Cosmology*, Princeton Univ. Press, (1971).
- [18] Liu Yong-zhen, Cao Shen-lin, *Scientia Sinica*, **8** (1981), 169.  
Liu Yong-zhen, *Scientia Sinica*, **5** (1982), 444.
- [19] Liu Yong-zhen, *A. Ap.*, **113** (1982), 192.
- [20] Liu Yong-zhen, *Kexue Tongbao*, **3** (1983), 159.
- [21] Fang Li-zhi, Chu Yao-quan, Liu Yong-zhen and Cao Sheng-lin, *Acta Astronomica Sinica*, **3** (1983), 259.
- [22] Fang Li-zhi, Chu Yao-quan and Liu Yong-zhen, *Acta Astrophysica Sinica*, **4** (1982), 265.
- [23] Zeldovich, Ya. B., Einasto, J. and Shandarin, S. F., *Nature*, **300** (1982), 407.
- [24] Lyubimov, V. A., Novikov, E. G., Nozik, V. Z., Kozik, V. F. and Tretyakov, E. F., *Phys. Lett.*, **94B** (1980), 266.
- [25] Reines, F., Sobel, H. and Pasierb, E., *Phys. Rev. Lett.*, **65** (1980), 1307.
- [26] Doroshkevich, A. G., Khlopov, M. Yu., Sunyaev, R. A., Szalay, A. S. and Zeldovich, Ya. B., *Proc. 10th Texas Symp. Relativistics Astrophysics*, (1981).  
Sato, H., *Proc. 10th Texas Symp. Relativistics Astrophysics*, (1981).
- [27] Bond, J. R., Efstathiou, G. and Silk, J., *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1981), 1980.
- [28] Tully, R. B., *Ap. J.*, **389** (1982), 257.

(责任编辑 刘金铭)

## The Large-scale Structure of the Universe

Liu Yongzhen    Deng Zupan

(Graduate School, University of Science and Technology of China,)

Cao Shenglin

(Beijing Normal University)

### Abstract

The part of the universe that has been seen by us is inhomogeneous on the scales from  $10^{10}$  cm to  $10^{26}$  cm. The results of recent studies of the three-dimensional distribution of galaxies show that most galaxies are concentrated in superclusters consisting of the strings, groups and clusters of galaxies, and there exist between superclusters giant voids which are almost empty of visible objects<sup>[5-8]</sup>. The large-scale structure of the universe (the inhomogeneous distribution of galaxies on the scales 10Mpc— $10^2$ Mpc) seems to be a network consisting of the superclusters and voids. The statistical analysis of the redshift-distribution of quasars suggests that there is periodic component in the large-scale structure. The periodic scale is of the order  $10^2$  Mpc<sup>[11], [12]</sup>.

On the other hand, Observations of the temperature fluctuation of the microwave background radiation ( $\delta T/T \lesssim 10^{-3}$ , on angular scales  $10'$ — $180^\circ$ ) indicate that the matter distribution in the universe is homogeneous on larger scales  $\gtrsim 10^3$  Mpc.

How did the large-scale structure grow from an early homogeneous background? This is one of the most important and very difficult questions in cosmology, because to solve it needs a “well”-model of the universe. At present, the current theories of the formation of the large-scale structure are essentially gravitational clustering theories based on the theories of the expansion of the universe and of density perturbations.

Two ideas are worth notice in the adiabatic scenario (assumed that the initial perturbations are adiabatic):

1. The idea of the cosmic density wave. The perturbations in the early universe might have formed the physical coherence wavetrain before recombination, and affected the matter distribution after recombination. The upper limit scale of the inhomogeneities in the distribution of the observed galaxies and the periodicity in the redshift-distribution of quasars can be interpreted as the observable vestige of the cosmic density

wave<sup>[19]</sup>.

2. The idea of the pancake. The non-linear growth of the perturbations after re-combination leads to the formation of compressed gas layers — pancakes. The pancakes grew, intersected and finally formed cellular structure (high density sheets, strings in sheets and knots connected by strings). As a result, the network feature in the large-scale distribution of galaxies can be interpreted<sup>[4], [23]</sup>.