

# 星系大尺度本动速度的观测与研究\*

向守平<sup>2</sup> 程福臻<sup>1,2</sup> 刘健敏<sup>2</sup>

(1. 中国高等科学技术中心[世界实验室], 天文和天体物理分中心)  
(2. 中国科学技术大学天体物理中心)

## 提 要

星系大尺度本动速度是研究宇宙学的一个前沿课题。它与宇宙学模型及其基本参数(例如, 哈勃常数  $H_0$ 、宇宙密度参数  $\Omega$  等)密切相关, 也与宇宙的主导物质构成及其原初密度扰动谱密切相关。本文介绍了大尺度本动速度的研究现状; 概述了大尺度本动速度的测量方法和观测结果; 评述了解释大尺度本动速度的流体模型和球对称模型。

## 一、引 言

近年来, 继宇宙微波背景辐射, 宇宙轻元素丰度, 中微子及暗物质等研究课题之后, 对星系大尺度本动速度的研究又成了宇宙学的一个重要的前沿研究课题。对大尺度本动速度的测量和理论研究可以提供宇宙物质分布不均匀性的信息, 并且作为宇宙学的一种检验, 起着对大尺度结构形成理论的筛选作用。

本世纪 20 年代, 美国天文学家 Edwin P. Hubble 等人开始测量来自其他星系的谱线位移。到了 30 年代晚期, 积累到的观测资料就相当丰富了。当将遥远星系的红移与距离相比较时, 发现了著名的 Hubble 定律——红移与距离成正比。如果认为红移是多普勒效应所致, 则 Hubble 定律清楚地表明, 宇宙是均匀各向同性地膨胀着的。但是, 红移与距离成正比的关系对邻近星系而言并不严格成立。Humason 等人在 1956 年发表的 Hubble 图中显示出了邻近星系的这个特点<sup>[1]</sup>, 这曾使早期的研究者困惑不解。现在看来, 造成这种偏离的原因就是星系在均匀膨胀宇宙中的本动运动。

实际上, 宇宙均匀各向同性的膨胀, 指的是宇宙大尺度上的一种平均的背景运动, 又称 Hubble 流。宇宙中的物质分布是不均匀的, 在小尺度上物质分布的不均匀性表现得尤为明显。由于这种物质分布的不均匀性, 使观测到的天体(星系、星系团等)除了参与宇宙的均匀膨胀以外, 还要附加一个由周围物质扰动所引起的速度, 这个偏离宇宙均匀膨胀的附加速度称为本动速度。邻近星系的 Hubble 速度比较低, 因而本动速度所产生红移的相对偏离就比较大, 反映在 Hubble 图上就是, 邻近星系的红移与距离偏离线性关系比较显著。

对大尺度本动速度的系统研究开始于 1976 年 Rubin、Ford 等人的测量工作<sup>[2]</sup>。他们通过对全天分布的 96 个 SC I-II 型旋涡星系的观测, 得出太阳系相对于样本星系的平均背景运

\* 国家自然科学基金资助项目。  
1989 年 12 月 21 日收到。

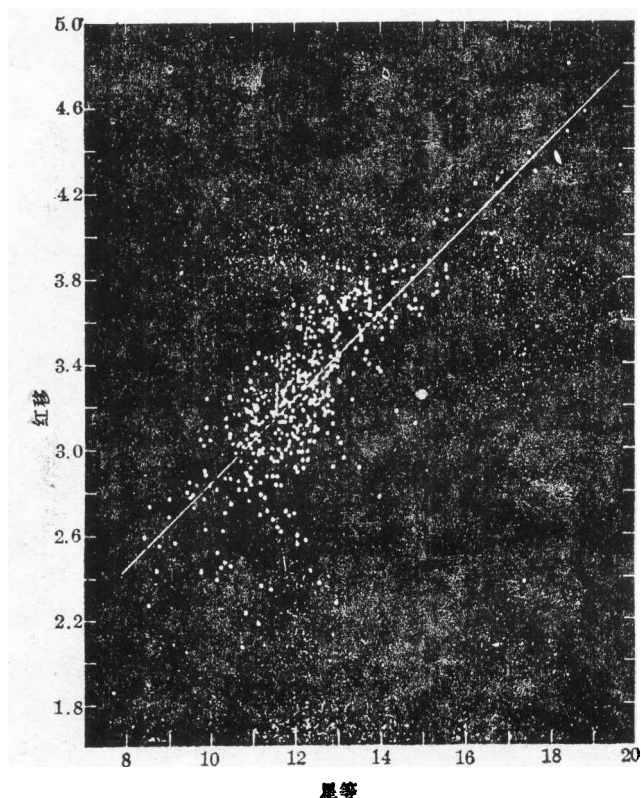


图 1 低星等的邻近星系具有偏离线性关系的红移  
(原图取自文献: Dressler, A., *Scientific American*,  
257(1987))

论预言。令人遗憾的是，现有的宇宙模型均不能和谐一致地解决大尺度本动速度和其他方面的大尺度问题（诸如：星系团两点相关函数，微波背景各向异性的上限等等）。[3,4,5]

## 二、星系本动速度的观测

测量星系的大尺度本动速度需要两类观测数据。第一类是表明星系远离地球速度的红移值；第二类是星系与地球之间的距离值。根据距离的大小就可以确定红移中有多大部分能够用 Hubble 膨胀来解释，剩余的部分就是由本动速度引起的。用光谱学的方法可以准确测定红移值，因而测量本动速度的关键是

动约为  $600\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ，方向为  $\alpha\approx 30^\circ, \delta\approx 50^\circ$ 。微波背景(CMB)偶极各向异性表明太阳系相对于 CMB 的运动约为  $400\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ，方向为  $\alpha\approx 174^\circ, \delta=-2^\circ$ 。由这两个速度叠加就可以算出上述样本星系相对于 CMB 的运动速度约为  $600\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ 。这表明我们周围这些样本星系分布的区域(尺度约为  $60h^{-1}\cdot\text{Mpc}$ )正以大约  $600\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$  的速度相对于 Hubble 流漂移，这样大的本动速度是超出人们意料之外的。在此之前，人们普遍认为 Hubble 流是一种很平静的流动，星系偏离 Hubble 流的速度小于  $100\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$ ，相对于 Hubble 速度而言，本动速度是可以忽略的。

80 年代，是研究大尺度本动速度非常活跃的时期。人们采用不同的观测方法，在不同的尺度上，对不同的观测样本进行了大量的测量工作，给出了大尺度本动速度的各种观测结果。同时，理论解释工作也同步发展。现有的各种宇宙模型均对大尺度本动速度作出了理

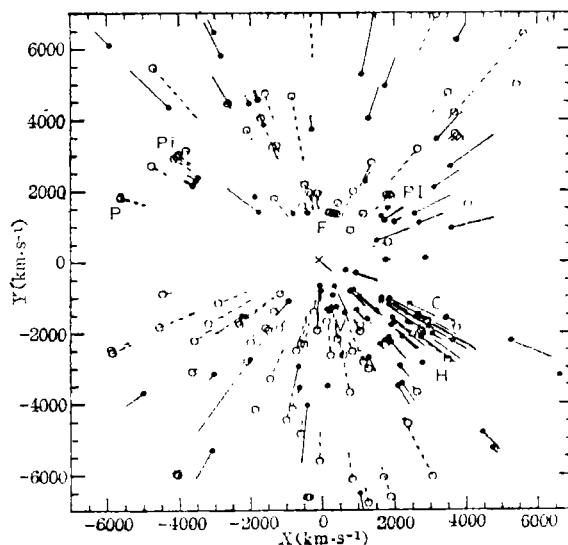


图 2 星系样本的本动速度[7]

测量距离。由于星系的本动速度可能仅仅是观测到的星系速度的很小一部分, 所以测量本动速度要求有准确测量距离的方法。

早期测量距离的基本方法是利用关系式  $R \propto l^{-1/2}$ , 这里  $l$  是星系的视光度。对于同一 Hubble 型的星系, 通常认为具有大致相同的绝对光度, 由此可以定出比例系数, 从而求得距离。实际上, 观测表明同一 Hubble 型星系的绝对光度弥散很大, 因而用这一方法定出的星系距离存在着很大的误差。比较精确的方法是利用旋涡星系的自转速率与星系光度之间的 Tully-Fisher 关系来确定距离。旋涡星系的自转速度实际上是恒星(或星际气体)轨道速度的量度, 轨道速度应只取决于该星系的质量。如果再假定质量相同的这类星系其绝对光度也相同的话, 那么旋涡星系的自转速率与星系光度之间就存在着一种确定的关系, 称之为 Tully-Fisher 关系。由此, 旋涡星系的自转速度就可以作为星系光度的一种指示。自转速度可通过光谱测量确定。来自一个旋涡星系相对两侧的光波或射电波的多普勒频移之差会引起谱线的加宽(在仪器空间分辨率高的情况下, 可以观测到从中心到边缘的谱线移动。)在进行了旋涡星系和视线之间夹角校正之后, 谱线加宽就指示出自转速度。任何一个旋涡星系的距离都可以使用后发星系团作为基准进行计算。在测定了所观测星系的自转速率之后, 人们就可以由后发星系团的 Tully-Fisher 关系, 求出具有相同自转速率的某一参考星系的光度。然后, 比较这两个具有相同绝对光度的星系的视光度, 根据视光度与距离平方成反比的关系, 就可以得出用后发星系团的距离表示的观测星系的距离。不过, 后发星系团的距离尚未确定, 仅测出它的膨胀速度为  $7200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。知道了观测星系的距离之后, 可以求出 Hubble 速度  $v_H = Hr$ ; 知道了星系红移之后, 可根据 Doppler 效应, 求出实际速度  $v$ 。实际速度与 Hubble 速度的偏离就是本动速度。至此, 可以求出本动速度  $v_p = v - v_H$ 。

如果所需观测的样本星系是椭圆星系的话, 人们利用 Faber 和 Jackson 发现的椭圆星系弥散速度与光度之间的关系  $L \propto \sigma^4$  来确定距离<sup>[6]</sup>。但是, 新近的研究表明, 这种简单的关系不是很准确的, 而代之以  $L \propto \sigma^{2.86} \Sigma_e^{0.65}$ <sup>[7,8]</sup>, 这里  $\Sigma_e$  是星系的表面积分亮度。由于这一新的关系, Dressler 等人定义了一个用来指示距离的测光参数  $D_n$ ,  $D_n$  表示的是角直径。在这个角直径内, 表面积分亮度是  $20.75 \text{ B mag arc sec}^{-2}$ 。观测结果显示,  $D_n$  与速度弥散  $\sigma$  之间存在有如下的经验关系  $\log D_n = 1.333 \log \sigma + C$ , 这里  $C$  是常数, 对后发(Coma)星系团为  $-1.967$ <sup>[8]</sup>。速度弥散度是一个可观测量, 通过光谱测量可以确定。任何一个其他椭圆星系的距离都可以用后发星系团作为基准进行计算。在测定了所观测星系的速度弥散度  $\sigma$  之后, 人们可根据  $D_n$  与  $\sigma$  之间的关系, 算出  $D_n$ 。然后再根据后发星系团的  $D_n$  与  $\sigma$  之间的关系, 求出具有和观测星系相同的  $\sigma$  值的某一参考星系的  $D_n$ (后发星系)。按照 Dressler 等人的方法,  $D_n(\text{后发星系})/D_n(\text{所测星系})$  的值表示所观测的星系的距离与后发星系距离之比。由此, 就得到了用后发星系团的 Hubble 速度( $7200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ )表示的星系距离, 也就得到了所观测星系的 Hubble 速度。从实际速度中减去 Hubble 速度, 就得到了本动速度。需要指出的一点是, 后发星系团的  $7200 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的膨胀速度可能不全部是 Hubble 速度。如果是这样的话, 就会使测量结果产生系统误差。为了减小这种系统误差, 还必须使用许多参考星系团。

迄今为止, 在各种不同的尺度上已有多种观测结果。为了清楚起见, 我们将这些结果简单地列举如下。

1. 在本星系团的尺度上( $\sim 5h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ ), 本动速度为  $610 \pm 50 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  [9].
2. Rubin 等人 1976 年发现, LG(本星系群)相对于 84 个旋涡星系的具有  $450 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的速度, 进而得出这个旋涡星系样本( $\sim 51h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ )的本动速度为  $600 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  [2].
3. Hart 和 Davies 1982 年发现, 半径为  $25h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的壳层相对于微波背景的本动速度为  $130 \pm 70 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  [10].
4. de Vaucouleurs 和 Peter 1984 年发现, 半径为  $25h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的壳层相对于微波背景的本动速度为  $350 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  [11].
5. Collins、Joseph 和 Robertson 1986 年重新观测了 Rubin 等人的样本, 得到半径  $\sim 50h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的球形区域具有  $970 \pm 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的本动速度 [12].
6. Burstein 等人 1986 年研究了含有 400 个椭圆星系的样本, 发现尺度  $\sim 60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的区域本动速度为  $700 \pm 300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  [13].
7. D. Lynden-Bell 1986 年发现尺度  $\sim 60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的区域本动速度为  $700 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  [14].
8. Dressler 等人 1987 年在研究了 6 个富团中的 400 多个椭圆星系后报道, 在  $\sim 60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的尺度上, 具有  $599 \pm 104 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的本动速度 [8].
9. Neta A. Bahcall 等人 1986 年研究了 Abell 团后发现, 在  $\sim 100h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的尺度上, 具有  $2000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$  的本动速度 [15].

图 3 显示了这些观测结果。

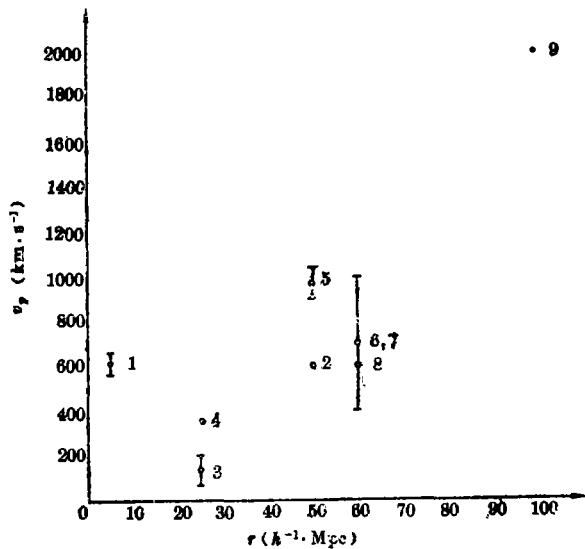


图 3 本动速度的观测结果, 图中所标数码与正文中的一致

### 三、理论模型

宇宙中的物质分布是不均匀的, 原初的微小密度扰动经过引力放大形成目前观测到的成团结构, 自然也就引起了本动速度。Clutton-Block 和 Peebles 1981 年从理论上给出了大尺度本动速度的一种简单估算 [16]: 如果在足够大的尺度  $R$  上密度扰动为  $\delta\rho/\rho$  的话, 那么本动速度  $\delta v \sim (\text{哈勃时间}) \times (\text{本动加速度}) \sim H^{-1} \times G\delta M R^{-2} \sim H^{-1} G\rho\delta\rho/\rho R \sim HR\delta\rho/\rho$ , 其中  $H$  是哈勃常数,  $G$  是引

力常数,  $\delta M$  是质量扰动。很明显, 本动速度  $\delta v$  与密度扰动  $\delta\rho/\rho$  直接有关。最近几年, 理论研究有了进一步的完善和发展。各种方法, 各种模型竞相呈现。归纳起来, 大体上可分为流体模型和球对称模型两大类。

#### 1. 流体模型

已有许多的观测证据表明宇宙中存在着大量的暗物质。暗物质主导的宇宙模型是现今对大尺度结构成因解释得最为成功的一个模型。自然, 人们期望暗物质主导的宇宙模型也能够解释大尺度本动速度这个问题。

宇宙中的物质可以看成是理想流体, 遵从连续性方程。密度扰动场是高斯场, 其扰动的周相是无规的。在这些假设的基础上, 利用线性扰动近似可以得到密度扰动场的 Fourier 分量随时间演化的关系式,<sup>[17]</sup>

$$\delta(k, t) = \delta(k, t_{in})T(k)D(t) \quad (1)$$

其中,  $D(t)$  描述物质、辐射退耦以后密度扰动随时间的演化,  $T(k)$  为转换函数,  $k$  是共动波数,  $\delta(k, t_{in})$  代表在原初时刻  $t_{in}$  的密度扰动谱, 通常取为 Zeldovich 谱, 即  $|\delta(k, t_{in})|^2 = Ak$ ,  $A$  是归一化常数, 由归一化条件确定。对热暗物质主导的宇宙,  $T(k) = \exp[-4.61(k/k_v)^{1.65}]$ ,  $k_v = 0.49h^2 \cdot \text{Mpc}^{-1[18]}$ ,  $h$  是以  $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  为单位的哈勃常数; 对冷暗物质主导的宇宙, 如果原初扰动是绝热的,  $T(k) = (1 + \alpha k + \omega k^{1.5} + \gamma k^2)^{-1}$ ,  $\alpha = 1.7h^{-2} \cdot \text{Mpc}$ ,  $\omega = 9h^{-3} \cdot \text{Mpc}^{1.5}$ ,  $\gamma = h^{-4} \cdot \text{Mpc}^2$ ;<sup>[19]</sup> 如果原初扰动是等曲率的,  $T(k) = [1 + (\alpha k + \omega k^{1.5} + \gamma k^2)^{1.24}]^{-0.8}$ ,  $\alpha = 15h^{-2} \cdot \text{Mpc}$ ,  $\omega = 0.8h^{-3} \cdot \text{Mpc}^{1.5}$ ,  $\gamma = 31.4h^{-4} \cdot \text{Mpc}^2$ ;<sup>[20]</sup>

目前通用的归一化条件是: 对热暗物质主导的宇宙, 假定非线性化发生在红移  $Z=3$  处 (为了说明高红移类星体的存在); 对冷暗物质主导的宇宙, 假定在空间任选的, 半径  $r = 8h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的球壳内, 均方根质量扰动等于 1 (为了与观测到的亮星系系数密度涨落相一致)。<sup>[21]</sup>

在线性扰动理论中, 根据流体能量守恒和动量守恒定律可以得出本动速度场的 Fourier 分量  $v_k = a/k\delta(k, t)H(t)$ ,  $a$  是宇宙标度因子, 选取现在时刻  $a=1$ ,  $H(t)$  是哈勃常数。在 Einstein-de Sitter 宇宙中 ( $\Omega=1$ ),  $D(t) \propto t^{2/3} \propto a(t)$ , 进一步得到  $v_k = H(t)\delta(k, t)/k$ ;<sup>[17]</sup> 很明显, 本动速度场直接与密度扰动场相关联。

为了与观测的样本星系的本动速度相比较, Kaiser 1983 年引进了一个窗口函数<sup>[22]</sup> (Clutton-Block 和 Peebles 1981 年最先引进窗口函数, 不过与目前采用的窗口函数意思略有差别), 通过本动速度场的 Fourier 分量  $v_k$  与窗口函数的卷积, 算出半径为  $r$  的球形区域的均方本动速度为

$$v_{rms}^2 = \langle v_p^2 \rangle = \frac{H^2(t_0)}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk |v_k|^2 w^2(kr) \quad (2)$$

窗口函数的形式  $W^2(kr)$  依赖于所观测的星系样本。如果样本星系是球对称分布的, 并且密度遵从分布规律  $n(r') \propto \exp(-r'^2/2r^2)$  的话, 则容易得出窗口函数  $W^2(kr) = \exp(-k^2r^2)$ 。这清楚地表明, 只有波长  $\lambda > r$  的扰动才对该区域的本动速度有显著贡献。

Vittorio 和 Turner 1987 年对暗物质主导的宇宙中的大尺度本动速度给出了详尽的计算结果。他们所考虑的是两种成分构成的宇宙。其中, 一种物质成分是非相对论的 (NR) 和能成块的, 包括重子和非相对论暗物质, 其相对密度用  $\Omega_{NR}$  表示; 另一种物质成分本质上是平滑的和不能成块的, 包括衰变的粒子、轻宇宙弦和残存的宇宙项 ( $\Lambda \neq 0$ ), 其相对密度用  $\Omega_{SM}$  表示。在 Einstein-de Sitter 宇宙中 ( $\Omega = \Omega_{NR} + \Omega_{SM} = 1$ ), 他们所给出的主要结果如下:<sup>[3]</sup>

#### (1) 热暗物质主导的宇宙

$$v_D = 450h^{-1.37} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$v_{25} = 200h^{-1.66} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$v_{60} = 100h^{-1.82} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}.$$

#### (2) 冷暗物质主导的宇宙, 原初扰动是绝热的

$$\begin{aligned}v_D &= 322\Omega_{NR}^{0.03} \cdot h^{-0.57} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{25} &= 156\Omega_{NR}^{-0.18} \cdot h^{-0.78} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{50} &= 83\Omega_{NR}^{-0.33} \cdot h^{-0.92} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}.\end{aligned}$$

(3) 冷暗物质主导的宇宙, 原初扰动是等曲率的

$$\begin{aligned}v_D &= 522\Omega_{NR}^{-0.05} \cdot h^{-0.64} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{25} &= 304\Omega_{NR}^{-0.22} \cdot h^{-0.83} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{50} &= 178\Omega_{NR}^{-0.38} \cdot h^{-0.99} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}.\end{aligned}$$

上面的结果中,  $v_D$  表示的是偶极各向异性速度(相应于  $10h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的尺度),  $v_{25}$ 、 $v_{50}$  表示的是在  $25h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ ,  $50h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  的尺度上本动速度的均方根值。显然, 这些结果表明, 在流体模型下, 暗物质主导的宇宙不能产生观测到的大尺度上的高的本动速度。

## 2. 球对称模型

### (1) 宇宙弦模型

通常的暗物质模型均假定原初扰动谱的周相是无规的, 它在解释观测到的大尺度本动速度时遇到了难以克服的困难(还有其他方面的困难)。因而近年来, Zel'dovich<sup>[23]</sup>和 Vilenkin<sup>[24]</sup>提出的宇宙弦作为星系起源种子的理论受到了人们的广泛注意。Bertschinger<sup>[6]</sup>和 Brandenberger 等人<sup>[26]</sup>在利用宇宙弦理论解释本动速度方面做了比较仔细的研究。他们所采用的方法要点如下:

(i) 初始密度扰动是由宇宙弦引起的, 扰动谱的周相不是无规的, 因而扰动谱为非高斯谱。

(ii) 由球对称坍缩模型计算出单个弦环所产生的本动速度。

(iii) 所有弦环产生的本动速度平均起来的结果就等于本动速度的期待值。

$$\mathbf{v} = \sum_i \mathbf{v}_{R_i}(\mathbf{r}_i), \quad v_{rms}^2 = \langle v^2 \rangle$$

其中  $R_i$ ,  $\mathbf{r}_i$  分别是第  $i$  个弦环的半径及其位置矢量。假定弦环的位置是随机分布的, 则

$$v_{rms}^2 = \sum_i \langle v_{R_i}^2(\mathbf{r}_i) \rangle$$

利用弦环数密度的表达式  $n(R, t)$ , 可将上式改写为

$$v_{rms}^2 = 4\pi \int_0^\infty dR n(R, t) \int_0^\infty dr r^2 v_R^2(r) \quad (3)$$

在典型的条件下( $\beta = 9$ ,  $v_m = 10^{-2}$ ,  $G\mu = 2 \times 10^{-6}$ , 这些参数的含义参见文献[25]), Brandenberger 等人得出  $v_{60} \sim 10^2 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

Bertschinger 进一步考虑了弦环的相关性, 弦环的衰减, 弦环的运动等等因素所产生的影响<sup>[6]</sup>, 所获得的结果并没有多大的改进, 同样不能说明大尺度上所观测到的高的本动速度。

### (2) 高斯型初始扰动谱下的球对称模型<sup>[27]</sup>

星系形成的宇宙弦模型虽然在解释诸如星系—星系两点相关函数的演化, 微波背景辐射很小的各向异性等方面取得了与观测一致的结果, 但是在弦环的形成, 弦环的数密度分布及其演化等关键问题上, 至今还没有取得一致公认的结论。另一方面, 暴胀宇宙学的成就使人们相信, 宇宙早期暗物质中的高斯型初始扰动可以合理地演化出今天的宇宙结构, 因而至少

与宇宙弦具有同等的重要性。但是, 如前所述, 采用流体模型处理高斯型初始扰动时要引入线性近似及窗口函数的假设, 这就给理论研究带来了人为的不确定性。为了避免这种不确定性的出现, 向守平等人提出了一种运用球对称模型计算高斯型初始扰动谱下大尺度本动速度的方法。这种方法认为, 复合时期结束以后, 暗物质的初始扰动作为重子物质扰动的种子引起重子物质扰动增长。假设在初始时刻  $t_i$  半径为  $r_i$  的球形区域内, 质量扰动振幅  $\delta_i \equiv (\delta M/M)(t_i)$  出现的几率是高斯分布的

$$p(\delta_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(r_i)} \cdot e^{-\delta_i^2/2\sigma^2(r_i)} \quad (4)$$

在初始扰动  $\delta_i$  的作用下, 半径为  $r_i$  的薄球壳的运动方程由下列参数方程给出<sup>[17]</sup>

$$\begin{cases} r = \frac{r_i}{2\delta_i} (1 - \cos\theta) \\ t = \frac{3t_i}{4|\delta_i|^{3/2}} (\theta - \sin\theta) \end{cases} \quad \delta_i > 0 \quad (5a)$$

$$\begin{cases} r = \frac{r_i}{2|\delta_i|} (\text{ch}\theta - 1) \\ t = \frac{3t_i}{4|\delta_i|^{3/2}} (\text{sh}\theta - \theta) \end{cases} \quad \delta_i < 0 \quad (5b)$$

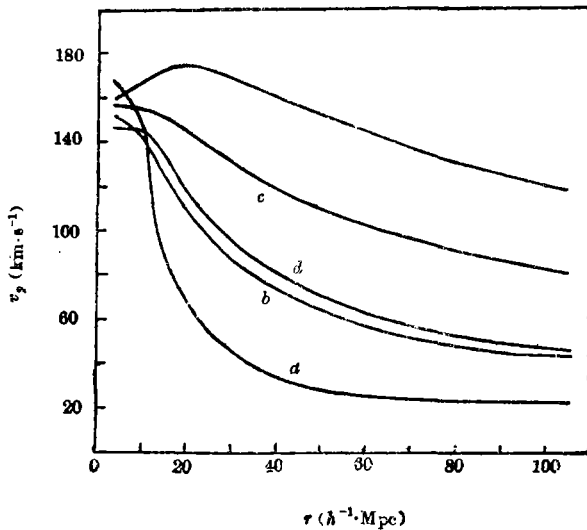


图 5 本动速度  $v_p$  随尺度的分布。(a)重子宇宙,  $h=1$ ; (b) CDM, 绝热扰动,  $h=1$ ; (c)CDM, 等曲率扰动,  $h=1$ ; (d)HDM,  $h=1$ ; (e)CDM, 等曲率扰动,  $h=0.5$

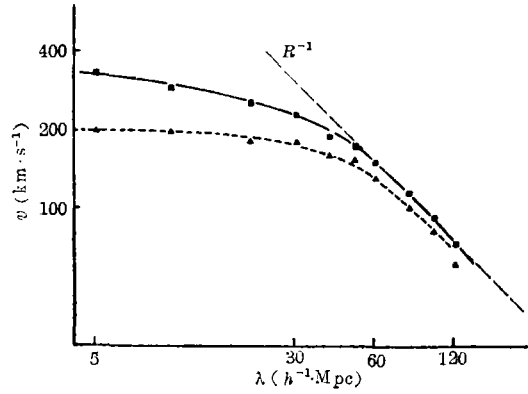


图 4 Shellard 等人数值模拟结果<sup>[26]</sup>

$\delta_i > 0$  相应于正扰动, 它使宇宙物质演化为成团结构;  $\delta_i < 0$  为负扰动, 它在宇宙物质中演化出各种尺度的“空洞”。由此得到球壳相对于 Hubble 流的本动速度为

$$v_p = \frac{r}{t} \left[ \frac{\sin\theta(\theta - \sin\theta)}{(1 - \cos\theta)^2} - \frac{2}{3} \right] \quad \delta_i > 0 \quad (6a)$$

$$v_p = \frac{r}{t} \left[ \frac{\text{sh}\theta(\text{sh}\theta - \theta)}{(\text{ch}\theta - 1)^2} - \frac{2}{3} \right] \quad \delta_i < 0 \quad (6b)$$

对于在全空间任意选取的半径  $r$  等于常值的球形区域, 本动速度的均方值为

$$\begin{aligned} v_{rms}^2(r) &= \int_{-\infty}^{+\infty} v_p^2 p(\delta_i) d\delta_i \\ &= \int v_p^2 p(\delta_i) \frac{d\delta_i}{d\theta} d\theta \quad (7) \end{aligned}$$

以(7)式为基础,向守平等人计算了大尺度本动速度。这一计算结果与 Vittorio 等人的计算结果相比<sup>[3]</sup>,在量级上、趋势上均是一致的,亦不能说明在大尺度上观测到的高的本动速度<sup>[8]</sup>。这表示,流体模型中所采用的线性近似及窗口函数的假设并不会导致理论结果与观测结果太大的偏离。

#### 四、讨论与展望

迄今为止,各种不同的理论模型所给出的大尺度本动速度在量级上基本相同(在 $\sim 60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 的尺度上,本动速度 $\sim 100\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ),趋势上均是 $v_p \propto 1/r$ 。这与观测到的星系大尺度本动速度明显不符。尽管不同的观测者,所选的观测样本不同,观测方法亦有差异,但是,在 $\sim 60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 的尺度上,观测到的本动速度均大于 $400\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。Dressler 等人1987年增大了样本星系的数目,采用了更为精确的距离指示得出在 $\sim 60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 的尺度上,本动速度为 $v_p = 599 \pm 104\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ <sup>[8]</sup>。现在普遍认为 Dressler 等人的观测结果比较准确可靠。因此,用测量的系统误差不能说明理论预言与观测之间如此显著的差异。

根据球对称模型的研究和计算,向守平等人认为在下述两种情况下,理论所预言的大尺度本动速度值会有较大的提高。(a)原初密度扰动谱比现在的暗物质扰动谱更为平坦。(b)目前所通用的归一化条件有较大的改变,相应于复合时期密度扰动的振幅有较大的提高。但是,亮星系数密度分布和微波背景各向异性的观测决定了归一化条件不可能有较大的改变。另一方面,如果考虑到星系形成的偏袒(bias)效应,则本动速度的值将会有所降低。

现行理论在解释大尺度本动速度时遇到了难以克服的困难。不少的天体物理学家认为其原因可能是,理论上所给出的本动速度值是空间所有系统的统计结果,而观测得到的是我们周围区域的本动速度。在距离我们很遥远的区域,很有可能存在着质量巨大的过质量聚积区,使得我们周围的大尺度本动速度变得很大,从而导致理论预言的本动速度的统计值与观测值不一致。目前,Dressler 等人正在探索这个过质量聚积区。已有迹象表明,这个过质量聚积区可能处在地球与长蛇一半人马超星系团的连线方向,距离约为其两倍的地方。这样的结果将对宇宙学产生重要影响,因为它表明宇宙在大于 $100h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 的尺度上仍可能存在着较大的不均匀性,或者说,在超星系团之上还可能存在着更高一级的成团结构。

#### 参 考 文 献

- [ 1 ] Humason, M. L., Mayall, N. U. and Sandage, A. R., *A. J.*, 61 (1956), 97.
- [ 2 ] Rubin, V., Ford, W. K., Thonnard, N. and Roberts, M. S., *A. J.*, 81 (1976), 687.
- [ 3 ] Vittorio, N. and Turner, M. S., *Ap. J.*, 316 (1987), 475.
- [ 4 ] 景益鹏, 张家铝, *天体物理学报*, 8 (1988), 1.
- [ 5 ] Bertschinger, E., *Ap. J.*, 324 (1988), 5.
- [ 6 ] Faber, S. M. and Jackson, R. E., *Ap. J.*, 204 (1976), 688.
- [ 7 ] Dressler, A., Faber, S. M., Burstein, D., Davies, R. L., Lynden-Bell, D., Terlevich, R. and Wenger, G., *Ap. J.*, 313 (1987), L37.
- [ 8 ] Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., Davies, R. L., Faber, S. M., Wenger, G. and Terlevich, R., *Ap. J.*, 313 (1987), 42.



- [ 9 ] Fixson, D. J., Cheng, E. S. and Wilkenson, D. T., *Phys. Rev. Letter.*, 50 (1983), 620.  
 [10] Hart, L. and Davies, R. D., *Nature.*, 297 (1982), 191.  
 [11] de vaucouleurs, G. H. and Peter, W. L., *Ap. J.*, 287 (1985), 1.  
 [12] Collins, A., Joseph, R. D. and Robertson, N. A., *Nature.*, 320 (1986), 506.  
 [13] Bernstein, D., Davies, R. L., Dressler, A., Faber, S. M., Lynden-Bell, D., Terlevich, R. and Wenger, G., in *Galaxy Distances and Derivations from Universal Expansion*, ed. by B. F. Madore and R. B. Tully, p. 123, (1986).  
 [14] Lynden-Bell, D., *Q. J. R. Astron. Soc.*, 27 (1986), 319.  
 [15] Bahcall, N. A. and Soneira, R. M., *Ap. J.*, 311 (1986), 15.  
 [16] Clutton-block, M. and Peebles, P. J. E., *A. J.*, 86 (1981), 1115.  
 [17] Peebles, P. J. E., in *Large-Scale Structure of the Universe*, ed. by Princeton University Press Princeton, (1980).  
 [18] Bond, J. and Szalay, A. S., *Ap. J.*, 274 (1983), 443.  
 [19] Davies, M., Efstathiou, G., Frenk, C. and White, S. D. M., *Ap. J.*, 292 (1985), 371.  
 [20] Efstathiou, G. and Bond, J. R., *M. N. R. A. S.*, 218 (1986), 103.  
 [21] Peebles, P. J. E., *Ap. J. Letters*, 263 (1982), L1.  
 [22] Kaiser, N., *Ap. J. Letters*, 273 (1983), L17.  
 [23] Zel'dovich, Ya. B., *M. N. R. A. S.*, 192 (1980), 663.  
 [24] Vilenkin, A., *Phys. Rev. Letters*, 53 (1984), 1016.  
 [25] Brandenberger, R., Kaiser, N., Shellard, E. P. S. and Turok, N., *Phys. Rev.*, 36 (1987), 335.  
 [26] Shellard, E. P. S., Brandenberger, R., Kaiser, N. and Turok, N., *Nature*, 326 (1987), 672.  
 [27] 向守平, 程福臻, 刘健敏, *天体物理学报*, 4 (1990).

(责任编辑 舒似竹)

## Observations and Researches of Large Scale Peculiar Velocities of Galaxies

Xiang Shouping<sup>2</sup> Cheng Fuzhen<sup>1,2</sup> Liu Jianmin<sup>2</sup>

(1. Center of Astronomy and Astrophysics CCAST (World Lab))

(2. Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China)

### Abstract

The Study on large scale peculiar velocities of galaxies is an important subject for cosmology, which is closely related to the cosmological models and parameters and, obviously, also depends on the constitution of different kinds of cosmological matter. In this paper we review the recent researches for the subject both observationally and theoretically. Finally, we briefly discuss a reasonable explanation for the disagreement between observation and theory.