

大尺度本动速度场的相关性与势流分析

向 守 平

(中国科学院理论物理研究所, 中国科技大学天体物理中心)

提 要

本文介绍了近一年来对星系大尺度本动运动的理论分析的最新进展。由大尺度本动速度场的相关性分析得出, 半人马座的三个椭圆星系团可能主导着椭圆星系样品的速度相关函数。如果初始扰动是 $n < 0$ 的高斯谱, 则引力等级式成团可以使得大质量团的成员(椭圆星系)的速度相关函数被放大, 从而产生出表观的大尺度本动速度场。由势流方法(即由本动速度势回推密度扰动场)得到在长蛇一半人马超团附近存在着一个大质量的密度扰动峰, 即巨大吸引物(GA), 它主导着星系的大尺度本动运动。然而, 由于目前已知距离的星系样品不足, 且距离测量中的误差严重影响着对大尺度本动速度场的描述, 故上述几方面的分析都含有许多不确定性。

一、引 言

在文[1]中, 我们介绍了对星系大尺度本动速度场的观测与部分理论研究的结果。简言之, 由于本动速度场直接与质量密度扰动场相联系, 因而红移—距离巡天的结果可以提供宇宙物质(包括暗物质)大尺度分布的真实图像。然而, 由于星系距离的测定需要利用与红移无关的方法, 因而观测中的误差(目前距离测量中的误差对旋涡星系达 15% 而对于椭圆星系达 20%)对不同星系样品的结果有很大影响。同时, 对大尺度本动速度场的精确描述需要大数量的完备的星系样品, 而目前已知距离的星系总数只有约 1000 个, 而且它们在空间中的分布并不均匀。除此以外, 理论分析中也往往需要某些预先的假设。上述这些原因使得目前对大尺度本动速度场的研究中含有很多不确定性。例如, Aaronson 等人用红外 Tully-Fisher 关系确定 10 个遥远的旋涡星系团的距离, 得到很小的大尺度本动速度流^[2], 而 Lynden-Bell 和 Dressler 等人的 7 人小组在 Faber-Jackson 关系的基础上, 采用新的距离参数 $D_n - \sigma$ 对约 400 个椭圆星系的研究结果表明^[3,4], 本星系群(LG)周围约 $60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ ($h = H_0/100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, H_0 为哈勃常数)距离内的球状区域正以大约 $600 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 的速度朝着一个巨吸引物(Great Attractor, 以下简称为 GA)下落, GA 位于长蛇一半人马超团方向, 其中心与 LG 的距离约为 $47h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 。另一方面, 基于流体模型与球对称模型的团块运动理论所得到的结果却很难与 7 人小组的观测结果取得一致^[1]。

近一年多来, 对于大尺度本动速度场的理论分析有了较大的发展。在统计方法中, 除去已有的团块运动理论外, 还发展了速度相关性统计、宇宙马赫数等分析方法; 同时, 也出现了以势流分析为代表的非统计方法。本文以下仅就速度相关性与势流分析方法作一简单介绍。

二. 本动速度场的相关性研究

星系的本动速度是指星系实际运动速度对哈勃速度的偏离。然而, 只有当这种本动速度场在大尺度上具有相关性(即构成大尺度流动)时, 对本动速度场的研究才具有宇宙学意义。不同的作者所用的相关性统计方法有所不同^[6~8], 这里我们主要介绍 Górski 等人与 Kashlinsky 所用的两种方法与结果。

1. 本动速度场的相关函数 ψ_1

Górski 等人如下定义本动速度场的相关函数^[6]:

$$\psi_1(r) = \frac{\sum u_1 u_2 \cos \theta_{12}}{\sum \cos^2 \theta_{12}} \quad (1)$$

这里 u_1, u_2 分别为与观测者的距离为 r_1, r_2 的两个星系的本动速度的视向分量, θ_{12} 为 r_1, r_2 之间的夹角, $r = r_2 - r_1$ 。Górski 等人的研究结果表明, 这样定义的相关函数 ψ_1 对星系样品的涨落是稳定的, 且相对于理论比较也是较为方便的和可靠的。

图 1 给出对旋涡星系(AHM)、椭圆星系(EGALS)和 IRAS(包括 2535 个星系)三种不同样品本动速度相关函数 ψ_1 的统计结果。从图中可以看到, AHM 和 IRAS 样品的相关性有很好的—致性, 相关长度(定义为 ψ_1 降至中心值一半时的尺度)为 $15h^{-1} \cdot \text{Mpc}$, ψ_1 的幅度约为 $8 \times 10^4 (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})^2$ 。而 EGALS 样品虽然具有类似的相关长度, 但其幅度却大得多($\sim 3 \times 10^5 (\text{km} \cdot \text{s}^{-1})^2$), 约为其他两种样品幅度的 4 倍。三种情况下的相关函数均在 $20-30h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 的尺度上降为零(在 1σ 范围内)。上述样品之间相关性统计结果的不一致可理解为均匀与各向同性的假设在局部区域不满足, 因而影响了整体的平均结果。同时, EGALS 的样品深度较大, 其流动的情况可能在大尺度上有定性的改变。另一个重要的原因可能是 EGALS 样品在半人马座区域有三个团结构都具有很高的本动速度(NGC 4373 的两个星系为 $1400 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$,

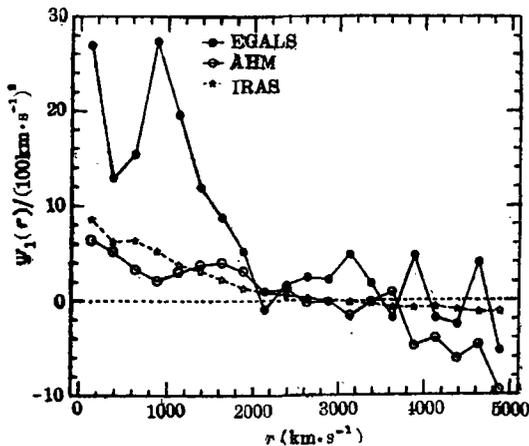


图 1 三种观测样品的本动速度相关函数 $\psi_1(r)$ 的分布

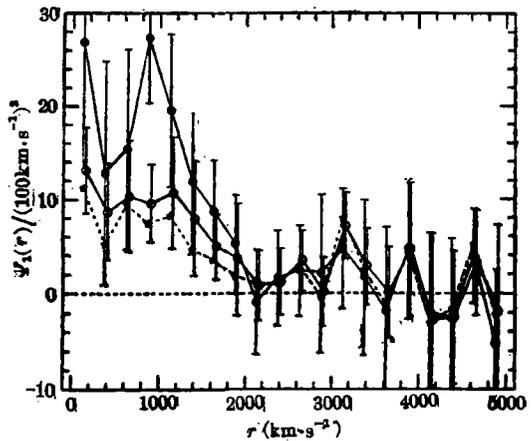


图 2 EGALS 样品的本动速度相关函数 $\psi_1(r)$ 。图中, 圆点表示没有修正过的观测结果(与图 1 相同); 圆圈表示把半人马座中的 11 个星系的本动速度减至 $500 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 后的结果; 星号表示把这一本动速度减至零后的结果

Cen 45 的 4 个星系为 $1100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, Cen 30 的 5 个星系高达 $1650 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 这可能是由于半人马超团还没有达到维里化), 而在同样的区域内的 6 个旋涡星系的本动速度只有 $500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。这样, 半人马座中的这三个椭圆星系团可能主导了 EGALS 样品 ψ_1 的计算值。如果把上述三个团中的 11 个星系的本动速度减至零或 $500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$, 则 EGALS 的统计结果与 AHM 和 IRAS 的结果在 1σ 范围内基本一致(图 2)。这表明, EGALS 样品的大幅度速度相关性可能是由于个别样品很高的本动速度所引起。

为了与理论结果相比较, Górski 等人对于冷暗物质(CDM)宇宙模型与 Peebles 1987 年建议的重子物质主导、宇宙密度参数 $\Omega < 1$ 的开放宇宙模型^[9](简称为 PBI 模型)进行了 N 体数值模拟, 其方法是在由 262, 144 个粒子随机产生的星系样品中选择大约 100 个粒子使其本动速度特征与 LG 相同($v_p \sim 600 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$), 以这些粒子作为观测者并产生出人造的星系表, 再由此得到相应的速度相关性统计。数值模拟的结果表明, PBI 模型可以得到比观测到的大得多的相关长度, 但只有百分之几的星系表表现出与观测一致的结果。对于 CDM 模型, 也只有当偏袒(bias)参数 $b = 2$ 时才有 30% 的星系表的结果与观测一致, 而要得到 EGALS 样品的速度相关性仍然也只有百分之几的几率。这说明无论是 CDM 模型还是 PBI 模型, 都不能产生出相关的 GA。

数值模拟结果与观测结果很难相符的重要原因之一是由于距离测量中的误差。这种误差可以在速度相关性中产生偏袒, 即造成样品分布性质的改变, 使结果对此很敏感, 特别是对于测量误差较大的椭圆星系。

2. 本动速度场与质量密度扰动的相关性之间的联系

Kashlinsky 从另一个角度来研究大尺度本动速度场的相关性^[6]。如果初始密度扰动谱具有幂律谱形式, 即 $P(k) = \delta_k^2 \propto k^n$, 则质量相关函数定义为

$$\xi_N(r) = \int P(k) e^{-ik \cdot r} \frac{d^3k}{(2\pi)^3} = -\sin\left(\frac{\pi n}{2}\right) \left(\frac{r}{\lambda_s}\right)^{n+3} \quad (2)$$

这里 $\lambda_s \approx 5h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 相当于典型的星系团尺度。对于 $n = 0$ 的情况(泊松白噪声谱), 显然有 $\xi_N = 0$, 即此时质量扰动是不相关的。而对于 $n < 0$ 的情况有 $\xi_N > 0$, 这意味着在一任意给定的半径为 R 的区域内, $n < 0$ 时比 $n = 0$ 时将含有更多的质量。

进一步设初始扰动为高斯型, 即对于给定的质量为 M 的球形区域, 密度扰动 $\delta \equiv \delta\rho/\rho$ 出现的几率为

$$P(\delta) d\delta \propto \exp[-\delta^2/2\delta_*^2(M)] d\delta \quad (3)$$

这里 $\delta_*^2(M) = \langle \delta^2(M) \rangle = m^{-\alpha}$ 为质量 M 的扰动的均方值, 其中 $\alpha = \frac{1}{2} + \frac{n}{6}$, $m = M/M_0$, $M_0 \approx 3 \times 10^{13} M_\odot$ 。相应于半径为 λ_s 的区域内所包含的宇宙背景质量。在等级式成团(hierachical clustering)模型中, 两个质量分别为 $M_1 = m_1 M_0$ 和 $M_2 = m_2 M_0$ 的质量团的相关函数为

$$\xi_{M_1 M_2} = \frac{\exp[\xi_N m_1^2 m_2^2 / (1 - \xi_N^2)] - 1}{\sqrt{1 - \xi_N^2}} \quad (4)$$

这样, 如果初始质量相关函数是正的($\xi_N > 0$, 相应于 $n < 0$), 则质量大($m > 1$)但数量少的团的相关函数可以被放大。即在引力等级式成团的图像中, 大质量团的成员的聚焦使其相关

长度被放大了。也就是说,如果初始质量相关函数是正的(如星系团的相关函数所显示的那样)则等级式成团中大质量的成员平均地将位于密度较高的区域,这样它们的大尺度动力学行为将与小质量成员有所不同。

如果我们进一步采用大尺度密度场的描述,并采用线性近似,则可得到本动速度场的相关函数 $v_{M_1 M_2}$ 与质量密度场的相关函数 $\xi_{M_1 M_2}$ 之间满足下述关系

$$\nabla^2 v_{M_1 M_2}(\mathbf{r}) = -H_0^2 f(\Omega) \xi_{M_1 M_2}(\mathbf{r}) \quad (5)$$

这里 $f(\Omega) \approx \Omega^{0.6}$, $\xi_{M_1 M_2}$ 与 $v_{M_1 M_2}$ 的定义为

$$\xi_{M_1 M_2}(\mathbf{r}) = \langle \delta_{M_1}(\mathbf{x}) \delta_{M_2}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle = \int \delta_{k, M_1} \delta_{k, M_2}^* e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}$$

$$v_{M_1 M_2}(\mathbf{r}) = \langle v_{M_1}(\mathbf{x}) v_{M_2}(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle = H_0^2 f^2(\Omega) \int \frac{\delta_{k, M_1} \delta_{k, M_2}^*}{k^2} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3}$$

其中 $\delta_{k, M}$ 是 $\delta_M(\mathbf{x})$ 的傅氏变换式。由(5)式可见,在 $n < 0$ ($\xi_N > 0$) 的情况下,大质量团 ($m > 1$) 中的天体将具有大的本动速度期待值以及本动速度场的大相关尺度。

在大的尺度上 ($r \gg \lambda_s$) 有 $\xi_{M_1 M_2} < 1$, 因而可以利用(5)式得到 $v_{M_1 M_2}$ 的渐近性质。对于 $-1 < n < 0$ 的情况,其结果为

$$\langle v_{M_1 M_2}^2 \rangle^{1/2} = 700 (\delta_c A_n^{1/2} \Omega^{0.6}) (m_1 m_2)^{1/2} \cdot (\lambda_s / 5h^{-1} \cdot \text{Mpc}) (r / 5h^{-1} \cdot \text{Mpc})^{-(1+n)/2} \text{km} \cdot \text{s}^{-1} \quad (6)$$

其中 $\delta_c = (3\pi/4)^2$ 为 Einstein-de Sitter 宇宙中球对称坍缩的临界值 ($\delta > \delta_c$ 的球对称区域在目前时刻之前已经坍缩成团), 另一常数为 $A_n = \sin(n\pi/2)(n^2 + n)$ 。由(6)式可以看出,即使对于 $\Omega < 1$ 的开放宇宙,只要 m_1, m_2 很大,就可以得到很大的本动速度,例如对 $n = -1/2$, $\Omega = 0.3$, 当 $m \sim 2$ 时在 $r \sim 50h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 的尺度上可以得到 $v \sim 600 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。

上面的本动速度与质量扰动的相关性分析的结论是,由于椭圆星系一般位于富星系团中,因而 7 人小组所发现的大的本动速度是由于富星系团的相关函数被引力成团所放大,故平均地呈现出大的 $\langle v^2 \rangle$ 。因此,原则上可以调整参数 m_1, m_2 以使对不同的 Ω, n 值产生出与观测结果相一致的足够大的本动速度。

在发光物质(重子)示踪宇宙物质的情况下,观测到的星系团—星系团的两点相关函数满足 $\xi_{cc} \approx m^{2\alpha} \xi_N$, 而根据观测有 $\xi_{cc}(50h^{-1} \cdot \text{Mpc}) \approx 0.1$, 因而,如果我们假定 7 人小组的椭圆星系样品主要来自与富星系团(例如 Abell 团或 Zwicky 团)有联系的区域,则本动速度的期待值为

$$v_p(\mathbf{r}) \approx \Omega^{0.6} H_0 r (\xi_{cc}(\mathbf{r}))^{1/2} \quad (7)$$

当 $r \sim 50h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 时,有

$$v_p \approx 600 (\Omega/0.2)^{0.6} \sqrt{\xi_{cc}(50h^{-1} \cdot \text{Mpc})} / 0.1 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$$

这意味着 7 人小组的测量结果与 $\Omega < 1$ 的开放宇宙中 $n < 0$ 的扰动谱所产生的本动速度一致,只要他们所选择的椭圆星系样品来自富星系团中。反之,如果星系样品取自于贫星系团 ($M < 10^{13} M_\odot$), 则将观测到小的本动速度,这一推论今后是可以观测加以验证的。

三、势流分析——由本动速度场到质量密度扰动场的推算

以上介绍的相关性分析以及文[1]介绍的团块运动理论均属于统计性方法。近来, Berts

chinger 等人^[10]研究出一种非统计分析方法(即所谓势流分析), 这一方法可以由观测到的视向本动速度场得到三维本动速度场的分布, 并进而由流体连续性方程从本动速度场而求得质量密度扰动场的分布。这种方法的优点是可以由本动速度的观测资料直观地给出宇宙大尺度结构的图像。

实际观测到的星系的本动速度仅仅是本动速度的视向分量。为了得到本动速度场的三维分布, Bertschinger 等人定义了一个速度势函数 $\Phi(\mathbf{r})$, 它与本动速度场的关系为

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = -\nabla\Phi(\mathbf{r}) \quad (8)$$

这样定义的速度势函数实际上暗含了本动速度场旋度为零(非转动)的假定。 $\Phi(\mathbf{r})$ 可以通过本动速度场的视向分量 $u(\mathbf{r})$ 的积分得到

$$\Phi(\mathbf{r}) = -\int_0^r u(\mathbf{r}', \theta, \varphi) dr' \quad (9)$$

这样, 通过 $\Phi(\mathbf{r})$ 的微商即可求得本动速度的两个垂直于视线方向的分量。然后, 在线性近似下, 由线性化的流体连续性方程

$$\delta(\mathbf{r}) = -\nabla \cdot \mathbf{v}(\mathbf{r}) / (H_0 \Omega^{0.6}) \quad (10)$$

即可从三维本动速度场 $\mathbf{v}(\mathbf{r})$ 推得质量密度扰动场 $\delta(\mathbf{r})$ 的分布。用这样的方法对所有样品星系得到的 $\delta(\mathbf{r})$ 的分布见图 3。图 3 表明, 在长蛇-半人马超团附近存在着一个大质量的密度扰动峰(GA, 即巨大吸引物), 密度扰动的峰值为 $\delta = \delta\rho/\rho = 1.2 \pm 0.4$, 它与本星系的距离大致为 $47h^{-1} \cdot \text{Mpc}$, 并且几乎位于本超星系团中的主要成员(包括位于其中心的室女团、大熊团以及本星系群 LG)所在的平面上。图中, LG 位于坐标系原点, GA 与 LG 之间的一个较小的峰即相应于室女团。看起来, 本超团似乎是 GA 的延长部分。

上述势流分析的结果与观测样品的平滑尺度有关。因为观测样品不足, 而得到势函数 $\Phi(\mathbf{r})$ 需要一个平滑的径向本动速度场 $u(\mathbf{r})$, 因而必须用一个张量窗函数 $W(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i)$ 来内插离散的观测数据。窗函数 W 的形式通常取为高斯型:

$$W(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i) = \frac{R_4^3(\mathbf{r}_i)}{\sigma_i^3} \exp \left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{2R_w} \right] \quad (11)$$

其中 r_i 为由观测者(LG)到第 i 个样品星系的矢径, R_4 是由 r_i 到其第 4 个最邻近的星系的距离, σ_i 为 r_i 的偏差, 在实际计算中对椭圆星系及 SO 星系取为标准量的 0.21, 对旋涡星系取为 0.16。(11)式中, 平滑尺度 R_w 的选取是很重要的, 它必须足够小以反映样品本身的分布特性, 同时又必须足够大以减小测量误差所引起的弥散。实际应用通常采取两种形式的 R_w , 一种是固定的尺度, 例如取 $R_w = 12h^{-1} \cdot \text{Mpc}$, 另一种是可变的, 例如取为 R_5 (由 r_i 到其第 5 个最邻近的星系的距离, 其值在 $3-20h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 之间)。固定的平滑尺度对于不同的星系样品需要取折中值, 但便于不同星系样品之间的比较以及与理论结果的比较; 可变的平滑尺度在富样品区可以给出很高的分辨率, 但在贫样品区却给不出好的结果, 同时也不便于不同样品之间以及与理论结果之间的比较。

图 3(a)(R_w 可变)给出 GA 附近较高分辨率的图像。图中采用本超团坐标系, 在这一坐标系中, 室女团、大熊团及 LG 所在的平面取为 $Z=0$ 平面, 且 LG 位于坐标系中心, 图中可以看到, 在 GA 之下负的 Y 方向(SGY)上还有一个明显的峰, 它相应于孔雀——印第安——望远镜复合体。而在图 3(b)(R_w 固定)中这一复合体却没有独立地显示出来, 而是与 GA

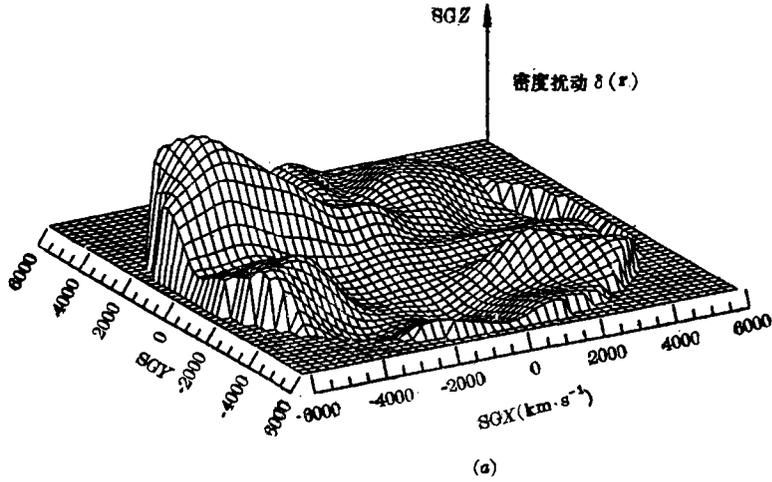


图 3 (a)取本超星系团坐标系, $SGZ=0$ 平面中的密度扰动 $\delta(r)$ 。平滑尺度 R_w 取为可变尺度 R_s 。图中的距离用相应的哈勃速度表示

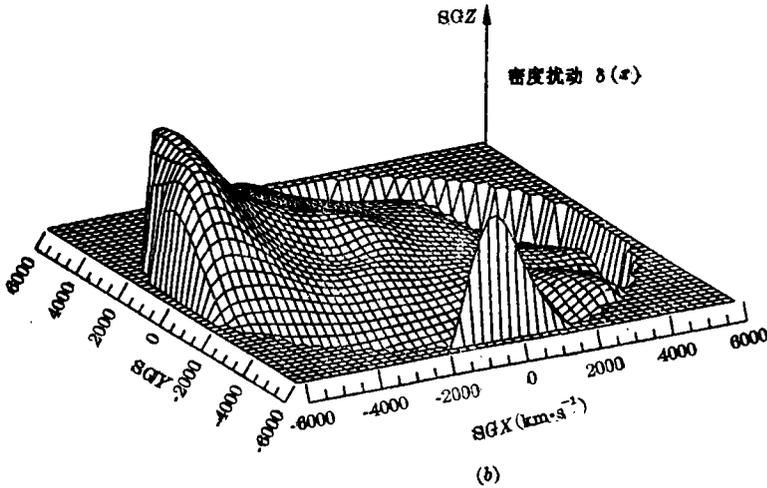


图 3 (b)同图 3(a), 但平滑尺度取为固定尺度 $R_w=1200\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$

合为一体形成一个超大结构。同时, 在与 GA 距离大致相同但相反的方向上($X \approx 5000, Y \approx -1500$), 图 3(a)还显示出另一个显著的峰对应于英仙—双鱼超团, 而在图 3(b)上这个峰不是很明显(图 3(b)中 $X \approx 0, Y \approx -6000$ 的峰是噪声而不是真实的密度扰动峰)。显然, 这些大尺度结构的真实图像还需要更多的星系样品才能描述清楚。图 4 给出的是在宇宙背景辐射(CMB)参考系中室女团与 LG 的本动速度示意图, 其中实的圆表示由背景辐射温度的偶极矩确定的 LG 的本动速度, 实线表示的是用势流方法由观测到的星系本动速度场(取高斯平滑尺度为 $500\text{km}\cdot\text{s}^{-1}$)推得的室女团(V)与 LG(L)的本动速度。图中, LG 的本动速度分解为两个分量, 其中之一沿着 GA(G)的方向(虚线所示)。显然, 无论是室女团还是 LG, 几乎都在朝着 GA 方向下落, 这说明 GA 在主导着室女团和 LG 的本动运动。同时, 势流方法给出的结果与背景辐射偶极矩的结果接近一致, 这说明在 $20h^{-1}\cdot\text{Mpc}$ 范围内可见物质的分布与

总的物质分布是非常相似的, 这无疑给宇宙结构形成的标准理论(即质量与光之间存在一定的相关性)一个鼓舞, 虽然在某种程度上会存在着偏袒。

四、讨 论

以上我们给出了对星系大尺度本动速度场相关性与势流分析方法的一个简单介绍。结合文[1]中的分析, 我们可以得到以下几点结果:

1. 星系在大尺度上存在着相关的本动速度流, 在 LG 周围约 $60h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 的范围内, 一个巨大的吸引物(GA)主导着这一星系的大尺度流动。

2. GA 位于长蛇-半人马超团方向并包括这一超团, 它的中心与 LG 的距离约在 $42-52h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 之间, 并且很可能本超星系团也是 GA 的延伸。GA 在天球上的位置的相反方向上与 LG 的距离为 $20-30h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 处, 是一个巨大的延伸的低密度区, 它位于英仙-双鱼超团之前, 很可能是一个巨型空洞。

3. 由于目前已知距离的星系只有大约 1000 个, 而且它们在天空中的分布也并不均匀, 从而使得无论是统计方法还是非统计的势流方法, 所得结果都含有许多不确定性。因此, 为描述星系的大尺度运动从而得到宇宙物质的分布图像, 数量更多、更完备、更均匀且深度更大的观测样品是非常必需的。

4. 各种分析方法都要基于精确且确定的星系距离。然而, 目前星系距离测量中的误差高达 20% 左右, 这使得距离测量中的系统误差和随机误差严重影响了对大尺度本动速度场的精确描述, 从而给理论分析带来了困难。Silk^[11]、Djorgovski 等^[12]甚至认为, 星系质光比会受环境影响而使 $D_n-\sigma$ 的零点与红外 Tully-Fisher 关系产生偏移, 从而使得大尺度本动流动仅仅是一种表观现象。因此, 进一步提高星系样品距离的测量精度也是十分必需的。

5. 目前理论上的各种统计分析方法(例如团块流动、相关性分析等)与观测结果尚不能取得一致, 这一方面可能是样品本身的原因(如以上 3、4 两点所述), 另一方面也可能是理论本身所包含的不确定性, 例如关于宇宙暴涨、均匀与各向同性、暗物质、偏袒、光示踪质量以及初始条件等种种假设, 以及理论本身与观测结果的可比性的强弱。看来, 非统计性的势流分析也许可以使宇宙结构形成的初始条件得以减少, 使理论分析更便于与观测相比较。然而, 这一方法本身也包含某些不确定因素, 例如窗函数的平滑尺度, 非线性效应的影响等, 这些都需要在进一步的探讨中得到解决。

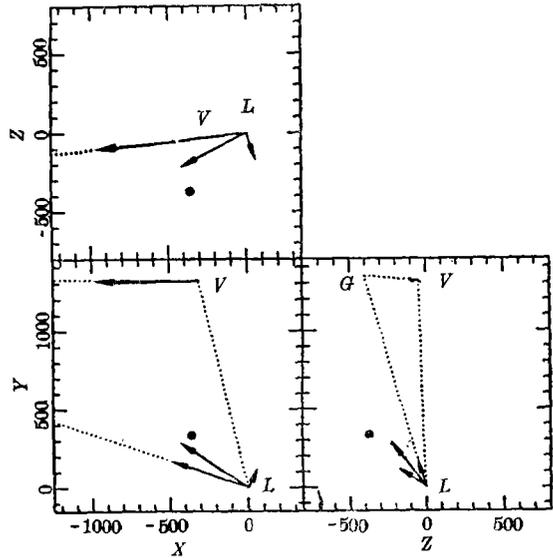


图 4 本星系群(L)与室女团(V)的本动速度在本超团坐标系的三个互相垂直的平面内的投影。图中 G 相应于巨大吸引物, 圆点相应于背景辐射给出的本星系群的本动速度。图中的单位同图 3

参 考 文 献

- [1] 向守平, 程福臻, 刘健敏, 天文学进展, 8 (1990), 259.
 [2] Aaronson, M., Bothun, G., Mould, J., Huchra, J., Schommer, R. A. and Cornell, M. E., *Ap. J.*, 302 (1986), 536.
 [3] Dressler, A., Lynden-Bell, D., Burstein, D., Davies, R. L., Faber, S. M., Terlevich, R. J. and Wegner, G., *Ap. J.*, 313 (1987), 42.
 [4] Lynden-Bell, D., Faber, S. M., Burstein, D., Davies, R. L., Dressler, A., Terlevich, R. J. and Wegner, G., *Ap. J.*, 326 (1988), 19.
 [5] Górski, K., Davis, M., Strauss, M. A., White, S. D. M. and Yahil, A., *Ap. J.*, 344 (1989), 1.
 [6] Kashlinsky, A., *Ap. J.*, 343 (1989), L5.
 [7] Kaiser, N., in *Large Scale Structure and Motions in the Universe*, p. 197. (1989).
 [8] Groth, E. J., Juskiewicz, R. and Ostriker, J. P., *Ap. J.*, 346 (1989), 558.
 [9] Peebles, P. J. E., *Nature*, 327 (1987), 210.
 [10] Bertschinger, E., Dekel, A., Faber, S. M. and Dressler, A., preprint.
 [11] Silk, J., *Ap. J. Letters*, 345 (1989), L1.
 [12] Djorgovski, S., de Carvalho, R. and Han, M. -S., in *The Extragalactic Distance Scale*, p. 329, (1989).

(责任编辑 舒似竹)

Correlations of Large Scale Peculiar Velocity Field and the Potential Flow Analysis

Xiang Shouping

(Institute for Theoretical Physics, CAS and Center for Astrophysics,
University of Science and Technology of China)

Abstract

In this paper we introduce some new progresses which were made in the past one year on theoretical analysis of large scale peculiar motions of galaxies. The correlation analysis on large scale peculiar velocity field shows that three clusters of elliptical galaxies in Centaurus region may dominate the velocity correlation function of elliptical galaxy samples. If the primordial perturbation had a form of Gaussian spectrum with $n < 0$, then the velocity correlation function of the massive members of hierarchical clustering would be amplified leading to an apparently larger gravitational field, and one would expect to find larger average peculiar velocities when measured from a sample of more massive members of the hierarchy. The velocity potential analysis shows that there is a massive density perturbation peak (Great Attractor) existing in the region of Hydra-Centaurus. However, there are still some uncertainties in analysis of large scale peculiar velocity field of galaxies due to the sparsity of galaxy samples with known distances and due to the errors in distance measurements which seriously affect the description on large scale peculiar motions of galaxies.