

ISSN 1000-8349

天文学进展

PROGRESS IN ASTRONOMY

第 8 卷

Vol. 8

第 4 期

No. 4

1990

天文学进展编辑部编辑

科学出版社出版

天 文 学 进 展

第 8 卷 第 4 期

目 录

述 评

星系大尺度本动速度的观测与研究.....	向守平 程福臻 刘健敏(259)
90 年代的 VLBI 天体物理学.....	万同山(268)
几个著名的恒星形成区及其脉泽活动.....	欧阳晶 孙 锦(278)
低质量年轻星体附近的外向流研究.....	吴月芳(291)
脉冲星观测及其若干应用(I).....	魏 学(303)
脉冲星观测及其若干应用(II).....	魏 学(310)

* * *

球状星团的性质和演化(I): 球状星团的年龄、分布和运动	马 驷 张 枚(317)
空间天体测量时代.....	凌兆芬 须同祺 王叔和(325)

学 术 活 动

中国天文学会学术会议(序号 97): 河外天体巡天专题报告会(1989 年 11 月, 北京)(332); 中国天文学会普及工作委员会第七次工作会议(1990 年 4 月, 武汉)(332).

PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 8 No. 4

CONTENTS

REVIEWS

- Observations and Researches of Large Scale Peculiar Velocities of Galaxies
..... *Xiang Shouping, Chen Fuzhen, Liu Jianmin* (267)
- VIBI Astrophysics in 90's..... *Wan Tongshan* (277)
- Several Famous Star-forming Regions and Their Maser Activities
..... *Ouyang Jing, Sun Jin* (290)
- Outflows near the Low-mass Young Stellar Objects..... *Wu Yuefang* (302)
- Pulsar Observations and Their Application (I)..... *Wei Xue* (309)
- Pulsar Observations and Their Application (II)..... *Wei Xue* (316)
- * * *
- Feature and Evolution of Globular Clusters(I):
Age, Distribution and Kinetics of Globular Clusters..... *Ma Er, Zhang Mei* (324)
- The Space Astrometry Age
..... *Ling Zhaofen, Xu Tongqi, Wang Shuhe* (331)

ACADEMIC ACTIVITIES

- CAS Symposium No. 97: Extragalactic Objects Survey (Beijing, November 1989) (332), The
7th Meeting of the Popularization Committee of CAS (Wuhan, April 1990) (333).

星系大尺度本动速度的观测与研究^{*}

向守平² 程福臻^{1,2} 刘健敏²

(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 Ω 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^[1], 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^[2]。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。

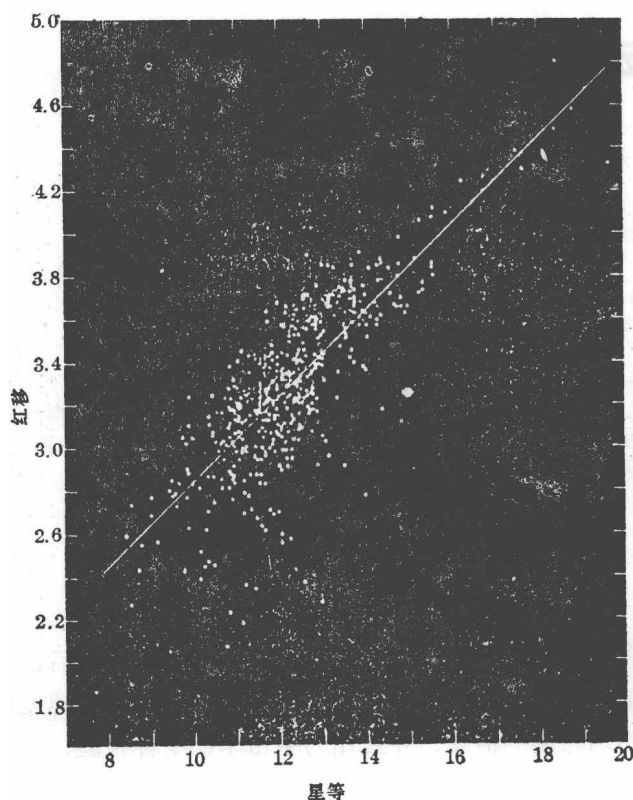


图 1 低星等的邻近星系具有偏离线性关系的红移
(原图取自文献: Dressler, A., *Scientific American*, 257(1987))

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一部分能够用 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

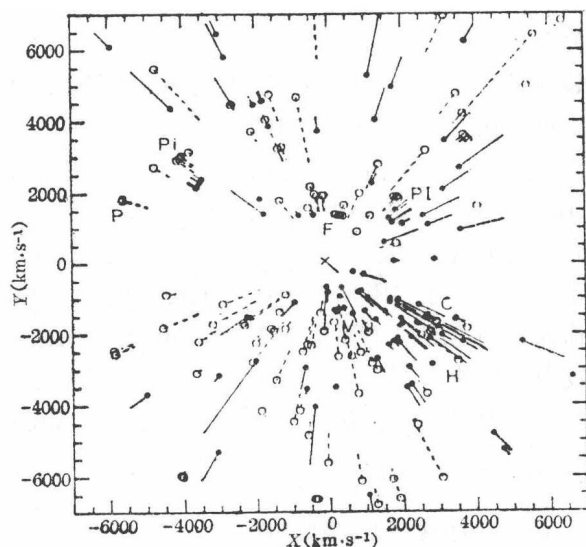


图 2 星系样本的本动速度[7]

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^[6]。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 $L \propto \sigma^{2.65} \Sigma_e^{-0.65}$ ^[7,8], 这里 Σ_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 σ 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 ^[8]。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 σ 之后, 人们可根据 D_n 与 σ 之间的关系, 算出 D_n 。然后, 再根据后发星系团的 D_n 与 σ 之间的关系, 求出具有和观测星系相同的 σ 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 $600 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ [12].
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。

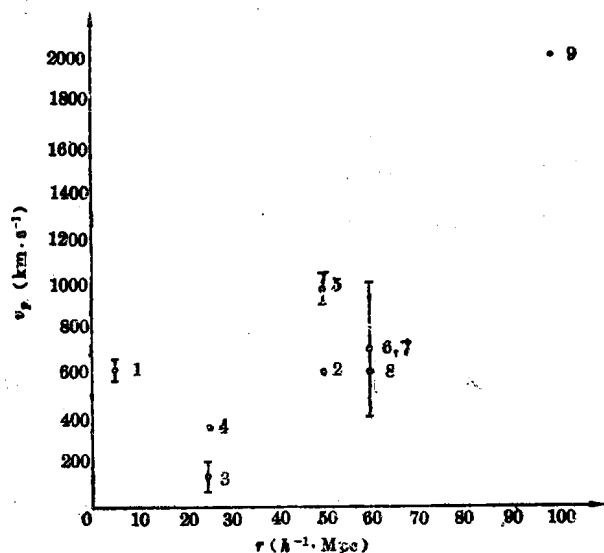


图 3 本动速度的观测结果, 图中所标数码与正文中的一致

三、理论模型

宇宙中的物质分布是不均匀的, 最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 $\delta v \sim (\text{哈勃时间}) \times (\text{本动加速度}) \sim H^{-1} \times G\delta MR^{-2} \sim H^{-1}G\rho\delta\rho/\rho R \sim HR\delta\rho/\rho$, 其中 H 是哈勃常数, G 是引力常数, δM 是质量扰动。很明显, 本动速度 δv 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, 其扰动谱的周相是无规的。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,^[17]

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

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, $T(k) = \exp[-4.61(k/k_v)^{1.5}]$, $k_v = 0.49h^2 \cdot \text{Mpc}^{-1}$ ^[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, $T(k) = (1 + \alpha k + \omega k^{1.5} + \gamma k^2)^{-1}$, $\alpha = 1.7h^{-2} \cdot \text{Mpc}$, $\omega = 9h^{-3} \cdot \text{Mpc}^{1.5}$, $\gamma = h^{-4} \cdot \text{Mpc}^2$ ^[19] 如果原初扰动是等曲率的, $T(k) = [1 + (\alpha k + \omega k^{1.5} + \gamma k^2)^{1.24}]^{-0.8}$, $\alpha = 15h^{-2} \cdot \text{Mpc}$, $\omega = 0.8h^{-3} \cdot \text{Mpc}^{1.5}$, $\gamma = 31.4h^{-4} \cdot \text{Mpc}^2$ ^[20]。

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)^[21]。

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 $v_k = H(t)\delta(k, t)/k$ ^[17]。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^[22] (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, 并且数密度遵从分布规律 $n(r') \propto \exp(-r'^2/2r^2)$ 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的贡献。

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 Ω_{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 Ω_{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:^[3]

(1) 热暗物质主导的宇宙

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

$$v_{25} = 200h^{-1.68} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$v_{50} = 100h^{-1.82} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}.$$

(2) 冷暗物质主导的宇宙, 原初扰动是绝热的

$$\begin{aligned}v_D &= 322\Omega_{NR}^{0.03} \cdot h^{-0.67} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{25} &= 156\Omega_{NR}^{-0.18} \cdot h^{-0.78} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{50} &= 88\Omega_{NR}^{-0.33} \cdot h^{-0.82} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}.\end{aligned}$$

(3) 冷暗物质主导的宇宙, 原初扰动是等曲率的

$$\begin{aligned}v_D &= 522\Omega_{NR}^{-0.05} \cdot h^{-0.84} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{25} &= 304\Omega_{NR}^{-0.22} \cdot h^{-0.83} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}, \\v_{50} &= 178\Omega_{NR}^{-0.38} \cdot h^{-0.89} \cdot \text{km} \cdot \text{s}^{-1}.\end{aligned}$$

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^[23]和 Vilenkin^[24]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^[6]和 Brandenberger 等人^[26]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。

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

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

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

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^[6], 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^[27]

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 δ_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^[17]

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

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

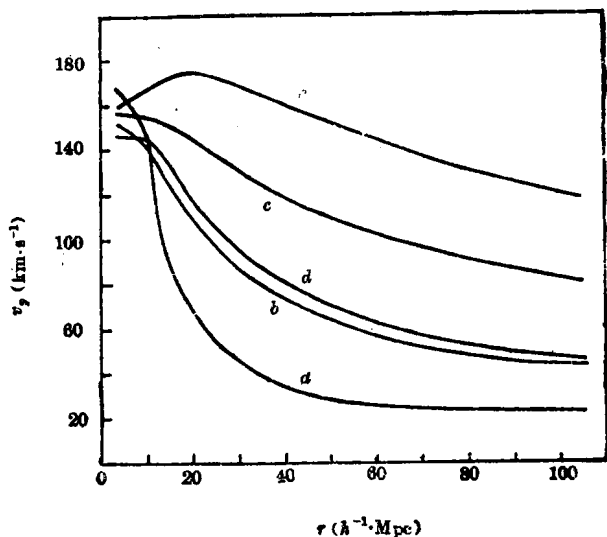


图 5 本动速度 v_p 随尺度的分布。(a)重子宇宙, $h=1$; (b) CDM, 绝热扰动, $h=1$; (c)CDM, 等曲率扰动, $h=1$; (d)HDM, $h=1$; (e)CDM, 等曲率扰动, $h=0.5$

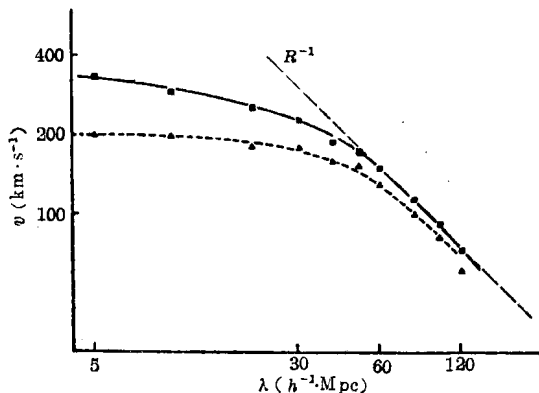


图 4 Shellard 等人数值模拟结果^[26]

$\delta_i > 0$ 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^[3],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^[8]。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 $v_p = 599 \pm 104\text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ ^[8]。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., *Neture.*, 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 Derviations 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 Shouping² Cheng Fuzhen^{1,2} Liu Jianmin²

(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.

90年代的VLBI天体物理学

万 同 山

(中国科学院上海天文台)

提 要

本文评述 VLBI 天体物理学的进展,特别是在河外连续谱天文学、星际脉泽、脉冲星和恒星等方面 VLBI 观测的主要结果。同时列出 90 年代 VLBI 观测能力的扩展,主要在毫米波 VLBI、空间 VLBI 站以及地面 VLBI 的提高等诸方面。

一、引 言

在 VLBI 的早期, VLBI 观测往往是为着估计一些致密射电源的直径,以证实有很小角径的致密结构的存在,射电源的 VLBI 图像的动态范围是很低的。1976 年美国 VLBI 网建立起来,1980 年又建立了欧洲 VLBI 网, VLBI 天体物理学观测便逐步走上每年 4 期的常规性观测。美国网、欧洲网和其他一些非网成员的射电望远镜,还往往联合起来,组成全球性的联测,多达 18 个天线,这样的观测虽然组织复杂,数据处理耗费时间很多,但它是值得做的。因为 (u,v) 覆盖的改善,可获得更多的射电源结构的细节,动态范围从早期的 10:1 到现在的 1000:1 量级。那末, VLBI 天体物理学的进展如何? 90 年代会如何发展? 这是本文的兴趣所在。

二、VLBI天体物理学的进展

与其他类型的设备相比,例如与 VLA, WSRT, MERLIN 这些大型综合孔径射电望远镜相比, VLBI 的 (u,v) 覆盖不足,灵敏度不高,数据处理很费时间,但是 VLBI 仍保持不断发展的势头,其主要原因是高分辨率的 VLBI 才能对天体物理学中的一些问题提供答案,这主要是指致密射电源产生的物理过程,其亮温度超过 $\sim 10^8\text{K}$,银河系中的恒星、分子脉泽,河外的活动星系核、类星体都有这种过程。遥远天体的自行,如视超光速现象也只有用 VLBI 才能进行研究。文献上常常提到的射电源的 VLBI 结构、VLBI 天体物理学,便是指上述这类研究。如以活动星系核的黑洞模型为例, VLBI 已能分辨出接近宽线发射区的尺度(约 1pc),但是地面 VLBI 的分辨率达到“中央发动机”的尺度(约 10^{-4}pc)还是将来的事。

1. 河外连续谱天文学

河外天文学最基本的问题是弄清楚类星体、星系核中的能量本质及其宇宙学演化过程,

这种高能过程发生在这些致密天体的核心之中。

迄今用 VLBI 观测的目标不过数十个, 至于多次不同纪元、多频率经过详尽观测研究过的也只有 10 多个, 不完全(纪元、频率)研究过的约有 100 个。传统的干涉仪已观测过几百、几千个射电源完备样本, 因此, 通过完备样本的观测, 统计地测定一类天体的性质, 和预期的物理模型做比较研究的工作, 在 VLBI 研究中目前尚存在困难。

由于 Mk2 VLBI 技术的灵敏度的限制和 Mk3 的磁带短缺, 取流量限的完备样本观测只限于致密核出现在较高频率的天体。Eckart^[1]等集中观测了 13 个平谱天体。Lawrence^[2]等在 22GHz 上得到 25 个射电图。迄今最多的是 Pearson 和 Readhead^[3]做的, 有 65 个, $S(6\text{ cm}) > 1.3\text{ Jy}$, $\delta > 35^\circ$, 银纬大于 10° 。它们可分作两类。一类是平谱的、核占主要地位的致密源, 带有一个单边的射电弱子源, 其流量和相对于核的位置有变化。这一类源中最著名的便是所谓核-喷流非对称源, 或超光速运动源。但确定一个源是否超光速源并非易事。必须满足以下条件:

(1) 不能有太强的核; 因为动态范围不足, 弱子源是检测不出来的;

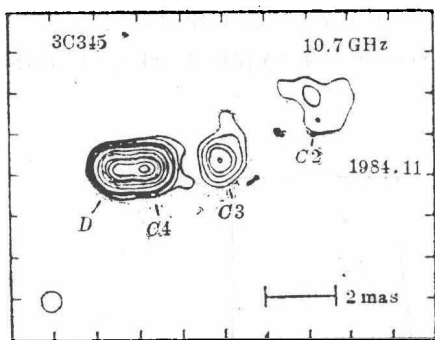


图 1 3C345 的 2.8cm VLBI 图, 引自 Biretta, Moore 和 Cohen (1987)

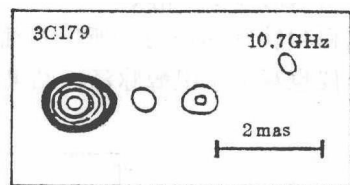


图 3 3C179 的 VLBI 图。引自 Porcas(1987)

(2) 喷流中的“结”必须有清楚可辨的峰值;

(3) 必须在恰当的取样时间观测, 否则, 在不同纪元证认同一个峰值便会发生困难;

(4) 由于 VLBI 观测不能测定子源的绝对位置, 在不同纪元把图像对准起来是有困难的。

解决了这些问题, 便能测量超光速运动, 或子源的自行。有多种超光速图像特性, 但样本太少, 而不能进行统计分类。例如, 子源的加速和位置角改变(3C345)(图 1)^[4], 减速(BL Lac); 还有静态和超光速子源并存现象, 如 4C39.25(图 2)^[5]其两个子源是相对静止的, 第三个子源似从西面的子源射出, 这和大多数超光速源很不一样。3C454.3 也是很特别的, 具有超光速增亮现象^[6]。

另一类则是陡谱的, 核的亮度较弱。这

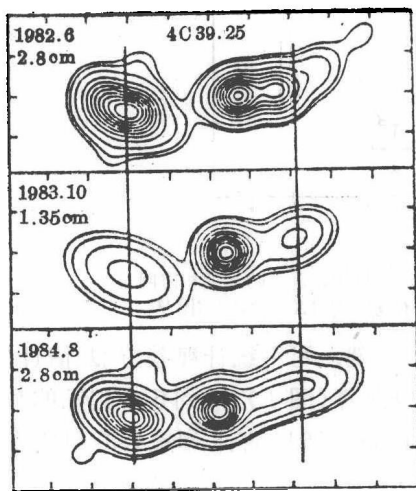


图 2 4C39.25 的 VLBI 图。引自 Shaffer 和 Marscher, (1987)。一小格是 0.5 mas, 垂线表示静止子源

类源如三重源, 其陡谱瓣占主导且伸展达几千秒差距远(3C179, 图3)^[7]。有几个这种源的中央成份存在和角秒结构对准的结构, 但很弱, 要用 Mk3 观测。近几年来致密陡谱源(compact steep spectrum)引起了重视。在陡谱子源中 5GHz 的流量占 80% 以上(400MHz 以上 $\alpha > 0.5$), 在角秒尺度上几乎未被分解, 相当于其投影线尺度小于 10kpc。Fanti 等^[8]研究了 3CR 星表中 30 个陡谱源。这些源用 VLBI 观测仍呈现大尺度结构(>100kpc), 但有很大程度的畸变和复杂性^[9], 这些研究的一个重要结果是星系和类星体的形态有明显的不同, 几乎所有的星系都是对称双源, 而类星体则各式各样。

再就是致密双源了, 这类源在角秒尺度上未被分解, 但在毫角秒的尺度上有两个亮度相当的子源, 频谱在高频率处较陡, 在 1—5GHz 达峰值。这类源的一个有趣的特点是完全不存在角秒尺度的展源发射(在动态范围 3000:1 之内), 不是变源, 没有超光速运动的迹象。

对银河系核的观测不多, 因为必须利用 Mk3, 而 Mk3 的观测时间分配不如 Mk2 容易得到。

2. 星际脉泽

不久前做了甲醇(CH_3OH , $2_0 \rightarrow 3_{-1}\text{E}$) VLBI 观测, 其频率是 12.178GHz^[10], 主要结果是它和 OH 脉泽成协, 所以其抽运过程应类似。Norris 等(1988)利用 Parkes-Tidbinbilla 干涉仪也观测了甲醇脉泽, 结果和 Menten 的相同。

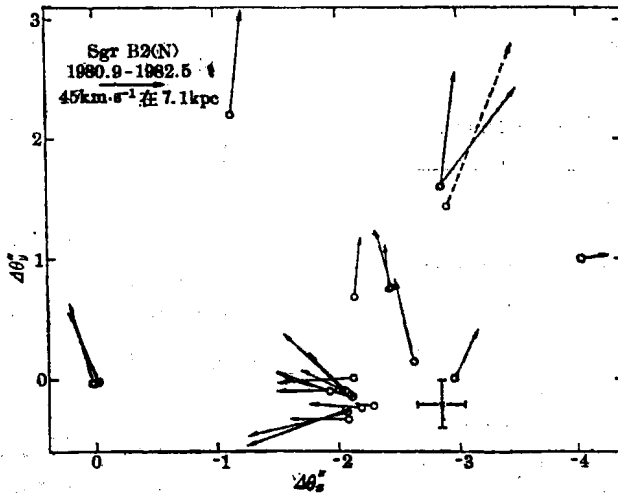


图 4 Sgr B2(N)的 H_2O 脉泽的自行。圆圈表示脉泽的位置, 箭头的长度和方向表示脉泽特征的运动速率和方向。膨胀中心不确定度以 X 为中心标出^[12]。

测定 H_2O 脉泽的自行被看作是谱线 VLBI 的最大成就, 可用统计视差方法估计恒星形成区脉泽的距离。Reid 等^[11]观测了 Sgr B2(N)中 H_2O 脉泽(图4), 得到 5 个纪元的数据, 所得距离是 $7.1 \pm 1.5 \text{ kpc}$, Sgr B2 很可能离银心仅 2—300pc, 所以估计到银心的距离 R_0 就是这个数字, 它比 IAU 采用值小 1.5kpc。

Baudry 等^[12]观测了 W3(OH)中的 OH 脉泽的激发态发射源, 频率是 4765MHz, $^2_{\pi 1/2}$, $J = 1/2$, $F = 1 \rightarrow 0$ 跃迁, 这种脉泽很弱($S \sim 5 \text{ Jy}$), 而且不是 VLBI 的标准频率, 所以没有

为 VLBI 界所注意。Baudry 发现 4765MHz OH 和 1665/7 和 6035MHz OH 以及 12.1GHz CH_3OH 脉泽均有空间相关性。Garcia-Barreto^[13]等发表了 18cm OH 脉泽(W3(OH))有四个 Stokes 参数的偏振观测结果,发现脉泽特征的 25%有椭圆偏振,并估计磁场强度约为 6 mG。

利用脉冲星和脉泽的 VLBI 观测可研究星际散射(ISS)。Gwinn 等^[14]测定了脉冲星 1933+16 在频率 327 和 608MHz 的散射面,对 VLBI 脉冲星应为点源,所以任何结构应是由 ISS 引起的。Diamond 等^[15]用 7 台站 VLBI 网观测了银道平面的 60 个 OH 脉泽源,得到了 ISS 效应的关系式。

3. 脉冲星和恒星

脉冲星的 VLBI 观测除研究 ISS 外,主要目的是自行和视差的天体测量问题, Gwinn 等^[16]用相位基准法做了这个工作。测得脉冲星 PSR 0823+26 和 PSR 0950+08 的视差分别是 360 ± 77 和 $130 \pm 15\text{pc}$ 。Bartel^[17]等测量了脉冲轮廓内发射区的位置漂移,利用了美国 VLBI 网和西德 100 米天线,频率 2.3GHz, MK3 系统,目标是 PSR 0329+54。

至于恒星(或称射电星)的 VLBI 观测,对天体物理很重要,但迄今 VLBI 网的灵敏度不足,现今 VLBI 灵敏度约为 10^{10}K (300 秒积分)表面亮温度,而热辐射源表面亮温度一般 $<10^4\text{K}$ 。

互相作用的双星系统的 VLBI 观测需要较高的灵敏度,要用 MK3 系统。Massi 等^[18]观测了 Algol 和 4RS CVn, 包括 UX Ari, 频率 5GHz, Lestrade 等^[19]观测了 Algol, 频率为 1.66, 2.3, 8.4GHz。在大爆发时, UX Ari 的表面亮度约 $4 \times 10^9\text{K}$, 而 Algol 在 3×10^8 和 $5 \times 10^9\text{K}$ 之间。

至少有 15 个有射电辐射的 X 射线双星,其中有 4 个用地球基线不能分解($<1\text{mas}$),其特征为射电和 X 射线都有强烈变化,射电亮温度 $\leq 10^{10}\text{K}$ 。VLBI 观测较多的是 SS433, 观测者有 Vermeulen 等^[20] Romney 等^[21]。SS433 被看作是有一个大质量早型星,向着一个致密天体周围的吸积盘丢失其质量。产生光学和射电辐射的物质,以 $0.26c$ 的速度沿着半角 20° 的进动锥的表面而喷射出来,而这个锥体的轴,和观测者视线成 80° 角,进动周期是 162.5 天。SS433 的 VLBI 图表明,喷射物遵循 Margon 模型的轨迹,它引人注目地显示,只要再提高 VLBI 网的灵敏度,这一成就可用于其他恒星系统的 VLBI 研究。

上面所说的是一些观测事实,如果从 VLBI 天体物理学的角度,还可以概括对天体和宇宙的认识上的进展。在活动星系核、类星体方面较重要的有:

- (1) 在地球的最长基线上,核未被分解,这证实中央发动机的尺度小于 $10^{17}-10^{18}\text{cm}$;
- (2) 由大量存在的超光速运动可推知,物质从核以相对论性速度抛出,这清楚表明活动星系核中有很深的势阱;
- (3) 证实了强射电源中喷流的初始对准方向在核的 1pc 之内,所以它不可能产生于母星系的星际介质;
- (4) 发现单边的角秒级喷流和毫角秒的对应物总是在同一边出现。这说明在许多源中从 1pc 到 1kpc 尺度上的不对称性起因相同;
- (5) 发现在对源中核喷流和大尺度喷流的方向很一致,这表明,外喷流轴的建立不是由主星系的轴而是由中央发动机,而且看来是由于大质量旋转天体的陀螺作用;
- (6) 发现射电连续谱源的亮温度在活动星系核中 $T_B \leq 10^{12}\text{K}$ 。这表明,核的射电辐射中非相干同步辐射占主导地位。理论上,由逆康普

顿极限, $T_B \gg 10^{12} \text{K}$ 是不可能产生的。

在天体距离的测量方面, 较重要的进展是:

在 VLBI 研究中, 利用星际脉泽成功地测量出太阳到银河系中其他点的距离, 意义重大。因为脉泽很亮, 它可用于银河系中的任何地方。这种方法可推广应用到了千万光年的河外脉泽, 从而将来它对宇宙学的争论的解决具有基本的重要性。

4. 目前所达到的观测能力

目前能进行常规性的波段有 50 cm, 18 cm, 6 cm, 2.8 cm, 1.3 cm, 近年来加了 90 cm, 3.5/13 cm, 毫米波 VLBI 是特别组织的, 而且参加的台站比较少。

(1) 分辨能力

用线分辨率表示, 对大多数类星体约为 4 pc, 而对邻近的活动星系核约 0.25 pc, $10^9 M_\odot$ 黑洞的史瓦西半径 $\sim 10^{-4} \text{pc}$, 宽线发射区 $\sim 1 \text{pc}$, 而窄线发射区 $\sim 100 \text{pc}$ 。所以现今地面 VLBI 能分辨的区域是宽线发射区, 相当 $10^{17} \sim 10^{18} \text{cm}$ 。在毫米波段 (3 mm) 则接近于吸积盘的尺度。

银河系 H_2O 脉泽的内部运动的扩散约 $30 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$, 在银心这相当于横向角速度 0.6mas/yr 。在 1 Mpc 的距离上这种运动则相当于横向角速度 $6 \mu\text{as/yr}$, 要求分辨率提高百倍。

(2) 灵敏度

利用 Pearson 和 Readhead 的自校准方法成图, 以克服大气和本振的相位和幅度的不稳定性, 这要求在相干时间内能检测到射电源, 所以 VLBI 目前只限于强源, 用 MK2 系统约为 0.5 Jy, 用 Mk3 系统约为 0.1 Jy (要求带宽高达 56 MHz, 一盘磁带仅记录 15 分钟)。以上是基于基线灵敏度, 这是当前的实际水平, 至于 VLBI 阵灵敏度将会大大提高, 但要普遍实现还是将来的事情。

(3) 动态范围

动态范围根据不同的情况从 20:1 到 1000:1。其主要的限制因素为灵敏度 (几 mJy/beam), 非闭合校准误差, (u, v) 覆盖不足。

三、90 年代的 VLBI 天体

物理观测

主要表现在观测能力的扩展, 有三个方面, 即毫米波 VLBI、空间 VLBI 站和地面 VLBI 网的提高。

1. 毫米波 VLBI

目前地面上的最高分辨率用 100 GHz 得到为 $50 \mu\text{as}$, 正在做 230 GHz 的 VLBI 实验, 并利用 Mk3 系统。毫米波成图技术是当今的一个前沿研究课题, 其困难在于灵敏度低, 要特殊组织实

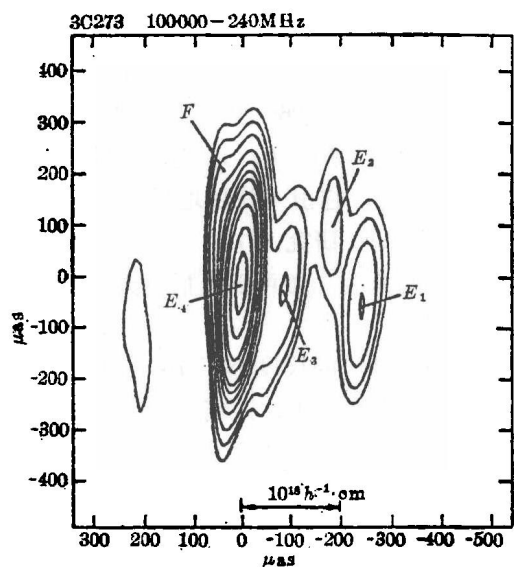


图 5 类星体 3C273 的 100 GHz VLBI 混合图, 轮廓线—5.5, 7.10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 70, 90%, 峰值 7.15 Jy。束宽 $280 \times 50 \mu\text{as}$, 位置角 $-4^\circ.4^{[22]}$