

# 宇宙弦与大尺度结构的形成

方励之

(中国科学院北京天文台)

向守平

(中国科技大学天体物理中心)

## 提 要

宇宙弦模型为解决宇宙大尺度结构的形成提供了一种新的途径。比之其他的模型,它有一系列优点,如统一地说明各种尺度上的相关函数,说明超星系团的存在,说明初始扰动与背景辐射均匀性之间的协调。本文系统地介绍了这些方面的进展。

## 一、引 言

宇宙弦 (cosmic string) 是粒子宇宙学中的一个新问题。近年来颇受重视,因为它为解决大尺度结构的形成,提供了新的机会。早在1972年, Kirzhnits [1]就提出,宇宙极早期发生的对称自发破缺,可能在宇宙的热历史中留下遗迹。亦即,极早期 GUT 相变所产生的缺陷会引起有宇宙学意义的后果[2]。

根据大统一理论,极早期宇宙中的相变可能产生几种拓扑稳定的缺陷,诸如两维的畴壁,一维的弦和零维的磁单极[3]。由不同的缺陷可以形成某些复合结构,如以弦为边界的畴壁,由弦联接的磁单极等。但是,这些复合结构是不稳定的,它们很快会破碎消失,不留任何痕迹。拓扑稳定的畴壁和磁单极的存在会导致灾难性的后果[4],因而,在宇宙学中要研究的是排除畴壁及磁单极存在的机制。这样,早期相变缺陷中可能留下来的只有宇宙弦了。

超重的宇宙弦是能量密度扰动的“种子”,它为宇宙大尺度结构的形成提供了一种新的图景。与通常的线性绝热扰动理论相比,宇宙弦理论所需要的自由参数很少,并同样能解释初始扰动谱的生成、能量密度相关函数的演化,不同尺度的引力束缚体系的形成和发展等,而且在某些方面与观测的符合更好些。总之,作为一种大尺度结构形成的理论,宇宙弦是相当富有生命力的。

本文的目的在于介绍宇宙弦理论的基本概念以及某些最新的结果,并把这一理论与通常的星系形成理论加以比较。

## 二、宇宙弦的形成与演化

按照大统一理论, 宇宙弦形成于温度约  $10^{16}\text{GeV}$ , 即年龄约  $10^{-36}$  秒的宇宙年代。它具有某些超密物质所具有的性质, 例如沿着弦的方向是超导的; 同时, 它又非常类似于晶体中的线状缺陷, 即形成贯穿于整个空间的网络。

弦理论中唯一的自由参数是单位长度的弦质量<sup>[3]</sup>,  $\mu$ , 它表示为:

$$\begin{aligned} \mu &\sim \eta^2 \\ G\mu &\sim \left(\frac{m_{\text{GUT}}}{m_{\text{pl}}}\right)^2 \sim 10^{-6} \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $\eta$  是 Higgs 场的非零真空期待值,  $G$  为引力常数,  $m_{\text{GUT}}$  为大统一的对称破缺质量尺度,  $m_{\text{pl}} \sim 10^{19}\text{GeV}$  为 Planck 质量。以下将会看到,  $G\mu$  值也可以根据 Abell 星系团性质和星系相关函数性质加以确定, 其结果与大统一理论的估计相符。

宇宙弦有两种几何形态, 无限长弦及环状弦 (string loop)。长弦具有布朗随机游动的形式, 即在相距为  $l$  的两点之间的总弦长度为  $\overline{AB} \sim l^2/L$ , 其中  $L$  为随机游动的平均步长,  $L$  随时间而增长  $L \sim 2t$ 。

数值模拟结果表明<sup>[4],[5]</sup>, 大约 80% 的宇宙弦是以开放的无限长弦的形式形成的, 其余的为环状弦。但随着宇宙的膨胀, 长弦的网络被拉伸, 因而在视界范围, 即  $\sim t$  之内 最终可被视为无限长的直弦。与此同时, 长弦由于彼此频繁相交或自身相交而成为弦环, 故单位共动体积内的无限长弦的数目将越来越少, 弦环所占的比重将大大超过无限长弦的比重。弦环形成时的典型尺度为视界的尺度, 即环的半径  $R \sim t$ 。最初形成的弦环称为母环。母环自身相交形成较小的环, 称为子环。随着宇宙膨胀, 环的数密度将随着宇宙尺度因子的立方而减少。

弦环的能量由于不断振荡发射引力波而被耗散, 以致弦环最终在小于宇宙膨胀的时间内消失, 这样就避免了宇宙物质密度由宇宙弦主导而带来的困难。弦环由引力辐射而导致的功率损失为

$$P \sim 50G\mu^2 \quad (2)$$

另外  $M = \beta\mu R$  为半径  $R$  的弦环的质量,  $\beta \sim 9$ 。(2) 式给出了半径为  $R$  的环的寿命,

$$\tau = |M/P| \sim 0.2(G\mu)^{-1}R \quad (3)$$

因而  $R$  在小端有一截止, 即在任意时刻  $t$ , 环的半径  $R$  的范围均为

$$5G\mu t \lesssim R \lesssim t \quad (4)$$

由尺度不变性 (scale invariance), 半径在  $R$  到  $R + dR$  之间的环的数密度  $n(R)$  在进入视界时正比于  $R^{-4}$ <sup>[6]</sup>。进入视界之后, 数密度由于红移而减少, 在辐射为主时期, 即  $t < t_{e,q}$  ( $t_{e,q}$  为物质密度与辐射密度相等的时刻), 这一数密度为

$$\begin{aligned} n(R) &= \nu R^{-4} (R/t)^{3/2} \\ &= \nu R^{-5/2} t^{-3/2} \end{aligned} \quad (5a)$$

这里  $\nu \approx 0.01$  由数值模拟所确定。在物质为主时期, 即  $t > t_{e,q}$ , 对于  $R \sim t_{e,q}$  的环有

$$n(R) = \nu R^{-5/2} t_{eq}^{1/2} t^{-2} \quad (5b)$$

对于  $R > t_{eq}$  的环有

$$n(R) = \nu R^{-2} t^{-2} \quad (5c)$$

半径大于  $R$  的环的总能量密度  $\rho_R$  可由下面的积分给出[7]

$$\rho_R = \int_R^\infty \beta \mu R n(R) dR = \alpha (\mu/t^2) (t/R)^{1/2} \quad (6)$$

其中  $\alpha = 2\beta\nu \sim 0.2$ 。由(5), (6)两式可以看出, 无论是数密度还是能量密度, 都是由半径最小的弦环所主导的。环之间的平均距离定义为  $d_R = n(>R)^{-1/3}$ , 其中  $n(>R)$  为半径大于  $R$  的环的总数密度, 故有

$$d_R = (3/2\nu)^{1/3} R (t/R)^{1/2} > R \quad (7)$$

即环与环之间的距离平均地说远大于环的半径, 这样每个环的周围都将有足够大的空间以供吸积。

如果所有的环的半径皆为  $R$ , 并且物质沿着环均匀分布, 则物质密度分布的相关函数应为[8]

$$\xi(r, R) = \frac{1}{4\pi^2 n(R) R^3 \left(\frac{r}{R}\right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{r}{2R}\right)^2}} \quad (8a)$$

显然, 其中的奇点  $r = 2R$  是由于假定所有环的半径都一样而引起的, 这里  $n(R)$  是环的数密度。

由于弦环是由长弦相交或自相交而形成, 故弦环中心的分布并不是随机的, 它依赖于初始长弦的相关长度。弦环中心之间的相关函数可由数值模拟得到[9], 其结果是

$$\xi(r, R) \sim \epsilon (d_R/r)^2 \quad (8b)$$

其中  $\epsilon \sim 0.2$ 。对大尺度情况, 即  $r \gg d_R$ , 有

$$\xi(r, R) \sim \epsilon (d_R/r) \quad (8c)$$

由(8a), (8b), (8c)看到, 由弦决定的相关函数与星系相关函数的形式十分接近。

### 三、宇宙弦的密度扰动与弦的吸积

宇宙弦环是密度非均匀分布的种子。弦将吸积周围空间的物质。大的弦环除了吸积周围的物质, 也吸积较小的环, 通过这种过程形成星系、星系团以及超星系团等大尺度结构。在核子为主导成分的宇宙中, 吸积过程从复合之后才开始, 因为复合之前核子物质与辐射之间有强的耦合。在冷暗物质为主导成分的宇宙中, 吸积过程开始于辐射密度与物质密度相等的时刻。

下面以核子为主的宇宙为例讨论密度扰动的发展。假定在吸积过程开始前, 宇宙中的密度扰动只是由于宇宙弦的分布引起的。

#### 1. 复合前的密度扰动

在核子为主的宇宙中, 复合之前的密度扰动在大于视界的尺度上是决定于无限长弦的

密度分布的, 在小于视界的尺度则决定于弦环的密度分布。无限长弦的网络的能量密度分布由下面的积分所决定

$$\rho(\mathbf{x}) = \sum_i \int ds \mu \delta(\mathbf{x} - [\mathbf{d}_i + \mathbf{r}_i(s)]) \quad (9)$$

其中  $\mathbf{d}_i$  是第  $i$  条长弦的原点,  $\mathbf{r}_i(s_i)$  是沿该弦距零点长度为  $s_i$  的点的位置矢量(参见图1)。(9)中求和表示对所有的弦求和。

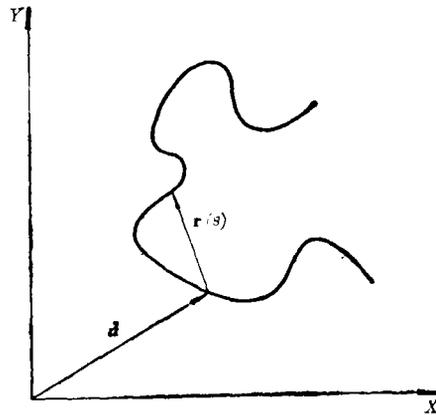


图 1. 描写弦的参量。

利用傅氏变换, 并对全空间积分, 可以得到无限长弦的两点能量相关函数为<sup>[10]</sup>

$$\langle \rho(\mathbf{k}) \rho(\mathbf{k}') \rangle = 12\alpha\mu^2 k^{-2} L^{-3} \delta^3(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \quad (10)$$

式中  $L \sim 2t$  为长弦本身的相关长度。由于背景宇宙空间的能量密度可以写为

$$\rho_0 = f t^{-2} G^{-1}$$

$$f = \begin{cases} 3/32\pi & \text{辐射为主时期} \\ 1/6\pi & \text{物质为主时期} \end{cases} \quad (11)$$

因而长弦密度扰动的两点相关函数是

$$\left\langle \frac{\delta\rho}{\rho_0}(\mathbf{k}) \frac{\delta\rho}{\rho_0}(\mathbf{k}') \right\rangle = 12\alpha\lambda^{-3} f^{-2} (\mu G)^2 k^{-2} t \delta^3(\mathbf{k} + \mathbf{k}')$$

注意其中波数  $k$  的幂指数为  $n = -2$ , 显然不同于通常的绝热扰动的 Zel'dovich 谱 ( $n = 1$ )。在半径为  $2\pi k^{-1}$  的球体内总的扰动均方值定义为:

$$\left( \frac{\delta M}{M} \right)^2(\mathbf{k}, t) = k^3 \delta^{-3}(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \left\langle \frac{\delta\rho}{\rho_0}(\mathbf{k}) \frac{\delta\rho}{\rho_0}(\mathbf{k}') \right\rangle \quad (12)$$

因此, 在无限长弦的情况下, 这一均方值为

$$\left( \frac{\delta M}{M} \right)^2(\mathbf{k}, t) = 12\alpha\lambda^{-3} f^2 (\mu G)^2 k t \quad (13)$$

式中  $\mathbf{k}$  与  $t$  具有相同的幂指数, 这意味着当扰动进入视界时 ( $2\pi k^{-1} \sim t$ ), 对各种尺度的扰动,

$\left(\frac{\delta M}{M}\right)$  都相同, 这就是尺度不变的扰动。

在小于视界的尺度内, 密度扰动由弦环所主导。由于弦环不断地振荡, 故其能量密度分布可简化为一个球状分布, 即半径为  $R$  的弦环的能量密度可以表示为下列高斯型分布

$$\rho(r, R) = C(R) \exp[-(r/R)^2] \tag{14}$$

其中  $C(R) = \pi^{-3/2} \beta \mu R^{-2}$  为归一化因子。

各弦环对能量密度的贡献都可以用 (14) 型的分布来表述, 环的中心则可用 (9) 式中的  $d_i$  来描写。这样, 用傅氏变换可得弦环的总质量扰动的均方值为:

当  $t < t_{eq}$

$$\left(\frac{\delta M}{M}\right)^2(k, t) = \eta \nu f^{-2} (\mu G)^2 (kt)^{5/2} \tag{15a}$$

$$\begin{aligned} & \text{对于 } \gamma \mu G t \ll k^{-1} \ll t \\ & = \text{const} \\ & \text{对于 } k^{-1} \sim \gamma \mu G t \end{aligned}$$

其中  $\eta \sim 1, \gamma \sim 5$ 。

当  $t > t_{eq}$

$$\left(\frac{\delta M}{M}\right)^2(k, t) = \eta \nu f^{-2} (\mu G)^2 (kt)^{5/2} (t_{eq}/t)^{1/2} \tag{15b}$$

$$\begin{aligned} & \text{对于 } \gamma \mu G t \ll k^{-1} \ll t_{eq} \\ & = \eta \nu f^{-2} (\mu G)^2 (kt)^2 \\ & \text{对于 } k^{-1} \sim \gamma \mu G t_{eq} \end{aligned}$$

图 2 给出核子为主的宇宙在复合前的能量密度扰动。可以看到, 扰动谱在进入视界时是尺度不变的。

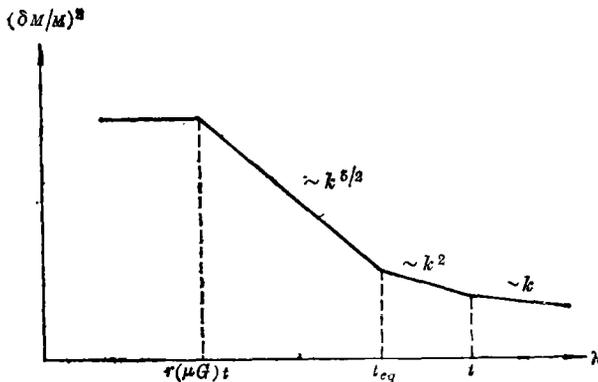


图 2. 复合前的扰动谱。

## 2. 复合之后的吸积

复合之后的密度非均匀性的发展主要由于弦环对周围物质的吸积。若把弦环密度分布

近似为球形, 则吸积过程也可近似为球对称的。现在用牛顿力学来处理这一吸积过程。首先考虑一个以弦环为中心的半径为  $r_i$  的薄球层, 球层以内所包围的物质的总质量为

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho_i r_i^3 + m_0 \quad (16)$$

其中  $\rho_i$  为宇宙背景能量密度的相应的初始值,  $m_0 = \beta\mu R$  为弦的质量。在这总质量的作用下, 球层的运动方程为

$$\frac{1}{2} \left( \frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{GM}{r} = C \quad (17)$$

其中  $C$  为总能量。如果此球层的初始总能量大于或等于零, 则球层将保持继续膨胀而永远不会形成引力束缚体系; 反之, 则球壳将开始坍缩, 其解可以写为参数方程的形式, 即

$$r = \frac{r_i}{2\mathcal{A}_i} (1 - \cos\vartheta) \quad (18)$$

$$t = \frac{3t_i}{4\mathcal{A}_i^{3/2}} (\vartheta - \sin\vartheta) \quad (19)$$

其中

$$\mathcal{A}_i = \delta_i - (\Omega_i^{-1} - 1) \quad (20)$$

这里  $\Omega_i$  为初始时刻  $t_i$  时的宇宙背景能量密度与该时刻相应的临界能量密度的比值, 密度涨落  $\delta_i$  定义为

$$\delta_i = \frac{m_0}{\frac{4\pi}{3} \rho_i r_i^3} \quad (21)$$

(20), (21) 式给出  $r_i$  的临界值

$$r_c = \left[ m_0 / \frac{4\pi}{3} \rho_i (\Omega_i^{-1} - 1) \right]^{1/3}$$

即只有初始时刻位于此临界值以内的球层才可能发生引力坍缩。另一方面, 球层的初始位置必须大于弦环的半径  $R$ , 故可以形成引力束缚体系的球层的初始半径必须满足  $R < r_i < r_c$ 。如果球层在时刻  $t$  达到其半径的最大值 (相应于  $\vartheta = \pi$ ) 之后开始坍缩, 则由 (18), (20), (11) 以及  $m_0$  的定义, 可得  $r_c$  与弦环半径  $R$  的关系为

$$r_c(R, t) \sim \hat{C} (\mu G)^{1/3} R^{1/3} t_i^{4/3} t^{2/3} \quad (22)$$

其中  $\hat{C} = (9/2)^{1/3} (4/3\pi)^{2/3} \beta^{1/3} \simeq 2.8$ 。(22) 式给出, 在半径为  $R$  的弦环的引力作用下, 从  $t$  时刻开始坍缩的球对称区域在吸积开始时刻  $t_i$  时的初始半径  $r_i$  的上限。因为, 只有当  $r_i > R$  时才能用球状吸积处理, 故由 (22) 式可得  $R$  的一个上限  $R_c$ ,

$$R_c \simeq \hat{C}^{3/2} (\mu G)^{1/2} t_i^{2/3} t^{1/3} \quad (23)$$

只当  $R < R_c$  时才可使用球状近似。

利用以上发展的理论, 我们可以求得弦环吸积后, 在  $t$  时刻在其周围聚积的总的物质质量。这一总质量来源于半径为  $r(t) = r_i a(t)$  的背景空间 ( $a$  为宇宙尺度因子), 故应等于

$$M_{coll} = \frac{4\pi}{3} \rho(t) r_i^3 \left( \frac{t}{t_i} \right)^3 \quad (24)$$

设  $\Omega \sim 1$ , 则  $\Delta_i \sim \delta_i$ , 将 (22) 代入 (24) 即得

$$M_{coll} = \left(\frac{4}{3\pi}\right)^{2/3} \beta \mu R \left(\frac{t}{t_i}\right)^{2/3} \quad (25)$$

由 (18), (19) 两式可求得, 刚刚开始坍缩的球对称物质区的半径为  $r_{max} = r_i / \delta_i$ , 相应的时刻为  $t_{max} = \left(\frac{3\pi}{4}\right) t_i \delta_i^{-3/2}$ , 故此时刻坍缩区内的平均质量密度与背景宇宙空间的质量密度之比为

$$\frac{\rho_{coll}}{\rho_0} = \left(\frac{t_{max}}{t_i}\right)^2 \delta_i^3 = \left(\frac{3\pi}{4}\right)^2 \quad (26)$$

坍缩区域最终将达到维里平衡, 相应的时刻与半径由数值计算分别为<sup>[11]</sup>  $t_{coll} \sim 1.8 t_{max}$ , 以及  $r_{coll} \sim 0.5 r_{max}$ 。因此, 当坍缩区域达到维里平衡后, 其平均密度与背景宇宙的质量密度之比应为

$$\left(\frac{3\pi}{4}\right)^2 \delta(t_{coll}/t_{max})^2 \simeq 150 \quad (27)$$

上式最后一项因子来源于从  $t_{max}$  到  $t_{coll}$  这段时间里背景空间的膨胀。(26), (27) 两式表明, 从开始坍缩直到维里平衡这段时间内, 球对称坍缩区域内的密度反差是与坍缩区的尺度无关的。

对于  $\Omega$  比 1 小很多的情况, 例如  $\Omega \sim 0.1$  的核子为主的宇宙,  $t_{max}$  是与  $\Omega$  有关的。如果  $t_{max}$  所相应的红移为  $Z_f$ , 则有  $1 + Z_f \sim \Omega^{-1} - 1$  [7]。

#### 四、宇宙弦环与星系的形成

在宇宙弦模型中, 星系形成的图象如下: 在极早期相变阶段产生的弦, 在复合之前由相交和自交过程而形成各种尺度的弦环。复合之后弦环吸积周围物质而形成星系、星系团以及超星系团各种结构。现在我们用这一模型来讨论星系的成团性质。

##### 1. Abell 星系团的形成

所谓 Abell 星系团是指在 Abell 半径  $r_A = 1.5 h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  ( $h$  为以  $100 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  为单位的哈勃常数) 以内含有多于 50 个亮星系的空间区域。观测表明 Abell 星系团之间的平均距离为  $d_A = 55 h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  [12]。若取 Abell 团内的物质密度分布为<sup>[13]</sup>  $\rho(r) = 2.4 \times 10^{-27} r^{-2} h^2 \cdot \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$  (其中  $r$  的单位是  $h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ ), 则容易求出在  $r_A$  以内的平均密度超出 (即密度反差或与背景平均密度之比) 为  $170 \Omega^{-1}$ , 对于  $\Omega = 1$  的宇宙, 这与 (27) 式的结果十分接近。如果我们取球对称吸积模型中达到维里平衡的时刻为宇宙年龄  $t_0$ , 则由 (27) 式有

$$1 + Z_{max} = (t_0/t_{max})^{2/3} \simeq (1.8)^{2/3} \simeq 1.5 \quad (28)$$

这说明, 对于  $\Omega = 1$  的宇宙, Abell 星系团是在距今不久的时期形成的。如果取  $\Omega = 0.1$  核子为主的宇宙, 则  $1 + Z_{max} \sim \Omega^{-1} \sim 10$ , 这样就给出较早的坍缩时刻  $t_{max}$ , 因而 Abell 半径内的平均密度超出将达到  $4 \times 10^4$ , 这显然与观测不符。所以, 弦模型也支持  $\Omega \sim 1$  的冷暗物质为主的宇宙模型。

由弦吸积可知, Abell 星系团在其达到维里平衡之前所能达到的最大半径为  $r_{max} = 2r_d = 3h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 。由此给出相应的初始密度扰动  $\delta_i$  与扰动初始半径  $r_i$  之间的一个关系

$$r_i = \delta_i r_{max} = \delta_i (3/2000) t_{eq} Z_{eq}^{3/2} \Omega^{1/2} \quad (29)$$

第二个等式是将  $r_{max}$  用  $t_{eq}$ ,  $Z_{eq}$  表示而得到的。 $\delta_i$  与  $r_i$  之间的另一个关系由  $\delta_i$  的定义给出, 即

$$\delta_i = \frac{\beta \mu R}{\frac{4\pi}{3} r_i^3 \rho_i} = \frac{9\beta}{2} G\mu (R/t_{eq}) (t_{eq}/r_i)^3 \quad (30)$$

此式中出现了弦环的参数  $\mu$  和  $R$ 。由于最小的弦环主导着弦环的数密度和能量密度, 由(7)式可得  $R$  与弦环之间的平均距离的关系为

$$R = (2\nu/3)^{2/3} (d/2000)^2 (\Omega h)^2 Z_{eq} t_{eq} \quad (31)$$

其中  $d = 55h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  为 Abell 星系团之间的平均距离的观测值。这样, 由方程 (29) — (31) 即可求解  $G\mu$ , 结果为

$$G\mu \simeq 2 \times 10^{-6} \quad \text{对于 } \Omega = 1, h = 0.5 \quad (32)$$

$$G\mu \simeq 2 \times 10^{-3} \quad \text{对于 } \Omega = 0.1, h = 1 \quad (33)$$

显然由  $\Omega = 1$  的冷暗物质为主的宇宙得出的结果与大统一理论的估值(1)相接近。

## 2. 星系相关函数

在弦模型中, 星系是由小环的吸积而形成的。故由弦的分布即可推得星系相关函数。初始的弦环之间的相关函数由于环之间的引力而加强, 由此演化成星系相关函数。

在小于弦环的平均距离, 即  $r < d$  的尺度上, 刚进入视界的半径相似的弦环之间的初始相关函数为(8b)。由此可以求得, 与任何一个半径为  $R$  的弦环距离为  $r$  以内的质量扰动为

$$\frac{\delta M_r}{M} = \int_0^r d^3 r \xi(r) \rho_R / \int_0^r d^3 r \bar{\rho} \quad (34)$$

其中  $\bar{\rho}$  为宇宙背景密度,  $\rho_R$  为半径大于  $R$  的弦环的能量密度。利用(6)、(11)及(8b), 上式成为

$$\frac{\delta M_r}{M} = 0.6 \left(\frac{d}{r}\right)^2 6\pi G\mu \alpha \left(\frac{t}{R}\right)^{1/2} \quad (35)$$

注意(34)及(35)所给的质量扰动仅由于弦环自身的能量密度分布引起的, 与弦环吸积周围物质无关。

引力增强过程对弦环相关函数的影响, 同样可以用球对称吸积模型来描述。在弦环所形成的成团结构中, 考虑一球层。由于弦环之间的平均距离远大于其半径, 故可以设球层内所包含的弦环总数在引力增强过程中保持不变, 这样就给出相关函数的演化关系如下:

$$1 + \xi(r/d) = \frac{\partial (r_i/d_i)^3}{\partial (r/d)^3} (1 + \xi(r_i/d_i)) \quad (36)$$

其中  $r_i, d_i$  为  $r, d$  的初始值。设星系团在  $t$  时刻达到维里平衡, 即  $r = \frac{1}{2} r_{max} = \frac{r_i}{2\delta_i}$ , 其中

$\delta_i$  由(35)式给出。弦环之间的平均距离正比于宇宙尺度因子, 即  $d = d_i (t/t_i)^{2/3}$ , 故对坍塌

球层有

$$r/d = (1/1.2) (r_i/d_i)^3 \left[ 6\pi\alpha G\mu \left( \frac{t_i}{R} \right)^{1/2} \right]^{-1} (t_i/t)^{2/3} \quad (37)$$

将(37)式代入(36)式,即得到  $t$  时刻的相关函数

$$1 + \xi(r/d) = 2.4\pi\alpha G\mu (t_i/R)^{1/2} (t/t_i)^{2/3} (d/r)^2 [1 + \xi(r_i/d_i)] \quad (38)$$

另一方面,星系相关函数为<sup>[14]</sup>

$$\begin{aligned} \xi_{\text{gs}}(r/d) &\simeq 1.1(d/r)^2 \\ 0.02 &\lesssim r/d \lesssim 1 \end{aligned} \quad (39)$$

对比(38)与(39),并取  $d = 5h^{-1} \cdot \text{Mpc}$  以及  $R = 5.5 \times 10^{-3} (\Omega h)^2 t_i$ , 即得

$$\begin{aligned} G\mu &= 2 \times 10^{-6} h^{-1}, & \text{若 } \Omega = 1 \\ G\mu &= 2.5 \times 10^{-6} h^{-1}, & \text{若 } \Omega = 0.1 \end{aligned} \quad (40)$$

对于  $\Omega = 1$  的宇宙,上述结果与 Abell 团所得结果是一致的。

利用上述结果,我们可以估计到现今为止半径多大的弦环已吸积完了周围的物质。(25)式给出一个半径为  $R$  的弦环到时刻  $t$  为止所吸积的物质总量。另一方面,  $t$  时刻的弦环之间的平均距离为

$$d = (3/2\nu)^{1/3} R (t_i/R)^{1/2} (t/t_i)^{2/3} \quad (41)$$

与(7)式比较,(41)式多了等号右边最后一个因子,它是由于哈勃膨胀带来的。一个弦环周围半径为  $d/2$  的球形区域之内的总质量为

$$\begin{aligned} M_{\text{tot}} &= \pi\rho(t) d^3/6 \\ &= R(R/t_i)^{1/2}/24G\nu \end{aligned} \quad (42)$$

令(25)与(42)相等,即求得吸积了所有周围物质的环的半径为

$$(R/t_i)^{1/2} = 12\alpha G\mu (t/t_i)^{2/3} (4/3\pi)^{2/3}, \quad (43)$$

对于  $\Omega = 1, h = 0.5$  的宇宙,这一值为  $\sim 2 \times 10^{-3}$ , 因而,由(31)式得到弦环之间(亦即星系之间)目前的平均距离为  $d \sim 3.5h^{-1} \cdot \text{Mpc}$ 。这个结果与观测是相符的。这说明,到目前为止星系已吸积了周围空间的所有物质。

### 3. 超星系团与巨洞

在大于星系团的尺度上,宇宙物质的分布与小尺度很不相同。星系、星系团的物质密度分布大体是球状的。而所谓超星系团则是由星系团构成的片状或线状的结构,并且在这些片状或线状的星系聚集区之间存在着巨大的星系短缺区,即巨洞,其尺度可达20—50Mpc。

由(23)式可知,球对称吸积近似存在一个上限  $R_c$ , 即半径大于  $R_c$  的弦环不再具有球对称式的吸积。 $R_c$  发展到今天的尺度是

$$R = R_c \left( \frac{t}{t_i} \right)^{2/3} \simeq \hat{C}^{3/2} (\mu G)^{1/2} t$$

$$\simeq 14 \text{Mpc}$$

这就是说,在大于 14Mpc 的尺度上,不可能有球状结构,而应是线网状。这正是超星系团及巨洞尺度上的形态。

#### 4. 相关函数的系统性特征

Bahcall 等对星系团、超星系团等的相关函数分析之后发现了几点系统性的特征<sup>[12]</sup>, (i) 所有星系、星系团及超星系团的相关函数都具有幂律形式, 即

$$\xi(r) = \alpha r^{-l}$$

而且它们的幂指数都有  $l = 1.8$ 。(ii) 相关强度  $\alpha$  与体系的富性  $\langle N \rangle$  有如下关系

$$\alpha = \beta \langle N \rangle^m$$

幂指数  $m = 0.7$ ; (iii) 相关强度  $\alpha$  与体系中统计对象的平均距离  $d$  之间也有幂律关系

$$\alpha = r d^n$$

这几个性质是宇宙大尺度结构的系统性的特征。它们可以用弦模型的分数维度概念给一统一的解释<sup>[8]</sup>。由(5a)看到, 半径在  $R$  到  $R + dR$  中的弦环密度为

$$n(R) \sim R^{-2.5}$$

这相当于说, 环体系是个分数维度  $D = 2.5 - 1 = 1.5$  的体系。由此可以证明, 指数  $m, n$  应满足下列关系,

$$2m = n = D$$

即应有  $m = 0.75, n = 1.5$ , 这与观测值很好地符合。

### 五、宇宙弦与微波背景辐射的各向异性

早期宇宙中的能量密度扰动会在退耦后的辐射中留下遗迹, 即今天所观测到的微波背景辐射的各向异性<sup>[15]</sup>。如果背景辐射目前的温度和复合结束时的温度分别表示为  $T_0$  和  $T_e$ , 则有

$$\frac{T_0}{T_e} = (1 + Z_e)^{-1} \quad (44)$$

如果没有任何扰动,  $Z_e$  就是复合结束时的红移值。其值为  $1 + Z_e \simeq 1.5 \times 10^3$ , 相应于  $T_e \simeq 4,000\text{K}$ 。当有扰动时, 应当用下式表述  $Z_e$ ,

$$1 + Z_e = (u_\alpha k^\alpha)_e / (u_\alpha k^\alpha)_0 \quad (45)$$

其中  $u_\alpha$  为辐射流体的四速度,  $k^\alpha$  为辐射的波矢。这样, 观测到的背景辐射温度的扰动应为

$$\begin{aligned} \frac{\delta T_0}{T_0} &= \frac{\delta T_e}{T_e} + \left[ \frac{(\delta u_\alpha k^\alpha)_0}{(u_\alpha k^\alpha)_0} - \frac{(\delta u_\alpha k^\alpha)_e}{(u_\alpha k^\alpha)_e} \right] + \left[ \frac{(u_\alpha \delta k^\alpha)_0}{(u_\alpha k^\alpha)_0} - \frac{(u_\alpha \delta k^\alpha)_e}{(u_\alpha k^\alpha)_e} \right] \\ &= \frac{\delta T_e}{T_e} + \left( \frac{\delta T}{T} \right)_D + \left( \frac{\delta T}{T} \right)_{sw} \end{aligned} \quad (46)$$

其中  $\delta T_e/T_e$  代表最后散射面的温度扰动, 即背景辐射的内禀各向异性,  $(\delta T/T)_D$  表示由于最后散射面和观测者的固有速而引起的 Doppler 的效应,  $(\delta T/T)_{sw}$  表示 Sachs-Wolfe 效应<sup>[16]</sup>, 它是由于引力势的扰动而引起的。

实测到的背景辐射的各向异性很小<sup>[17]</sup>, 它对各种星系形成理论提出了严格的限制。对于标准的绝热扰动及等温扰动, 背景辐射的各向异性的理论已经详细地讨论过了<sup>[18-20]</sup>。这里将讨论弦环所产生的特有的影响。

### 1. 内禀各向异性

最后散射面的能量密度扰动将导致背景辐射温度的内禀各向异性, 即有

$$\frac{\delta T_e}{T_e} = \frac{1}{4} \frac{\delta \rho_r}{\rho_r}(\mathbf{x}_e, t_e) \quad (47)$$

其中  $\mathbf{x}_e, t_e$  分别代表发生最后散射的位置与时刻。取观测者视线方向垂直于最后散射面, 则在最后散射面上相距视线分别为  $\mathbf{z}$  和  $-\mathbf{z}$  的两点之间给出的能量密度扰动的均方值为

$$\begin{aligned} \langle \delta_r(\mathbf{z}) \rangle^2 &\equiv \langle (\delta \rho_r(\mathbf{z}) \delta \rho_r(-\mathbf{z})) / \rho^2 \rangle \\ &= \frac{1}{(2\pi)^6} \int d^3k d^3k' \delta k \delta k' (e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{z}} - e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{z}}) (e^{i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{z}} - e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{z}}) \delta^3(\mathbf{k} + \mathbf{k}') \\ &= \frac{8\pi}{(2\pi)^6} \int_0^\infty dk k^2 |\delta_k|^2 \int_{-1}^1 \sin^2(kzy) dy \end{aligned} \quad (48)$$

当  $k \ll z^{-1}$  时, 近似地有  $\sin^2(kzy) \sim (kzy)^2$ , 故(48)式中对  $y$  的积分  $\sim 2(kz)^2/3$ ; 当  $k \ll z^{-2}$  时该积分近似为1。因而, 当  $\mathbf{z} < t_e$  时, 近似有

$$\langle \delta_r(\mathbf{z}) \rangle^2 \simeq \frac{8\pi}{(2\pi)^6} \cdot \frac{2}{3} \int_0^{z^{-1}} dk k^4 |\delta_k|^2 z^2 \quad (49)$$

因为我们讨论的是没有初始绝热扰动情况, 故辐射扰动的相关函数  $\delta_k$  的值应近似为宇宙弦的相关函数

$$|\delta_k|^2 \approx (6\pi G\mu)^2 k^{-2} t_e e^{-(kt_e)^2} \quad (50)$$

这里已用了光速有限性, 故对足够大的体积  $V$  (大于视界), 辐射与宇宙弦的总扰动必须满足零边界条件

$$\int_V d^3r \left( \frac{\delta \rho_{loop}}{\rho} + \frac{\delta \rho_r}{\rho} \right) = 0 \quad (51)$$

若取  $G\mu \sim 10^{-6}$ , 则(49), (50)给出  $\langle \delta_r(\mathbf{z}) \rangle \simeq 2 \times 10^{-7} z/t_e$ , 即在小的扫描角度上各向异性值与该角度近似成正比。当  $\mathbf{z} > t_e$  时(48)近似为

$$\langle \delta_r(\mathbf{z}) \rangle^2 \simeq \frac{8\pi}{(2\pi)^6} \int_{z^{-1}}^\infty dk k^2 |\delta_k|^2 \quad (52)$$

若取  $G\mu \sim 10^{-6}$  则可得到  $\langle \delta_r(\mathbf{z}) \rangle \sim 3 \times 10^{-7}$ , 即在大于复合结束时的视界尺度的背景辐射各向异性平均值是与扫描角度无关的。以上对内禀各向异性的讨论, 只需用到宇宙弦的相关函数, 并不需要考虑最后散射面的精细结构。

### 2. Doppler 效应

最后散射面和观测者偏离 Hubble 流的运动会带来 Doppler 效应, 它也会导致背景辐射的各向异性。观测者的固有运动(即地球相对于背景辐射的运动)会引起偶极各向异性。下面主要讨论散射面流体的运动的影响, 以及由于弦环本身运动所引起的辐射扰动的影响。

首先我们讨论由单一弦环给出的最后散射面流体的固有速度。单一弦环附近的密度扰动已由(14)式给出为

$$\frac{\delta\rho_{loop}}{\rho} = 6\pi\beta G\mu t^2 R^{-2}\pi^{-3/2}e^{-r^2/R^2} \quad (53)$$

其中  $\rho$  为(11)式给出的宇宙能量密度。对于足够大的体积  $L$ , 例如取  $L$  为半径  $2c_s t$  ( $c_s$  为声速) 的球体体积  $L = \frac{4\pi}{3}(2c_s t)^3$ , 由(51)式给出的边界条件可以得到

$$\frac{\delta\rho_r}{\rho} = \frac{9}{16}\beta G\mu c_s^{-3} \frac{R}{t} \quad (54)$$

这给出了单一弦环所引起的辐射流体的密度扰动。另一方面, 辐射流体必须满足连续性方程, 这就给出  $t_e$  时刻流的固有速度为

$$\begin{aligned} v &\sim c_s \frac{\delta\rho_r}{\rho} \frac{a(t_e)}{a(t_{eq})} \\ &\sim \frac{9}{16}\beta G\mu c_s^{-2} \frac{R}{t_e} \frac{a(t_e)}{a(t_{eq})} \end{aligned} \quad (55)$$

式中因子  $a(t_e)/a(t_{eq})$  的出现是由于最后散射光子的流体物质在  $t_{eq}$  之后密度扰动  $\propto a(t)^{-3}$ , 而辐射密度扰动  $\propto a(t)^{-4}$ 。这一固有速度使最后散射的光子产生 Doppler 红移。在体积  $L$  内所有半径大于  $R$  的弦环对散射光子的各向异性的贡献由对  $R$  的积分给出

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta T}{T}\right)_D &= \int_{\mathbf{x}} n(R) dR \int_L dL \langle n\delta v(t_0) \rangle^2 \\ &\sim \left[ \frac{1}{3} v^2 \frac{v}{R t_e^2} \cdot \frac{4\pi}{3} (2c_s t_e)^3 \right]^{1/2} \\ &\sim (2\pi c_s)^{1/2} v^{1/2} \frac{3}{4} \beta \mu G \frac{a(t_e)}{a(t_{eq})} \end{aligned} \quad (56)$$

如果取  $v \sim 1, c_s^2 \sim 1/3, 1+z_{eq} = 2.5 \times 10^4 \Omega h^2$ , 并取  $\Omega = 1, h = 0.5, G\mu \sim 10^{-6}$ , 则由(56)式给出的 Doppler 效应对背景辐射各向异性的贡献为  $(\delta T/T)_D \lesssim 3 \times 10^{-6}$ , 这也在观测所给的限制以下。

产生 Doppler 效应的另一个原因是由于宇宙弦环或直弦一般都具有较大的速度  $v \sim 0.1$ , 根据总的动量守恒, 这就使得辐射流体也产生相应的较大的固有速度, 从而引起最后散射光子的各向异性。计算表明这一原因引起的  $(\delta T/T)_D$  约比(56)式的结果小一个数量级。

### 3. Sachs-Wolfe 效应

如果背景辐射光子发射区与观测者之间存在着大尺度的密度扰动区, 则光子经过这一密度扰动区时必将产生引力红移, 这会引起背景辐射中的各向异性, 称为 Sachs-Wolfe 效应。

在牛顿近似下, 沿着一条光线由引力势扰动引起的辐射温度扰动为

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\delta(av)}{av} = \phi(\mathbf{x}, t) \Big|_{t_0}^{t_e} \quad (58)$$

其中引力势的扰动  $\phi(\mathbf{x}, t)$  由 Poisson 方程所决定

$$\phi(\mathbf{x}, t) = -G\rho_0 a^2(t) \int d^3\mathbf{x}' \frac{\delta(\mathbf{x}', t)}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} \quad (59)$$

在不考虑初始绝热(或等温)扰动情况下,密度扰动  $\delta$  仅由弦环对周围物质的吸积而引起,如果设光线在吸积区域的外围经过,则有

$$\phi(\mathbf{x}, t) = -G\Delta M(t) \frac{a(t_0)}{a(t)} \cdot \frac{1}{|\mathbf{x}|} \quad (60)$$

其中  $\Delta M(t) = \frac{4\pi}{3} \rho_i \tau_i^3$  为吸积区域所包含的质量,  $|\mathbf{x}|$  为光子在  $t$  时刻与弦环中心的共动距离。利用(22)式,可以得到

$$\phi(\mathbf{x}, t) = -\frac{2}{9} \hat{C}^3 \mu G \left(\frac{t_0}{t_e}\right)^{2/3} \frac{R}{|\mathbf{x}|} \quad (61)$$

比较两条夹角为  $\phi$  的光线,则因它们的  $\mathbf{x}(t_0)$  相同,故它们给出的温度涨落为

$$\frac{\delta T}{T}(\phi) = \frac{2}{9} \hat{C}^3 G \left(\frac{t_0}{t_e}\right)^{2/3} \left[ \frac{R}{|\mathbf{x}(t_e)|} - \frac{R}{|\mathbf{x}'(t_e)|} \right] \quad (62)$$

通常对观测有意义的是各向异性的均方值,即(62)式的平方然后对全空间的积分。为求所有直径大于  $R$  的弦环对 Sachs-Wolfe 效应的贡献,还需要乘以  $t_e$  时刻的弦环数密度  $n(R, t_e) = (a(t_e)/a(t_0))^3 R^{-2} t_e^{-2} \nu$ , 然后对  $t_e$  积分,显然,积分的贡献由最大的弦环  $R \sim 2t_e$  给出。这样,背景辐射各向异性的均方根为

$$\left\langle \frac{\delta T}{T}(\phi)^2 \right\rangle^{1/2} \simeq (48\pi\nu)^{1/2} \frac{1}{3} \beta \mu G Z(t_e)^{1/4} \sin^2 \left( \frac{\phi}{2} \right) \quad (63)$$

如取  $\mu G \sim 2 \times 10^{-6}$ ,  $\nu \sim 0.01$  和  $Z(t_e) \sim 10^3$ , 则可以得到

$$\left\langle \frac{\delta T}{T}(\phi)^2 \right\rangle^{1/2} \sim 5 \times 10^{-6} \sin^{1/2} \left( \frac{\phi}{2} \right)$$

上述对 Sachs-Wolfe 效应的计算仅基于牛顿引力理论,并且弦环的分布也是随机的,更精确的计算应该考虑广义相对论,并考虑  $t_e$  时刻的弦环之间的相关函数。但计算结果表明<sup>[21]</sup>, 牛顿理论的结果在数量级上是正确的。

除去上面讨论的问题外,还有一个很有趣的机制,即高速运动的长弦所产生的引力透镜效应<sup>[22]</sup>。高速运动的长弦在其运动时将拖着一个楔状尾,就象高速航行的船拖着尾迹一样。如果取一垂直于长弦的截面,则在此截面上的时空将具有一个奇异的性质:光子横穿该楔状区域的时间为零,而楔状区以外的时空是平直的。这相当于在一个平直的时空中挖去一个楔形区,长弦正位于楔形的尖点。这样,如果在楔形的一边上某点有一个光源,则楔形尖端方向远处的观测者除了看到一个普通的像以外,还可以在楔形区的另一边与光源位置对称的地方,看到另一个像。这就是长弦的引力透镜效应。它可以用来解释某些双源的存在。另一方面,如果观测者的视线垂直于长弦运动方向,则穿过楔形区的光线的光程将会缩

短, 即等效于光源与观测者的距离变小。因而, 如果观测者同时观测两个相近的光源并且有一垂直于视线方向的长弦位于这两个光源之间, 则两光源发出的光线表现不同, 光线与楔形区相交的源看起来是向着观测者运动(由于长弦的运动), 而光线不与楔形区相交的源, 则无此效应。对于背景辐射, 这一效应就使得长弦两边的辐射出现线状的各向异性。

设一无限长直弦垂直于视线方向并以速度  $v_{\perp}$  垂直于直弦和视线所构成的平面运动, 则穿过楔形区的光子的红移为  $\Delta\nu/\nu = v_{\perp}\vartheta$ , 其中  $\vartheta \approx 8\pi G\mu$ [23] 为楔状区的张角。如果在观测者的扫描角度  $\phi$  内, 在观测者与辐射背景之间有  $N$  条长弦(或半径足够大的弦环), 则这些弦对背景辐射温度扰动均方值的贡献为

$$\langle \frac{\delta T}{T}(\phi)^2 \rangle = \frac{128}{3}\pi^2(\mu G)^2 \langle v^2 \rangle N \quad (57)$$

这里  $\langle v^2 \rangle$  的定义是  $\langle v_{\perp}^2 \rangle = \frac{2}{3} \langle v^2 \rangle$ 。穿过张角为  $\phi$  的扇形面的宇宙弦总数  $N$  可以通过类似求扇形面积的方法求出[10], 但应注意宇宙弦的数密度是时间的函数。将  $G\mu \sim 10^{-6}$  代入最后的结果, 即得  $\phi \sim 5'$  约有  $\frac{\Delta T}{T}(\phi) \sim 6 \times 10^{-6}$ 。此值也小于观测给出的上限。

## 六、结 语

宇宙弦理论在说明星系形成及大尺度结构等问题上有许多优点, 它是通常一些星系形成理论所不及的。这些优点主要是:

1. 宇宙弦理论中的自由参数最少。除了宇宙总质量密度  $\Omega$  是各种理论都需要的参数外, 弦理论的特有参数只有  $\mu$ 。弦理论的尺度不变的扰动是自然出现的, 并不需要另行假定初始扰动具有高斯分布。

2. 弦环的吸积在一定范围内可用球对称方式处理, 由此得到的信息要比通常的线性扰动理论多。

3. 对通常理论较困难的问题, 如星系团的相关函数, 超星系团及巨洞的存在等, 在弦理论中都可得到较好的说明。

4. 微波背景辐射的极小的各向异性使通常的星系形成理论遇到困难; 不能存在足够大的初始扰动。而弦理论无此问题。因为背景辐射的各向异性决定于物质密度涨落的均方值, 在弦理论中它由弦环之间的平均距离确定, 而星系等宇宙结构的形成则取决于弦环的引力吸积半径。计算表明[21], 在  $t_{eq}$  时刻弦环之间的平均距离约为平均引力吸积半径的6倍, 故物质密度涨落的均方值大约比引力坍缩区域的密度涨落值小两个数量级。这就是说, 如果  $t_{eq}$  时刻引力吸积区域的平均密度扰动为  $10^{-4}$  (从而足以形成星系), 则密度扰动对全空间的均方值只有  $10^{-6}$ , 这样产生的背景辐射的各向异性将大大低于观测所给出的限制。

## 参 考 文 献

- [ 1 ] Kirzhnits, D. A., *JETP Lett.*, **15** (1972), 745.
- [ 2 ] Linde, A. D., *Rep. Prog. Phys.*, **42** (1979), 389.
- [ 3 ] Kibble, T. W. B., *J. Phys.*, **A9** (1976), 1387.
- [ 4 ] Albrecht, A. and Turok, N., *Phys. Rev. Lett.*, **54** (1985), 1868.
- [ 5 ] Vachaspati, T. and Vilenkin, A., *Phys. Rev.*, **D30** (1984), 2036.
- [ 6 ] Vilenkin, A., *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 1169.  
Kibble, T. W. B., *Nucl. Phys.*, **B252** (1985), 277.
- [ 7 ] Turok, N. and Brandenberger, R. H., *Phys. Rev.*, **D33** (1986), 2175.
- [ 8 ] Fang, L. Z., *Modern Phys. Lett.*, **A1** (1986), 601.
- [ 9 ] Turok, N., *Phys. Rev. Lett.*, **55** (1985), 1801.
- [ 10 ] Brandenberger, R. H. and Turok, N., *Phys. Rev.*, **D33** (1986), 2182.
- [ 11 ] Peebles, P. J. E., *Ap. J.*, **75** (1970), 13.
- [ 12 ] Bahcall, N. A. and Soneira, R. M., *Ap. J.*, **270** (1983), 20.  
Bahcall, N. A. and Burgett, W. S., *Ap. J.*, **300** (1986), L35.
- [ 13 ] Peebles, P. J. E., *Physical Cosmology*, (1979).
- [ 14 ] Davis, M. and Peebles, P. J. E., *Ap. J.*, **267** (1983), 465.
- [ 15 ] Peebles, P. J. E., *The large scale structure of the universe*, (1980).
- [ 16 ] Sachs, R. and Wolfe, A., *Ap. J.*, **147** (1963), 73.
- [ 17 ] Uson, J. M. and Wilkinson, D. T., *Ap. J.*, **277** (1984), L1.
- [ 18 ] Peebles, P. J. E. and Yu, J. T., *Ap. J.*, **162** (1970), 815.
- [ 19 ] Vittorio, N. and Silk, J., *Ap. J.*, **293** (1985), L1.
- [ 20 ] 向守平, *天文学进展*, **5** (1987), 116.
- [ 21 ] Traschen, J., Turok, N. and Brandenberger, R., *Phys. Rev.*, **D34** (1986), 919.
- [ 22 ] Kaiser, N. and Stebbins, A., *Nature*, **310** (1984), 391.
- [ 23 ] Vilenkin, A., *Phys. Rep.*, **121** (1985), 263.

(责任编辑 刘金铭)

## Cosmic String and Formation of Large Scale Structure

Fang Lizhi

*(Beijing Astronomical observatory,  
Academia Sinica)*

Xiang Shouping

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

### Abstract

Cosmic string formed due to phase transition in the early universe may be the cause of galaxy formation and clustering. The advantage of string model is that it can give a consistent explanation on all observed results related to large scale structure, such as correlation functions of galaxies, clusters and superclusters, the existence of voids and/or bubbles, anisotropy of cosmic background radiation. A systematic review on string model has been done in this paper.