

# 宇宙微波背景辐射的观测和理论

冯 琰 琰      向 守 平

(中国科学技术大学天体物理中心 合肥 230026)

(中国科学院国家天文观测中心 北京 100012)

## 摘 要

介绍了有关宇宙微波背景辐射 (CBR) 观测和理论研究的最新进展。叙述了基于 COBE 卫星的观测宇宙学, 包括对背景辐射谱、各向异性的观测结果及其理论意义; 并系统介绍了 CBR 各向异性形成的各种机制; 展望了下一代宇宙微波背景探测器 (MAP 和 PLANCK) 的科学目标和主要技术参数。

**关键词** 宇宙学: 宇宙微波背景辐射 — 宇宙学: 观测 — 宇宙学: 理论

**分类号**: P162

自 1965 年 Penzias 和 Wilson 发现宇宙微波背景以来, 关于宇宙起源和演化的讨论就彻底脱离了形而上学的本体论, 使之成为观测和理论密切结合的一门真正的物理科学。以宇宙膨胀的 Hubble 定理、宇宙微波背景辐射和轻元素丰度作为现代宇宙学的基石, 形成了标准宇宙学的理论框架。进入 90 年代, 堪称宇宙学上里程碑的进展, 首推 COBE 卫星对宇宙微波背景辐射的观测, 尤其是关于背景辐射谱测定的 FIRAS 实验及温度涨落各向异性测定的 DMR 实验。其意义在于, 它和日益发展的多波段红移巡天一起, 使宇宙学不再是数据贫乏的科学; 同时, 它首次在观测上证实了形成宇宙丰富结构的原初扰动在宇宙演化早期就已存在, 为研究宇宙早期的物理过程提供了强有力的工具。正因为如此, 继 COBE 之后, 美国国家宇航局和欧洲空间局相继出台了下一代微波背景探测计划, 即 MAP 计划和 PLANCK 计划, 旨在提供更高空间分辨率的微波天空的全天测量。在另一方面, 由于 COBE 的推动, 关于背景辐射各向异性形成的理论研究在近十年也取得长足发展, 形成了较为完整的物理图像。预计结合新一代微波背景探测, 将有可能在 10% 的误差范围之内确定标准宇宙学的基本几何学和动力学参数, 并得到关于大尺度结构生成的优选模型。

关于背景辐射的观测和理论的详细评述可参见文献 [1~14]; 此外, Partridge 的新著《宇宙微波背景辐射》<sup>[15]</sup> 对这一领域的全貌也进行了详尽的讨论。

## 1 基于 COBE 的观测宇宙学

### 1.1 宇宙背景辐射 (CBR) 的谱测量及理论意义

微波背景辐射的能谱可以由黑体谱极好地拟合, COBE 为此提供了迄今为止观测宇宙学上最为完美的结果。它采用远红外绝对分光光度计 (FIRAS), 覆盖频率从  $2\text{cm}^{-1}$  到  $96\text{cm}^{-1}$  ( $60 \sim 2880\text{GHz}$ ), 分别对 1000 个天区进行了测量。为确保在光谱测量精度上的提高, 它采用了下述两个特色设计: (1) FIRAS 是双输入较差仪器, 一端输入为进入喇叭状天线的天空辐射, 另一端输入为可控温黑体参考源, 输出功率正比于两端输入谱功率差的 Fourier 变换。(2) FIRAS 在喇叭入口处装配一活动标准源, 该标准源的温度尽可能调整到和来自天空的辐射通量相符, 以保证在卫星飞行中温度的精确定标。这样, FIRAS 不仅可以对 CBR 的绝对温度进行精确的测量, 同时还可以检测到 CBR 谱对标准黑体谱的偏离。FIRAS 小组所报告的 CBR 谱的黑体拟合温度为

$$T_{\text{CBR}} = (2.728 \pm 0.002)\text{K}$$

值得一提的是, 最近的 UBC 火箭观测给出了和 FIRAS 相符的结果。

CBR 的黑体谱性质为原初核合成理论所要求的宇宙曾经历高温等离子体状态提供了强有力的证据。FIRAS 对谱畸变的测量同时也对宇宙早期可能发生的能量释放过程给出很强的限制。由于重子比熵巨大, 约为  $10^9$  左右, 因此, 微小的谱畸变要求在重子成分中发生很强的能量释放。导致对黑体谱偏离的主要电子-光子过程有:

#### • Compton 畸变

在红移  $z < 10^5$  时发生的能量释放, 可以通过电子-光子之间的 Compton 散射转移给光子, 定义谱畸变参数为

$$y = \int_0^z \frac{kT_e(z') - kT_\gamma(z')}{m_e c^2} \sigma_T n_e(z') c \frac{dt}{dz'} dz'$$

它代表每次碰撞产生的平均能量交换份额对碰撞次数的累加。如果  $y < 1$ , Compton 散射无法在电子-光子之间建立热平衡, 由此产生 CBR 的谱畸变。在 Rayleigh-Jeans 波段, 畸变为:

$$\Delta T_{\text{ky}} = -2yT_\gamma$$

一个显著的情形是当 CBR 光子经过星系团时, 和星系际介质 ( $T_e > 10^5\text{K}$ ) 的 Compton 散射产生的不饱和 Compton 化谱, 这就是熟知的 Sunyaev-Zeldovich 效应 (简称 SZ 效应)。结合 X 射线的观测, SZ 效应为研究星系团内热气体的物理状态提供了一种可能的方法。

#### • Bose-Einstein 畸变

发生在早期  $z \approx 10^5 \sim 10^7$  的能量释放, 由于  $y > 1$  以及 Compton 散射保持光子数守恒, 电子-光子将达到统计平衡状态, 这时的光子谱可以用具有非零化学势的 Bose-Einstein 分布描述

$$n = \frac{1}{e^{x+\mu_0} - 1}$$

其中  $x = h\nu/kT$ ,  $\mu_0 = 1.4\Delta E/E_{\text{CBR}}$  为无量纲化学势, 它代表电子-光子之间的能量转移和 CBR 能量的比值。如果考虑到电子与核的热致碰撞  $eZ \rightarrow eZ\gamma$ , 自由-自由辐射将热化长波上的光子谱, 这种效应使化学势和频率相关。早期能量释放的一种可能来源是不稳定粒子的衰变过程。

### • 自由 - 自由畸变

如果在红移  $z < 10^3$  时, 宇宙发生重新电离过程, 自由 - 自由辐射产生的软光子, 将在长波波段增加光子的等效温度, 由于缺乏有效的 Compton 散射, CBR 的谱将发生畸变, 畸变由  $Y_{\text{ff}}$  参数描述

$$\Delta T_{\text{ff}} = T_{\gamma} Y_{\text{ff}} / x^2$$

其中  $T_{\gamma}$  为 CBR 温度,  $Y_{\text{ff}}/x^2$  为自由 - 自由辐射的光学厚度,

$$Y_{\text{ff}} = \int_0^z \frac{T_e(z') - T_{\gamma}(z')}{T_e(z')} \frac{8\pi e^6 h^2 n_e^2 g}{3m_e (kT_{\gamma})^3 \sqrt{6\pi m_e kT_e}} \frac{dt}{dz'} dz'$$

其中  $n_e$  为电子数密度,  $e$  为电子电荷,  $h$  为普朗克常数,  $g$  为 Gaunt 因子。

由 FIRAS 实验及低频数据拟合给出的对畸变参数的限制为:

$$\begin{aligned} |y| &< 1.5 \times 10^{-5} && 95\% \text{CL (置信水平)} \\ |\mu_0| &< 9 \times 10^{-5} && 95\% \text{CL} \\ Y_{\text{ff}} &< 1.9 \times 10^{-5} && 95\% \text{CL} \end{aligned}$$

## 1.2 CBR 的各向异性观测及理论意义

COBE 卫星首次检测到原初物质扰动残留在背景辐射上的各向异性, 并根据合成温度涨落空间图, 发现在  $7^\circ \sim 90^\circ$  范围存在明显的结构。COBE 卫星搜寻各向异性的实验采用的是较差微波辐射仪 (DMR), 其设计原型来源于早期的 Princeton-MIT 小组的实验方案。它采用两个相同的对称喇叭天线的 Dicke 转换而提高其灵敏度。工作频率分别为 31GHz、53GHz、90GHz。该频率选择考虑到可以有效地扣除银河系磁场中电子的同步辐射以及星际尘埃辐射。角分辨率为  $7^\circ$ , 由于在复合时期视界的张角

$$\theta_{\text{H}} \approx (\Omega_0/2R)^{1/2} \approx 2^\circ (\Omega_0)^{1/2} (z_{\text{R}}/1000)^{-1/2}$$

因此 COBE 的 DMR 实验探测到的各向异性来源于复合时期的因果不相关区域, 根据星系形成的引力不稳定性理论及极早期宇宙的暴胀模型, 各向异性所揭示的微小扰动可以解释为形成今天观测到的宇宙结构的种子, 它源于暴胀时期的量子涨落, 它所产生的在尺度  $\lambda$  上的平均引力势扰动为

$$\langle \Delta \phi^2 \rangle^{1/2} \propto \lambda^{(1-n)/2}$$

$n$  定义为扰动的谱指数。对大多数模型  $n = 1$ , 因此引力势扰动和尺度无关, 这就是通常所说的标度不变谱。沿不同观测方向的引力势变化给出的 CBR 的温度涨落 (Sachs-Wolfe 效应, 简称 SW 效应) 的均方根为

$$\frac{\Delta T}{T} \propto \frac{(\Delta \phi)_{\lambda}}{c^2} \propto \theta^{(1-n)/2}$$

它主导了在大尺度 ( $> \theta_{\text{H}}$ ) 上的 CBR 的各向异性。

研究 CBR 各向异性的标准做法是对其在天球上的分布按球谐函数展开

$$T(\theta, \varphi) = \sum_l \sum_m a_l^m Y_l^m(\theta, \varphi)$$

角功率谱定义为展开系数  $a_l^m$  的均方值

$$C_l = \langle |a_l^m|^2 \rangle$$

除拓扑破缺模型外, 原初扰动满足 Gauss 统计, 展开系数  $a_l^m$  互不相关, 因此  $\{C_l\}$  给 CBR 各向异性提供了完备描述。对给定多极子  $l$ , 对应的角尺度为  $\theta \approx 1/l$ , 相应的角功率谱强度为  $lC_l/\pi$ 。

以下简要总结 COBE 给出的各向异性的观测结果及其宇宙学意义。

- 偶极矩 ( $l = 1$ ):  $\Delta T/T \approx 1.23 \times 10^{-3}$

偶极矩可以解释为太阳系相对于 CBR 参考系的本动速度所产生的 Doppler 移动。对一个以速度  $\beta = V/c$  相对于温度为  $T_0$  的各向同性 Planck 辐射场运动的观测者而言, Doppler 移动温度为

$$T(\theta) = \frac{T_0(1 - \beta \cos \theta)}{(1 - \beta^2)^{1/2}}$$

由此推断出太阳系的本动速度为  $V = (371 \pm 0.5) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。方向朝向  $(\alpha, \delta) = (11^{\text{h}}.20 \pm 0^{\text{h}}.01, -7^{\circ}.0 \pm 0^{\circ}.20)$  或  $(l, b) = (264^{\circ}.14 \pm 0^{\circ}.15, 48^{\circ}.26 \pm 0^{\circ}.15)$ 。进一步地, 我们可以得到本星系群的本动速度为  $V_{\text{LG}} = (627 \pm 22) \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ , 方向朝向  $(l, b) = (276^{\circ} \pm 3^{\circ}, 30^{\circ} \pm 3^{\circ})$ , 其误差主要来源于太阳系相对于本星系群运动速度的不确定性。

- 四极矩 ( $l = 2$ ):  $\Delta T/T \approx 1 \times 10^{-5}$

根据对  $10^{\circ} \times 10^{\circ}$  像素的 CBR 温度涨落的空间图分析, 采用功率谱的四极矩及谱指数的两参数拟合, DMR 小组给出的结果为  $n_{\text{DMR}} = 1.21 \pm 0.3$ ,  $Q = 15.6_{-2.8}^{+3.8} \mu\text{K}$ , 同时还证实了涨落的随机特性可以用 Gauss 统计很好地描述, 由于在大尺度的温度涨落不受因果区非 Gauss 物理过程的影响, 它直接反映了暴胀时期的原初量子扰动, 这也正是理论预期的结果。

- 多极矩

受角分辨率的限制, COBE 卫星能探测到的  $l > 2$  的角功率谱处于理论上预言的 Doppler 峰的尾部, 仅限于  $l < 20$ 。目前基于地面和气球的观测表明, 在小尺度上各向异性仍具有很强的功率, 并显示出 Doppler 峰出现的迹象。理论上预言的第一个 Doppler 峰的位置在  $l \approx 220 \Omega_0^{-1/2}$ , 角尺度为  $\theta \approx 0^{\circ}.3 \Omega^{1/2}$ 。由于小尺度上各向异性的形成直接受到因果区物理过程的影响, 进一步的实验将能给出一些重要的宇宙学参数, 如密度参数  $\Omega_0$ 、重子及暗物质成分、宇宙学常数、空间曲率及 Hubble 常数等, 而这也正是促成 MAP 和 PLANGK 计划的基本动机。在下一节中, 我们将简要综述小尺度上 CBR 各向异性形成的大致物理图像。

## 2 CBR 各向异性的形成

### 2.1 原初各向异性

当扰动进入视界以后, CBR 各向异性的形成将敏感依赖于因果区内的物理过程, 如声波振荡、Doppler 效应、光子扩散等。在红移  $z > 10^3$  时, 宇宙仍处于完全电离状态, 电子 - 光子之间

通过 Compton 散射存在紧耦合, 而电子-重子受电磁作用的束缚, 整个体系可以用光子-重子双流体描述。假定光子的平均自由时间远小于宇宙的膨胀时标  $H^{-1}$  及声波振荡时标  $(c_s k)^{-1}$ , 其中  $c_s$  为声速,  $k$  为扰动的 Fourier 波数。由于频繁的散射作用, 相对于重子参考系, 光子的分布函数完全由温度决定。考虑光子-电子的绝热耦合,  $n_\gamma \propto n_B \propto T^3$  ( $n_\gamma, n_B$  分别为光子和重子的数密度), 整个流体可以简化为单参数描述。选择内禀温度涨落  $\Theta(x, t) = \frac{\Delta T}{T}(x, t) = \frac{1}{3}\delta(x, t)$  为动力学参数, 可以得到光子-重子流体所满足的动力学方程

$$\frac{d}{d\eta} [m_{\text{eff}} \Theta] + \frac{k^2}{3} \Theta = F(\eta)$$

以上方程中,  $m_{\text{eff}} = 1 + R$  为流体等效质量,  $\eta = \int^t dt/a(t)$  代表共形时间,  $R = 3\rho_B/4\rho_\gamma = \left(\frac{450}{1+z}\right) \left(\frac{\Omega_B h^2}{0.015}\right)$  为重子与光子的能量密度比, 方程右边的  $F(\eta)$  为引力驱动力。如果不存在各向异性压力张量,  $F(\eta)$  可以写成  $F(\eta) = -\frac{k^2}{3}(1+R)\psi$ , 这里  $\psi$  为引力势扰动。在线性扰动框架下, 物质为主时期的引力势扰动  $\psi$  和时间无关。以下将依据以上动力学方程解的性质, 讨论 CBR 各向异性形成的简化物理图像。

#### • 声波振荡

首先假定  $R$  和  $\psi$  与时间无关, 这样得到  $\Theta$  的振荡解为

$$\Theta(\eta) = -(1+R)\psi + k_1 \cos(kc_s\eta) + k_2 \sin(kc_s\eta)$$

其中  $k_1, k_2$  为积分常数, 由初始条件决定;  $c_s = (3(1+R))^{-1/2}$  为声速。以上解的物理图像可以解释为当重子物质落入暗物质成分占主导贡献的引力势阱中, 由于存在辐射压对引力的抵抗作用, 受原初扰动的触发, 在流体中建立声波振荡模。

在辐射为主时期, 取  $R = 0$ , 并假定原初扰动为绝热扰动, 初始条件为  $\dot{\Theta}(0) = 0, \Theta(0) = -2\psi/3$ , 因此  $\Theta(\eta) = -\psi + \frac{1}{3}\psi \cos(kc_s\eta)$ , 观测到的有效温度涨落应为内禀温度涨落  $\Theta$  与光子逃逸引力势阱的引力红移之和,

$$\Delta T/T = (\Theta + \psi)_{\eta=\eta_*} = \frac{1}{3}\psi \cos(kc_s\eta_{\text{LS}})$$

$\eta_{\text{LS}}$  为最后散射面的共形时。经过复合时期, 辐射压的消失使在光子-重子流体中激发的声波振荡相位冻结在最后散射面上, 当由波数  $k$  空间投影到观测天球时,  $k$  空间的谐振模转化为 CBR 角功率谱上的振荡行为, 形成扰动峰系列, 这就是通常所说的 Doppler 峰 (需要指出, Doppler 峰和 Doppler 效应无关, 其名称出自历史上对该问题的误解)。第一个峰的物理尺度为  $\lambda_A \approx k_A^{-1} = c_s\eta_{\text{LS}}/\pi \approx 30\text{Mpc} \cdot \text{h}^{-1}$  ( $\text{h}$  为以  $100\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$  为单位的 Hubble 常数), 它对应于最后散射时的声速视界大小, 其角尺度为  $\lambda_A/D \approx 0.3^\circ$ ,  $D$  为最后散射面到观测者之间的距离。考虑到其它物理过程可能产生的相位移动, 可以通过测量峰-峰之间的相对间隔, 确定声速视界大小。由于声速视界依赖于  $\Omega_0 h^2$ 、 $\Omega_B h^2$ , 原则上可以通过 CBR 角功率谱推断出  $\Omega_0 h^2$ 、 $\Omega_B h^2$  的大小。

#### • 重子拖曳

以上讨论中取  $R = 0$ , 实际上忽略了重子成分的动力学贡献。放宽这个假定, 但仍保持  $R$  和时间无关, 温度涨落为  $\psi + \Theta = \frac{1}{3}(1+3R)\psi \cos(kc_s\eta) - R\psi$ 。显然, 当允许  $R \neq 0$

时, 流体有效质量  $m_{\text{eff}}$  增加, 使流体在引力势中的压缩增强, 其后果是声波振幅的增加, 并且产生对振荡零点的偏移  $-R\psi$ , 这就改变了峰及谷之间的绝对高度差, 实际上, 这种效应导致的高度变化通过  $R$  依赖于  $\Omega_B h^2$ , 这就为确定  $\Omega_B h^2$  提供了一种途径。

#### • Doppler 效应

考虑由于流体本动速度产生的 Doppler 效应对 CBR 各向异性的贡献, 由连续性方程, 易得到流体速度为  $\mathbf{V} = 3\frac{1}{6}\Theta\hat{\mathbf{k}}$ , 这里  $\hat{\mathbf{k}}$  为  $\mathbf{k}$  方向上的单位矢量, 当  $R = 0$  时, 径向 Doppler 效应对温度涨落的贡献为

$$\left(\frac{\Delta T}{T}\right)_{\text{Doppler}} = \frac{V_{\parallel}}{c} = \frac{i}{3}\psi \sin(kc_s\eta)$$

它和标准 SW 效应具有相同的振幅, 且具有  $\pi/2$  的相位差, 由于观测到的温度涨落以均方涨落形式出现, 显然  $\left(\frac{\Delta T}{T}\right)^2 \propto \sin^2(kc_s\eta) + \cos^2(kc_s\eta) = 1$ , Doppler 峰消失。但情形并非如此。考虑重子拖曳效应以后, 本动速度为  $V_{\parallel} = \frac{1}{3}\psi(1+3R)(1+R)^{-1/2} \sin(kc_s\eta)$ , 对其振荡零点具有对称性, Doppler 峰又会出现。在这种情形下, Doppler 峰的强度由于 Doppler 效应的贡献而得到加强。

#### • 驱动效应

如果驱动力  $F$  即引力势扰动随时间变化, 将产生有意义的结果。谐振子的定常驱动仅改变振荡的零点, 但当其随时间变化时, 如果驱动力的变化时标和谐振周期相当, 共振驱动将会发生。在辐射为主时期,  $\psi$  为衰减模式, 而在物质为主时期为常数。因此, 在物质为主时期以前进入视界的扰动模将经历共振驱动。显然, 最大的驱动模发生在辐射 - 物质能量密度相等时, 即红移为  $z_{\text{eq}} = 24000\Omega_0 h^2$  时, 特征波数为  $k_{\text{eq}} = (14\text{Mpc})^{-1}\Omega_0 h^2$ 。在等曲率扰动模型中, 由于包含辐射在内的总的物质扰动为零, 辐射能量密度扰动随宇宙膨胀迅速趋于零, 温度涨落的振荡模来源于引力势变化的驱动, 并相对于绝热扰动模型有  $\pi/2$  的相移。因此, Doppler 峰的位置将有助于区分绝热和等曲率扰动模型。对绝热扰动模型, 由驱动效应产生约 5 倍的振幅增加, 原则上可以通过测定峰及谷之间的高度比给出  $k_{\text{eq}}$ , 并由此得到  $\Omega_0 h^2$ 。

#### • 光子扩散

以上讨论基于电子 - 光子相互作用的紧束缚近似, 即假定电子 - 光子之间的碰撞时标和其它物理时标相比近似为零。在最后散射面附近, 随着复合过程的进行, 电离率  $\chi_e$  降低, 光子自由程  $\lambda_c \propto (\chi_e n_B)^{-1}$ , 其中  $n_B$  为重子数密度, 光子的随机游动使不同扰动强度的区域之间产生混合, 扰动振幅按指数形式衰减, 衰减尺度即扩散尺度为  $\lambda_D \approx \sqrt{N}\lambda_c \approx \sqrt{c\eta_L S\lambda_c}$ 。其结果是在小于  $\lambda_D$  尺度上的各向异性将被抹平, 这就是著名的 Silk 阻尼。因此在观测上确定有效扩散尺度, 可以作为估计重子成分  $\Omega_B h^2$  的一种方法。

#### • 投影效应

以上讨论了在最后散射面附近各向异性产生的机制, 但当自由流动的光子沿其测地线传播到今天的观测者时, 时空的几何将直接影响从原初空间涨落到观测到的各向异性的投影, 其效应通过时空的曲率及最后散射面到观测者的距离, 体现在原初物理尺度的视向改变。在正曲率空间, 相同纬度上的物理尺度比在平坦空间具有更大的张角, 相反的情

形出现在负曲率空间。与此类似, 在弯曲空间, 最后散射面的角距离依赖于空间曲率, 对  $K > 0$ ,  $d_A = |K|^{-1/2} \sinh[K^{-1/2}(\eta_0 - \eta_{LS})]$ ; 对  $K < 0$ , 只需将式中的  $\sinh$  改为  $\sin$  即可。对特征扰动模  $k_f$ , 其视向尺度为  $l_f = k_f d_A$ 。因此, 结合以上各种效应所反映的物理尺度, 将能测定时空的几何性质。

## 2.2 次级各向异性

复合时期以后, 最后散射的光子将自由地沿测地线到达今天的观测者。在其传播过程中, 仍存在一些二级过程影响 CBR 的各向异性, 这类过程可分为两类, 一类是纯引力的, 其中包括积分 SW 效应及大尺度线性或非线性成团物质的引力透镜效应, 另一类是热过程, 其中包含背景光子在穿过星系际热气体时, 由于和热电子的 Compton 散射的作用产生的 CBR 谱畸变, 以及在复合时期以后可能出现的宇宙再电离形成的新的最后散射面。对再电离模型, 原初的各向异性信息将会丢失, 由于电子光子之间的弱耦合所产生的最后散射面相当厚, 这样, 它所形成的 CBR 各向异性和原初各向异性具有完全不同的特征。

### • 积分 SW 效应

通常意义下的 SW 效应是由于最后散射面和观测者之间的引力势差导致的引力红移效应。如果引力势随时间变化, 光子落入引力势阱的频率蓝移和逃逸引力势阱时的红移不再抵消, 其净效应为沿光传播路径的引力势积分, 这就是所谓的积分 SW 效应。引力势随时间变化可以产生于: (1) 复合时期以后, 辐射能量密度的贡献不能完全忽略, 其结果是引力势随时间衰减, 引起所谓的“早期积分 SW 效应”。这种效应可以出现在  $\Omega_0 h^2$  较小的模型中; (2) 如果  $\Lambda > 0$  或  $\Omega + \Lambda \neq 1$ , 真空能量和曲率效应将在低红移时变得重要, 这时引力势将随时间变化; (3) 当宇宙进入非线性成团阶段时, 线性扰动理论失效, 引力势不再保持不变, 这种效应被称为“Rees-Sciama 效应”。

### • 引力透镜效应

积分 SW 效应可以看成是在光子运动方向上的引力作用。然而, 引力同样会在横向上影响光子的运动, 这就是熟知的光线弯曲效应, 即引力透镜效应。引力透镜效应的作用直接改变最后散射面的 CBR 各向异性的成像, 其结果是污染了在成团尺度上 (对应于角分量级) 的原初各向异性, 它对角功率谱的影响程度小于 10%。

### • 重新电离过程

Gunn-Peterson 检验意味着在近红移处星系际介质的重新电离。在标准 CDM 模型或其它一些变种模型中, 重新电离可能起因于早期形成的非线性天体的紫外辐射。即使如此, 这并不明显地影响原初各向异性。但如果重新电离发生在红移  $z > 100$ , 原初各向异性将会完全被抹平, Doppler 峰将完全消失。目前在大尺度及中等尺度上的 CBR 观测似乎已排除了这种可能性。

此外, 电离物质的团块运动及不均匀性, 也可以在非常小的尺度上产生新的各向异性 (Vishniac 效应), 这是一种非线性效应, 可以在二级扰动理论中处理。它和大尺度速度与局部物质扰动的耦合有关。

## 3 下一代微波背景探测器

微波各向异性探测器 (Microwave Anisotropy Probe, 简称 MAP) 是美国国家宇航局继 COBE 之后又一新的微波背景探测卫星, 计划在 2000 年秋季由德尔塔 II 型运载火箭发射升空。该卫星重量为 800kg, 功率为 400W, 为又一“德尔塔”级探索者卫星。

MAP 的主要任务是获得多频率、高灵敏度的 CBR 温度涨落空间图, 这就要求对可能出现的观测系统误差进行有效的控制, 如太阳辐射、地球及月亮的弥散光照射、观测环境的热不稳定性等。考虑直接影响数据质量的空间覆盖率、有效观测时间以及和地面的通信等因素, MAP 的运行轨道选择为地球 - 太阳的拉格朗日 L2 点的 Lissajons 轨道, 它距离地球 1500000km。由发射到进入预定轨道, 大约需要 3 个月的飞行时间, 卫星设计有效观测寿命约为 2yr。

MAP 的测辐射热仪和已成功的 COBE 卫星的 DMR 实验设计类似, 除能观测较差特性外, 还可以测定辐射的偏振状态。MAP 探测器的工作频率集中在 5 个频段上, 它们分别是 22、30、40、60、90GHz, 其空间分辨率介于 54' 至 15' 之间, 每  $0.3^\circ \times 0.3^\circ$  之间像素 (全覆盖约需 400000 像素) 的灵敏度约为  $35\mu\text{K}$ 。为得到高质量的空间图, MAP 的空间扫描方式采用陀螺式的进动模式, 每小时大约能覆盖全天的 30%, 这样可以保证对同一天区的多次重复测量, 以得到高信噪比的空间图。

PLANCK 卫星为欧洲空间局 (ESA) “公元 2000 年视界 (Horizon 2000)” 空间科学计划中的主要发展项目, 它以德国物理学家学 Planck 的名字命名。其设计基于提交给 ESA 的两个微波背景探测计划 COBRAS (Cosmic Background Radiation Anisotropy Satellite) 和 SAMBA (Satellite for Measurement of Background Anisotropy), 经 ESA 天文工作组的评估, 统一纳入 PLANCK 卫星计划。PLANCK 卫星计划在 2005 年由阿丽亚娜 V 型火箭载入空间轨道进行观测。它的工作频率集中在 30 ~ 900GHz 的 9 个频段, 谱分辨率为  $4.4' \sim 30'$ , 其探测器由测辐射热仪和基于 HEMT 的放大器阵列构成。在  $10'$  尺度上的灵敏度设计值为  $\Delta T/T \leq 2 \times 10^{-6}$ 。出于同样的考虑, 其轨道及扫描策略采用和 MAP 类似的方式。

和 COBE 相比, 由于 MAP 和 PLANCK 在角分辨率和灵敏度上的显著提高, 它将能提供高质量的 CBR 温度涨落空间图, 所涉及的主要科学目标为:

- 在  $10' \sim 180^\circ$  的角范围内测量 CBR 的各向异性, 精度达到  $10^{-6}$ , 这就使我们能够在小于 10% 的误差内, 测定空间曲率、Hubble 常数、暗物质及重子成分等。
- 检验暴胀模型, 并确定原初扰动的谱指数, 以及探测原初引力波扰动遗留在 CBR 上的各向异性。
- 探测极早期宇宙可能发生的相变中产生的拓扑缺陷, 如宇宙弦、磁畴及网纹。
- 测量在约  $100h^{-1}\text{Mpc}$  尺度上物质扰动的强度, 并结合 SDSS、2dF 等红移巡天, 确定宇宙结构演化的可能模型, 同时对暗物质的特性提供一些线索。
- 通过对几千个富团的 SZ 效应的测定, 为星系际介质的物理状态提供一些信息, 并结合 X 射线的观测, 给出对 Hubble 常数  $H_0$  的估计。
- 利用在亚毫米波段测辐射热仪的高灵敏度, 测量运动学 SZ 效应对频率的依赖性, 并得到至少 1000 个星系团的本动速度, 为星系形成理论提供强有力的检验。
- 利用其高灵敏度宽波段空间图, 研究银河系中电离气体与中性气体的对分布、恒星形成区的物理状态、远红外背景的起源及高红移极亮红外星系的演化。



总之, MAP 和 PLANCK 卫星作为跨世纪的科学工程, 对宇宙学研究带来的影响将是深远的, 它不仅极大地丰富人类对宇宙起源及演化的认识, 同时也将为物理学基础理论提供一些有价值的挑战性课题。

### 参 考 文 献

- 1 Weiss R. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1980, 19: 489
- 2 Readhead A C S, Lawrence C R. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1992, 30: 653
- 3 White M, Scott D, Silk J. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1994, 32: 319
- 4 Bond J R. In: Schaeffer R ed. *Cosmology and Large scale Structure*, Netherlands: Elsevier Science Publishers, 1995
- 5 Tegmark M. *Proc. Enrico Fermi Course CXXXII, Varenna*, 1995 (astro-ph/9511148)
- 6 Hu W, Sugiyama N, Silk J. *Nature*, 1997, 386: 37
- 7 Smoot G, Scott D. *Phys. Rev.* 1994, D50: 1173
- 8 Page L. In: David N, Schramm P, Galeotti D eds. *Proceeding from the Critical Dialogues in Cosmology Conference*, Princeton, 1996, [s.l.]: Kluwer, 1997: 75
- 9 Sunyaev R A, Zeldovich Ya B. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1980, 18: 537
- 10 Danese L, Burigana C, Toffolatti L et al. In: Mandolesi N, Vittorio N eds. *The Cosmic Microwave Background: 25 years Later*, Mandolesi, Vittorio: Kluwer, 1990: 153
- 11 Hu W. Ph. D. Thesis, Berkeley: U. C. Berkeley, 1995
- 12 Page L A. In: 3rd Int. School of Particle Astrophysics on Generation of Large Scale Cosmological Structures, 1996 (astro-ph/9703054)
- 13 Hu W. In: Martinez-Gonzalez E, Sanz J L eds. *The Universe at High-z Large Scale Structure and the Cosmic Microwave Background*, [s.l.]: Springer Verlag, 1996:207
- 14 Bunn E F. In: Lineweaver C H, Bartlett J G eds. *Proc. 1996 NATO Advanced Study Institute on the Cosmic Background Radiation*, [s.l.]: Kluwer 1997: 135
- 15 Partridge B. *3K: The Cosmic Microwave Background radiation*, Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995

## The Observation and Theory of the Cosmic Microwave Background Radiation

Feng Longlong    Xiang Shouping

(Center for Astrophysics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(National Astronomical Observatories, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012)

### Abstract

The recent progress on observation and theory of the cosmic microwave background radiation (CBR) is presented in this paper. Firstly, the observational cosmology based on COBE satellite is presented, including the observational results of the spectrum and anisotropy of CBR, as well as the theoretical significance of these results. Then a variety of mechanisms on the formation of the anisotropy of CBR are described. Finally the scientific objective and major technical parameters of the next-generation detectors of CBR (MAP and PLANCK) are highlighted.

**Key words** cosmology: cosmic microwave background radiation—cosmology: observations—cosmology: theory