

SZ 星系团巡天及其宇宙学意义

张 宇 颖

(中国科学院国家天文台 北京 100012)

摘 要

存在于星系团电离气体中的大量高温电子会对宇宙微波背景的光子产生逆康普顿散射,引起所谓的 Sunyaev-Zel'dovich (SZ) 效应。SZ 效应是研究星系团的一种非常有效的手段,特别是 SZ 效应只与星系团的内禀性质有关,而与所处的位置无关,这有利于发现高红移的星系团,因此对星系团的演化有着极其重要的意义。正在建造中的 SZ 巡天望远镜,将提供一条全新的确定宇宙参数的有效途径,如物质密度参量 (Ω_M)、真空能密度参量 (Ω_Λ) 和 $8h^{-1}\text{Mpc}$ 尺度内的质量涨落均方差 (σ_8)。SZ 星系团巡天确定宇宙参数,特别是定量分析利用 SZ 星系团巡天确定宇宙参数中可能存在的所有不确定因素,可以更好地限制宇宙学模型。在 SZ 星系团巡天完成之前,人们必须对这些不确定因素有清楚的了解,以便能利用未来的 SZ 星系团巡天结果有效地测量宇宙参数。

关 键 词 宇宙学 — SZ 效应 — 星系团

分 类 号 P157.8, P159.4

1 引 言

20 世纪 70 年代初在发现星系团中存在辐射 X 射线的热气体之后, Sunyaev 和 Zel'dovich 提出微波背景 (CMB) 的光子会被星系团电离热气体中的自由电子散射,引起微波背景谱畸变。这一现象被命名为 Sunyaev-Zel'dovich (SZ) 效应^[1~4]。15 年以后,实现了单天线射电望远镜探测单个星系团的 SZ 效应^[5]。1995 年,单天线射电观测、干涉天线阵射电观测和微波热辐射观测被成功应用到 SZ 效应的测量中^[6]。随着射电接收器灵敏度的提高,1999 年干涉天线阵定点目标观测相继测得 40 个星系团的 SZ 像^[7,8](见图 1)。

SZ 效应正比于经过视线方向热气体的总压强,而与星系团的红移无关。相对光学和 X 射线观测, SZ 观测可以探测更高红移的星系团。基于星系团形成率对宇宙学模型的敏感性和 SZ 效应不依赖于红移的特性, SZ 星系团计数可以有效限制宇宙基本参数,如哈勃常数 ($H_0 = 100h\text{km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$)、减速因子 (q_0)、物质密度参量 (Ω_M)、真空能密度参量 (Ω_Λ) 和 $8h^{-1}\text{Mpc}$ 尺度内的质量涨落均方差 (σ_8)^[9~23]。(1) 测量 H_0 : 用造父变星或超新星光变曲线

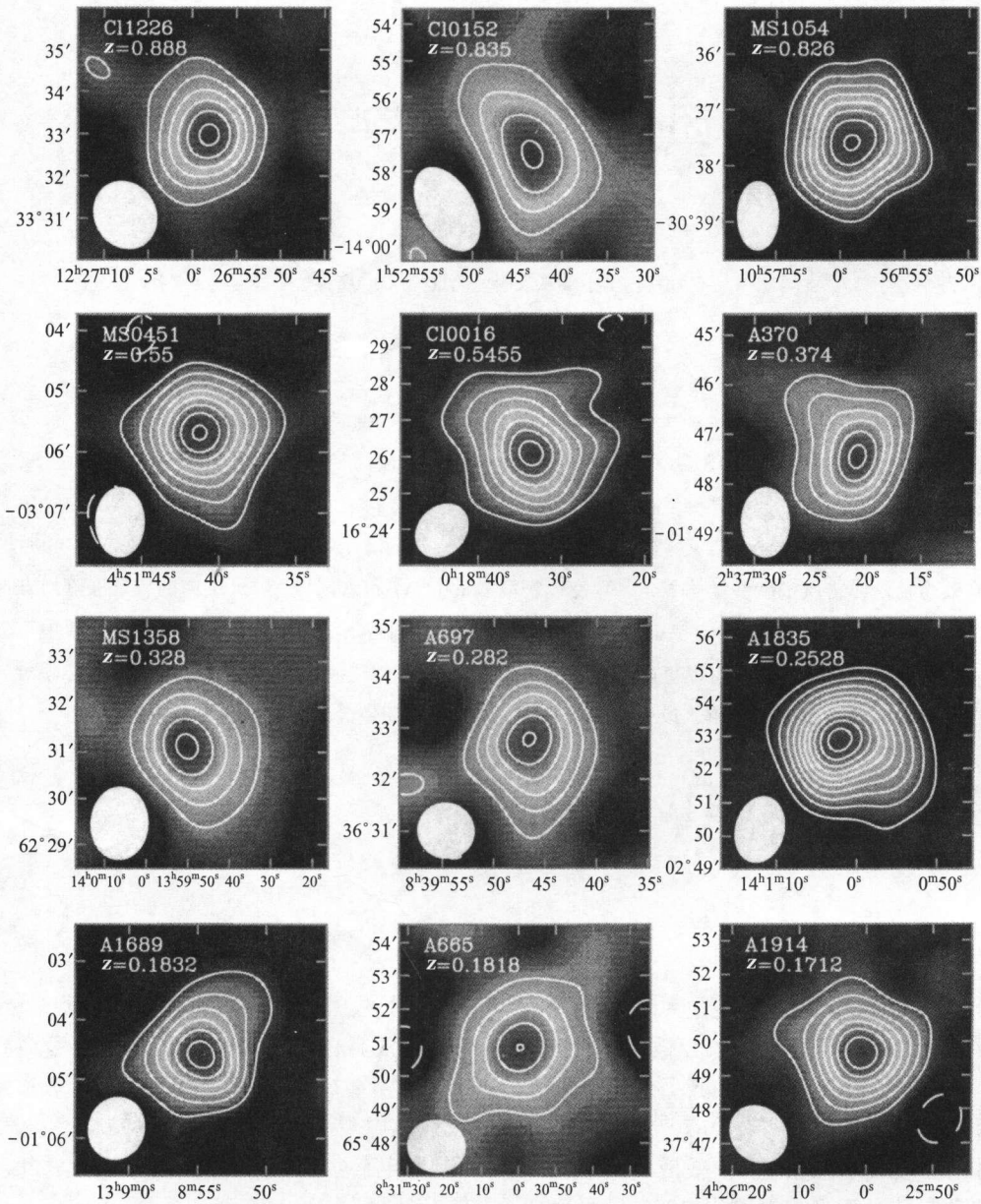


图 1 红移 $0.17 \leq z \leq 0.89$ 的星系团所呈的 SZ 效应像^[8]

流束的半高全宽见左下角。

测量, 因其对红移极敏感而存在很大不确定性。对 SZ 效应测量的系统误差分析^[24] 表明, 结合 SZ 效应和 X 射线测到的星系团角直径距离定 H_0 和 q_0 ^[25,26], 极大降低了测量的不确定性。对于 Λ CDM 模型, 目前的测量结果为 $H_0 = 63 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Mpc}^{-1}$, 68% 的置信度。以三轴椭圆星系团为例, 无偏离样本测 H_0 仅造成约 15% 的系统误差^[27]。(2) 限制 Ω_M 和 Ω_Λ : 由于 SZ

效应的星系团计数对 Ω_M 和 Ω_Λ 非常敏感, 因此与微波背景辐射和 Ia 超新星观测相结合, 可以进一步限制 Ω_Λ 和 Ω_M 的置信区间^[11,12]。(3) σ_8 的确定: SZ 效应的星系团计数及 SZ 角功率谱对 σ_8 极其敏感, 所以可以有效限制 σ_8 ^[16,18], 进而定出 σ_8 与 Ω_M 的解析表达式。综上所述, SZ 效应、X 射线观测、微波背景辐射和 Ia 超新星共同组成探测宇宙大尺度结构的四大有力武器。新一代无目标 SZ 星系团巡天计划, 如 AMIBA、ACBAR、BOLOCAM、CBI、DASI 和 PLANCK^[7,28] 都在积极筹备建造当中。SZ 星系团巡天分两部分: 深度巡天旨在探测低质量、高红移星系团; 浅度巡天旨在寻找大量大质量的星系团。新一代 SZ 效应专用望远镜的精度已经可以追溯到星系团形成早期。大面积高灵敏度的 SZ 巡天将会得到包含大量高红移星系团在内的完备星系团样本。我们期望将来的巡天结果对宇宙学模型作出更好的限制。

SZ 效应的物理机制本身决定, 它可以被用来探测星系团中气体的性质(冷却、再加热)。因为星系团内气体的质量比星系的质量高一个量级, 所以气体是星系团引力势阱束缚下的重子物质主要成分^[29,30]。即 SZ 效应给出星系团气体的反馈和再加热过程的同时, 也给出了星系团重子组分的物理图像。忽略星系团气体具体的分布结构, 任一星系团的 SZ 流量与其气体质量存在简单的解析关系。结合 SZ 效应测得的气体质量和引力透镜测得的总质量(引力质量在小 / 大尺度上可以通过强 / 弱引力透镜测得), 作出投影质量分布即得气体组分: $f_{\text{gas}} \propto (\Delta T_{\text{SZ}}/T_e)^2$, 其中星系团的电子温度 T_e 由维里定理给出。在一定宇宙学模型假设下, 处理 OVRO 和 BIMA 毫米波阵观测数据得到的星系团气体质量正比于 r_{500} (该半径内星系团平均密度与宇宙平均密度之比为 500), 气体物质比重为 $(0.081 \pm_{0.011}^{0.009})h^{-1}$ ^[31], 这与 X 射线流量限以上的 45 个星系团样本^[32] 给出的维里半径以内的平均气体组分相一致, $(0.0749 \pm 0.0005)h^{-3/2}$ 。

当星系团相对微波背景有本动速度时, 多普勒运动导致微波背景谱的畸变称为运动学 SZ 效应。扣除 SZ 效应中的热 SZ 效应部分即得运动学 SZ 效应。不同于热 SZ 效应, 运动学 SZ 效应与频率无关。在频率为 217 GHz 处, 热 SZ 效应为零, 可以用来测量星系团的本动速度。该方法是目前测量高红移大尺度速度场唯一有效的方法。1995 年以来, 人们相继对 SZ 效应进行了深入的研究, 其中包括对运动学 SZ 效应的相对论改正^[6]。

在大型 SZ 效应专用望远镜上天之前, 人们更多地致力于这一领域理论工作的研究。通过 N-体 / 流体动力学模拟给出的高分辨率图像^[13,14,17,20], 和半解析方法得到的 SZ 星系团计数以及热 SZ 效应和运动学 SZ 效应的角功率谱^[33,34], 可对以后 SZ 星系团巡天中可能存在的不确定因素, 如非等温气体分布、气体的非引力加热、重子组分的变化、质量函数修正、非标准宇宙学模型(例如精质宇宙(Quintessence))、星系团的形成红移、非球对称物质分布及相对论效应改正等^[35] 进行定量分析。对 SZ 效应角功率谱的模拟结果表明, 在较小尺度(相应于较高的 l), SZ 效应引起的温度起伏显著高于微波背景辐射初级各向异性, 因此足以从微波背景上观测到(例如: 尺度 $\leq 5'$, $l \geq 2000$)^[33,36]。虽然该尺度的星系团质量较小, 但其中束缚有足够多的热气体, 可供研究气体演化, 因此有重大的宇宙学意义。此外, 结合 SZ 效应与其它方法, 如光学、X 射线、微波背景辐射和弱引力透镜等做相关处理, 已成为研究大尺度结构及等级成团理论的有效手段。在现有理论框架下, 用半解析和数值模拟的方法, 加进真实的、复杂的细节, 结合观测对相对论效应、非引力加热及星系团非球对称物质分布等方面的约束, 不断完善理论模型, 力求通过 SZ 效应真实地描述星系团性质和宇宙学参数。

在 SZ 效应近几十年的研究中, 随着理论最初的发现和发展, 技术的改进和提高, 以及不

断同相关领域其它理论和技术的结合, 逐渐显出 SZ 效应在天文学尤其是在宇宙学上日益重要的意义 [5,6,8,37,38]。在简单回顾 SZ 效应的基本原理、主要应用和可能存在的问题之后, 文章剩余部分作如下安排。第二节介绍 SZ 星系团计数这一统计方法; 第三节讨论目前 SZ 星系团计数中存在的种种不确定因素: 星系团中气体的非等温分布、气体的反馈和再加热过程、星系团中的重子组分变化、非标准宇宙学模型 (如精质宇宙)、星系团质量函数修正、星系团形成时的红移、非球对称物质分布以及高温环境下的相对论效应改正; 第四节给出星系团 SZ 效应对微波背景辐射各向异性角功率谱的贡献; 最后, 在第五节做简单的总结。

2 SZ 效应的星系团计数与 SZ 巡天

星系团中电离气体的热电子对微波背景光子的逆康普顿散射作用产生热 SZ 效应。假设气体为等温、球对称密度分布, 结合暗晕的 Press-Schechter (PS) 质量函数 [39]、质量温度关系和气体组分常数, 即得 SZ 星系团计数。

为简便起见, 采用无量纲频率 $x = h\nu/k_B T_{\text{CMB}}$ 。热 SZ 效应在微波背景上产生的畸变由下式给出:

$$\frac{\Delta T_{\text{SZE}}}{T_{\text{CMB}}} = f(x, T_e)y, \quad (1)$$

其中 T_{CMB} 是微波背景辐射温度, y 是康普顿参数,

$$y = \tau_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2} = \sigma_T \int n_e \frac{k_B T_e}{m_e c^2} dl. \quad (2)$$

这里, 积分沿视线方向。其中 τ_e 是光深, σ_T 是汤姆逊散射截面, n_e 是电子数密度, k_B 是玻尔兹曼常数, T_e 是电子温度, m_e 是电子静质量, c 是真空中光速。谱畸变是无量纲频率的函数, 形式如下:

$$f(x, T_e) = \left(x \frac{e^x + 1}{e^x - 1} - 4 \right) (1 + \delta_{\text{SZE}}(x, T_e)), \quad (3)$$

其中, $\delta_{\text{SZE}}(x, T_e)$ 是依赖于频率的相对论改正部分。需要指出的是, 在非相对论情形的瑞利-金斯极限下 (即长波极限下), $f(x, T_e) \rightarrow -2$ 。

热 SZ 效应与频率有关, 但完全不依赖于红移。如果星系团相对微波背景运动, 并且沿星系团视线方向的速度分量 v_r 不为零, 那么多普勒运动会导致微波背景谱畸变, 称之为运动学 SZ 效应:

$$\frac{\Delta T_{\text{KSZ}}}{T_{\text{CMB}}} = -\tau_e (v_r/c). \quad (4)$$

其中, v_r 在星系团退行 (逼近) 时为正 (负)。与热 SZ 效应相反, 运动学 SZ 效应完全独立于频率。

将 SZ 效应对整个星系团表面积分得流量

$$S_\nu(x, M, z) = g_\nu(x) D_a^{-2}(z) \int dV \frac{k_B T_e(M, z)}{m_e c^2} n_e(M, z) \sigma_T, \quad (5)$$

$$g_\nu(x) = 2 \frac{(k_B T_{\text{CMB}})^3}{(h_P c)^2} \frac{x^4 e^x}{(e^x - 1)^2} f_\nu(x), \quad (6)$$

其中 D_a 是角直径距离, h_P 是普朗克常数。假设热气体是等温的, 并且重子组分是常数 (这里重子主要指气体, 所以重子组分近似等于气体组分), $f_b = M_{\text{gas}}/M$ 。流量积分简化为

$$S_\nu(x, M, z) = g_\nu(x) D_a^{-2}(z) \frac{k_B T_e(M, z)}{m_e c^2} \frac{f_b \sigma_T}{\mu_e m_p} M, \quad (7)$$

其中, $\mu_e = 2/(1+X)$, $X = 0.768$ 是原初重子物质氢的质量比例, m_p 是质子静止质量。星系团质量 - 温度关系由维里定理给出 [40]:

$$kT_e(M, z) = 1.39 f_T (h^2 \Delta_c E^2)^{1/3} \text{keV} \left(\frac{M}{10^{15} M_\odot} \right)^{2/3}, \quad (8)$$

其中, Δ_c 是星系团的平均密度与宇宙平均密度的比值, $E^2(z) = \Omega_M(1+z)^3 + \Omega_K(1+z)^2 + \Omega_\Lambda$, $\Omega_K = 1 - \Omega_M - \Omega_\Lambda$ 。其归一化因子 f_T 的取值范围是 $0.75 < f_T < 0.92$ 。

假设宇宙中的暗物质晕均可用下面的三个特征量来标识: 暗晕质量 M 、暗晕形成时的红移 z_f 和观测到暗晕时的红移 z_o 。根据 PS 理论, 在红移 z 处质量位于 $M \sim M + dM$ 之间的星系团丰度为

$$dn = -\sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\bar{\rho}}{M} \frac{\delta_c(z)}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{dM} \exp\left(-\frac{\delta_c^2(z)}{2\sigma^2}\right) dM, \quad (9)$$

其中, $\bar{\rho}$ 是宇宙平均密度, $\delta_c(z)$ 是红移 z 处维里化坍塌的线性扰动密度反差, σ 是 top-hat

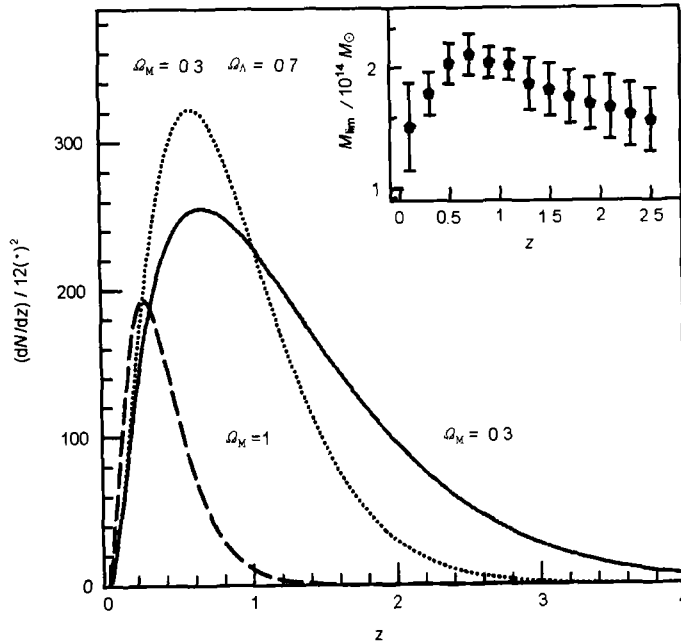


图 2 理论预测的深度 SZ 巡天中各种宇宙学模型 SZ 星系团计数 (dN/dz) 随红移的分布 [69]
SZ 巡天的质量下限对红移并不敏感, 无论何时形成的星系团, 只要质量大于 $2.5 \times 10^{14} M_\odot$ 就能被探测到。

模型下今天的质量扰动均方差, 并通过观测给定的 σ_8 归一。

流量大于 S_ν 的微分 SZ 星系团计数为

$$\frac{dN(> S_\nu)}{dzd\Omega} = \frac{dV}{dzd\Omega} \int_{M_{\min}(z, S_\nu)}^{\infty} \frac{dn}{dM} dM, \quad (10)$$

其中, $M_{\min}(z, S_\nu)$ 是由流量限 S_ν 结合方程 (5) 给出的红移在 z 处的质量积分下限, dV 是共动体积。图 2 给出流量大于 S_ν 的星系团 SZ 效应计数的红移演化。将方程 (10) 对红移积分, 即得总的 SZ 星系团计数

$$\frac{dN(> S_\nu)}{d\Omega} = \int_0^{\infty} \left(\frac{dV}{dzd\Omega} \right) dz \int_{M_{\min}(z, S_\nu)}^{\infty} \left(\frac{dn}{dM} \right) dM. \quad (11)$$

大面积、高灵敏度的 SZ 巡天可以探测到包含高红移星系团在内的完备星系团样本。基于星系团 SZ 计数红移演化、尤以高红移处的演化效应对宇宙参数的敏感性, 它能有效地限制宇宙参数、结构形成理论和暗能量的状态方程。目前, 大量 SZ 计数工作是在理论上估计巡天结果, 以指导 SZ 观测望远镜的建设, 并等待与巡天结果相比较来验证宇宙学模型。

3 SZ 星系团计数中的不确定因素

上节给出理想化的 SZ 星系团计数的物理图像, 实际情况往往更为复杂。首先, 由于在这一过程中卷入气体, 不得不考虑气体的非引力加热、气体对流体静力学平衡的偏离、气体在暗晕势阱束缚下的各种演化图像及高温下的相对论效应等等。其次, 由于 SZ 星系团计数是沿视线方向的积分, 不得不考虑非球对称分布及旋转轴的取向。再次, 由于统计中用到 PS 质量函数对质量空间的积分, 不得不考虑质量函数的不确定性及其修正。因此, 定量分析 SZ 星系团计数理论预言中可能存在的各种不确定因素, 一方面极大方便了将 SZ 星系团计数应用到以后的 SZ 巡天当中, 另一方面有利于在 SZ 巡天开始之前做好技术的改进和提高工作。

3.1 非等温气体分布

在星系团中, 虽然气体的密度和温度沿径向分布对压强产生的影响以密度为主导, 但是密度和温度在 SZ 星系团计数积分中占同样权重。所以, 有必要考虑由温度分布引起的 SZ 星系团计数的不确定性。下面正是两种非等温模型的研究结果^[35]。

模型 1: 气体的密度分布由经验的球对称 β 模型给出,

$$\rho_{\text{gas}}(r) = \rho_{\text{gas}}(0) \left[1 + \left(\frac{r}{r_c} \right)^2 \right]^{-3\beta/2}, \quad (12)$$

其中, $\rho_{\text{gas}}(0)$ 是中心气体密度, r_c 是核半径, β 由观测得到。气体温度的边界条件由维里定理给出,

$$k_B T_e = \frac{\mu m_p}{\beta} \frac{GM}{3R}, \quad (13)$$

其中, $\mu = 0.59$ 是气体的平均分子量, R 是维里半径。而星系团的气体温度分布可由流体静力学平衡方程

$$-\frac{GM(r)}{r^2} = \frac{1}{\mu m_p n_e} \frac{d(k_B T_e n_e)}{dr} \quad (14)$$

解出。

模型 2: 气体温度的边界条件由观测得到的质量 - 温度关系给出, 整个星系团的气体温度分布仍由流体静力学平衡方程给定。

结果显示, 上述模型相对于等温模型, SZ 星系团计数不确定性约为 20%。这种不确定性相对目前的 SZ 观测望远镜 (甚至正在建设中的 Planck) 的系统误差并不显著。所以, 有待于对 SZ 巡天完备样本的高精度统计, 以验证非等温气体分布引起的不确定性。

3.2 气体的再加热

在除引力加热 (激波加热和绝热压缩) 之外不存在其它任何物理机制的条件下, 可得到自相似 (Self-Similar, SS) 气体演化模型: 绝热压缩熵守恒, 激波加热熵增加。其星系团气体密度与暗物质密度成正比, 星系团核半径与宇宙学尺度因子成正比, X 射线光度 $L \propto T^2$ 。事实上, 这种模型过于简化。X 射线观测已证实, 星系团和星系群引力势阱中的弥散重子应受到过非引力加热的影响^[41~43]。证据 1: 观测给出的 $L - T$ 关系 ($L \propto T^{3\sim 5}$) 远比自相似理论预言的 $L - T$ 关系陡; 证据 2: 星系团密度轮廓在核心处变平; 证据 3: 星系群中央有熵超出 $S_* = (0.2 \sim 0.3) \times 10^{27} \text{ J} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-5/3}$ ^[44]。

假设星系演化的反馈作用 (超新星加热和星风)、活动星系核 (AGN) 等再加热机制在气体成团之前赋予它一个熵平台 (该熵平台由观测定出), 就可以得到和观测相一致的熵驱动 (Entropy-Driven, ED) 再加热气体演化模型。显然, 熵平台对不同尺度星系团会产生不同程度的影响。较高维里温度的星系团几乎不受影响, 而较低维里温度的星系群由于引力势阱较小, 影响十分显著。下面定量给出两种再加热模型对 SZ 星系团计数的影响。

再加热模型 1: 气体密度分布满足 β -模型, 为简化设自由参数 $\beta = 2/3$, 熵平台 $S_{\text{floor}} = 100 \text{ keV} \cdot \text{cm}^2$ ^[33]。由定义

$$S_0 = \frac{T_e}{n_e^{2/3}} \quad (15)$$

解出自相似模型下的熵。引入再加热机制过程后, 新的熵为

$$S = S_0 + S_{\text{floor}}. \quad (16)$$

结合流体静力学平衡, 即得再加热情况下星系团的电子密度和温度。最后, 可简单估算再加热对 SZ 星系团计数的影响。

再加热模型 2: 假设暗物质密度分布符合 NFW 模型^[45], 气体由激波加热^[35]。由流体静力学平衡方程解出被激波加热的气体的熵

$$S_{\text{shock}}(r) = \frac{1}{\rho(r)} \left[- \int_R^r \frac{GM(r')\rho(r')}{r'^2} dr' + \frac{\rho(R)}{\mu m_p} k_B T(R) \right], \quad (17)$$

其中 ρ 和 T 分别是气体的密度和温度。考虑再加热机制, 熵被重新定义为半径 r 的函数

$$S(r) = \begin{cases} S_{\min} & r < r_{\text{crit}}, \\ S_{\text{shock}}(r) & r \geq r_{\text{crit}}. \end{cases} \quad (18)$$

其中 r_{crit} 由 $S_{\text{shock}}(r_{\text{crit}}) = S_{\min}$ 给出, $S_{\min} = 10^{27} S_{27} h^{-4/3} \text{J} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-5/3}$ 。参数 S_{27} 在星系群 ($< 2\text{keV}$) 和星系团 ($> 2\text{keV}$) 中分别取为 0.12 和 0.25, 或可表示为红移的函数: $S_{27} = 1/2(1+z)^{[44]}$ 。

不同熵平台模型的 SZ 星系团计数模拟表明, 气体的再加热过程, 在减少观测到的暗星系团数目的同时, 增大了观测到的星系团的尺度, 后者正是熵注入的一个重要后果。总体上, 非引力加热造成的气体演化对 SZ 星系团红移计数本身极不敏感, 其原因可能是气体密度分布模型过于简化。观测数据统计结果显示, β -模型中的自由参数 β 随体系维里温度变化。此外, 非引力加热效应导致不同维里温度星系团的气体物质比重不再是个常数, 而随维里温度的增大而增大。因此会改变星系团 SZ 流量与星系团质量的关系, 进而影响 SZ 星系团计数。所以, 有待采用更为真实的气体密度分布模型, 准确估计这种影响。

3.3 气体组分的变化

至少有两种观测证据表明星系团气体组分并非常数^[46]。其一, 由 X 射线的观测数据通过流体静力学平衡解得的气体组分随星系团半径单调增加, 且在很大半径处仍无变平趋势。

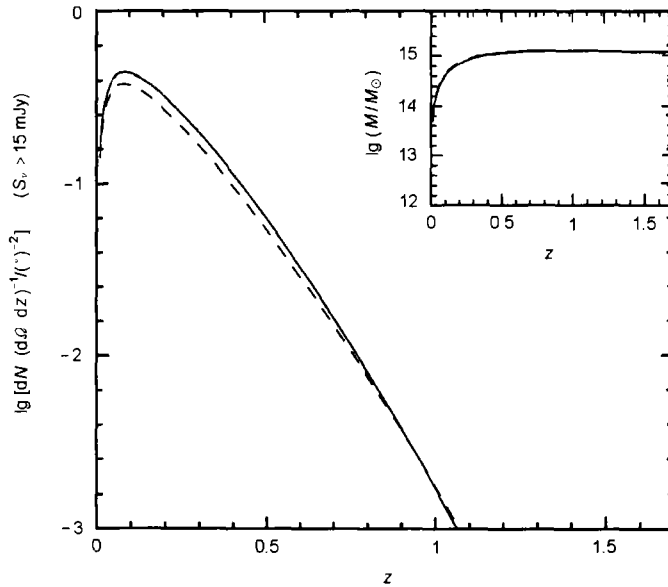


图 3 $\nu = 30 \text{ GHz}$, $S_{\nu} = 15 \text{ mJy}$ 的 SZ 效应计数随红移的分布

所采用的宇宙学模型为标准的 ΛCDM 模型 ($\Omega_{\text{M}} = 0.30$, $\Omega_{\Lambda} = 0.70$, $h = 0.65$)。实线显示了重子组分是常数的情形, 虚线显示了重子组分可变的情形。

其二, 星系团的气体组分在统计上显著表现出随星系团维里温度变化的趋势。对已有的 45 个

典型星系团的统计分析拟合, 得出了经验上的气体组分随维里温度的幂律分布^[32]

$$f_{\text{gas}} = (0.207 \pm 0.011)(T/6 \text{ keV})^{0.34 \pm 0.22} (h/0.5)^{-1.5}. \quad (19)$$

将上式代入方程 (5), 给出 SZ 效应流量表达式

$$S_{\nu}(x, M, z) = \frac{0.207(h/0.5)^{-1.5}}{(6 \text{ keV})^{0.34}} g_{\nu}(x) D_{\text{a}}^{-2}(z) \frac{k_{\text{B}} T_{\text{e}}^{1.34}(M, z)}{m_{\text{e}} c^2} \frac{\sigma_{\text{T}}}{\mu_{\text{e}} m_{\text{P}}} M. \quad (20)$$

以常数气体组分模型为参考, 相应方程 (19) 给出的气体组分的 SZ 星系团计数结果见图 3。可以看出, 气体组分的变化对 SZ 星系团计数的影响较为显著, 尤其在高红移。

3.4 非标准宇宙学模型

星系团的 SZ 巡天将为限制宇宙学模型 (包括非标准宇宙学模型, 如精质宇宙) 提供独立的、合理的手段。在精质宇宙中, 精质描述丢失的暗能量, 用来替换宇宙学常数 (Λ)。它随时间演化, 空间上各向同性、对应于负压力的能量组分。精质的状态方程是 $\omega < 0$ 。这个基本宇宙参数的定义为 $\omega = p/\rho$, 它表征了暗能量的状态。SZ 效应作为探测宇宙学的有力工具, 同样可用来限制这种被称为精质的暗能量。

若 ω 取值在现有天文学限制的范围內: $-1 \leq \omega \leq -0.2$ ^[47], 则精质宇宙模型如下^[48], 其线性功率谱为

$$P(k, z) = P(k, 0) \left(\frac{g_{\text{Q}}}{(1+z)g_{\text{Q},0}} \right)^2 = A_{\text{Q}} k^n T_{\text{Q}}^2(k) \left(\frac{g_{\text{Q}}}{(1+z)g_{\text{Q},0}} \right)^2, \quad (21)$$

$$T_{\text{Q}}(k) = T(k) \times \frac{\alpha + \alpha q^2}{1 + \alpha q^2}, \quad (22)$$

$$\alpha = (-\omega)^s, \quad (23)$$

$$s = (0.012 - 0.036\omega - 0.017/\omega)[1 - \Omega_{\text{M}}(a)] + (0.098 + 0.029\omega - 0.085/\omega) \ln \Omega_{\text{M}}(a), \quad (24)$$

$$\Omega_{\text{M}}(a) = \Omega_{\text{M}} / [\Omega_{\text{M}} + (1 - \Omega_{\text{M}})a^{-3\omega}]. \quad (25)$$

其中 a 是尺度因子。当 $a = 1$ 时, $\Omega_{\text{M}}(a) = \Omega_{\text{M}}$ 。线性扰动增长因子为

$$g_{\text{Q}} = g_{\Lambda}(-\omega)^t, \quad (26)$$

$$t = -(0.255 + 0.305\omega + 0.0027/\omega)[1 - \Omega_{\text{M}}(a)] - (0.366 + 0.266\omega - 0.07/\omega) \ln \Omega_{\text{M}}(a). \quad (27)$$

其中, g_{Λ} 是 Λ CDM 模型下的线性扰动增长因子。

从有代表性的几个精质宇宙模型 ($\omega = -1$, $\omega = -0.6$ 和 $\omega = -0.2$) 得到的 SZ 星系团计数随红移演化 ($0 \leq z \leq 3$) 的结果显示, 相应于每两个相邻 ω 取值的红移计数相差约 10%。因此, 结合 SZ 巡天与微波背景辐射观测或超新星观测, 均可将 ω 和 Ω_{M} 的测量不确定性降低到约 3% (在 68% 的置信度下), 远小于结合后两者的测量不确定性^[49]。

3.5 质量函数的修正

N-体数值模拟和解析方法都能为 SZ 星系团计数提供相对准确的估计。PS 理论所给出的质量函数在用解析方法进行理论预言方面一直有着广泛应用。在标准模型下, PS 理论给出由

高斯原初扰动随机长成的大质量暗晕数目的演化见方程 (9)。但是, 相对于星系团的特征质量 M_* 过小 (过大) 的暗晕, 在其形成之初会表现出过强 (过弱) 的成团特性^[50]。因此, 这些质量段的星系团计数将偏离基于 PS 公式给出的理论预言。目前提出了几种修正 PS 函数, 其结果与数值模拟吻合得很好。

以下面两个修正 PS 质量函数为例说明。将 Sheth 和 Tormen 提出的模型记为 ST^[50], 将 Jenkins 等人提出的模型记为 J2001^[51]。ST 函数如下:

$$P_{\text{ST}}(y) = A \sqrt{\frac{2a}{\pi}} \left[1 + \frac{1}{(ay^2)^p} \right] \exp\left(-\frac{ay^2}{2}\right), \quad (28)$$

其中 $a = 0.707$, $p = 0.3$, $A = 0.322$, $y = \delta_c(z)/\sigma(M)$ 。J2001 函数如下:

$$P_{\text{J2001}}(y) = \frac{B}{y} \exp\left(-\left|\ln\left[\frac{y}{1.686}\right] + c\right|^q\right), \quad (29)$$

其中, 对 Λ CDM 宇宙学模型, $B = 0.301$, $c = 0.64$, $q = 3.88$ 。以标准 PS 质量函数下的结果为参照, 上述两种修正对 SZ 星系团计数产生的影响较为显著^[35]。当然, 只有在理论预言的不确定性可与实际观测的平均统计误差相比时, 其影响才有意义。例如, PLANCK 实验统计误差十分小, 以至于这种理论预言的误差占了系统误差的主导地位。

2000 年, Robinson、Gawiser 和 Silk 提出对数 - 正则统计分布的质量函数, 简称 RGS 质量函数^[52], 形式如下:

$$P_{\text{RGS}}(y) = \frac{fC}{\sqrt{2\pi}|A|} \exp\left[-\frac{x^2(y)}{2} - |A|x(y)\right], \quad (30)$$

其中 $x(y) = \ln(B + Cy|A|/A)/|A|$, $B = A^2/2$, $C = \sqrt{b^4 - B^2}$ ^[52]。参数 A 表征了非高斯化程度, 它是对数 - 正则分布唯一的一个自由参量, $A = 0$ 对应于高斯极限情形。为定出 A , 引入非高斯参量 G_n , 定义如下:

$$G_n = 2\pi \frac{\int_n^\infty P(y) dy}{\int_n^\infty e^{-y^2/2} dy}. \quad (31)$$

G_n 表征在原初扰动场中, 相对于高斯分布, 产生一个高度在 $n\sigma$ 或以上的扰动的几率。这里取 $n = 3$, 即 G_3 , 略去下标记为 G 。 $G > 1$ 时产生正扰动, $G = 1$ 为高斯扰动, $G < 1$ 时产生负扰动。人们就此讨论了原初非高斯密度扰动可能产生的影响^[35]。这几种不同程度非高斯扰动下的质量函数对 SZ 星系团计数所产生的影响见图 4。其不确定性达到 40%, 影响十分显著。幸运的是, X 射线波段观测到的星系团尺度 - 温度的相关可以较好地限制 G 的取值^[53]。但是, G 和宇宙参数是简并在一起的, 要想真正打破 Ω_M 、 Ω_b 、 σ_8 和 G 的这种简并, 最好的办法是用观测数据做大量蒙特 - 卡罗的实现, 然后由最大熵法找出最好的拟合函数。在目前, 这种方法基本能够消除原初非高斯扰动带来的不确定性。

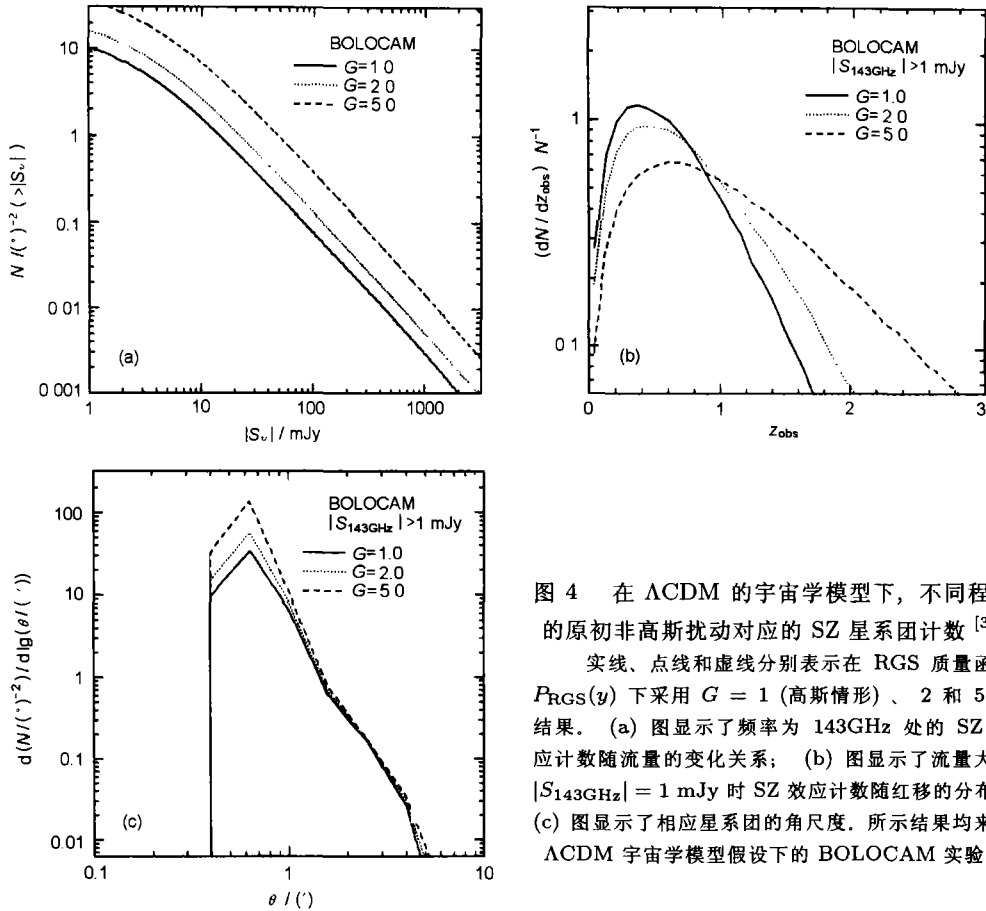


图 4 在 Λ CDM 的宇宙学模型下，不同程度的原初非高斯扰动对应的 SZ 星系团计数 [35] 实线、点线和虚线分别表示在 RGS 质量函数 $P_{RGS}(y)$ 下采用 $G = 1$ (高斯情形)、2 和 5 的结果。(a) 图显示了频率为 143GHz 处的 SZ 效应计数随流量的变化关系；(b) 图显示了流量大于 $|S_{143GHz}| = 1$ mJy 时 SZ 效应计数随红移的分布；(c) 图显示了相应星系团的角尺度。所示结果均来自 Λ CDM 宇宙学模型假设下的 BOLOCAM 实验。

3.6 星系团形成时的红移

因为形成于不同红移处的星系团内部的气体有不同的密度和压强，而 SZ 效应是对所有经过视线方向的星系团气体压强进行积分的结果，所以星系团形成时的红移非常影响星系团的 SZ 效应计数。通常有两种方法可以对星系团形成这一事件进行定义。一种是原星系团的质量达到星系团应有质量的 1/2 时的红移 [54]。另一种是假设暗晕没有在特定某个质量解体，而将其形成率和解体率对质量积分：从 $M/2$ 到 M [55]。通过比较发现，星系团形成时的红移对星系团的 SZ 效应计数的影响很大，甚至超过了质量函数引起的不确定性 [35]。有效地了解星系团的形成及当时的气体性质才能准确给出 SZ 星系团计数。

3.7 非球对称星系团

无论是用 SZ 效应还是用 X 射线观测，人们对星系团进行分析时，习惯用球对称这一理想化假设。不同星系团的 X 射线表面亮度观测数据显示星系团的形状并不是球对称的 [56~58]。由于角动量在宇宙中的普遍存在，旋转天体才是宇宙中最常见的形态。SZ 效应正比于沿视线方向的积分，因此，星系团中热气体的延展程度、旋转轴取向及分布形状都将成为 SZ 效应观

测系统误差的重要来源。如果只针对单个星系团，可以给出椭球分布的电子密度 β -模型：

$$n_e(r_x, r_y, r_z) = n_{e0} \left[1 + \frac{r_x^2}{r_1^2} + \frac{r_y^2}{r_2^2} + \frac{r_z^2}{r_3^2} \right]^{-3\beta/2}, \quad (32)$$

其中 $1/2 \leq \beta \leq 1$ ， r_1 、 r_2 和 r_3 是三轴椭球星系团的三个半长轴。将该式代到 SZ 效应的康普顿 y -参量和流量的积分表达式中，可得到相应三轴椭球情形下的结果。

在统计上减小这种系统误差，最通用的办法是取一个星系团大样本进行平均。样本的选择要基于 X 射线观测的积分流量而不是中心面亮度^[59]，因为后者会由于选择效应而导致样本向长椭球星系团偏离。在非球对称质量分布假设下，通过对星系团的 SZ 效应及 X 射线表面亮度的研究，以及对比该结果与只在无限广延、球对称的简单假设下对各种参数，尤其是哈勃常数进行测量的结果，发现这一效应会产生约 30% 的误差^[60]。解决这个问题一个新办法，是通过推断每个样本星系团的三维结构来恢复其距角和距离，即采用逆投影的方法来定量分析 SZ 星系团计数由于气体分布的截断、星系团的椭球形状及投影所产生的相对误差。具体操作时要引入一个大小未知的比例因子 Z ，这个因子不仅描述了星系团对实际距离的偏离，并且描述了星系团沿视线方向的大小对星系团在天球面上投影的大小的偏离。因为气体分布沿视线方向拉长 Z 倍，所以 SZ 效应被放大 Z 倍，故导致推断距离放大 Z 倍。由于 $H_0 = cz/D$ ，哈勃常数的测量相应减小一个因子 Z 。因子 Z 可用来估算其它有类似系统误差的测量，例如 SZ 星系团计数。但是要打破距角 - 距离的简并，需要另外一个独立的条件：或者假设一个重子组分常数^[61]，或者通过流体静力学平衡结合 X 射线 / 引力透镜观测^[62]。

3.8 相对论效应的改正

SZ 效应引起的微波背景温度起伏的表达式是基于非相对论假设下的 Kampanets 方程推出的。但对于温度较高的星系团，须考虑相对论效应改正，尤其是高温星系团的运动学 SZ 效应^[63]。对一个典型星系团，例如电子温度 $k_B T_e = 10 \text{keV}$ ， $O(\beta\theta_e)$ 和 $O(\beta\theta_e^2)$ (其中 $\theta_e = k_B T_e / m_e c^2$) 的相对论效应改正分别为 -8.2% 和 1.3% ^[64]。再高级次上散射的相对论效应对热 SZ 效应的影响可以忽略。对于很高温度的星系团，例如 $k_B T_e = 15 \text{keV}$ ，其热 SZ 效应的相对论效应改正正在 $X = 5$ 时， $\Delta I_2 / \Delta I_1 \approx -0.3\%$ ；在瑞利 - 金斯极限时， $\Delta I_2 / \Delta I_1 \approx -0.03\%$ ^[65]。因此，相对论效应改正仅对高温星系团的运动学 SZ 效应影响较大，而对基于热 SZ 效应的星系团计数的影响完全可以忽略掉。

4 SZ 效应的角功率谱

微波背景辐射各向异性是探测宇宙大尺度结构最强大的手段之一。其二级各向异性一般由宇宙低红移处的一些物理过程引起的：引力结构的非线性演化、本动速度场、热 SZ 效应和运动学 SZ 效应^[34]。由 SZ 效应引起的瑞利 - 金斯波段的温度减小^[37] 和维恩波段的温度增加^[66] 都已经被探测到。SZ 效应的特征功率谱可以从卫星探测的微波背景辐射各向异性中有效地分离出来。SZ 效应与红移无关，这极有利于探测密度场扰动、星系团中的气体分布及高红移星系团的成团性质。

SZ 效应的功率谱主要由热 SZ 效应决定，其它影响极其微小，一般可以忽略。沿视线方

向的热 SZ 效应通常可以描述为

$$\frac{\Delta T(\theta)}{T_{\text{CMB}}} = f(x, T_e)y(\theta). \tag{33}$$

将其两点相关函数展成勒让德多项式, 形式如下:

$$\begin{aligned} C(\hat{n}, \hat{n} + \theta) &\equiv \left\langle \frac{\Delta T(\hat{n})}{T_{\text{CMB}}} \frac{\Delta T(\hat{n} + \theta)}{T_{\text{CMB}}} \right\rangle \\ &= \frac{1}{4\pi} \sum_l (2l + 1) C_l P_l(\cos \theta). \end{aligned} \tag{34}$$

SZ 效应角功率谱一般包括随机分布的泊松项和星系团间的相关项:

$$C_l = C_l^P + C_l^C, \tag{35}$$

其中, C_l^P 主要是泊松噪声, 即星系团的自相关函数的贡献; C_l^C 主要是不同星系团间相关的贡献^[67]. 利用 Limber 方程, 可以给出 C_l^P 和 C_l^C 的积分形式^[67]:

$$C_l^P = f^2(x, T_e) \int_0^{z_{\text{dec}}} dz \frac{dV}{dz} \int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} dM \frac{dn(M, z)}{dM} |y_l(M, z)|^2, \tag{36}$$

$$\begin{aligned} C_l^C &= f^2(x, T_e) \int_0^{z_{\text{dec}}} dz \frac{dV}{dz} P_m \left(k = \frac{l}{r(z)}, z \right) \times \\ &\quad \left[\int_{M_{\text{min}}}^{M_{\text{max}}} dM \frac{dn(M, z)}{dM} b(M, z) y_l(M, z) \right]^2. \end{aligned} \tag{37}$$

其中 z_{dec} 是光子退耦时的红移, y_l 是 $y(\theta)$ 的勒让德展开系数. 图 5 显示了热 SZ 效应和运动学 SZ 效应的角功率谱.

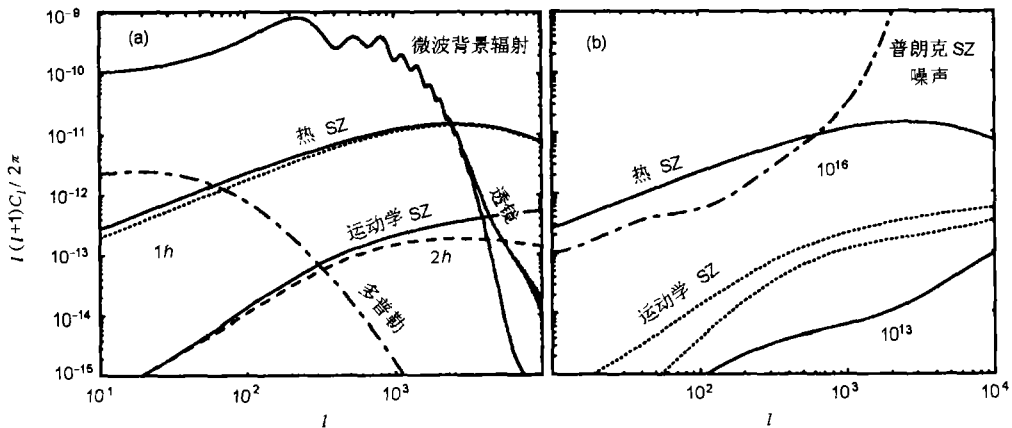


图 5 热 SZ 效应和运动学 SZ 效应的角功率谱^[68]

图 (a) 热 SZ 效应由泊松噪声主导, 所以主要由单个暗晕项决定, 运动学 SZ 效应是由大尺度结构相关主导, 所以由不同暗晕间的二阶相关函数决定. 图 (b) 显示了热 SZ 效应和运动学 SZ 效应对暗晕质量的依赖性. 分别取质量上限为 10^{16} 和 $10^{13} M_{\odot}$. 热 SZ 效应十分敏感地依赖于暗晕质量上限的选取. 但是, 由于运动学 SZ 效应主要取决于大尺度相关, 所以对暗晕质量上限的选取并不敏感.

再加热模型中，再加热机制赋予星系核的最小熵状态满足方程 $S_{\min}(z) = S_{\min}(z=0) + c_V \varepsilon \ln(1+z)$ ，其中 ε 是一个自由参数。图 6 预言了在自相似模型与熵驱动再加热模型 ($\varepsilon =$

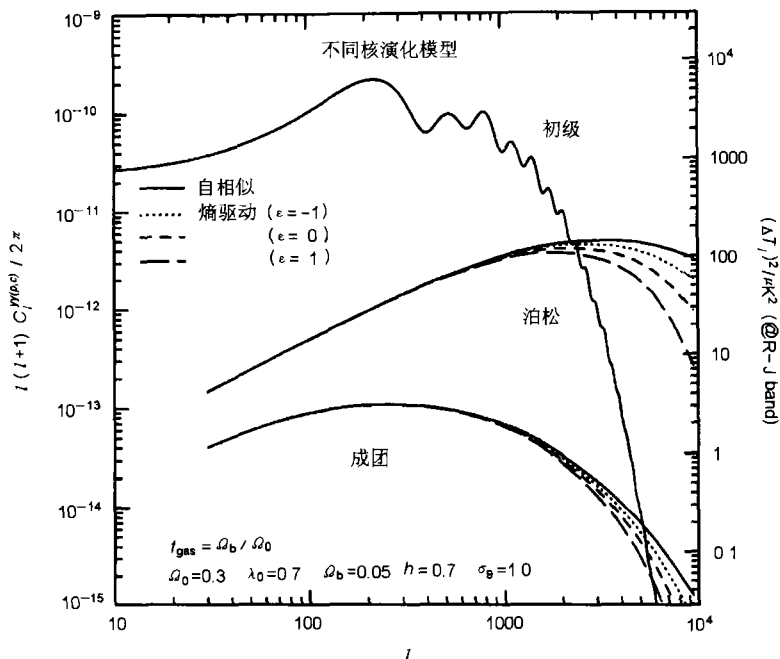


图 6 SZ 效应扰动相应康普顿 y -参量的角功率谱 [34]

分别对应不同的气体演化模型下的泊松项和星系团间的相关函数的功率谱。实线代表自相似模型，其余的均为熵驱动再加热演化模型 ($\varepsilon = -1, 0, 1$ 依次对应从上到下三个模型)。图中还画出在瑞利-金斯波段温度的微波背景辐射初级各向异性情况 (见右边的垂直坐标)。

$-1, 0, 1$) 下相应的康普顿 y -参量功率谱的泊松项 C_l^P 和星系团间的相关项 C_l^C 。在 $l \leq 100$ 处，星系团间的相关项 C_l^C 仅是泊松项 C_l^P 的 $1/5$ 。联系物质功率谱 $P_m(k, z)$ 和暗晕间的相关函数 $P_{hh}(k, M_1, M_2, z)$ 得到下式：

$$P_{hh}(k, M_1, M_2, z) = b(M_1, z)b(M_2, z)D^2(z)P_m(k, z=0). \tag{38}$$

随时间变化的线性偏差因子 $b(M, z)$ 为

$$b(M, z) = 1 + (\nu^2(M, z) - 1) / \delta_c(z). \tag{39}$$

相应最高峰值处的临界频率 $\nu(M, z)$ 为

$$\nu(M, z) \equiv \frac{\delta_c(z)}{D(z)\sigma(M)}, \tag{40}$$

其中 $D(z)$ 是增长因子。虽然热 SZ 效应的角功率谱由两项组成，但在小尺度上 (对应于较大的 l)，考虑泊松项 C_l^P 就足够了。如图 5 所示，在 $l \simeq 1860$ ($l \simeq 2360$) 处，SZ 效应的角功率

谱占微波背景辐射初级各向异性的 5% (10%)。因此, 如果想在较大的 l 处, 从微波背景辐射的信息中提取出各个宇宙参量, 必须首先考虑将 SZ 效应分离出去。

5 结 语

SZ 效应从最初的发现和发展, 相应观测技术的改进和提高, 到与其它理论和技术的广泛结合应用, 在宇宙学上已显示出日益重要的意义。高红移 SZ 效应的星系团计数作为全新的测量宇宙参数的方法, 必定会在以后的 SZ 星系团巡天中为宇宙学模型提供很强的约束。基于目前 SZ 星系团计数中存在的种种不确定因素: 星系团中气体的非等温分布、气体的反馈和再加热过程、星系团中的重子组分变化、非标准宇宙学模型 (如精质宇宙)、星系团质量函数修正、星系团形成时的红移、非球对称重子分布以及高温环境下的相对论效应改正, 必须尽快定量分析其可能造成的误差, 提出改正方法, 以便今后能最大限度地利用 SZ 星系团巡天结果对宇宙学模型作出最佳限制。

致谢 感谢武向平教授细致耐心的指导。另外, 感谢国家天文台宇宙学组所有成员的帮助。

参 考 文 献

- 1 Zeldovich Y B, Sunyaev R A. *Astrophys. Space Sci.*, 1969, 4: 301
- 2 Sunyaev R A, Zeldovich Y B. *Comments Astrophys. Space Phys.*, 1972, 4: 173
- 3 Sunyaev R A, Zeldovich Y B. *M.N.R.A.S.*, 1980, 190: 413
- 4 Sunyaev R A, Zeldovich Y B. *Astrophys. Space Phys. Rev.*, 1981, 1: 1
- 5 Rephaeli Y. 2001, preprint (astro-ph/0110510)
- 6 Rephaeli Y. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1995, 33: 541
- 7 Carlstrom J E, Joy M K, Grego L *et al.* *Physica Scripta*, 2000, T85: 148
- 8 Carlstrom J E, Joy M K, Grego L *et al.* 2001, preprint (astro-ph/0103480)
- 9 Thomas P, Carlberg R G. *M.N.R.A.S.*, 1999, 240: 1009
- 10 Scaramella R, Cen R, Ostriker J P. *Ap. J.*, 1993, 416: 399
- 11 Barbosa D, Bartlett J G, Blanchard A *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1996, 314: 13
- 12 Eke V R, Cole S, Frenk C S. *M.N.R.A.S.*, 1996, 282: 263
- 13 da Silva A C, Barbosa D, Liddle A R *et al.* *M.N.R.A.S.*, 2000, 317: 37
- 14 Refregier A, Komatsu E, Spergel D *et al.* *Phys. Rev. D*, 2000, 61: 123001
- 15 Majumdar S, Subrahmanyan R. *M.N.R.A.S.*, 2000, 312: 724
- 16 Holder G P, Mohr J J, Carlstrom J E *et al.* *Ap. J.*, 2000, 544: 629
- 17 da Silva A C, Barbosa D, Liddle A R *et al.* *M.N.R.A.S.*, 2001, 326: 155
- 18 Fan Z H, Chuieh T H. *Ap. J.*, 2001, 550: 547
- 19 Xue Y J, Wu X P. *Ap. J.*, 2001, 552: 452
- 20 Seljak U, Burwell J, Pen U L. *Phys. Res. D*, 2001, 63: 63001
- 21 Springel V, White M, Hernquist L. *Ap. J.*, 2001, 549: 681
- 22 Gnedin N Y, Jaffe A H. *Ap. J.*, 2001, 551: 3
- 23 Kay S T, Liddle A R, Thomas P A. *M.N.R.A.S.*, 2001, 325: 835
- 24 Martin E S. *Ap. J.*, 1999, 522: 59
- 25 Gunn J E. In: Maeder A, Matinat L, Tammann G eds. *Observational Cosmology 1*, Sauverny: Geneva Obs., 1978: 3

- 26 White D A, Jones C, Forman W. *M.N.R.A.S.*, 1997, 229: 419
- 27 Sulkanen M E. *Ap. J.*, 1999, 522: 59
- 28 Joy M, Laroque S, Grego L *et al.* *Ap. J.*, 2001, 551: 1
- 29 White S D M, Navarro J F, Evrard A E *et al.* *Nature*, 1993, 366: 429
- 30 Forman W, Jones C. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, 1982, 20: 547
- 31 Grego L, Carlstrom E D, Reese E D *et al.* *Ap. J.*, 2001, 552: 2
- 32 Mohr J J, Mathiesen B, Evrard A E. *Ap. J.*, 1999, 517: 627
- 33 Holder G P, Carlstrom J E. *Ap. J.*, 2001, 558: 515
- 34 Komatsu E, Kitayama T. *Ap. J.*, 1999, 526: L1
- 35 Benson A J, Reichardt C, Kamionkowski M. *M.N.R.A.S.*, 2002, 331: 71
- 36 Atrio-Barandela F, Mchet J P. *Ap. J.*, 1999, 515: 465
- 37 Birkinshaw M. *Phys. Rep.*, 1999, 310: 98
- 38 Liang H D. *ASP Conf. Ser.*, 2001, 257: 27
- 39 Press W H, Schechter P. *Ap. J.*, 1974, 187: 425
- 40 Bryan G L, Norman M L. *Ap. J.*, 1998, 495: 80
- 41 Kaiser N. *Ap. J.*, 1991, 383: 104
- 42 Evrard A, Henry J. *Ap. J.*, 1991, 383: 95
- 43 Ponman T J, Cannon D B, Navarro J F. *Nature*, 1999, 397: 135
- 44 Tozzi P, Norman C. *Ap. J.*, 2001, 546: 63
- 45 Navarro J F, Frenk C S, White S D M. *Ap. J.*, 1997, 490: 493
- 46 Wu X P. Evaluating Uncertainties in the Theoretical Prediction of SZ Cluster Counts, Lecture in our group, 2001, preprint
- 47 Wang L, Calwell R R, Ostriker J P *et al.* *Ap. J.*, 2000, 530: 17
- 48 Ma C P, Caldwell R R, Bode P *et al.* *Ap. J.*, 1999, 521: L1
- 49 Haiman Z, Mohr J J, Holder G P. *Ap. J.*, 2001, 553: 545
- 50 Sheth R K, Tormen G. *M.N.R.A.S.*, 1999, 308: 119
- 51 Jenkins A, Frenk C S, White S D M *et al.* *M.N.R.A.S.*, 2001, 321: 372
- 52 Robinson J, Gawiser E, Silk J. *Ap. J.*, 2000, 532: 1
- 53 Verde L, Kamionkowski M, Mohr J J *et al.* *M.N.R.A.S.*, 2001, 321: L7
- 54 Lacey C G, Cole S. *M.N.R.A.S.*, 1993, 262: 627
- 55 Sasaki S. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, 1994, 46: 430
- 56 Fabricant D, Rybicki G, Gorenstein P. *Ap. J.*, 1984, 286: 186
- 57 Allen S W, Fabian A C, Johnstone D A *et al.* *M.N.R.A.S.*, 1993, 262: 901
- 58 Hughes J P, Gorenstein P, Fabricant D. *Ap. J.*, 1988, 329: 82
- 59 Birkinshaw M, Hughes J P, Arnaud K A. *Ap. J.*, 1991, 379: 466
- 60 Puy D, Grenacher L, Jetzer P *et al.* *Astron. Astrophys.*, 2000, 363: 415
- 61 Cooray A. *Astron. Astrophys.*, 1998, 339: 623
- 62 David C F, Pen U L. 2001, preprint (astro-ph/0110311)
- 63 Grenacher L, Piffaretti R, Puy D *et al.* 2000, preprint (astro-ph/0010512)
- 64 Satoshi N, Naoki I, Yasuharu K. *Ap. J.*, 1998, 508: 17
- 65 Naoki I, Youhei K, Satoshi N *et al.* 2000, preprint (astro-ph/0005390)
- 66 Komatsu E, Kitayama T, Suto Y *et al.* *Ap. J.*, 1999, 516: L1
- 67 Peebles P J E. In: Wightman A S, Anderson P W eds. *The Large Scale Structure of the Universe*, Princeton: Princeton Univ. Press, 1980: 41~56
- 68 Cooray A. *Phys. Rev. D*, 2001, 64: 3514
- 69 Joy M, Carlstrom J E. *Science*, 2001, 291: 1715

The Sunyaev-Zel'dovich Effect Cluster Surveys and Their Cosmological Significance

Zhang Yuying

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

Abstract

Electrons in clusters of galaxies interact the passing photons of the cosmic microwave background radiation field through the inverse Compton scattering, which is called the Sunyaev-Zel'dovich (SZ) Effect. As it is redshift-independent and insensitive to detailed structure, it provides a powerful probe for studies of distant clusters of galaxies and their evolution. The under-constructed no-target SZ effect cluster surveys will best constrain cosmological primary parameters. Summarizing the SZ effect and quantitatively analyzing all kinds of uncertainties in the theoretical prediction of the SZ cluster counts are very important for precisely determination of cosmological parameters. It is crucial to evaluate the uncertainties in current theoretical prediction before applying it into future SZ surveys.

Key words cosmology—SZ effect—cluster