



宇宙微波背景辐射检验 CPT 对称性

李明哲^{①②*}, 夏俊卿^③, 张新民^④

① 南京大学物理学院, 南京 210093;

② 南京大学 - 紫金山天文台粒子 - 核 - 宇宙学联合研究中心, 南京 210093;

③ 意大利国际高等研究院 (SISSA), 的里雅斯特 (Trieste) I34136, 意大利;

④ 中国科学院高能物理研究所, 北京 100049

*E-mail: limz@nju.edu.cn

收稿日期: 2011-09-07; 接受日期: 2011-10-27; 网络出版日期: 2011-11-25

国家自然科学基金 (批准号: 11075074, 11065004, 10533010, 10675136)、高等学校博士学科点专项科研基金 (编号: 20090091120054) 和国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB815401) 资助项目

摘要 电荷共轭 - 宇称 - 时间反演 (CPT) 联合对称性是粒子物理中的一种基本对称性. 检验 CPT 对称性是检验标准模型及发现新物理等基础科学研究的重要途径. 本文将介绍利用高精度的宇宙微波背景辐射 (CMB) 的观测和实验检验 CPT 对称性的方法, 以及最新进展. 通过与其他实验的比较我们发现 CMB 对 CPT 对称性的检验精度更高.

关键词 CPT 对称性, 粒子宇宙学, 微波背景辐射 (CMB)

PACS: 98.80.Es, 11.30.Er, 98.70.Vc, 98.80.Cq

在以相对论和量子力学为基础的粒子物理的发展过程中, 时空的分立变换: 电荷共轭 (C), 空间反射 (P), 和时间反演 (T) 以及它们的组合如 CP, CPT 等扮演了重要的角色. 在这些变换中, CPT 占有特殊的地位, 因为除了它之外, 其他的分立变换及组合在微观世界中都已经由实验证实为不是严格的对称变换. 理论上可以一般性地证明一个局域的满足洛伦兹协变性并具有厄密哈密顿量的量子场论就具有 CPT 不变性^[1], 这就是著名的 CPT 定理. 由该定理可推论出粒子和反粒子的许多相同性质, 比如它们有相等的质量和寿命, 以及相同大小 (绝对值) 的电荷和磁矩等. 通常的量子场论包括取得巨大成就的粒子物理标准模型以及试图统一强、弱、电磁三种相互作用的大统一理论都满足 CPT 定理的前提假设, 因此在这些理

论中 CPT 是严格守恒的. 正因为 CPT 在基础物理中占有这样独特的地位, 精确检验 CPT 定理是检验标准模型等基础物理的重要方式. 反之, 一旦找到 CPT 破坏的信号, 它将是新物理的强有力的证据和重要的线索. 因此 CPT 破坏一直是新物理研究领域中的重要主题.

多年以来人们开展了许多实验对 CPT 对称性进行检验, 其中包括检测粒子与反粒子之间是否存在微小质量差的中微子振荡实验^[2,3] 和中性介子如 K 介子^[4], B 介子^[5] 和 D 介子^[6] 振荡实验以及寻找 Lorentz 协变性自发破缺的自旋 - 极化扭摆实验^[7]. 这些实验都是在地面开展的, 已具有相当高的精度. 但是到目前为止并没有发现明确的 CPT 破坏的信号. 由此, 对预言出 Lorentz 以及 CPT 对称性破坏的各种新

引用格式: 李明哲, 夏俊卿, 张新民. 宇宙微波背景辐射检验 CPT 对称性. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2011, 41: 1389-1395

Li M Z, Xia J Q, Zhang X M. Testing CPT symmetry with the cosmic microwave background radiation (in Chinese). Sci Sin Phys Mech Astron, 2010, 41: 1389-1395, doi: 10.1360/132011-970

理论模型施加了很强的限制 [8].

2002 年中国科学院高能物理研究所的粒子宇宙学课题组提出了一个宇宙学 CPT 破坏的模型 [9]. 这个新模型的特点有两个: 其一它统一地解释了宇宙的加速膨胀和反物质怎样丢失的物理机制. 在狄拉克的理论中, 大家知道有两个重要的概念, 一个是反物质, 另一个是真空不“空”. 与这两个概念相联系的反物质粒子的存在和真空极化、真空涨落等效应在粒子物理实验中都得到了证实, 然而在宇宙中却没有找到反物质, 人们也无法理解如此之大的真空能. 描述微观世界的成功与在宇观世界中的困惑, 使得人们猜测正反物质不对称疑难和暗能量之谜可能存在着一些内在的联系. 我们的模型引入了暗能量场与标准模型中的基本粒子间的相互作用. 在宇宙演化过程中, 暗能量场充满着宇宙空间, 沿着特定的轨迹运动, 驱动今天宇宙的加速膨胀. 同时, 当暗能量场滚动时, 它的时间导数不为零, 导致 CPT 的破坏, 以此产生正反物质的不对称. 此模型的另外一个特征是它预言的 CPT 破坏在宇宙早期效应很大, 正好产生所需的正反物质不对称, 但在晚期如现在, 它的效应很小, 解释了为什么实验室中至今没有观测到这个 CPT 破坏 [10]. 其原因是这个模型给出的 CPT 破坏正比于描述宇宙膨胀速度的哈勃常数. 对于实验室实验来说, 我们几乎感觉不到宇宙的膨胀, 所以 CPT 破坏也几乎观测不到. 但是, 对于 CMB 光子而言, 由于它传播了很长的距离, 这种长距离的积累极大地放大了这种 CPT 破坏的效应, 以致于在 CMB 实验中极有可能观测到这种 CPT 破坏现象 [11,12].

2006 年我们在国际上首次用当时现有的实验数据测量了 CPT 破坏的大小 [13], 发现了 CPT 破坏的迹象. 这个工作很快得到了国际同行的极大关注, 美国物理学会周刊《Physical Review Focus》为此做了专题报道. 其后包括 WMAP 卫星实验组和使用地面望远镜的 QUaD 实验组在内的多个著名研究组都做了类似的分析 [14~24]. 到目前为止虽然没有特别明确的信号显示 CPT 破坏的存在, 但是国际上实验和理论家们都普遍认识到了目前以及将来的高精度的 CMB 观测和实验已经成为 CPT 检验中非常重要的手段.

鉴于该领域的重要性, 本文将较系统地介绍用 CMB 极化实验检验 CPT 对称性的基本原理和方法,

对该领域的研究现状及最新进展做一个简短的综述, 并讨论将来可能发展的方向.

1 CPT 破坏与光子极化角的偏转

考虑无其他外源的电磁场与 p_μ 反常耦合, 包括其普通的动能项在内, 完整的拉氏量为

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + p_\mu A_\nu \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (1)$$

这里 $\tilde{F}^{\mu\nu} = (1/2)\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}F_{\rho\sigma}$ 是电磁场张量 $F^{\mu\nu}$ 的对偶张量, 其中 $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ 是全反对称张量. 这样一种相互作用的拉氏量在规范变换下并非保持不变, 但是对于以下两种情况其作用量积分是规范不变的: (1) p_μ 是常矢量; (2) $p_\mu = \nabla_\mu \phi$ 是暗能量标量场的导数. 在本文中, 我们只考虑这两种规范不变的理论模型, 在 p_μ 不为零的情况下, Chern-Simons 项破坏了电磁场的 Lorentz 协变性. 由于 $A_\nu \tilde{F}^{\mu\nu}$ 收缩后仍带有矢量指标, 它在 CPT 作用下反号, p_μ 是 Lorentz 破坏的系数, 不参与电磁场的 CPT 变换, 因而 Chern-Simons 项在 CPT 作用下会发生改变:

$$\begin{aligned} (CPT)^{-1} p_\mu A_\nu \tilde{F}^{\mu\nu} (CPT) &= p_\mu (CPT)^{-1} A_\nu \tilde{F}^{\mu\nu} (CPT) \\ &= -p_\mu A_\nu \tilde{F}^{\mu\nu}. \end{aligned} \quad (2)$$

这种 CPT 破坏的根源是 Lorentz 破坏, Lorentz 协变性是证明 CPT 定理的条件之一. 而且公理化场论中可以一般性地证明 CPT 破坏都要伴随着 Lorentz 破坏 [25]. 此外 $A_\nu \tilde{F}^{\mu\nu}$ 是轴矢量, 可以证明 Chern-Simons 项也破坏了 P 和 CP.

要了解光子的传播行为必须求解运动方程. 由拉氏量 (1) 我们可以得到电磁场的运动方程:

$$\nabla_\mu F^{\mu\nu} = -2p_\mu \tilde{F}^{\mu\nu}. \quad (3)$$

另外还有 Bianchi 恒等式 $\nabla_\mu \tilde{F}^{\mu\nu} = 0$. 我们以平直时空为例 (度规符号为 +, -, -, -) 来说明此 CPT 破坏理论模型的特点, 这样所有的协变微分都变成普通的偏微分 $\nabla_\mu = \partial_\mu$, 更一般的弯曲时空中的分析请见文献 [26]. 因为该理论规范不变, 为了求解简单我们可以预先取定一个规范, 如 Lorenz 规范:

$$\partial_\mu A^\mu = 0. \quad (4)$$

这样运动方程就变成

$$\square A^\nu = 2\varepsilon^{\nu\mu\rho\sigma} p_\mu \partial_\rho A_\sigma. \quad (5)$$

这里 $\square = \partial_\mu \partial^\mu$ 是达朗贝尔算符. 我们感兴趣的是 Chern-Simons 项对 CMB 光子在宇宙中传播的影响, CMB 光子的波长相对于宇宙空间来说非常小, 适合于几何光学近似 (即短波近似). 该近似假设运动方程 (5) 的解有如下的形式:

$$A^\nu = A a^\nu e^{iS/\varepsilon}, \quad (6)$$

这里 A 表示光波的幅度, 而 a^μ 表示极化方向, 归一为 $a_\mu a^\mu = -1$. 指数中 S 是光程函数, $S = \text{const.}$ 表示等相面, 其导数 $k_\mu \equiv \partial_\mu S$ 代表光的传播方向, ε 是一个小参数. 这样的参数化形式说明光的相位变化比幅度要快得多, 这就是几何光学近似的本义. 把这种参数化形式应用到规范条件 (4), 在 ε 最低阶近似下, 我们得到

$$k_\mu a^\mu = 0, \quad (7)$$

这个条件表示光子的极化方向与传播方向垂直, 光子仍然只有两个独立分量, 这正是规范不变性所要求的. 把几何光学近似应用到运动方程, 在初级和次级近似下我们分别得到

$$k_\mu k^\mu = 0, \quad k^\mu \partial_\mu a^\nu = \varepsilon^{\nu\mu\rho\sigma} p_\mu k_\rho a_\sigma. \quad (8)$$

上式中第一个方程表示光子的色散关系并没有改变, 第二个方程表示光子的极化方向在传播过程中会发生偏转, 正是它表达了该理论与通常的 Maxwell 电动学的差异.

选取一个坐标系, 其中光沿 $+z$ 方向传播, 也就是说 $k^\mu = (\omega, 0, 0, k)$, 其中 ω 表示光的频率, 色散关系告诉我们 $\omega = k$. 由规范条件得到 $a^0 = a^3$, 以及归一化 $(a^1)^2 + (a^2)^2 = 1$. 这四个分量中只有垂直于光的传播方向的分量 a^1 和 a^2 是动力学的, 因为从可观测的电场矢量 (或磁场矢量) $E^i = F^{i0} \propto (k^i a^0 - k^0 a^i)$ 可以看出, 对于 $i = 1, 2$, $E^i \propto a^i$; 而 $E^3 = 0$. 因此 $a^{1,2}$ 确实是光子的单位极化矢量, 它们可以表示为

$$a^1 = \cos \chi, \quad a^2 = \sin \chi, \quad (9)$$

这里 χ 是光子的极化角度, 在通常的 Maxwell 理论中它沿着光线保持不变, 但是在我们讨论的 CPT 破坏

的模型中, 它不再如此. 由运动方程 (8) 可得

$$\begin{aligned} k^\mu \partial_\mu a^1 &= \omega(p_3 + p_0) a^2, \\ k^\mu \partial_\mu a^2 &= -\omega(p_3 + p_0) a^1. \end{aligned} \quad (10)$$

上述两个方程均给出

$$k^\mu \partial_\mu \chi = -\omega(p_3 + p_0) = -p_\mu k^\mu. \quad (11)$$

因此光子在传播过程中其极化方向偏转了一个角度:

$$\Delta \chi = \chi_f - \chi_i = - \int_i^f p_\mu dx^\mu(\lambda), \quad (12)$$

这里 i, f 分别表示光源和接收点, 积分中的 $dx^\mu(\lambda)$ 表示沿着光线积分. 规范不变性要求 $p_\mu = \partial_\mu \theta$, 这里 θ 是时空的函数, 如果 p_μ 是常矢量, 则 $\theta = p_\rho x^\rho$, 如果它是暗能量标量场的导数, $p_\mu = \partial_\mu \phi$, 则可取 $\theta = \phi$. 因此

$$\Delta \chi = -\Delta \theta = \theta_i - \theta_f, \quad (13)$$

偏转角只依赖于 θ 在光源与接收点两处的差值, 与中间过程无关. 从物理直觉上来看极化角的偏转可以这样理解: 线极化可以分解为两个圆极化模式, 左旋和右旋偏振; 按照通常的 Maxwell 理论, 左旋光和右旋光的传播速度是一样的, 所以无论在光的传播路径中哪一点来看, 两者叠加后的线极化光都有相同的极化角度; 但是有了 CPT 破坏以后, 两者的传播速度有微小的差别, 因此在光线中不同地点将观测到不同的极化角. 由于 p_μ 通常很小, 所以这种偏转效应在短距离上很难观测到, 但是对于天体物理和宇宙学的光源来说, 这种微小的 CPT 破坏效应通过超长距离的积累可以达到可观测的水平. 这种现象也叫做宇宙双折射. 它是由于 CPT 破坏导致的, 偏转角 $\Delta \chi$ 的大小就反应了 CPT 破坏的程度. 另外与光子通过磁场发生的法拉第旋转不一样, 这里的偏转角与光子的频率无关.

对于准单色光, 一般用 Stokes 参量来描述辐射场. 对于沿 $+z$ 方向传播的光, 如前所述电场矢量只有 x, y 两个方向的分量, Stokes 参量就定义为如下的时间平均

$$\begin{aligned} I &\equiv \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle, \\ Q &\equiv \langle E_x E_x^* \rangle - \langle E_y E_y^* \rangle, \\ U &\equiv \langle E_x E_y^* \rangle + \langle E_y E_x^* \rangle, \\ V &\equiv i[\langle E_x E_y^* \rangle - \langle E_y E_x^* \rangle]. \end{aligned} \quad (14)$$

这四个 Stokes 参量中 I 表示光的总强度, V 描述光的圆极化, 它们不依赖于 x, y 轴的选取. 而 Q, U 描述的是光的线性极化 (即线偏振), 它们的线性组合在绕 z 轴的旋转表现为自旋为 2 的量,

$$Q \pm iU = \sqrt{Q^2 + U^2} e^{\pm i2\chi}, \quad (15)$$

其中 $\chi = (1/2) \arctan(U/Q)$ 就是 (9) 式中的极化角. 比较有无宇宙双折射两种情形, I 和 V 保持不变, 但是线性极化角 χ 偏转了一个角度 $\Delta\chi$, 所以

$$(Q \pm iU)^{\text{obs}} = \exp(\pm i2\Delta\chi)(Q \pm iU). \quad (16)$$

上式中左边的上标 obs 表示有 CPT 破坏时对应的物理量. 此外在 CMB 物理中, Thomson 散射不能产生净的圆极化, $V = 0$, 所以在本文剩下的章节中不再讨论 V .

2 CMB 极化与 CPT 检验

对于 CMB 来说, 观测得到的是温度和极化在天球上的分布 $T(\hat{n})$ 和 $(Q \pm iU)(\hat{n})$. 我们需要的物理信息通常是从温度场和极化场的统计信息中得到的. 为此我们需要把温度和极化图在天球上做球谐展开

$$\begin{aligned} T(\hat{n}) &= \sum_{lm} a_{T,lm} Y_{lm}(\hat{n}), \\ (Q \pm iU)(\hat{n}) &= - \sum_{lm} (a_{E,lm} \pm ia_{B,lm}) {}_{\pm 2}Y_{lm}(\hat{n}). \end{aligned} \quad (17)$$

上式中 ${}_{\pm 2}Y_{lm}(\hat{n})$ 是自旋为 2 的球谐函数, 因为上一节提到 $Q \pm iU$ 是自旋为 2 的物理量, 所以它不能由通常的标量球谐函数 Y_{lm} 展开. 而展开系数中的下标 E 和 B 分别表示电场类型和磁场类型的极化模式, 注意它们指的不是真正的电场和磁场. 这与矢量分解为横向部分与纵向部分的方法是类似的, 根据是它们有不同的宇称. 在上式的分解中, T 与 E 有相同的宇称, 与 B 有相反的宇称. 通过这些展开系数

$$\begin{aligned} a_{T,lm} &= \int d\Omega Y_{lm}^*(\hat{n}) T(\hat{n}), \\ a_{E,lm} \pm ia_{B,lm} &= - \int d\Omega {}_{\pm 2}Y_{lm}^*(\hat{n}) (Q \pm iU)(\hat{n}). \end{aligned} \quad (18)$$

可以定义各向异性的功率谱:

$$\langle a_{X',l'm'}^* a_{X,lm} \rangle = C_l^{X'X} \delta_{l'l} \delta_{m'm}. \quad (19)$$

这里 X' 和 X 表示温度 T 以及极化的 E 模和 B 模, 而尖括号表示系综平均. 如果 CMB 涨落是高斯型的, 它的统计性质就完全被包含在这些功率谱之中. 由于 B 模具有和 T 以及 E 相反的空间反射性质, 因此对于无 CPT 破坏的理论来说, 没有 TB 和 EB 的相关性, 即 $C_l^{TB} = C_l^{EB} = 0$.

CMB 极化的各向异性与温度涨落一样主要是在宇宙中电子与原子核复合成中性原子的时候, 光子与自由电子发生最后的 Thomson 散射形成的 (由于这一过程发生的时间比较短, 可以近似看成一个面, 对应的红移大约为 1100). 仅有 Thomson 散射还不够, 极化的产生要求电子周围的辐射场有四极矩的非均匀分布. 宇宙中的标量扰动 (对应于宇宙中物质的密度扰动) 以及张量扰动 (即原初引力波) 都会导致辐射场的四极矩. 不同的是, 密度扰动的作用只能产生温度涨落和 E 模极化, 而张量扰动除了产生 T 和 E 以外, 还可以产生 B 模极化. 目前从 CMB 的温度涨落中得到的信息可以非常精确地确定宇宙学的参数, 观测 CMB 极化有助于加强对这些参数的限制, 或者消除某些参数间的简并, 同时也可以对理论本身作交叉检验. 但是相比于温度涨落来说, 极化的信号要微弱得多. 目前已经确信观测到了 E 模以及 TE 的关联谱, 但是信噪比还是很小. 除了最后散射以外, 比复合期早些时候发生的宇宙再电离过程也会影响 CMB 的极化, 而暗物质的成团性带来的弱引力透镜效应也会使一部分产生的 E 模极化转化为 B 模极化.

Chern-Simons 项对极化的影响发生在复合期以后, 在此之前它相比于 Thomson 散射来说效应可以忽略. 但是复合期以后宇宙变得透明, 这时候光子在宇宙空间中几乎自由传播 (除了再电离过程以外). 在 CMB 光子从最后散射面传播到我们地球的过程中, CPT 破坏的相互作用使得光子的极化方向发生偏转. 因为从地球到最后散射面的距离非常长, 所以对于微小的 CPT 破坏系数来说, 其效应也会累积到一个可观测的水平. 考虑到宇宙双折射, 我们实际观测到的极化图应为 $(Q \pm iU)^{\text{obs}}(\hat{n})$, (18) 式中的极化展开系数将变为

$$\begin{aligned} (a_{E,lm} \pm ia_{B,lm})^{\text{obs}} &= - \int d\Omega {}_{\pm 2}Y_{lm}^*(\hat{n}) (Q \pm iU)^{\text{obs}}(\hat{n}) \\ &= - \int d\Omega {}_{\pm 2}Y_{lm}^*(\hat{n}) \exp(\pm i2\Delta\chi)(Q \pm iU)(\hat{n}), \end{aligned} \quad (20)$$

而 $a_{T,lm}$ 则保持不变. 相应地, 功率谱也会不同. 如果偏转角 $\Delta\chi$ 是均匀各向同性的, 也就是说从各个方向传过来的 CMB 光子的极化方向都偏转了一个相同的角度, 我们就有 [11,13,27]

$$\begin{aligned} C_l^{TT,obs} &= C_l^{TT}, \\ C_l^{TE,obs} &= C_l^{TE} \cos(2\Delta\chi), \\ C_l^{TB,obs} &= C_l^{TE} \sin(2\Delta\chi), \\ C_l^{EE,obs} &= C_l^{EE} \cos^2(2\Delta\chi) + C_l^{BB} \sin^2(2\Delta\chi), \\ C_l^{BB,obs} &= C_l^{EE} \sin^2(2\Delta\chi) + C_l^{BB} \cos^2(2\Delta\chi), \\ C_l^{EB,obs} &= \frac{1}{2} \sin(4\Delta\chi)(C_l^{EE} - C_l^{BB}). \end{aligned} \quad (21)$$

由 (21) 式可以看到, 有无 CPT 破坏的两种理论模型预言的功率谱中除了温度谱相同外, 其他的极化功率谱以及温度和极化的关联谱都不一样. CPT 破坏的信号中最明显的是产生了 TB 和 EB , 所以测量这两种关联对检验 CPT 是最重要的. 如文献 [11] 首次指出, 对将来的高精度实验如 CMBPol 来说 EB 对检验 CPT 更有效, 因为 EB 主要是从 EE 转化而来, 而 EE 谱在探测原初扰动时比 TT 和 TE 更敏感. 其次, 我们可以看到两种理论预言的 TE 谱也不一样, 原则上利用 TE 和 TT 谱就可以探测 $\Delta\chi$. 这是为什么在今天没有观测到确定的 B 模信号的情况下就可以用 CMB 的数据来检验 CPT 的原因. 利用 (21) 中的所有方程, 把 $\Delta\chi$ 作为自由参数放进马尔科夫链蒙特卡罗程序包中对 CMB 数据进行拟合, 就可以对偏转角进行测量. 这种方法在文献 [13] 中被首次提出来, 目前已为多个研究组包括 WMAP, QUaD 等大型 CMB 实验组所采用.

3 目前的进展

在文献 [13] 中我们首先使用了当时的观测数据对均匀的偏转角进行了测量, 对当时最新的 WMAP 卫星实验第三年 (WMAP3) 的数据和气球实验 BOOMERanG 2003 年 (B03) 的数据进行了拟合. 结果发现有微弱的迹象表明 CPT 得到了破坏. 此后, 随着实验数据的不断更新和积累, 其他一些研究组也作了类似的分析. 值得一提的是 WMAP 组在公布第五年

(WMAP5)[18] 和第七年 (WMAP7)[22] 观测数据的文章中都将该问题列为单独一节作了报道. 而 QUaD 实验组也就该问题分析了他们自己的实验数据 [23,24]. 表 1 列举的是近几年具有代表性的分析结果, 使用的数据基本上来自 WMAP, BOOMERanG, QUaD 和另一个 CMB 实验组 BICEP. 从这些研究结果中我们可以看到, 虽然目前没有明确地探测到 CPT 破坏, 但是对偏转角测量的精度已经达到了 1° 的量级, 对破坏 CPT 的理论模型的限制已经非常严格. 已经发射升空的 PLANCK 卫星携带的实验装置探测 CMB 的精度和灵敏度均比 WMAP 高出几倍到十几倍, 对 PLANCK 实验的模拟显示它可以探测到 0.057° 的偏转角 [17].

这些分析都是基于方程组 (21), 其中偏转角是均匀各向同性的. 对应的物理模型是 Chern-Simons 项中 $p_\mu = (p_0, 0, 0, 0)$ 并且 p_0 为常数; 或者是 $p_\mu = \partial_\mu \phi$, 其中 ϕ 是动力学暗能量标量场, 在零级近似下只有 $\partial_0 \phi \neq 0$. 对于前者来说, 由一个常数矢量场带来的 Lorentz 和 CPT 破坏使得建立在局域 Lorentz 协变性基础之上的引力理论变得不自洽, 而解决的办法就是对引力作非 Lorentz 协变的修改 [28]. 对于后者来说, 均匀各向同性的偏转角只能在零级近似下得到, 但是由 ϕ 本身的动力学性质, 它必有空间涨落. 由 (13) 式知此时 $\Delta\chi = -\Delta\phi$, 因此当考虑到 ϕ 场的涨落之后, 偏转角也是各向异性的 [26]. 关于各向异性的偏转角我们首先在文献 [26] 中做了详细的研究. 偏转角的各向异性依赖于 ϕ 场在最后散射面上的涨落功率谱, 考虑到这些因素之后用来分析实验数据的方程组 (21) 也会得到

表 1 偏转角测量汇总

Table 1 Summary of measurements on the rotation angle

Group	$\Delta\chi$ (degree)	Datasets
Feng et al. [13]	-6.0 ± 4.0	WMAP3+B03
Cabella et al. [16]	-2.5 ± 3.0	WMAP3
WMAP Collaboration [18]	-1.7 ± 2.1	WMAP5
Xia et al. [19]	-2.6 ± 1.9	WMAP5+B03
WMAP Collaboration [22]	-1.1 ± 1.4	WMAP7
QUaD Collaboration [24]	0.64 ± 0.50	QUaD
Xia et al. [21]	-2.33 ± 0.72	WMAP7+B03+BICEP
Xia et al. [21]	-0.04 ± 0.35	WMAP7+B03+BICEP+QUaD
Gruppuso et al. [30]	-1.6 ± 1.7	WMAP7

相应的修正. 但是在许多情况下由于 ϕ 的有效质量非常小, 它的微小的涨落幅度使得这些修正可以忽略不计. 但是较大的各向异性的效应在某些理论模型中, 比如具有追踪解的暗能量模型, 仍然是可以预期的. 另一个例子是 Axion 模型. 在这个模型中 Axion 与光子场有反常耦合. Axion 弦可以诱导各向异性的偏转角. 从实验上来说, 各向异性的偏转角在下一代 CMB 实验中是可观测的^[29], 乐观的看法是人们甚至可以利用观测数据重构 $\Delta\chi$ 在天球上的分布, 如同人们重构 CMB 的弱引力透镜一样. 此外, 如果第一种情况中常数矢量场中 p_μ 有不为零的空间分量, 得到的偏转角也是各向异性的, 但正如上面所述, 对于这种情况还得考虑引力理论的自洽性.

4 结论

CMB 是我们能观测到的宇宙中最古老的光子, 携带了大量的关于早期宇宙的信息. 历史上 CMB 已获得了两次诺贝尔奖. 同时 CMB 实验特别是 WMAP 也是目前宇宙学中所有的观测实验中精度最高的. 正是这一领域的飞速发展把我们推进到精确宇宙学时代. 我们可以通过分析 CMB 的数据来了解宇宙的起源和演化, 同时 CMB 也为我们提供了一个天然的实验室用以检验基本的物理定律, 包括本文所讨论的 CPT 这一在粒子物理中处于基础地位的对称性. 利用

CMB 的观测数据检验 CPT 这一方法受到越来越多的关注, 目前已经成为 CMB 实验组的例行工作中的一部分. 基于这一方法的重要性, 本文简要地介绍了 CMB 检验 CPT 的基本原理并总结了这方面的最新进展. 虽然目前还没有很强的证据支持 CPT 破坏的存在, 但是 CMB 实验对 CPT 的检验已经具备了非常高的精度. 我们可以看到目前的 CMB 实验的灵敏度已经可以探测到量级为 1° 的极化偏转角. 假设 CPT 破坏是由类时的常数矢量 $p_\mu = (p_0, 0, 0, 0)$ ($p_0 = \text{const}$) 引起的, 那么简单的计算表明 $|\Delta\chi| \sim p_0/H_0$, 这里 $H_0 \sim 10^{-42} \text{ GeV}$ 是当今的哈勃膨胀率. 我们发现量级为 1° 的偏转角对应的 CPT 破坏系数为 $p_0 \sim 10^{-43} \text{ GeV}$, 也就是说 CMB 实验可以把 CPT 破坏系数限制到如此小的数值之下. 相比而言目前在地面实验室中检验 CPT 的各类实验中, 精度最高的是自旋 - 极化的电子扭摆实验^[7]. 考虑外场 p_μ 与电子轴矢流的耦合 $\mathcal{L}_{int} = p_\mu \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma_5 \psi$, 实验对 CPT 破坏系数给出的最强限制是 $p_0 \leq 10^{-28} \text{ GeV}$, 对 p_i 的限制则更弱. 我们看到 CMB 对 CPT 破坏的限制要严格得多. 在不久的将来, 随着 PLANCK 卫星的取数以及更多高精度、高灵敏度实验如 CMBpol 的运行, 我们相信该领域将得到更进一步的发展. 另外, 理论上宇宙学 CPT 破坏常与重子数产生、暗能量等问题的研究密切相关. 本文所述的工作将促使理论家们更多地去思考如何利用 CMB 等观测去检验他们的理论和模型.

参考文献

- 1 Sachs R G. The Physics of Time Reversal. Chicago: University of Chicago Press, 1987
- 2 Abbasi R, Abdou Y, Abu-Zayyad T, et al. [IceCube Collaboration]. Search for a Lorentz-violating sidereal signal with atmospheric neutrinos in IceCube. Phys Rev D, 2010, 82: 112003
- 3 Adamson P, Auty D J, Ayres D S, et al. [MINOS Collaboration]. Search for Lorentz invariance and CPT violation with the MINOS far detector. Phys Rev Lett, 2010, 105: 151601
- 4 Ambrosino F, Antoelli A, Antoelli M, et al. [KLOE collaboration]. CPT Symmetry and quantum mechanics tests in the neutral kaon system at KLOE. Found Phys, 2010, 40: 852–866
- 5 Aubert B, Bona M, Boutigny D, et al. [BABAR Collaboration]. Search for CPT and Lorentz violation in B^0 - anti- B^0 oscillations with dilepton events. Phys Rev Lett, 2008, 100: 131802
- 6 Link J M, Reyes M, Yager P M, et al. Charm system tests of CPT and Lorentz invariance with FOCUS. Phys Lett B, 2003, 556: 7–13
- 7 Heckel B R, Adelberger E G, Cramer C E, et al. Preferred-frame and CP-violation tests with polarized electrons. Phys Rev D, 2008, 78: 092006
- 8 Kostelecky V A, Russell N. Data tables for Lorentz and CPT violation. Rev Mod Phys, 2011, 83: 11–31
- 9 Li M Z, Wang X L, Feng B, et al. Quintessence and spontaneous leptogenesis. Phys Rev D, 2002, 65: 103511
- 10 Li M Z, Zhang X M. K-essential Leptogenesis. Phys Lett B, 2003, 573: 20–26

- 11 Feng B, Li H, Li M Z, et al. Gravitational Leptogenesis and its signatures in CMB. *Phys Lett B*, 2005, 620: 27–32
- 12 Li M Z, Xia J Q, Li H, et al. Cosmological CPT violation, Baryo/leptogenesis and CMB polarization. *Phys Lett B*, 2007, 651: 357–362
- 13 Feng B, Li M Z, Xia J Q, et al. Searching for CPT violation with cosmic microwave background data from WMAP and BOOMERANG. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 221302
- 14 Liu G C, Lee S, Ng K W. Effect on cosmic microwave background polarization of coupling of quintessence to pseudoscalar formed from the electromagnetic field and its dual. *Phys Rev Lett*, 2006, 97: 161303
- 15 Kostelecky V A, Mewes M. Lorentz-violating electrodynamics and the cosmic microwave background. *Phys Rev Lett*, 2007, 99: 011601
- 16 Cabella P, Natoli P, Silk J. Constraints on CPT violation from WMAP three year polarization data: A wavelet analysis. *Phys Rev D*, 2007, 76: 123014
- 17 Xia J Q, Li H, Wang X L, et al. Testing CPT symmetry with CMB measurements. *Astron Astrophys*, 2008, 483: 715–718
- 18 Dunkley J, Komatsu E, Nolte M R, et al. [WMAP Collaboration]. Five-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: Cosmological interpretation. *Astrophys J*, 2009, 180(Suppl): 330–376
- 19 Xia J Q, Li H, Zhao G B, et al. Testing CPT symmetry with CMB measurements: Update after WMAP5. *Astrophys J*, 2008, 679: L61–L63
- 20 Kahnashvili T, Durrer R, Maravin Y. Testing Lorentz invariance violation with WMAP five year data. *Phys Rev D*, 2008, 78: 123009
- 21 Xia J Q, Li H, Zhang X M. Probing CPT violation with CMB polarization measurements. *Phys Lett B*, 2010, 687: 129–132
- 22 Komatsu E, Smith K M, Dunkley J, et al. [WMAP Collaboration]. Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: Cosmological interpretation. *Astrophys J*, 2011, 192(Suppl): 18
- 23 Wu E Y S, Ade P, Bock J, et al. [QUaD Collaboration]. Parity violation constraints using cosmic microwave background polarization spectra from 2006 and 2007 observations by the QUaD polarimeter. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 161302
- 24 Brown M L, Ade P, Bock J, et al. [QUaD collaboration]. Improved measurements of the temperature and polarization of the CMB from QUaD. *Astrophys J*, 2009, 705: 978–999
- 25 Greenberg O W. CPT violation implies violation of Lorentz invariance. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 231602
- 26 Li M Z, Zhang X M. Cosmological CPT violating effect on CMB polarization. *Phys Rev D*, 2008, 78: 103516
- 27 Lue A, Wang L M, Kamionkowski M. Cosmological signature of new parity violating interactions. *Phys Rev Lett*, 1999, 83: 1506–1509
- 28 Li M Z, Cai Y F, Wang X L, et al. CPT Violating electrodynamics and Chern-Simons modified gravity. *Phys Lett B*, 2009, 680, 118–124
- 29 Kamionkowski M. How to De-Rotate the cosmic microwave background polarization. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 111302
- 30 Gruppuso A, Natoli P, Mandolesi N, et al. WMAP 7 year constraints on CPT violation from large angle CMB Anisotropies. arXiv: 1107.5548 [astro-ph.CO]

Testing CPT symmetry with the cosmic microwave background radiation

LI MingZhe^{1,2*}, XIA JunQing³ & ZHANG XinMin⁴

¹ *Department of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China;*

² *Joint Center for Particle, Nuclear Physics and Cosmology, Nanjing University-Purple Mountain Observatory, Nanjing 210093, China;*

³ *Scuola Internazionale Superiore di Studi Avanzati, Via Bonomea 265, Trieste I-34136, Italy;*

⁴ *Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*

The CPT (Charge conjugation-Parity-Time reversal) invariance is a fundamental symmetry in particle physics. Testing CPT is a crucial way to examine the standard model of particle physics and for searching of new physics. In this paper we will review the method of testing CPT with high precision measurements of cosmic microwave background radiation (CMB) and the current status in this field. Compared with the results of laboratory experiments we find that CMB observations are more accurate to test the CPT symmetry.

CPT symmetry, particle cosmology, CMB

PACS: 98.80.Es, 11.30.Er, 98.70.Vc, 98.80.Cq

doi: 10.1360/132011-970