

最大对称化的最小统一模型

Maximally Symmetric Minimal Unification Model

吴岳良/WU Yue-liang

中国科学院理论物理研究所, 北京 100080

Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

[摘要] 假定:“构成物质的基本组元的所有独立自由度都应同等对待并由一个可能的最大对称性相联系”,我们得到了一个4维时空的统一模型。在这一模型中,物质的基本组元为14维量子时空中旋量表示的Majorana费米子,其规范对称性是 $G_M^{4D}=SO(1, 3)\times SU(32)\times U(1)_A\times SU(3)_{F0}$ 。这一模型中除了标准模型中的基本粒子外,还包含了它们的镜像粒子,从而会导致新物理的出现。这使得我们可以探讨一些基本问题,如:为什么我们生活的时空是4维的?为什么现实世界中宇称是不守恒的?质子的稳定性如何?CP破坏的起源是什么?暗物质是什么?

[关键词] 规范对称性,时空对称性,统一理论,对称和对称破缺

[中图分类号] O41

[文献标识码] A

[文章编号] 1000-7857(2005)12-0025-04

Abstract: With the hypothesis that all independent degrees of freedom of basic building blocks should be treated equally on the same footing and correlated by a possible maximal symmetry, we arrive at an 4-dimensional space-time unification model. In this model the basic building blocks are Majorana fermions in the spinor representation of 14-dimensional quantum space-time with a gauge symmetry $G_M^{4D}=SO(1, 3)\times SU(32)\times U(1)_A\times SU(3)_{F0}$. The model leads to new physics including mirror particles of the standard model. It enables us to issue some fundamental questions that include: why our living space-time is 4-dimensional, why parity is not conserved in our world, how is the stability of proton, what is the origin of CP violation and what can be the dark matter.

Key Words: gauge symmetry, space-time symmetry, unification theory, symmetry and symmetry breaking

CLC Number: O41

Document Code: A

Article ID: 1000-7857(2005)12-0025-04

1 引言

基本粒子物理关心的最重要的基本问题包括:自然界的基本组元是什么?自然界中基本对称性是什么?自然界中的基本相互作用是什么?为什么我们生活在四维时空中?为什么自然界中宇称不守恒?质子的稳定性如何?暗物质是什么?CP破坏的起源是什么?为什么中微子的质量如此小?在标准模型^[1-3]中,夸克^[4]和轻子被当作是基本组元并且由规范对称性 $U(1)_Y\times SU(2)_L\times SU(3)_C$ 和洛伦兹对称性 $SO(1, 3)$ 来描述。对称性所对应的规范玻色子传播夸克、轻子之间的电磁、弱和强相互作用。局域的洛伦兹对称性 $SO(1, 3)$ 反映了引力相互作用。

标准模型已经被越来越精确的实验检验到100 GeV左右的能量标度。根据宇称不守恒^[5],弱相互作用可以很好地通过左手 $SU(2)_L$ 规范相互作用来描述。强相互作用由具有 $SU(3)_C$ 规范对称性的杨-米尔斯理论^[6]描述,这一理论具有渐近自由^[7]的性质。已经证明标准模型是一个可重整的量子理论^[8]。在高的能量标度,所有力的作用强度都会跑到到相同的大小^[9],这使得探索大统一理论^[10-13]成为一件有意义的事情。已经知道 $SU(5)$ 规范模型^[14]是最小的大统一理论。当考虑到有质量的中微子时,可以把 $SO(10)$ 模型^[12, 13]看成最小模型。 $SO(10)$ 模型的一个有趣的特点是每一代夸克和轻子可以统一到一个旋量表示。在 $SO(10)$ 模型或 $SU(5)$ 模型中,重要的预言之一是质子衰变,也就是说 $SO(10)$ 模

型和 $SU(5)$ 模型中质子不再是一个稳定的粒子。因此,最小 $SO(10)$ 模型和 $SU(5)$ 模型受到目前质子衰变实验的严格限制。

这里,我们将探讨其它可能的统一模型。为此,先来分析一下大统一模型中的对称性意味着什么。首先,看一下标准模型中的对称性。可以发现,引入对称性是为了建立夸克和轻子中不同的量子数之间的关系。夸克和轻子中已知的量子数包括同位旋、色、轻子、自旋和手征平移量子数。具体来说, $SU(2)_L$ 对称性的引入是为了描述2个同位旋量子数之间的对称性, $SU(3)_C$ 对称性描述了3个色量子数之间的关系, $SO(1, 3)$ 对称性反映了2个自旋量子数和2个手征平移量子数之间的关系。在 $SO(10)$ 模型中, $SO(10)$ 对称性给出了统一的同位旋-色-轻子数之间的对称性。当我们将所有的量子数同等处理时^[14],可以得到对称性群 $SO(1, 3)\times SO(10)$,它可以被看作是14维对称性量子时空。这是因为它的维数是由夸克和轻子的基本量子数决定的(2个自旋、2个手征平移、2个同位旋、3个色、3个反色、轻子和反轻子数)。夸克和轻子的独立的自由度由14维量子时空的旋量表示给出。由于在每一代夸克和轻子中存在64个独立的自由度,仅仅建立在夸克和轻子量子数基础上的对称性并不是联系夸克和轻子所有独立自由度的最大对称性。也就是说,仅仅通过对称群 $SO(1, 3)\times SO(10)$ 并不能把夸克和轻子的所有独立自由度联系起来。因此,大统一理论只是考虑了基本组元的量子数而不是基本组元的所有独立自

收稿日期: 2005-11-20

基金项目: 国家自然科学基金(10491306, 10475105)、中国科学院百人计划匹配项目

作者简介: 吴岳良,男,北京市海淀区中关村东路55号中国科学院理论物理研究所,研究员,研究方向为粒子物理、量子场论和粒子宇宙学; E-mail: ylwu@itp.ac.cn

由度之间的对称性。在本文中,我们将通过考虑基本组元的所有独立自由度之间的对称性来扩充通常的大统一模型。

2 最大对称化的最小统一模型理论

首先作一个基本假定来作为我们考虑的基本原理:所有基本组元的所有独立自由度都应同等地处理,并按最小统一机制通过可能的最大对称性相联系。为方便,我们把它简称为最大对称化的最小统一(Maximally Symmetric Minimal Unification, MSMU)假定,由这一假定建立的模型称为最大对称化的最小统一模型(Maximally Symmetric Minimal Unification Model, MSMUM)。

为了建立基本组元的所有独立自由度之间的关联,我们可以从 MSMU 假定得到一个推论:作为自然界基本组元的费米子应该是高维量子时空的旋量表示中的 Majorana 费米子。其中高维量子空间的维数由基本组元的基本量子数决定。当认为宇称是一个好的对称性时基本组元的手征性应有很好的定义。这一假定意味着:量子时空的维数应该同时允许存在 Majorana 和 Weyl 费米子的旋量表示,这要求量子时空的维数满足 $D=2+4n$ ($n=1, 2, \dots$),即 $D=2, 6, 10, 14, 18, 22, 26, \dots$ 。

考虑到 MSMU 假定, MSMUM 所需的最小维数是 $D=14$ 。因此,基本的构造组元是 14 维量子时空旋量表示的 Majorana 费米子。也就是说每一代 Majorana 费米子有 $128=2^7$ 个独立的自由度,这是标准模型夸克和轻子独立自由度个数的 2 倍。利用 14 维量子空间中旋量表示的 Majorana 条件,对于每一代我们均可以得到具有规范对称性 $G_M=SO(1, 3)\times SU(32)\times U(1)_A$ 的 4 维 MSMUM。

为明显起见,我们将 14 维量子时空的旋量表示中的费米子组元标记为 Ψ 。Majorana 条件可表示为:

$$\Psi=\hat{\Psi}^c=\hat{C}\bar{\Psi}^T \quad (1)$$

在上式中 $\hat{\Psi}^c$ 定义了 14 维量子时空中的电荷共轭。把 Majorana 费米子 Ψ 的 128 维表示写成如下形式:

$$\Psi=\begin{pmatrix} F_L+F'_R \\ F_R+F'_L \end{pmatrix} \quad (2)$$

其中 $F_{L,R}$ 选择为下面的旋量结构:

$$\begin{aligned} F_{L,R}^T &= [U_r, U_b, U_g, N, D_r, D_b, D_g, E, \\ &D_r^c, D_b^c, D_g^c, E^c, -U_r^c, -U_b^c, -U_g^c, -N^c]_{L,R}^T \\ F_{L,R}^T &= [U'_r, U'_b, U'_g, N', D'_r, D'_b, D'_g, E', \\ &D'^c_r, D'^c_b, D'^c_g, E'^c, -U'^c_r, -U'^c_b, -U'^c_g, -N'^c]_{L,R}^T \end{aligned} \quad (3)$$

那么电荷共轭矩阵可以明显地给出:

$$\hat{C}=i\sigma_1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_2\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes\sigma_2 \quad (4)$$

它满足 $\hat{C}^+=\hat{C}^T=-\hat{C}$ 和 $\hat{C}\hat{C}^+=1$ 。所有的费米子 $\psi=U_i, D_i, E, N, \dots$ 是定义在 4 维中的具有 4 个复分量的费米子。指标“L”和“R”表明 4 维时空中的左手与右手费米子,即, $\psi_{L,R}=\frac{1}{2}(1\mp\gamma_5)\psi$ 。指标

“c”表示 4 维中的电荷共轭, $\psi^c=C\bar{\psi}^T$, 并且 $C=i\gamma_0\gamma_2=i\sigma_3\otimes\sigma_2$ 。

当选择上面的旋量结构,不难得到 14 维量子时空旋量表示中的 14 个 gamma 矩阵 $\hat{\Gamma}_i=(\gamma_a, \Gamma_i)$ 的具体形式:

$$\begin{aligned} \gamma_0 &= 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_1\otimes 1, \\ \gamma_1 &= i1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_1, \\ \gamma_2 &= i1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_2, \\ \gamma_3 &= i1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_3, \\ \Gamma_1 &= \sigma_1\otimes\sigma_1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_2 &= \sigma_1\otimes\sigma_2\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes\sigma_2\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_3 &= \sigma_1\otimes\sigma_1\otimes 1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_3\otimes\sigma_3\otimes 1, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_4 &= \sigma_1\otimes\sigma_2\otimes 1\otimes\sigma_2\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_5 &= \sigma_1\otimes\sigma_1\otimes 1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_1\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_6 &= \sigma_1\otimes\sigma_2\otimes 1\otimes\sigma_1\otimes\sigma_2\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_7 &= \sigma_1\otimes\sigma_3\otimes\sigma_1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_8 &= \sigma_1\otimes\sigma_3\otimes\sigma_2\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_9 &= \sigma_1\otimes\sigma_3\otimes\sigma_3\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes 1, \\ \Gamma_{10} &= \sigma_2\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes 1 \end{aligned}$$

其中: $\sigma_i(i=1, 2, 3)$ 是 Pauli 矩阵, 这里“1”理解成 2×2 的单位矩阵。从 $\hat{\Gamma}_i(i=0, \dots, 13)$, 我们可以定义 2 个 gamma 矩阵:

$$\begin{aligned} \Gamma_{15} &= \hat{\Gamma}_0 \cdots \hat{\Gamma}_{13} = \sigma_3\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes\sigma_3\otimes 1 \\ \Gamma_{11} &= \Gamma_1 \cdots \Gamma_{10} = \sigma_3\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1\otimes 1 \end{aligned} \quad (6)$$

满足 $\Gamma_{15}\hat{\Gamma}_i=-\hat{\Gamma}_i\Gamma_{15}$ 和 $\Gamma_{11}\Gamma_i=-\Gamma_i\Gamma_{11}$ 。 Ψ 的 Weyl 表示可以通过投影算符 $P_{W,E}=(1\mp\Gamma_{15})/2$ ($P_{W,E}^2=P_{W,E}$) 定义为:

$$\begin{aligned} \Psi_W &= P_W\Psi = \frac{1}{2}(1-\Gamma_{15})\Psi = \begin{pmatrix} F_L \\ F_R \end{pmatrix} \\ \Psi_E &= P_E\Psi = \frac{1}{2}(1+\Gamma_{15})\Psi = \begin{pmatrix} F'_R \\ F'_L \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (7)$$

这里 Ψ_W 和 Ψ_E 可以标记为“西向”和“东向”费米子,以便和利用四维时空投影算符 $P_{L,R}=(1\mp\gamma_5)/2$ 定义的“左手”和“右手”费米子相区分。

“西向”费米子 Ψ_W 是一个 Majorana-Weyl 费米子,它含有 64 个独立的自由度,这些自由度正好表示了含有右手中微子的每一代夸克和轻子的所有自由度。“东向”Majorana-Weyl 费米子 Ψ_E 可以看作是镜像粒子,即镜像夸克和镜像轻子。

利用 gamma 矩阵,我们可以定义以下张量:

$$\begin{aligned} T^U &= (\Sigma^U, \Gamma_{11}\Sigma^{UKL}, \Gamma_{11}) \\ T^V_5 &= (\Sigma^{UK}, i\Gamma_{11}\Sigma^{UK}), T^{\hat{V}}_5 = (T^U, i\Gamma_{15}T^V_5) \\ T^W_5 &= (\Sigma^I, i\Gamma_{11}\Sigma^I, \Sigma^{UKLM}), T^{\hat{W}}_5 = (T^V_5, \Gamma_{15}T^U) \end{aligned} \quad (8)$$

其中: $\Sigma^I = \frac{1}{2}\Gamma^I$, $\Sigma^U = \frac{i}{4}[\Gamma^I, \Gamma^J]$ 。其它为高阶反对称张量。在电荷变换和宇称变换下,我们有:

$$\begin{aligned} \hat{C}T^{\hat{V}}_5\hat{C}^+ &= -(T^{\hat{V}}_5)^T, \Gamma^{\hat{V}}T^{\hat{V}}_5\Gamma^{\hat{V}} = (T^{\hat{V}}_5)^+ \\ \hat{C}T^{\hat{W}}_5\hat{C}^+ &= (T^{\hat{W}}_5)^T, \Gamma^{\hat{W}}T^{\hat{W}}_5\Gamma^{\hat{W}} = -(T^{\hat{W}}_5)^+ \\ \hat{C}\Sigma^{ab}\hat{C}^+ &= -(\Sigma^{ab})^T, \Gamma^{\hat{V}}\Sigma^{ab}\Gamma^{\hat{V}} = (\Sigma^{ab})^+ \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\Sigma^{ab} = \frac{1}{4i}[\gamma^a, \gamma^b]$ ($a, b = 0, 1, 2, 3$) 是洛伦兹群 $SO(1,3)$ 的生成元。矩阵:

$$T^{\hat{I}} = (T^{\hat{V}}_5, T^{\hat{W}}_5), (\hat{I}=1, \dots, 1024) \quad (10)$$

给出了对称群 $SU(32)\times U(1)_A$ 的生成元。 $T^{\hat{V}}(\hat{V}=1, \dots, 496)$ 给出了子群 $SO(32)$ 的生成元, $T^U(U=1, \dots, 256)$ 为子群 $SU(16)\times U(1)$ 的生成元,而 Σ^U 为子群 $SO(10)$ 的生成元。

有趣的一点是,尽管 Majorana 费米子 Ψ 的 128 维旋量表示是定义在 14 维量子时空上,但是它的运动不是在整个 14 维量子时空上,这是因为相应的 10 维空间中不存在运动项并且它的运动只出现在 14 维时空的 4 维时空中。这一点可以从以下等式中看出:

$$\begin{aligned} \bar{\Psi}\Gamma^i\partial_i\Psi &= \frac{1}{2}\partial_i(\bar{\Psi}\Gamma^i\Psi) \\ \bar{\Psi}\gamma^a i\partial_a\Psi &= \frac{1}{2}[\bar{\Psi}\gamma^a i\partial_a\Psi - i\partial_a(\bar{\Psi})\gamma^a\Psi] \end{aligned} \quad (11)$$

其中: $a=0, 1, 2, 3, I=1, \dots, 10$ 。这里已经用到了 Majorana 条件。原因可以从电荷共轭和宇称变换看出,10 维和 4 维的 gamma 矩阵

有正好相反的变换性质。由于在 10 维空间中不存在运动,可以发现 10 维量子空间的 32 维旋量表示在 4 维运动时空中有最大对称性 $SU(32) \times U(1)_\lambda$ 。

到目前为止,费米子代的数目仍然是一个困惑。当把已知的三代费米子作同等的处理时,它们之间最大的代对称性是 $SU(3)_F$ 且带有手征性的生成元:

$$T^a = (\lambda^i, \gamma_s \lambda^s), (\lambda^i)^T = -\lambda^i, (\lambda^s)^T = \lambda^s \quad (12)$$

其中: $(i=1, 2, 3; s=1, \dots, 5)$ 。 λ^i 给出了子群 $SO(3)_F \in SU(3)_F$ 的生成元。

现在我们可以 在 4 维运动时空中写下 MSMUM 的费米子部分的拉格朗日量:

$$\mathcal{L}_F^{4D} = \frac{1}{2} \bar{\Psi} \gamma^a i D_a \Psi = \frac{1}{2} \bar{\Psi} \hat{\gamma}^a E_a^\mu i D_\mu \Psi \quad (13)$$

这一拉格朗日量是自共轭的。这里 E_a^μ 是作为标架场引入的。协变导数 D_μ 的定义为:

$$D_\mu = \partial_\mu - i \omega_\mu^{ab} \sum_{ab} - i g U_\mu^{\hat{a}} T^{\hat{a}} - i g_F F_\mu^u T^u \quad (14)$$

以上拉格朗日量具有最大规范对称性:

$$G_M^{4D} = SO(1, 3) \times SU(32) \times U(1)_\lambda \times SU(3)_F \quad (15)$$

其中:三代 $\Psi = (\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3)$ 费米子基本组元属于 $SU(3)_F$ 群的基础表示。

与费米子耦合的一个最小标量场属于表示 $\Phi_F = \gamma_0 \lambda^s \hat{\Phi}_s^{\hat{W}} T_s^{\hat{W}} = \gamma_0 \lambda^s (\gamma_s \sum_s^{\hat{W}} + i \Pi_s^{\hat{W}}) T_s^{\hat{W}}$ ($s=0, 1, \dots, 5; W=1, \dots, 527$)。 Yukawa 相互作用的自厄米拉格朗日量是:

$$\mathcal{L}_Y^{4D} = \frac{1}{2} g_Y \bar{\Psi} \Phi_F \Psi = \frac{1}{2} g_Y \bar{\Psi} \lambda^s \hat{\Phi}_s^{\hat{W}} T_s^{\hat{W}} \Psi \quad (16)$$

这里,最小标量场 Φ_F 含有表示 $(272)_{W,E} = (10 + \bar{10} + 126 + \bar{126})_{W,E}$,它正好是通过自发破缺产生夸克、轻子极其镜像粒子质量所需的最小表示。

一些与规范玻色子耦合的标量场可以不与费米子耦合。如属

于 $SU(32)$ 群的伴随表示的标量场 $\hat{\Phi} = \hat{\Phi}^{\hat{a}} T^{\hat{a}}$ 只与规范玻色子耦合。最小标量场的自厄米拉格朗日量是:

$$\mathcal{L}_S^{4D} = \text{Tr} D_\mu \Phi_F^\dagger D_\mu \Phi_F + \text{Tr} D_\mu \hat{\Phi}^\dagger D_\mu \hat{\Phi} \quad (17)$$

所以,总的自厄米拉格朗日量可写为:

$$\mathcal{L}^{4D} = \mathcal{L}_F^{4D} + \mathcal{L}_G^{4D} + \mathcal{L}_S^{4D} + \mathcal{L}_Y^{4D} + \mathcal{L}_H^{4D} \quad (18)$$

这里 $\mathcal{L}_G^{4D}$ 表示杨-米尔斯规范相互作用, $\mathcal{L}_H^{4D}(\hat{\Phi}, \hat{\Phi}_F)$ 表示黑格斯势。值得注意的是当取 $g_U = g_F = g_Y = g_0$, 我们可以得到具有单一耦合常数 g_0 的 MSMUM。

由上面的分析,我们现在可以来讨论以下的一些基本问题。

1) 由于夸克和轻子属于 14 维量子时空的 Majorana-Weyl 表示并且已经证明它们的运动只出现在 4 维时空中,这就可以很自然地回答两个基本问题:为什么我们所处的由夸克和轻子构成的时空是 4 维的,为什么由夸克和轻子组成的物质世界宇称是不守恒的。

2) 在 MSMUM 中,基本的费米子组元是标准模型的 2 倍。额外的组元可以看作是镜像夸克和镜像轻子,这可以从对称群的分解 $SU(16)_W \times SU(16)_E \times U(1) \in SU(32)$ 中明显地看出。尤其是当镜像粒子形成的稳定态与普通物质的相互作用很弱时,对应的镜像物质可能成为宇宙中观测到的暗物质的候选者。

3) 与通常的大统一理论不同,质子在 MSMUM 中是相当稳定的。这是因为子群 $SU(16)_W \in SU(32)$ 提供了夸克轻子间的最大的规范对称性,因此所有的夸克和轻子的规范相互作用都对应于不同的规范玻色子。当 $SU(16)_W$ 适当地破缺到标准模型的对称性,而在质量本征态中没有引起导致质子衰变的规范玻色子的混合,

那么质子将仍然是较稳定的。也就是说,在 MSMUM 中质子的稳定性依赖于处于质量本征态中的相应的规范玻色子混合的大小。

4) 当来自质子稳定性的限制变弱时,MSMUM 中的对称性破缺标度可以较低。因此,在 TeV 标度寻找新物理是相当有趣的。但是中间的能量标度和对称性破缺方式应该与来自于跑动耦合常数的限制相一致。

5) 由于 MSMUM 中的 Majorana 条件可以导致自共轭的拉格朗日量,表明 CP 对称性必须是自发破缺的^[15, 16]。

6) 由于具有最小参数的 MSMUM 的对称性是最大的,此模型可以给出更多的预言。尤其是当 Yukawa 耦合的最小标量场 Φ_F 含有质量产生和跷跷板机制所需的 $(10 + \bar{10} + 126 + \bar{126})$ 表示时,它会有助于从对称性破缺方式的真空结构理解夸克和轻子是如何获得质量和相互转化,以及为什么中微子的质量如此小。

7) 与大统一模型一样,在 MSMUM 中对称性破缺的方式和真空结构是最重要的问题。一个简单的对称性破缺方式是: $SU(32) \rightarrow SU(16)_W \times SU(16)_E \times U(1), SU(16)_W \rightarrow SU(8)_L \times SU(8)_R \rightarrow SU(4)_L \times SU(2)_L \times SU(4)_R \times SU(2)_R \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \times U(1)_{em}$ 。镜像粒子的性质依赖于 $SU(16)_E$ 对称性的破缺方式。总的说来,为了使最大对称性破缺到现实世界,采用合适的对称性破缺机制是十分重要的,例如 QCD 中的动力学对称性自发破缺^[17]。

8) 当把 MSMUM 假定推广到时空对称性,我们可以自然地得到超对称 MSMUM。

最后,我们要说的是以上 4 维 MSMUM 可以很自然地满足所谓的此路不通定理 (No-go theorem)^[18]。这里,我们做的主要的假定是:属于 14 维量子时空的旋量表示的 Majorana 费米子应被同等地对待并且被直接当作是基本组元夸克和轻子。一般说来,存在赋予不同 Majorana 旋量结构的许多可能性。对于不同的旋量结构,我们可以得到高维时空的不同几何,从而导致不同的物理。在本文中我们只是说明了当我们选择 14 维时空的 Majorana 旋量结构直接等同于夸克和轻子时,可以很自然地得到对于每一代夸克和轻子运动项只出现在 4 维时空中这一唯一的解,剩余的 10 维空间成为没有运动的内部空间。这可以看作是一种通过选择 Majorana 旋量结构所导致的维数约化。当不要求高维时空的 Majorana 旋量结构直接对应于观测到的夸克和轻子,原则上讲 Majorana 旋量费米子可以在整个高维时空中运动,也就是说,对于最一般的情形不存在对运动维数的限制。这时,人们可通过不同维数紧致化来确定旋量结构,最后使高维时空被紧致到四维时空。不同的紧致化可以得到不同的旋量结构。弦论是一个很好的例子,其中的 10 维时空的 Majorana 旋量不要求直接与夸克和轻子联系,因此它们可以在整个 10 维时空中运动。因此,需要作一个恰当的紧致化来给出有效的 4 维时空的理论。一般说来在弦论中有许多紧致化方法。很明显,不同的紧致化导致不同的旋量结构从而对应于不同的物理。

3 结论

总之,从一个简单的假定出发,我们得到了具有规范对称性 $G_M^{4D} = SO(1, 3) \times SU(32) \times U(1)_\lambda \times SU(3)_F$ 的 4 维 MSMUM。

(致谢:感谢美国康奈尔大学戴自海 (Henry Tye) 教授的讨论。)

参考文献 (References)

- [1] GLASHOW S L. Nucl. Phys[J]. 1961(22):579.
- [2] WEINBERG S. Phys. Rev. Lett[J]. 1967(19):1 264.
- [3] SALAM A. Proceedings of the Eight Nobel Symposium [C]. Stockholm :Almqvist and Wikell, 1968.
- [4] M GELL-MANN. Phys. Lett [J]. 1964 (8):214 ; G. ZWEIG, CERN preprint 1964,TH401.

暗能量理论研究现状概述

A Brief Overview of Recent Theoretical Study on Dark Energy

韦 浩/WEI Hao, 蔡荣根/CAI Rong-gen

中国科学院理论物理研究所,北京 100080

Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China

[摘要] 近年来的大量天文观测表明,我们的宇宙正在经历加速膨胀,为此,暗能量已经成为现代宇宙学研究的最活跃领域之一。对暗能量理论方面的研究现状作了一个简要的概述。

[关键词] 暗能量,宇宙学 **[中图分类号]** O41

[文献标识码] A **[文章编号]** 1000-7857(2005)12-0028-05

Abstract: Recently, dark energy has been one of most active fields in modern cosmology since a lot of cosmological observations indicate that our universe is undergoing an accelerated expansion. In this article, a brief overview of the status of theoretical study on dark energy was given.

Key Words: dark energy, cosmology

CLC Number: O41

Document Code: A

Article ID: 1000-7857(2005)12-0028-05

1 引言

近年来,大量的天文观测(如 SNe Ia^[1-4]、WMAP^[5-6]、SDSS^[7-8]、Chandra X-ray Observatory^[9],等)表明,我们的宇宙是近似空间平坦的,正在经历加速膨胀。我们的宇宙包含大约 72% 的暗能量、22% 的暗物质、4% 的可见物质和可以忽略不计的辐射。

为驱动宇宙加速膨胀,暗能量的态方程参数(压强与能量密度之比)必须小于 $-1/3$ 。最简单的暗能量候选者是一个很小的正宇宙学常数,其态方程参数为常数 -1 。但很难理解为何宇宙学常数要比理论预期值——普朗克能量密度——大约小 120 个量级,这就是所谓的宇宙学常数问题(cosmological constant problem)。另一个与暗能量有关的问题是所谓的巧合性问题(coincidence problem),即为何暗能量密度和物质密度现在处于同一个量级。因为二者随宇宙时间的演化是如此不同,今天要想使它们处于同一量级,就必须在宇宙早期精调(fine-tune)暗能量密度到一个难以接受的程度。第三个与暗能量相关的问题是:暗能量到底是什么(the nature of dark energy problem)?它是一种奇

异的新物质形态吗?爱因斯坦引力需要修改吗?它真的是一个真正的宇宙学常数?最近几年暗能量问题已经成为现代宇宙学中最活跃和最重要的研究领域之一^[10-17]。

本文试图对暗能量理论方面的研究现状作一个简要的概述。根据文献^[16,17],我们将这些暗能量理论分为以下几大类(参见图 1):观测数据的其它解释;修改广义相对论引力理论;动力学暗能量;宇宙不均匀性;宇宙学常数。

事实上,以上这些分类并不是绝对的。在某些情况下,它们之间存在关联。我们作这样的分类只是为了叙述的方便和简洁。在文献中,亦可见到其它的分类方法。

2 暗能量理论概述

2.1 观测数据的其它解释

对于宇宙加速膨胀,最直接的观测证据来自于对 Ia 型超新星(SNe Ia)的观测。这类超新星可以作为标准烛光。人们发现在遥远的(红移在 0 到 2 之间)Ia 型超新星的亮度比原来预期的要

收稿日期:2005-11-09

基金项目:国家自然科学基金杰出青年基金项目(10325525)、国家自然科学基金项目(90403029)、国家重点基础研究发展计划项目(TG1999075401)

作者简介:韦 浩,男,北京市海淀区中关村东路 55 号中国科学院理论物理研究所,博士生,主要研究方向为宇宙学;E-mail: haowei@itp.ac.cn

蔡荣根,男,中国科学院理论物理研究所,研究员,主要研究方向为引力理论和宇宙学;E-mail: cairg@itp.ac.cn

[5] LEE T D, YANG C N. Phys Rev[J]. 1956:104 254 .

[6] YANG C N, MILLS R L. Phys Rev[J]. 1954(96): 191.

[7] GROSS D J, WILCZEK F. Phys Rev Lett [J]. 1973 (30):1 343; Polizer H D, Phys Rev Lett[J]. 1973(30): 1 346.

[8] t' HOOFT G, VILTMAN M. Nucl Phys[J]. 1972(B50):318.

[9] GEORGI H, QUINN H R, WEINBERG S, Phys Rev Lett [J]. 1974 (33): 451.

[10] PARTI J, SALAM A. Phys Rev Lett[J]. 1973:31 275 .

[11] GEORGI H, GLASHOW S L. Phys Rev Lett[J]. 1974(32): 438.

[12] GEORGI H. Particles and Fields-1974 [C], Ed. Carlson C. New

York: Amer. Inst. of Physics, 1975.

[13] FRITZSCH H, MINKOWSKI P. Ann Phys[J]. 1975(93): 193.

[14] CHOU K C, WU Y L. Science in China, 1998(A41):324.

[15] LEE T D, Phys. Rev[J]. 1973(D8): 1 226.

[16] Wu Y L, WOLFENSTEIN L. Phys Rev Lett [J]. 1994 (73): 1 762; WOLFENSTEIN L, Wu Y L. Phys Rev Lett[J]. 1994(73): 2 809.

[17] Dai Y B, Wu Y L. Eur Phys J C (DOI) 10.1140/epjcd/s2004-01-001-3, hep-ph/0304075.

[18] COLEMAN S, MANDULA J. Phys Rev[J]. 1967(159): 1 251.