

$SU(3)_L \times U(1)_X$ 模型和暗物质的 新的候选者

陈凤至

(浙江大学物理系 杭州 310027)

王平

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 提出了一个基于 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 群的弱电相互作用模型. 在该模型中, 每一代轻子均包含两个中性粒子. 计算了新的中性轻子 (N 粒子) 的寿命, 并估计了它的质量上限, 从而说明 N 粒子可以看作暗物质的候选者.

关键词 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 模型 N 粒子 暗物质

1 引言

弱电相互作用的标准模型 (SM) 似乎是完美无缺的, 它的预言几乎与所有已知的实验数据相吻合. 但是, SM 不是基本理论, 因为在一个基本理论中不应当有许多不确定的物理参数. 因此, SM 必须在理论上加以推广, 常见的推广有大统一、technicolor 和超对称. 但是这些想法并未得到有说服力的实验的支持. 另一方面, 在可以预见的将来我们都将研究 $E < 10\text{TeV}$ 的能区. 因此, 重要的是研究 SM 的各种可能的步子较小的推广.

目前, 人们又重新考虑 SM 到 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 上的推广^[1,2]. 新提出的这类模型的最大特点是它们把费米子的代数和夸克的颜色数联系起来, 以便得到无反常的模型. 本文提出的模型也是以 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 群为基础. 但是, 与早期的和新近的这类模型不同, 在我们的模型中每一代轻子都包含两个中性粒子而不是一个中性粒子. 新增加的中性轻子被当成暗物质的候选者, 因为作为暗物质的候选者的中微子已在很广的质量范围内被实验研究所排除^[3].

本文的安排如下. 在第二节中, 介绍了我们提出的 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 模型. 内容包括规范玻色子的质量、标量粒子的选择、虚 (would-be) Gold-Stone 玻色子和物理的 Higgs 粒子的表达式以及后者与轻子的相互作用拉氏量. 在第三节中, 首先介绍了宇宙论和天体

物理对暗物质提出的要求, 然后计算了 N 粒子的寿命和估计了 N 粒子质量的上限, 从而说明模型中的 N 粒子符合这些要求. 最后一节包含一个简短的总结.

2 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 模型

在本节中, 我们构造一个 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 模型. 首先, 把电荷算符选为

$$Q = \frac{1}{2} \lambda_3 - \frac{\sqrt{3}}{6} \lambda_8 + \frac{1}{2} X,$$

式中 λ_3 和 λ_8 是两个对角的 Gell-mann 矩阵; X 是 $U(1)_X$ 的生成元. 接着, 我们赋予轻子和夸克以适当的表示. 所有三代左手轻子和第三代左手夸克分别被赋予表示 $\left(3, -\frac{2}{3}\right)$ 和 $\left(3, \frac{2}{3}\right)$ (括号中的第一个数字指示 $SU(3)_L$ 表示的维数, 第二个数字指示生成元 X):

$$L_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \\ N_1^c \end{pmatrix}_L, \quad L_2 = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \\ N_2^c \end{pmatrix}_L, \quad L_3 = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \\ N_3^c \end{pmatrix}_L, \quad Q_{3L} = \begin{pmatrix} t^\alpha \\ b^\alpha \\ P_3^\alpha \end{pmatrix}_L,$$

式中 α 是 $SU(3)_c$ 色指标. 右手态全部是 $SU(3)_L$ 单态. 对于轻子

$$\nu_{e_r} \sim (1, 0), \quad e_r^- \sim (1, -2), \quad \nu_{\mu_r} \sim (1, 0), \quad \mu_r^- \sim (1, -2),$$

$$\nu_{\tau_r} \sim (1, 0), \quad \tau_r^- \sim (1, -2), \quad N_{i_r}^c \sim (1, 0),$$

对于夸克,

$$t_r^\alpha \sim \left(1, \frac{4}{3}\right), \quad b_r^\alpha \sim \left(1, -\frac{2}{3}\right), \quad P_{3_r}^\alpha \sim \left(1, \frac{4}{3}\right).$$

第一代和第二代左手夸克属于表示 $(\bar{3}, 0)$:

$$Q_{1L} = \begin{pmatrix} d^\alpha \\ u^\alpha \\ P_1^\alpha \end{pmatrix}, \quad Q_{2L} = \begin{pmatrix} s^\alpha \\ c^\alpha \\ P_2^\alpha \end{pmatrix}.$$

对应的右手夸克是 $SU(3)_L$ 单态:

$$d_r^\alpha \sim \left(1, -\frac{2}{3}\right), \quad u_r^\alpha \sim \left(1, \frac{4}{3}\right), \quad P_{1_r}^\alpha \sim \left(1, -\frac{2}{3}\right),$$

$$s_r^\alpha \sim \left(1, -\frac{2}{3}\right), \quad c_r^\alpha \sim \left(1, \frac{4}{3}\right), \quad P_{2_r}^\alpha \sim \left(1, -\frac{2}{3}\right).$$

N_i 是新的中性轻子 (以下简称 N 粒子). P_1^a, P_2^a 和 P_3^a 是新的重夸克, 它们的电荷分别为 $-\frac{1}{3}, -\frac{1}{3}$ 和 $\frac{2}{3}$. 注意, 由于表示 3_L 和 $\bar{3}_L$ 的数目相同, 故纯的 $SU(3)_L$ 反常消失. 又因 $\sum_f X_f = 0$ 和 $\sum_f X_f^3 = 0$ (对费米子求和), 故其余的反常也消失.

为了使规范波色子 (除光子) 和费米子获得质量, 引入三个复标量三重态:

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \frac{v_1}{\sqrt{2}} + \phi_1^0 \\ \phi_1^- \\ \tilde{\phi}_1^0 \end{pmatrix}, \quad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^+ \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} + \phi_2^0 \\ \tilde{\phi}_2^+ \end{pmatrix}, \quad \phi_3 = \begin{pmatrix} \phi_3^0 \\ \phi_3^- \\ \frac{v_3}{\sqrt{2}} + \tilde{\phi}_3^0 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

它们所属的表示分别是 $(3, -\frac{2}{3}), (3, \frac{4}{3})$ 和 $(3, -\frac{2}{3})$. 标量粒子的每个分量所带的电荷已在 (1) 式中用上标标出. 适当地选择标量粒子的势能项, 可以使它们的真空期望值取以下值:

$$\langle \phi_1 \rangle_0 = \begin{pmatrix} \frac{v_1}{\sqrt{2}} \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_2 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v_2}{\sqrt{2}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \phi_3 \rangle_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{v_3}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

为使中微子与 N 粒子混合, 还引入一个具有表示 $(6, -\frac{4}{3})$ 的六重态 S . S 的真空期望值为

$$\langle S \rangle_0 = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} v_4 \\ \frac{1}{2} v_4 \end{bmatrix}.$$

为了避免在 Higgs 势中出现如下的三线性项

$$\phi_1^T S^+ \phi_1, \quad \phi_3^T S^+ \phi_3 \text{ 和 } \epsilon^{ijk} \epsilon^{lmn} S_i S_j S_k, \quad (2)$$

要求 Higgs 满足以下的分立对称性:

$$\phi_1 \rightarrow -\phi_1, \quad \phi_2 \rightarrow i\phi_2, \quad \phi_3 \rightarrow i\phi_3, \quad S \rightarrow -iS. \quad (3)$$

(2) 式中的三线性项会使对 Higgs 势的分析变得异常复杂. 顺便指出, 分立对称性 (3) 的自发破缺会导致出现区域墙 (domain wall). 但是与六重态 S 相关联的区域墙不会带来麻烦, 因为 v_4 仅具有 keV 的量级. 即使对于尺度为 $H_0^{-1} = 10^{28} h_0^{-1} \text{cm}$ 的区域墙, 它的质量与

哈勃体积内的总质量相比也是微乎其微的(约为后者的 $10^{10} \lambda^{\frac{1}{2}} (v_4 / 100\text{GeV})^3 = 1 \times 10^{-14}$ $\lambda^{\frac{1}{2}}$ 分之一). 与 ϕ 相关联的区域墙会带来严重的后果, 我们可以去掉 ϕ_i 的分立对称性, 因为引入分立对称性只是为了简化对 Higgs 势的分析.

在我们的模型中规范玻色子由与 $SU(3)_L$ 相关联的八重态 A_μ^a 和与 $U(1)_X$ 相关联的单态 B_μ 组成. 在对称性破缺后规范玻色子 $W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 \mp i A_\mu^2)$, $U_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^4 - i A_\mu^5)$, $\bar{U}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^4 + i A_\mu^5)$ 和 $V_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^6 \pm i A_\mu^7)$ 获得质量, $m_W = \frac{1}{4} g^2 (v_1^2 + v_2^2 + v_4^2)$, $m_V = \frac{1}{4} g^2 (v_2^2 + v_3^2 + v_4^2)$, $m_U = \frac{1}{4} g^2 (v_1^2 + v_3^2 + 4v_4^2)$.

另一方面, 中性规范玻色子在基 (A^3, A^8, B) 中具有如下的质量平方矩阵:

$$M^2 = \frac{1}{4} g^2 \begin{bmatrix} v_1^2 + v_2^2 + v_4^2 & \frac{1}{\sqrt{3}} (v_1^2 - v_2^2 - v_4^2) & & & & \\ \frac{1}{\sqrt{3}} (v_1^2 - v_2^2 - v_4^2) & \frac{1}{3} (v_1^2 + v_2^2 + 4v_3^2 + v_4^2) & & & & \\ -\frac{2}{3} t (v_1^2 + 2v_2^2 + 2v_4^2) & -\frac{2}{3\sqrt{3}} t (v_1^2 - 2v_2^2 - 2v_3^2 - 2v_4^2) & & & & \\ & -\frac{2}{3} t (v_1^2 + 2v_2^2 + 2v_4^2) & & & & \\ & -\frac{2}{3\sqrt{3}} t (v_1^2 - 2v_2^2 - 2v_3^2 - 2v_4^2) & & & & \\ & \frac{4}{9} t^2 (v_1^2 + 4v_2^2 + v_3^2 + 4v_4^2) & & & & \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中 $t = g' / g$. 由于 $\det M^2 = 0$, 必定有一个光子. 其他两个中性规范玻色子 (Z 和 Z') 的质量平方是式 (4) 中的矩阵的非零本征值:

$$M_Z^2 \simeq \frac{1}{4} g^2 \left(\frac{3 + 4t^2}{3 + t^2} \right) (v_1^2 + v_2^2 + v_4^2), \quad M_{Z'}^2 \simeq \frac{1}{9} g^2 (3 + t^2) v_3^2,$$

这里用了 $v_3 \gg v_{1,2} \gtrsim v_4$.

费米子的质量来自汤川耦合. 为了简单起见, 这里不考虑不同代轻子之间的混合. 因而第一代轻子的汤川耦合可写为

$$- \mathcal{L}_Y = f_1 L_e^- \phi_1 V_R + f_2 L_e^- \phi_2 e_R + f_3 L_e^- \phi_3 N_R^c + \frac{1}{2} f L_e^- S L_R^c + \text{h.c.}$$

形如 $L_e^- \phi_1 N_R^c$ 这样的项可以用以下的分立对称性

$$\phi_1 \rightarrow -\phi_1, \quad \phi_2 \rightarrow i\phi_2, \quad \phi_3 \rightarrow i\phi_3, \quad L_e \rightarrow iL_e, \quad \nu_R \rightarrow -i\nu_R, \quad N_R^c \rightarrow N_R^c,$$

予以消除. 这也是为了简化讨论, 因为形如 $\bar{L}_e \phi_1 N_R^c$ 的项会导致 Majorana 质量. 容易看

出在 ν_e 和 N_1 之间存在混合. 质量本征态 $(\tilde{\nu}_e, \tilde{N}_1)$ 与弱本征态 (ν_e, N_1) 之间有如下关系

$$\tilde{\nu}_e = \nu_e \cos \theta - N_1 \sin \theta, \quad \tilde{N}_1 = \nu_e \sin \theta + N_1 \cos \theta,$$

式中 θ 是混合角.

最后我们考虑标量粒子. 假定 v_4 比 $v_{1,2}$ 小得多, 因而略去 S 与 $\phi_{1,2,3}$ 之间的混合. 这样, 可以验证在我们的模型中存在三个虚 Goldstone 玻色子

$$G_1^- = -\phi_1^- \sin \alpha + \phi_2^- \cos \alpha, \quad \text{tg} \alpha = v_1 / v_2,$$

$$G_2^0 = \tilde{\phi}_1^0 \cos \beta - \phi_3^{0*} \sin \beta, \quad \text{tg} \beta = v_3 / v_1,$$

$$G_3^- = \tilde{\phi}_2^- \cos \gamma - \phi_3^- \sin \gamma, \quad \text{tg} \gamma = v_3 / v_2,$$

和三个物理 Higgs 粒子

$$H_1^- = \phi_1^- \cos \alpha + \phi_2^- \sin \alpha, \quad H_2^0 = \tilde{\phi}_1^0 \sin \beta + \phi_3^{0*} \cos \beta, \quad H_3^- = \tilde{\phi}_2^- \sin \gamma + \phi_3^- \cos \gamma.$$

H_1^- 与第一代轻子的汤川耦合由下式给出

$$\mathcal{L}_i = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \bar{e} [(m_\nu \cos^2 \theta + m_N \sin^2 \theta) \text{ctg} \alpha (1 + \gamma_5) + m_e \text{tg} \alpha (1 - \gamma_5)] \times (\tilde{\nu}_e \cos \theta + \tilde{N}_1 \sin \theta) H_1^- + \text{h.c.}$$

3 N 粒子作为暗物质粒子

目前已有越来越多的天文观测和理论研究表明, 在宇宙的各个尺度上均存在暗物质. 在星系的尺度上, 人们发现, 气体围绕星系中心旋转的速度几乎与气体离星系中心的距离无关^[4]. 这要求质量的分布为^[5]

$$M(R) = \int^R \rho(r) dV = v^2 R G^{-1},$$

且延伸到离星系的可见部分很远的地方. 与之对应的质量密度是

$$\rho(r) = A r^{-2}, \quad A = 1.3 \times 10^{75} \text{eV} / \text{kpc}.$$

由这个质量密度标出的总质量约比星系的可见部分的总质量大一个数量级. 这一结果说明在星系中和星系周围存在暗物质. 一种流行的观点认为暗物质是由中微子构成的, 中微子分布在星系的周围, 形成星系晕. 但是, 中微子作为暗物质的可能性已在很大的质量范围内被实验所排除^[3]. 因此本文建议暗物质是由 N 粒子构成的, N 粒子在星系周围形成星系晕.

现在我们回顾暗物质粒子所应满足的条件. 首先, 宇宙膨胀和大爆炸核合成理论要求存在非重子性的暗物质粒子^[6] (但并不排除重子性的暗物质). 其次, 星系的形成理论要求组成暗物质的粒子是中性的, 寿命大于宇宙年龄, 即 $\tau > 12 \times 10^9$ 年, 其质量约为 $(m_{\text{pl}}^3 / M_{\text{gal}})^{1/2} \sim 1 \text{keV}$, 这里 m_{pl} 是普朗克质量, M_{gal} 是星系的质量^[7]. 除寿命外, 这些要求 N 粒子均可满足. 下面考虑第一代 N 粒子的寿命.

首先, N 粒子可以通过如图 1 所示的过程衰变为两个中微子 (ν_e) 和一个反中微子 ($\bar{\nu}_e$). 通过同 μ -衰变作比较, 能够很快地得到 $N \rightarrow \nu_e + \nu_e + \bar{\nu}_e$ 的衰变率

$$\Gamma(N \rightarrow \nu + \nu + \bar{\nu}) = \frac{1}{2} \cdot \frac{G_F^2 m_N^5}{16 \cdot 192\pi^3} \sin^2 2\theta \cos^4 \theta,$$

式中 m_N 是 N 粒子的质量. 与之对应的寿命为

$$\tau_1 = 2.85 \times 10^{13} \left(\frac{1 \text{keV}}{m_N} \right)^5 \sin^{-2}(2\theta) (\text{yr}), \quad (5)$$

这里略去了 $\cos^{-4}\theta$, 因为对 μ 衰变的分析表明 $\cos\theta$ 非常接近于 1. 由 (5) 式可见, 对于质量约为 1keV 的 N 粒子, 其寿命大于宇宙年龄.

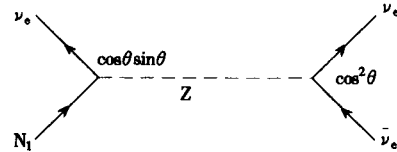


图 1

其次, N 粒子可以衰变为中微子和光子. 过程 $N \rightarrow \nu_e + \gamma$ 的单圈振幅可由图 2 所示的费曼图和另外四个包含虚 Goldstone 玻色子的费曼图给出. 取 $\epsilon = 1$ 规范, 得衰变振幅

$$A = -\frac{3C}{32\pi^2} \frac{m_N}{m_W^2} \sin\theta \cos\theta, \quad (6)$$

式中 $C = \frac{1}{4} g^2 e$. 由振幅可求得衰变率为

$$\Gamma(N \rightarrow \nu_e \gamma) = \frac{9}{4} \frac{m_N^5}{512} \frac{G_F^2 \alpha}{\pi^4} \sin^2(2\theta)$$

这个衰变率要比 $\Gamma(N \rightarrow \nu + \nu + \bar{\nu})$ 小一个量级, 因此对 N 粒子的寿命影响不大.

此外, N 粒子还可通过图 3 所示的包含物理的 Higgs 粒子的单圈图衰变为中微子和光

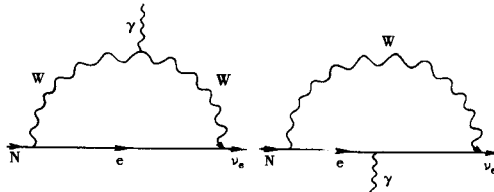


图 2

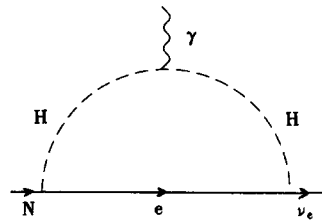


图 3

子. 为了估计与之对应的振幅, 我们只计算图 3 所示的费曼图. 计算结果为

$$A' = \frac{C}{192\pi^2} \left(\frac{m_N}{m_W^2} \right) \left(\frac{m_e}{m_H} \right)^2 \text{tg}^2 \alpha \sin\theta \cos\theta \quad (7)$$

式中 m_H 是物理 Higgs 粒子的质量. 比较 (6)、(7) 两式, 发现振幅 A' 要比 A 小 $\left(\frac{m_e}{m_H} \right)^2$ 倍. 按

文献 [8], H^\pm 的质量大于 41.7GeV, 这说明 A' 要比 A 小得多. 因此, 由 A' 算得的寿命要比由 A 算得的寿命大得多, 也就是说, 图 3 所示的费曼图并不影响 N 粒子的寿命.

现在, 我们用宇宙学的方法估计一下 N 粒子的质量上限^[9]. 假定 N 粒子解耦时仍处于相对论状态. 由于 $Y_{\text{Eq}} (Y = n/s)$ 是常数, 末态的 Y 对冻结温度的依赖并不明显. Y 的

渐近值 $Y_\infty \equiv Y(T \rightarrow 0)$ 就是冻结时的平衡值 Y_{EQ} :

$$Y_\infty = Y_{EQ}(T_f) = 0.278 g_{\text{eff}} / g_*(T_f) \quad , \quad (8)$$

式中 g_{eff} 是 N 粒子的有效自由度, g_* 是所有质量小于 T_f 的粒子的总有效自由度. 由 (8) 式可算得 N 粒子的现今丰度为 (S_0 为现今的熵密度)

$$(n_N)_0 = S_0 Y_\infty = 2970 Y_\infty \text{ cm}^{-3} = 825 [g_{\text{eff}} / g_*(T_f)] \text{ cm}^{-3} .$$

接着可算出 N 粒子现今的质量密度和该密度与临界质量密度的比:

$$(\rho_N)_0 = (n_N)_0 m_N = 2.97 \times 10^3 Y_\infty (m_N / \text{eV}) \text{ cm}^{-3} \quad ,$$

$$\Omega_N h^2 = 7.83 \times 10^{-2} [g_{\text{eff}} / g_*(T_f)] (m_N / \text{eV}) \quad . \quad (9)$$

为了估计 N 粒子的质量, 还需要 T_f . 正反 N 粒子主要是通过交换 Z 粒子湮没为其他费米子的. 湮没截面依 T_f 与 M_Z 的相对大小而有两种近似表达式. 下面分别讨论这两种情形.

1) $T_f \ll M_Z$. 这时湮没截面的近似表达式为

$$\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle \simeq G_F^2 T^2 \sin^4 \theta .$$

无质量粒子的数密度为 $n \simeq T^3$, 因而相互作用的速率为 (每个 N 粒子)

$$\Gamma_{\text{int}} = h \langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle \simeq G_F^2 T^5 \sin^4 \theta \quad ,$$

相互作用的速率与膨胀速率之比为

$$\Gamma_{\text{int}} / H \simeq G_F^2 T^5 \sin^4 \theta / (T^2 m_{\text{pl}}) \simeq (T \sin^3 \theta / 1 \text{ MeV})^3 \quad ,$$

式中 m_{pl} 为普朗克质量. 当 $\Gamma_{\text{int}} / H = 1$ 时, N 粒子与等离子体 (plasma) 解耦. 因此, 有

$$T_f \simeq 1 \text{ MeV} / \sin^3 \theta \quad .$$

如果 $T_f = m_b = 4.5 \text{ GeV}$, 则有 $\sin \theta = 1.82 \times 10^{-3}$. 假定 $p_i (i = 1, 2, 3)$ 的质量大于 m_b , 并且不计 Higgs 粒子的自由度, 则有 $g_* = 86.25$. 代入 (9) 式得

$$\Omega_N h^2 = m_N / 367 \text{ eV} .$$

由于 $\Omega_0 h^2 \leq 1$, 故有 $m_N \leq 367 \text{ eV}$.

2) $T_f \gg M_Z$. 这时湮没截面的近似表达式为

$$\langle \sigma v_{\text{rel}} \rangle \simeq \frac{G_F^2 M_Z^4 \sin^4 \theta}{T^2} \quad .$$

仿照情形 1) 的计算, 可得

$$T_f = G_F^2 M_Z^4 m_{\text{pl}} \sin^4 \theta = 1.14 \times 10^{17} \sin^4 \theta (\text{GeV})$$

如果 $T_f = 300 \text{ GeV}$, 则有 $\sin \theta = 2.26 \times 10^{-4}$. 假定除 $\bar{U}^0, U^0, V^\pm, Z'$ 和 ϕ_3 外所有粒子的质量均小于 300 GeV , 则有 $g_* = 174$. 代入 (9) 式可得 $\Omega_N h^2 = m_N / 740 \text{ eV}$. 由此可见 $m_N \leq 740 \text{ eV}$.

对于以上两种情形,在 N 粒子解耦时的 g_* 均远大于 1. 因此 N 粒子的现今温度要远低于光子的现今温度. 这样的残留物通常称为温残留物(warm relic).

4 小结

我们介绍了一个弱电相互作用的 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 模型. 与文献中已有的 $SU(3)_L \times U(1)_X$ 模型不同,本模型的每一代轻子都包含有两个中性轻子. 由于赋予夸克和轻子以相同数目的 3 和 $\bar{3}$ 表示,在我们的模型中不存在反常. 除了讨论了规范玻色子和轻子的质量,我们还给出了一些相关的虚 Goldstone 玻色子和物理 Higgs 粒子的表达式,以及 H^\pm 与轻子相互作用的拉氏量. 最后,我们计算了 N 粒子的寿命、估计了 N 粒子的质量上限,并说明 N 粒子的性质满足宇宙论和星系形成理论对暗物质提出的要求.

参 考 文 献

- 1 Schechter J, Ueda Y. Phys. Rev., 1973, **D8**:484—490; Fritzsche H, Minsowski P. Phys. Lett., 1976, **B63**:99—103; Singer M, Valle J W F, Schechter J. Phys. Rev., 1980, **D22**:738—743
- 2 Chen Fengzhi, Nie Chuanhui, Wang Ping. High Energy Physics and Nuclear Physics (in Chinese), 1991, **15**(6):504—509 Pisto F, Pleitez V. Phys. Rev., 1992, **D46**:410—417; Frampton P H. Physical Rev. Lett., 1992, **69**:2889—2891; Montero J C, Pisto F, Pleitez V. Phys. Rev., 1993, **D47**:2918—2929.
(陈凤至, 聂传辉, 王平. 高能物理与核物理 1991, **15**(6):504—509)
- 3 Flores R, Olive K A. Phys. Rev., 1994, **D50**:1238—1239
- 4 Faber S M, Gallapher J J. Annal Review of Astronomy and Astrophysics, 1979, **17**:135—187
- 5 De Rujula A, Glashow S L. Phys. Rev. Lett., 1980, **45**:942—944
- 6 Walker T P, Steigman G, Schramm D. The Astrophysical Journal, 1991, **376**:51—69
- 7 Berezhinsky V, Valle J W F. Phys. Lett., 1993, **B318**:360—366
- 8 Kolb E W, Turner M S. The Early Universe. Redwood City. California: Adison-Wesley Publishing Company, 1990

$SU(3)_L \times U(1)_X$ Model and a New Candidate for Dark Matter

Chen Fengzhi

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Wang Ping

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Science, Beijing, 100039)

Abstract We consider a gauge model based on $SU(3)_L \times U(1)_X$ symmetry. In the model each lepton family contains a new neutral fermion (N-particle). We calculate the lifetime of the N-particle and estimate the value of its mass. We show that the N-particle can act as dark matter particle.

Key words $SU(3)_L \times U(1)_X$ model, N particle, dark matter