

30(1973), 109.
(1974), 141.

114.

OF

snel coeffi-
he interface
med. Then
of radiation
ascribed to
r monopole

Pati 超弦前子模型的等级结构

吴 丹 迪

(中国科学院高能物理研究所)

吴 岳 良

(中国科学院理论物理研究所)

摘 要

本文就 Pati 的最小前子模型^[1-3]的对称性演变模式进行了系统的讨论. 给出了一个比较优越的方案.

一、引 言

夸克和轻子的复合模型(前子模型)的有兴趣特点之一是它提供若干不同的标度. 很可能在 300 GeV 以上的物理是如同 300 GeV 以下那样丰富. 最近 Pati 提出了一个杂化超弦前子模型^[1-3], 这模型是已有较长历史^[4], 并被许多作者深入探讨的^[5]味子-色子模型的自然发展. Pati 希望用这个模型克服超弦与夸克-轻子认同所带来的困难, 诸如过快的质子衰变, 不自洽的重整化群分析, 过重的中微子质量, 以及费米子质量等级和混合问题. 说不定杂化弦又一次改变认同^[6]会类似于超弦过去的一次认同改变^[7]. Pati 为他的复合模型提出了若干变种^[3]. 这几个变种模型的共同点是有相似的低能物理, 也就是说: 是从 $SU(2)_L \otimes SU(2)_R \otimes SU(4)_c$ (在 10 GeV 左右) 破缺下来的, 有四代轻子和夸克, 其中较轻的两代是用所谓的亚色 (metacolor) 力结合的, 而另外较重的两代用超色 (hypercolor) 力结合. 顺便提一下, 在 Pati 的模型中亚色标度大约是 $\Lambda_m \sim 10^{-14+22} \text{ GeV}$, 这是亚色胶子耦合常数 α_m 增长到近于 1 时的标度 (在普朗克标度下 $\alpha_m \ll 1$). 而超色标度 Λ_{hc} 则是 1 TeV, 它是 Weinberg-Salam 的 Higgs 到以由“超夸克”束缚起来的标度. 本文将对 Pati 模型中的对称性扩展和破缺的动力学机制作分析. 任何一个经济的复合模型, 除了随着能量降低发生对称性破缺以外, 还要有对称性扩展, 以便使复合粒子系统较原初的前子系统有某些新的对称性. 我们希望找出一些更好的 (意义见后文) 凝聚态. 同时, 除了亚色与超色复合态以外, 我们还要引进一个亚色中性态之间类似于核力的束缚态. 并称这个标度为类核力标度 Λ_N . 我们还将把前子的束缚标度与其凝聚标度加以区分, 凝聚标度是指其等效 Higgs 真空平均值的大小. 为了叙述的方便我们将以 Pati 的最小模型作为工作模型.

二、超对称破缺和对称性的动力学扩展

在复合粒子系统中出现新的对称性是由于前子间不满足这个对称性的相互作用变为隐蔽的,受压制的作用^[8]。某些新产生的对称性在一定条件下可以变为规范对称性。这个过程和动力学自发破缺^[9]恰好相反,可以称为动力学扩展。它比动力学自发破缺更难研究。

Pati 的复合模型是从杂化弦的零质量粒子开始的。这些粒子被容纳在一个十维空间的 $E_6 \times E_8$ 的超引力理论中。经过在 6 维空间 Calabi 一邱流形 K^6 上的紧致化,在四维闵空间留下一个群 G 的 $N=1$ 超规范理论和超引力。 $G \subset E_6$ 群 G 的具体形式由 K^6 的拓扑决定, Pati 选择 $G = SU_m(4) \otimes U_L(1) \otimes U_R(1) \otimes U(1)_N$ 。 E_6 的 27 重物质超多重态按 G 的分解为

$$27 = A(4, \pm 1, 0)_1 + \bar{B}(4^*, 0, \pm 1)_1 + C(6, 0, 0)_{-2} \\ + D(1, \pm 1, \pm 1)_{-2} + E(1, 0, 0)_4 \quad (1)$$

这里括号中的数和括号外的下标分别代表 $SU(4)$ 多重态数、 $U_L(1)$ 、 $U(1)_R$ 和 $U(1)_N$ 量子数。Pati 假定有两个 27 重态,即 K^6 的欧拉数为 4。按 Pati 的符号,27 超场的自旋 0 与 1/2 分量分别命名如下:

$$A^{4,i,\alpha} = (f_L/C_I)^{4,i,\alpha} \quad B^{4^*,i,\alpha} = (\bar{B}^{4^*,i,\alpha})^+ = \left(\frac{f_R}{C_{II}}\right)^{4,i,\alpha} \\ C^I = \left(\frac{\phi_L^I}{S^6}\right)^{I,\alpha} \quad D^J = \left(\frac{\phi^D}{S^6}\right)^{J,\alpha} \quad E^I = \left(\frac{\phi^E}{S^E}\right)^{I,\alpha} \quad (2)$$

其中 4 和 6 分别代表 $SU_m(4)$ 的表示, i, j, I 和 J 跑过 $U_L(1)$, $U_R(1)$ 量子数的允许值(即 ± 1),而 $\alpha = 1, 2$ 相应于两个 27 重态。三个 $U(1)$ 规范对称由于在超弦上的反对称场 $B_{\mu\nu}$,也许就即刻破缺掉了^[10],也可能, $U_L(1), U_R(1)$ 是这样破缺,而 $U(1)_N$ 是被某个后面将讨论的凝聚态破缺。亚色和超势作用分别表示为:

$$A^+ e^- V A + B^+ e^- V B + C^+ e^- V C \quad (3)$$

$$W = \omega_1 \bar{A} B + \omega_2 (A A + \bar{B} \bar{B}) C + \omega_3 D D E + \omega_4 C C E \quad (4)$$

这里 $V = \lambda^a V^a$, $V^a = T^a V^a$ 是超规范多重态 λ^a 和 T^a 分别是 $SU(4)$ 生成元在 4 和 6 表示中的矩阵。超势中的耦合系数 $\omega_\mu (\mu = 1, 2, 3, 4)$ 都是 2×2 的矩阵,因为我们有二个 27 多重态,这些数 ω_μ 原则上可以由 K^6 的绕数来定。从方程 (3) 和 (4) 看,我们最感兴趣的 A 和 B 场(它们被辨认为前子),除了具有一些分立对称性外并没有任何整体对称性。当能量标度从 $M_p = 10^{19} \text{ GeV}$ 降到 $\Lambda_m \sim 10^{14+2} \text{ GeV}$ 时, $SU(4)_m$ 亚色作用增强到 $\alpha_m \sim 1$, 这时, (1) 式中的粒子,只要它们之间有吸引的亚色作用,都会形成束缚态,而下方的凝聚态对退耦 (3) 和 (4) 中某些作用项起关键作用,它们是双线性凝聚态 $\langle \lambda_m \cdot \lambda_m \rangle$ 和 $\langle \phi^6 \phi^6 \rangle$ 以及后面将讨论的四费米子凝聚态。尽管在耦合强度 α_m 相同情形下,规范粒子 λ_m (在 $SU(4)$ 15 重态中) 之间与六重态费米子 ϕ^6 之间的结合力之比(按微扰计算)是 $(8/15)/(1/4) = \frac{32^{[11]}}{15}$, 但是我们的计算表明(假定结合时等效耦合 $\alpha_m = 1$), 两者束缚

的标
没有
全不
些标
超对

利用

我们:
故 m ,
 $U(1)$
聚态。

其中,
色)及
 ϕ^6 的
矩阵,
个 C
超规范
能下,
类似自
项。有
种情况
这样作

手征对
用在 (

的标度几乎一样. 原因在于跑动耦合常数在 $\alpha_m > 1$ 时, 随标度降低增长极为迅速, 因此没有必要对不同束缚系统引进与 Λ_m 不同的束缚标度, 然而凝聚真空平均值却可以有完全不同的标度. $\langle \lambda_m \cdot \lambda_m \rangle$ 和 $\langle \psi^6 \psi^6 \rangle$ 都引起超对称软破缺, 并给自己以及 (2) 式中的某些标量伴子以质量 (见后文). 超对称软破缺的根源在于超引力. 当 $M_p \rightarrow \infty$ 时, 整体超对称不可能软破缺^[11]. 因此可能有^[13]

$$\langle \lambda_m \cdot \lambda_m \rangle \sim \langle \psi^6 \psi^6 \rangle \sim \Lambda_m^3 \left(\frac{\Lambda_m}{M_p} \right)^2 \quad (5)$$

利用 Nambu-June-Lasinio 型的作用^[9]

$$\frac{1}{\Lambda_m^2} (\lambda_m \cdot \lambda_m)^2, \quad \frac{1}{\Lambda_m^2} (\psi^6 \psi^6)^2 \quad (6)$$

我们发现 $m_\lambda \sim m_{\psi^6} \sim \Lambda_m \left(\frac{\Lambda_m}{M_p} \right)^2$. 关于 λ_m 和 ψ^6 的质量图见图 1(a), 但亚色子质量仍为零, 故 m_λ 也就是伴亚色子与亚色子的质量差, 或者超对称破缺的标度. 由于 $\langle \psi^6 \psi^6 \rangle$ 的 $U(1)_N$ 量子数为 -4, 故它破坏 $U(1)_N$. 我们还将找到在较高标度下破坏 $U(1)_N$ 的凝聚态.

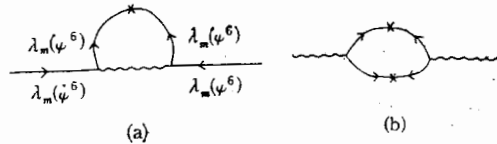


图 1 λ_m 和 ψ^6 的质量 (由于规范对称性, 亚色规范玻色子不获得质量)

文献 [3] 指出, 在 Λ_m 标度下, 如下的复合夸克和超夸克也形成

$$\begin{aligned} \psi_{L,R}^i &= f_{L,R}^i C_i^* \text{ 夸克 (带色)}, & \xi_{L,R}^i &= f_{L,R}^i C_{hc}^* \text{ 超夸克 (带超色)} \\ \mathcal{D} &= (C_c C_{hc}^*) \text{ 色-超色标量子}, & \mathcal{E} &= (C_{hc} C_c^*), & \mathcal{H} &= (C_c C_c^*) \end{aligned} \quad (7)$$

其中 \mathcal{E} 和 \mathcal{H} 将被辨认为超色和颜色规范子, 现在的问题是如何找到这样多的 (色, 超色) 及其他对称性. 我们阐明退耦的情况. 由于 ψ^6 形成凝聚, \mathcal{E} 和 \mathcal{D} 变成重的 (见图 2), ψ^6 的伴子也从 λ_m 与 ψ^6 的凝聚获得质量 (图 3, 4). 注意 $\langle \psi^6 \psi^6 \rangle$ 一般来说是一个 2×2 矩阵, 因为我们有二个 ψ^6 场. $\langle \psi^6 \psi^6 \rangle$ 可以对角化, 并给出两个本征值. 不同本征值的 4 个 C 势分别称为色子 C_c 和超色子 C_h . 虽然伴规范子是轻的, 规范子无质量, 但低能下的超规范作用仍然受到标度 Λ_m 的压制, 因为非阿贝尔作用不传播到无穷远去. 因此在低能下, 对复合系统 (3) 式可以忽略 $f \rightarrow C + \lambda$ 顶角, 除非对某些稀有过程 (另作讨论). 类似的, (4) 式中的 ω_2 项可以忽略. 现在唯一可能与对称扩展有害的作用是 (4) 式中 ω_1 项. 有两种可能的方式免去这项, 其一是 ω_1 可能原来就为零. 即流形的拓扑正好给出这种情况. 这时 Λ_m 可以取 10^{14} GeV. 由此得 $m_\lambda \sim m_{\psi^6} \sim 10^4$ GeV. 即使超对称破坏标度这样低, 我们仍可得到近似程度相当好的复合粒子整体对称性.

$$SU_L(4) \otimes SU_R(4) \otimes U_1(1) \otimes U_c(4) \otimes U_h(4) \quad (8)$$

该对称性是作用在 f_L 和 f_R 上 ($U_A(1)$ 将被瞬子破坏), 两个矢量对称性 $U(4)$ 分别作用在 C_c 和 C_h 场上. 另一个引出对称 (8) 的可能性是: 不假定 $\omega_1 = 0$, 而假定 $\Lambda_m \sim$

相互作用变为对称性. 这发破缺更难

一个十维空间文化, 在四维式由 K^6 的拓超多重态按

(1)

和 $U(1)_N$ 27 超场的自

(2)

子数的允许超弦上的反 $U(1)_N$ 是

(3)

(4)

在 4 和 6 表为我们有两, 我们最感何整体对称作用增强到束缚态, 而下 $\langle \lambda_m \cdot \lambda_m \rangle$ 下, 规范伴 (扰动计算) 是

, 两者束

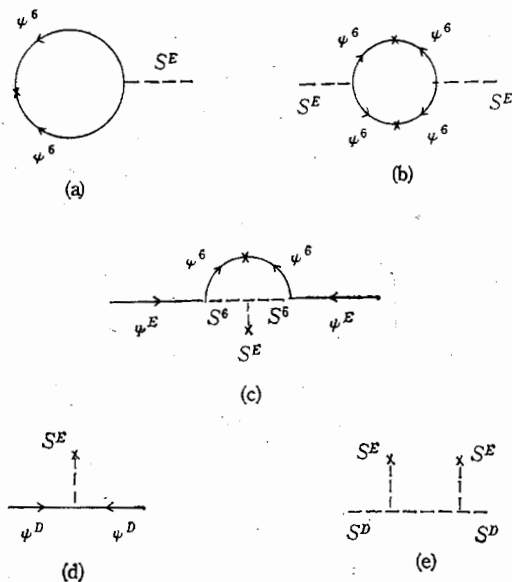


图 2 超对称多重态 E 和 D 的质量

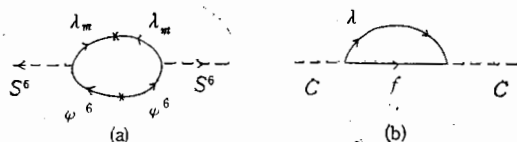


图 3 亚色非单态标量场的质量图

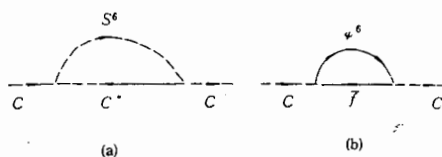


图 4 这些图对 $f_{L,R}$ 的超对称粒子贡献质量

10^{16}GeV . 于是 $m_\lambda \sim m_{\psi^6} \sim 10^{10}\text{GeV}$, 则 m_D 也在 10^{10}GeV , 所以对称 (8) 是在标度降到 10^{10}GeV 出现的. 不管怎样, 我们假定对称 (8) 在 $10^{10} \sim 10^{14}\text{GeV}$ 出现. 剩下的问题是为什么 $\bar{f}_{L,R}$ 不形成凝聚? 实际上, 在零点波函数近似下, 复合系统 $\bar{f}_{L,R}$ 不过是超对称极限下的辅助场^[3], 所以它的凝聚态即使存在也受到 $(\Lambda_m/M_D)^2$ 的压制^[11]. 也许当考虑等效的多个 Higgs 互相耦合的势函数时^[12], Higgs 场 $\bar{f}_{L,R}/\Lambda_m^2$ 的真空平均值为零.

三、对称性动力学破缺

我们希望在离 Λ_m 不远的标度将对称性 (8) 破缺到它的无反常子群:

由于
的四

i
i
i
v
v

对前三
重态类
代表由
有在 (靠很
强的
间的
也因此
在我们

可以看
力的自
的 U_L
为了分

ϕ 与 ξ

这将
那些
在我们
和 $\langle c \rangle$

剩下的
 $SU_c(4)$
 10^{14}GeV

(1) 5

$$G_0 = SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes SU_c(4) \otimes SU_{hc}(4) \quad (9)$$

由于其尺度大约为 Λ_m^{-1} 的复合规范粒子, G_0 表现为等效的规范群. 有趣的是如下经济的四费米子凝聚态恰好能够完成所需要的工作:

- i) $\langle C_c C_c C_c C_c \rangle \equiv \langle C_c^4 \rangle (1_L, 1_R, 1_C, 1_N, 4^c, 1^h)$
- ii) $\langle C_h C_h C_h C_h \rangle \equiv \langle C_h^4 \rangle (1_L, 1_R, 1_C, 1_N, 1^c, 4^h)$
- iii) $\langle f_L f_L f_R f_R \rangle (6_L, 6_R, 1_C, 1_N, 1^c, 1^h)$ 和 $(10_L, 10_R, 1_C, 1_N, 1^c, 1^h)$
- iv) $\langle f_L f_L f_L f_L \rangle (1_L, 1_R, 1_C, U_L(1) = 4, 1^c, 1^h)$
- v) $\langle f_R f_R f_R f_R \rangle (1_L, 1_R, 1_C, U_R(1) = 4, 1^c, 1^h)$
- vi) $\Delta_R = \langle f_R f_R C_c^* C_c^* \rangle (1_L, 3_R, 10_C, U_{hc}(1) = 2, 1^c, 1^h)$

对前三个, 每一个多重态后边括号中的六个数分别代表 $SU_L(4)$, $SU_R(4)$, $SU_c(4)$ 的多重态数及 $U_N(1)$, $U_c(1)$ 和 $U_{hc}(1)$ 的量子数. 对后三个, 每一个后面括号中前两个数代表的是 $SU_L(2)$ 和 $SU_R(2)$ 的多重态数. 此外, 可以看到 i)、ii)、iv) 和 v) 凝聚态带有在 (1) 式标明的 $U_N(1)$ 量子数, 因此可以破坏 $U_N(1)$. 值得注意的是前五个凝聚态靠很强的亚色力结合; 而 Δ_R 当中其实有两个较稳定的亚色中性子系统 $f_R C_c^*$, 子系统之间的结合靠交换组分而形成的“核力”, 其结合标度是 $\Lambda_N \sim 10^{-2\pm 1} \Lambda_m$. 这些凝聚的标度也因此有所不同, 可以做到使前三个和 Δ_R 等效 Higgs 的真空平均值为 Λ_m 和 Λ_N . 现在我们解释 iii) 和 vi) 两个凝聚的作用. 记

$$U_1 = (f_L^T c f_L f_R^T c f_R) / \Lambda_m^5 \quad (c = r_2 r_0), \quad U_2 = (f_L^T 1 f_L f_R^T 1 f_R) / \Lambda_m^5 \quad (10)$$

可以看出 U_1 在 $SU_L(4) \otimes SU_R(4)$ 的 (6, 6) 表示, 而 U_2 在 (10, 10) 表示, 虽然由于亚色力的自旋相关性两者束缚松紧略有差异, 然而它们的束缚标度一样, 由于 U_1 与 U_2 有相同的 $U_L(1) + U_R(1) = U_v(1)$ 量子数, 所以它们有非零真空平均值意味着 $U_v(1)$ 破缺. 为了分析 U_1 和 U_2 引起的破缺. 我们引入方便的符号¹⁾

$$U_1 = \phi_L \phi_R, \quad U_2 = \xi_L \xi_R,$$

ϕ 与 ξ 分别是 $SU(4)$ 的反对称与对称张量. 我们找到如下的期待值^[11]

$$\langle \phi_2 \rangle = \langle \phi_R \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \langle \xi_L \rangle = \langle \xi_R \rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (11)$$

这将 $SU_L(4) \otimes SU_R(4)$ 破缺到 $SU_L(2) \otimes U_L(1) \otimes SU_R(2) \otimes U_R(1)$. 因为只有 $SU(4)$ 的那些满足如下关系的产生算子 T^a 保持不破坏 $T^a \langle \phi \rangle + \langle \phi \rangle T^a = T^a \langle \xi \rangle + \langle \xi \rangle T^a = 0$. 现在我们有四个整体 $U(1)$: $U_c(1)$ 和 $U_{hc}(1)$, $U_L(1)$ 和 $U_R(1)$, 它们分别由凝聚态 $\langle c^4 \rangle$ 和 $\langle c^h \rangle$, $\langle f_L \rangle$ 和 $\langle f_R \rangle$ 来破坏. 这时我们的模型具有如下对称性:

$$SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes SU_c(4) \otimes SU_{hc}(4) \quad (12)$$

剩下的问题是把 $SU_{hc}(4)$ 超色作用禁闭起来和提供足够的凝聚态把 $SU_L(2) \times SU_R(2) \times SU_c(4)$ 破缺到 $SU(2) \times U(1) \times SU_c(3)$. 这些过程是这样完成的, 首先 $\langle \Delta_R \rangle \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ GeV}$ 把 $SU_R(2) \times SU_c(4)$ 破到 $U(1) \times SU_c(3)$, 接着在标度 $\Lambda_{hc} \sim 1 \text{ TeV}$ 时, $SU_{hc}(4)$

1) 引入这个符号后就失去得到 $SU_L(4) \times SU_R(4)$ 到 $SU_v(4)$ 这种可能的破缺形式.

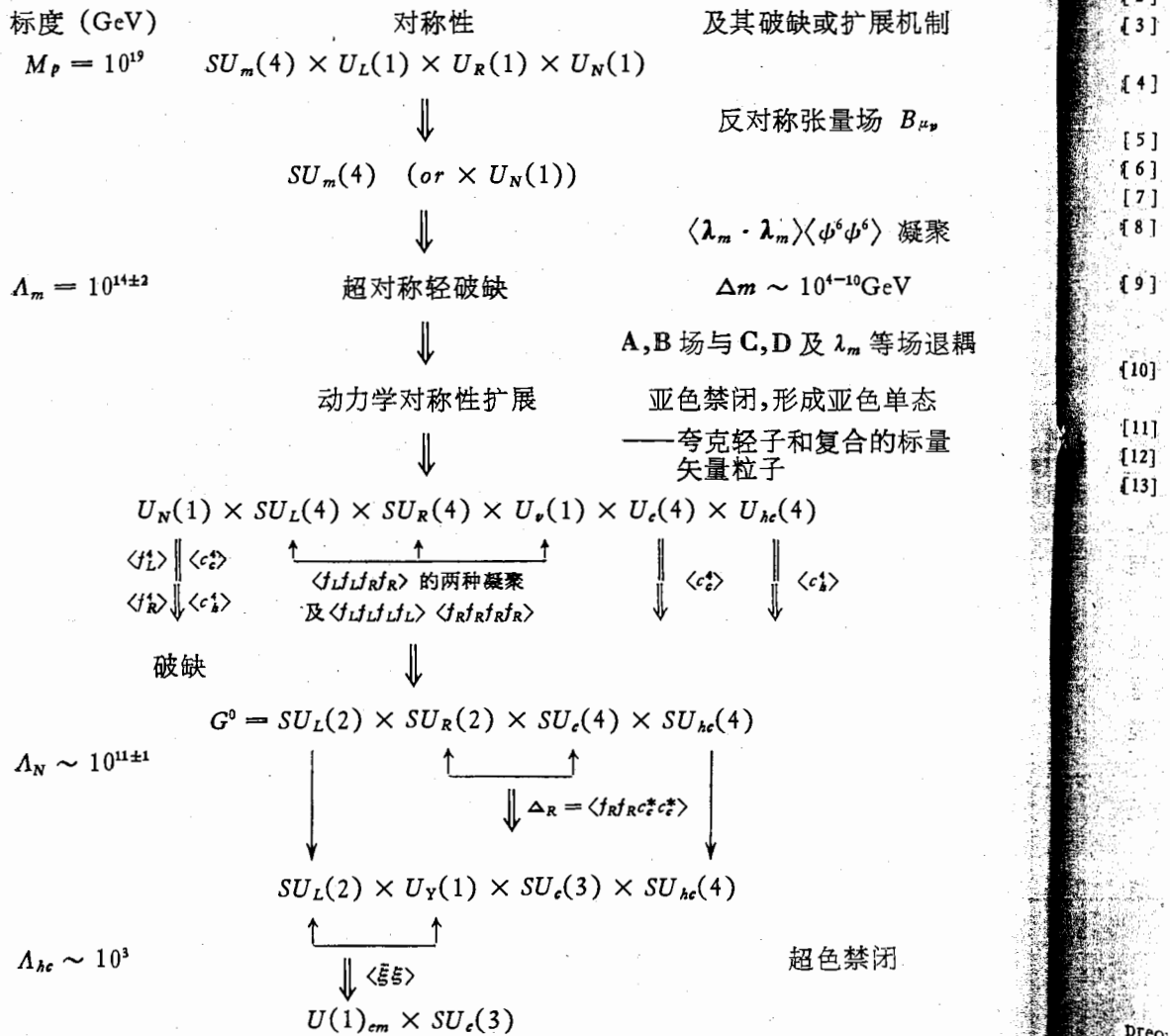
超色作用变得足够强,于是在形成第三与第四代夸克和轻子^[3]

$$\chi^{x,x'} = (\xi^{c\mu} \mathcal{D}_0^*) \quad (13)$$

的同时,出现了超夸克凝聚态^[3]. $\langle \bar{\xi}^a \xi^b \rangle = \Lambda_{hc}^3 A_{ab}$, 这个凝聚态将 $SU_L(2) \times U(1)$ 破到 $U(1)_{em}$, 其中 A_{ab} 也是一个 2×2 的矩阵,关于轻子和夸克的质量矩阵在文献 [3] 中已作讨论,不赘述.

四、总 结

让我们用一个表将最小模型的对称性扩展与破缺的式样总结如下:



顺带提及, 扩展出来的整体对称性 $SU_L(4) \times SU_R(4) \times U_\nu(1) \times U_c(4) \times U_{hc}(4)$ 是带反常的, 因此不能规范化. 规范化是在这个整体对称性破缺到无反常群 $G_0 = SU_L(2) \times SU_R(2) \times SU_c(4) \times SU_{hc}(4)$ 以后实现的. 在整体对称破缺时会出现 Goldstone 粒子. 但是这些粒子的耦合太弱. 因为它只与通常物质流的散度耦合. 所以可能是看不见的.

在文
反常
于反
提供
[1]
[2]
[3]
[4]
[5]
[6]
[7]
[8]
[9]
[10]
[11]
[12]
[13]
preo
origi

在文献 [3] 中把 G 既看作是前子的也是夸克轻子的整体对称性, 这样 t'Hooft 的整体反常匹配条件就满足了。这是一个非常引起兴趣的观点, 我们将另外结合文献 [13] 关于反常的观点深入探讨这一问题。

作者感谢 Jogesh C. Pati 的激励和深入的有趣的讨论。可以看出文中许多观点是他提供的。我们感谢国际理论物理中心的款待, 这工作的一部分是在那里完成的。

参 考 文 献

- [1] J. C. Pati and A. Salam, *Nucl. Phys.*, B214(1983), 109; *ibid.*, B234(1984), 223; J. C. Pati, *Phys. Rev. D Rap. Com.*, 30(1984), 114.
- [2] J. C. Pati, *Phys. Lett.*, 144B(1984), 375.
- [3] J. C. Pati, Lecture notes, Proc. 1985 ICTP Trieste Workshop on Superstring, Supergravity and Unified Theories.
- [4] J. C. Pati and A. Salam, *Phys. Rev.*, D8(1973), 1240; *Phys. Rev. Lett.*, 31(1973), 661; *Phys. Rev.*, D10(1974), 275.
- [5] For a review on composite models see e. g. L. Lyons, *Proc. Part. and Nucl. Phys.*, 10(1983), 227.
- [6] T. Hobsch, H. Nishino and J. C. Pati, *Phys. Lett.*, 163(1985), 111.
- [7] J. Scherk and J. Schwarz, *Nucl. Phys.*, B81(1974), 118.
- [8] See also e. g. H. Harari, *Phys. Lett.*, 86B(1979), 83; M. A. Shupe, *Ibid.*, 96B(1978), 87; Dan-di Wu, *Phys. Rev.*, D34(1986), 280.
- [9] Y. Nambu and G. Juna-Lasinio, *Phys. Rev.*, 122(1961), 345; 124(1961), 246; J. Schwinger, *Phys. Rev.*, 125(1962), 397; 128(1962), 2425. For a comprehensive understanding and references see e. g. S. Weinberg, *Phys. Rev.*, D13(1976), 974.
- [10] This tentative possibility is pointed out by J. Harvey, talk given at the ICTP Summer Workshop on Superstrings (1986).
- [11] M. Cvetič, J. C. Pati and H. S. Sharachandra, ICTP/86/179.
- [12] Dan-di Wu, *Nucl. Phys.*, B199(1981), 523.
- [13] K. C. Chou, Y. L. Wu and Y. B. Xie, *Modern Phys. Lett.*, A1(1986), 23.

THE HIERACHICAL STRUCTURE OF PATI'S
SUPERSTRING PREON MODEL

WU DAN-DI

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

WU YUE-LIANG

(Institute of Theoretical Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

A systematic study of the evolution pattern of symmetries in the Pati's minimal superstring preon model is presented. It is thought that this pattern more preferable and complete than the original one.

$U_{hc}(4)$ 是
 $U_L(2) \times$
ne 粒子
看不见的。

机制

 $B_{\mu\nu}$

凝聚

V

场退耦

态

标量