

Higgs 相临界耦合与互补原理分析

鲁公儒 万陵德

(河南师范大学物理系, 新乡 453002)

摘 要

本文提出了半单复合模型中互补原理 Higgs 分析方法, 即组成半单超色群的各因子群 Higgs 相凝聚次序由临界耦合决定. 应用 Higgs 相分析决定复合费米子的整体对称性, 最后在低能标将它们规范化为复合粒子的定域对称.

一、引 言

由于强耦合计算的困难以及夸克轻子与 TeV 能标相比很轻等原因, 使复合模型的发展一直很缓慢. 但是, 复合模型理论有可能成为下一代物理的可能的理论框架, 所以它还是一个值得研究的课题.

目前关于前子动力学和对称性结构已经得到下述限制条件:

1. 前子间超色作用是一种非阿贝尔定域规范理论, 由 G_{MC} 表示, 它应是渐近自由的理论.
2. 前子间的整体超味群 G_{MF} 满足 tHooft 反常条件^[1], 以保证在超色能标 Λ_{MC} 复合费米子的无质量性.
3. 为了满足 WNW ^[2] 及 VW ^[3] 条件, 超色作用必须是手征的^[4]. 这样既可避免类矢模型中存在轻的复合赝标粒子的困难, 又能保证手征对称不破缺, 从而保证轻的复合费米子的存在.

条件 2, 3 的限制是严格的. 在实际模型构造中有时放宽反常机制条件: 即假设 G_{MF} 部分地破缺到它的子群 H_{MF} , 由 H_{MF} 的反常方程可得到有物理意义的解. 但当 G_{MF} 包含两个或多个子群, 它们又都满足反常机制要求, 则将产生不确定性. 由于手征性限制, 应用单群 G_{MC} 很难构造出具有现实低能行为的模型^[5,6].

为了确定 G_{MF} 不破缺的子群 H_{MF} , 提出了互补原理^[7]. 互补原理指出, 在某些种类的规范理论中, Higgs 相与禁闭相之间存在等价性^[8]. 因此, Higgs 相分析可以用来判定 H_{MF} . 当 MC 耦合变强达到临界耦合时, 就会产生前子 Higgs 凝聚, 应用 MAC 和 tumbling 规范理论^[9]来决定前子的凝聚方向^[10]. 一些作者应用互补原理讨论了 E_6 , $SU(N)$ 和 $SO(10)$ 模型^[11-13].

另一项发展是 Georgi 应用半单超色群描述前子间相互作用, 即 Moose 模型^[14,15]. 一

般说来, G_{MC} 是半单纯时, 它的因子群发生凝聚的次序是十分重要的, 它将决定整体对称的破缺方案。

本文讨论了半单复合模型中如何应用互补原理的问题。我们提出了物理 Higgs 相 (PHP), 应用临界耦合进行互补原理分析。在我们的分析中存在几个能量标度, 即禁闭标度以及与超色群的各因子群相应的凝聚标度。当能量降低时凝聚标度的等级决定了各群的凝聚次序。

在第二节中, 引入了物理 Higgs 相及临界耦合分析, 第三、四节讨论了两个例子, 解释第二节提出的理论的分析步骤。第五节给出了一个简短的讨论。在附录中给出了另一类非 Moose 模型, 用来进一步解释上述分析的应用。

二、临界耦合与物理 Higgs 相

考虑一个复合模型, 其超色相互作用由半单群给出:

$$G_{MC} = \prod_{j=1}^m G_j \quad (1)$$

其中因子群 G_j , $j = 1, 2, \dots, m$, 是单纯群。由于 WNW^[2] 及 VW^[3] 条件, G_j 当中至少有一个群是 E_6 , 或者 $SU(N)$ ($N \geq 3$), 或者 $SO(4N+2)$ ($N \geq 2$), 而前子在这些群下的表示必须是复的^[5,6]。

在 G_{MC} 是单群的模型中, 仅有一个 Higgs 相可能的凝聚由 MAC^[7] 决定。在 G_{MC} 为半单群的情形, 每个因子群 $G_j \subset G_{MC}$ 有一个 Higgs 相。因此将有 m 个不同的 Higgs 相存在, 根据互补原理这 m 个相中的每一个都给出复合费米子集合。为了消除这种不确定性, 需要从这 m 个 Higgs 相中找到真实的 Higgs 相。我们提出物理 Higgs 相来实现这个目的。

如果通过动力学破缺得到的 Higgs 相中包含的无质量费米子谱与禁闭相中复合费米子谱完全相同, 则称此 Higgs 相为物理 Higgs 相 (PHP)。我们假定: 仅有 PHP 才是前子动力学所允许的 Higgs 相。

我们首先引入推广的 MAC 理论 (EMAC)。令 β 表示 $G_k \subset G_{MC}$ 的一个凝聚道, 这个凝聚道中包含前子 P_1, P_2 及其复合体。在单规范玻色子交换近似下, 在 G_k 群的 β 道中形成两体凝聚的必要条件是^[9]:

$$V_{k,\beta} = \alpha_k(\Lambda)[C_{k,c} - C_{k,1} - C_{k,2}] < 0, \quad (2)$$

其中 $C_{k,c}$, $C_{k,1}$, $C_{k,2}$ 分别是复合粒子 c 及前子 P_1 和 P_2 的二阶 Casimir 算子, $\alpha_k(\Lambda)$ 是 G_k 群在标度 Λ 处的流动精细结构常数。根据 MAC^[9], 凝聚发生在 G_k 的最大吸引道 β_k 的条件为:

$$V_{k,\beta_k} = \min_{\beta} \{V_{k,\beta}\} < 0. \quad (3)$$

EMAC 是指在各因子群的 MAC 中最强的吸引道才是 G_{MC} 中可能发生的 Higgs 凝聚。

若 $V_{\beta_j} = \min \{V_{k,\beta_k}; k = 1, 2, \dots, m\}$, (4)
则凝聚首先发生在 G_j 群的第 β_j 凝聚道。由于方程 (4) 中包含了多个耦合常数, 这些

因子群的耦合常数的比值是重要的。

当前子为 G_j 群的基础表示 r_j 及其共轭表示 \bar{r}_j 时,则最大吸引势将出现在复合粒子为 G_j 的单态道中。在单态道中凝聚是否能够发生取决于手征对称性破缺的临界耦合常数^[17,18],

$$\alpha_{c_j} = \frac{\pi}{3c_2(r_j)}, \quad (5)$$

其中 $c_2(r_j)$ 是表示 r_j 的二次 Casimir 算子,精细结构常数可表为:

$$\alpha_j = \left[\frac{b_j}{6\pi} \ln \left(\frac{\Lambda}{\Lambda_{MC}} \right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

Λ_{MC} 是禁闭标度,

$$b_j = 11c_2(G_j) - 2 \sum_r T(r_j). \quad (7)$$

$$T(r_j) = \frac{D_{im}(r_j)}{D_{im}(G_j)} \cdot c_2(G_j),$$

$D_{im}(r_j)$ 是表示 r_j 的维数, $D_{im}(G_j)$ 是群 G_j 的维数, $c_2(G_j)$ 是 G_j 伴随表示的二次 Casimir 算子。在我们的定义中,凝聚标度 Λ_c 可以高于禁闭标度 Λ_{MC} , 根据方程 (5) 及 (6), 两者的比值为

$$\ln(\Lambda_c/\Lambda_{MC}) = 18c_2(r_j)/b_j. \quad (8)$$

应用 tumbling 理论,按下述步骤进行 PHP 分析

- (1) 应用方程 (2)–(8) 决定 EMAC 的 V_{β_j} 和标度 Λ_H , H 表示最高的凝聚标度。
- (2) 在 β_j 道所有参与凝聚的前子将获得 Λ_H 阶的质量并退耦掉。当能量低于 Λ_H 时, G_j 将不再出现在 G_{MC} 中。 G_{MC} 其余的因子群及整体对称群将破缺到一些对角子群。

(3) 当能量继续降低时,上述过程将重复重现,直到所有的因子群在能标 $\Lambda_m > \Lambda_{MC}$ 全部消失。按凝聚标度由高到低的次序: $\Lambda_1 \geq \Lambda_2 \geq \dots \geq \Lambda_m$, 将相应因子标记为: G_1, G_2, \dots, G_m 。因为方程 (8) 中的 Λ_j 是最低阶估计,为了区分临近的两个凝聚,我们要求下列限制条件:

$$\ln(\Lambda_{j_c}/\Lambda_{j+1_c}) > 1. \quad (9)$$

若这个条件不满足,那么 G_j 和 G_{j+1} 群的凝聚次序就是不确定的。这有待进一步分析。

(4) 在 tumbling 的最后一步,将在 Higgs 相分析中存活下来的无质量费米子的量子数与禁闭相中无质量复合费米子量子数相比较,若两者完全相同,则这个 Higgs 相就是物理 Higgs 相。

下面我们讨论两类三前子模型,用以解释上述分析方法。为简单,取方程 (1) 中 $m = 2$, 且仅考虑三类前子的情形。当我们把 PHP 要求与这些模型结合起来时,就会发现模型中包含了一些有趣的性质。

三、 $SU(N) \times SU(M)$ 模型

本模型类似于 Moose 模型, $G_{MC} = SU(N)_{MC} \times SU(M)_{MC}$, 三类左手前子在 G_{MC} 下的表示为: $(\bar{\square}, \bar{\square}), (\square, 1)$ 和 $(1, \square)$, 其中“ \square ”表示基础表示, $\bar{\square}$ 是共轭。反常自由条件要求取三类前子的多重数分别是 1, M 和 N 。因此整体对称群为

$$G_{MF} = SU(M)_F \times SU(N)_F \times U(1)_F.$$

因此前子在 $G_{MC} \times G_{MF}$ 下的表示为:

$$\begin{aligned} P_1 &= (\bar{\square}, \bar{\square}; 1, 1, 1), \\ P_2 &= (\square, 1; \square, 1, -1), \\ P_3 &= (1, \square; 1, \square, -1). \end{aligned} \quad (10)$$

我们取 $M = 15$ 或 16 , 取 $N = 3, 4, 5$, 以保证存在一个足够大的整体对称群, 能容纳三代或更多的复合费米子, 同时保证规范色——味子群可容纳下标准模型 G_{321} 。由于 $M = 15$ 与 $M = 16$ 的分析是类似的, 我们仅讨论 $M = 16$ 的情形。

当前子处在基础表示时, 则 $SU(k)$ ($k = M$, 或 N) 的最大吸引道是单态道, 即对于 $SU(N)_c$ 是 $(P_1 P_2)$ 单态道, 对于 $SU(M)_c$ 是 $(P_1 P_3)$ 单态道。方程 (2) 中的系数是:

$$C_{k,c} - C_{k,1} - C_{k,2} = -\frac{K^2 - 1}{K}. \quad (11)$$

方程 (5) 中, $C_2(\square_k) = \frac{K^2 + 1}{2K}$, 在方程 (7)

中,

$$b_N = 11N - 2M, \quad b_M = 11M - 2N.$$

计算结果表示在图 1 中。在图中曲线 a, b, c, d 分别给出了 $SU(3), SU(4)$ 和 $SU(5)$ (取 $M = 16$), 以及 $SU(16)$ (取 $N = 4$) 群的精细结构常数随能标 Λ 变化的关系。在

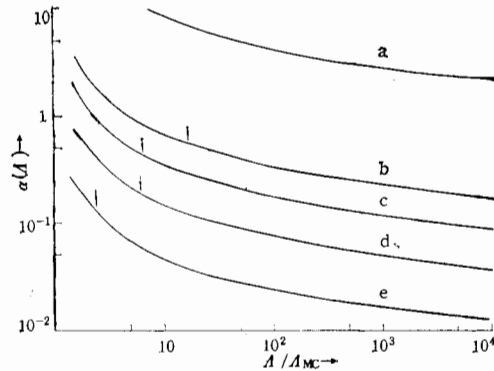


图 1 流动精细结构常数与 Λ/Λ_{MC} 关系曲线。曲线 a, b, c, d, e , 分别对应 $SU(3), SU(4), SU(5)$ ($M = 16$); $SU(16)$ 和 $SU(10)$ ($N = 4$) 群。临界耦合由箭头所示。

$SU(3)$ 的情形, $\alpha > 1$, 它只是标示了变化的趋势。对于 $SU(N)$ 群 ($N = 3, 4, 5$) 精细结构常数的临界值分别是: $\alpha_c = 0.79, 0.56, 0.44$; 其凝聚标度与 Λ_{MC} 的比值分别是: $V_{ic}/\Lambda_{MC} = 2.7 \times 10^{10}, 16.6$ 和 6.7 。对于 $SU(16)$ 群, $\alpha_c = 0.13, \Lambda_{16c}/\Lambda_{MC} = 2.4$, 因此 $\Lambda_{ic}/\Lambda_{16c} = 1.1 \times 10^{10}, 6.9$ 和 2.8 , 单规范玻色子交换势之比分别是: $V_N/V_{1b} = 28.4, 3.3$ 和 2.2 。

在 $N = 3$ 的情形, $\Lambda_{3c}/\Lambda_{MC}$ 的比值太大, 因此这种情形是不能令人满意的。 $N = 5$ 的模型刚刚满足 $\ln(\Lambda_{ic}/\Lambda_{i+1c}) > 1$ 的要求。而对于 $N = 4$ 的情形, $\Lambda_{4c}/\Lambda_{MC} = 16.6, \Lambda_{4c}/\Lambda_{16c} = 6.9$ 。我们认为这个能标间隔是适当的。我们将略为详细地讨论这个模型。

这个模型的对称性是:

$$G = G_{MC} \times G_{MF} = SU(4)_c \times SU(16)_c \times SU(16)_F \times SU(4)_F \times U(1)_F,$$

前子在群 G 下的表示列于表 1 中. 超色单态无质量复合费米子为

$$(P_1 P_2 P_3) = (1, 1; \square, \square, -1).$$

下面我们将进行互补原理分析.

Higgs 相:

根据对凝聚标度 Λ_c 的分析, 凝聚将首先发生在 $SU(4)_c$ 的单态道, 它属于 $G_{MC} \times G_{MF}$ 的下列表示

$$(P_1 P_2) = (1, \bar{\square}; \square, 1, 0). \quad (12)$$

这个凝聚将 $SU(16)_c \times SU(16)_F$ 破缺到它的对角子群 $\widetilde{SU(16)}_F$, 剩余的对称性是

$$SU(4)_c \times \widetilde{SU(16)}_F \times SU(4)_F \times U(1)_F$$

前子的表示分解为:

$$\begin{aligned} P_1 &\rightarrow (\bar{\square}; \bar{\square}, 1, 1), \\ P_2 &\rightarrow (\square; \square, 1, -1), \\ P_3 &\rightarrow (1; \square, \square, -1). \end{aligned} \quad (13)$$

显然 P_1 和 P_2 构成实表示, 将获得 Λ_c 阶重质量从模型中退耦掉. 而 P_3 保持为无质量, 因为它已是 $SU(4)_c$ 的单态, 因此 Tumbling 停止. 由此我们得到了 Higgs 相中无质量费米子在整体对称 $\widetilde{SU(16)}_F \times SU(4)_F \times U(1)_F$ 下的表示为: $(\square, \square, -1)$.

禁闭相:

禁闭相中无质量复合费米子由 'tHooft 反常机制决定. 这些方程为:

$$[SU(16)_F]^3: \quad 4 = 4l, \quad (14a)$$

$$[SU(4)_F]^3: \quad 16 = 16l, \quad (14b)$$

$$[SU(16)_F]^2 \times U(1)_F: \quad 4 \times (-1) = 4 \times (-1) \times l, \quad (14c)$$

$$[SU(4)_F]^2 \times U(1)_F: \quad 16 \times (-1) = 16 \times (-1) \times l, \quad (14d)$$

$$[U(1)_F]^3: \quad 4 \times 16 \times [1^3 + (-1)^3 + (-1)^3] = 4 \times 16 \times (-1)^3 \times l. \quad (14e)$$

方程 (14) 的唯一解是 $l = 1$, 即无质量复合费米子 $(P_1 P_2 P_3)$ 属于

$$SU(16)_F \times SU(4)_F \times U(1)_F$$

的表示 $(\square, \square, -1)$ (见表 1), 它与 Higgs 相得到的结果相同. 因此上述分析中的 Higgs 相是物理 Higgs 相.

为了得到与标准模型一致的低能解, 我们可取 $SU(16)_F$ 的规范色味子群为 $SO(10)$

表 1 前子与复合费米子的表示

Preon	$SU(4)_{MC} \times SU(16)_{MC} \times SU(16)_F \times SU(4)_F \times U(1)_F$						't Hooft
							index
P_1	$\bar{\square}$	$\bar{\square}$	1	1	1		
P_2	\square	1	\square	1	-1		
P_3	1	\square	1	\square	-1		
composite $P_1 P_2 P_3$	1	1	\square	\square	-1		$l = 1$

或者为 G_{422} . 而 $SU(4)_F$ 提供 3 代对称性.

对于 $N = 5$ 的情形, 两个凝聚标度非常接近我们不能确定何者将首先凝聚. 但是, 正同其它双 Moose 模型一样, $SU(5)$ 与 $SU(16)$ 的 Higgs 相将导致同样的结果. 它们可以给出 5 代复合费米子具有同样的色味对称. 应当指出, 双 Moose 模型中 'tHooft 指标满足 Bars 条件^[16].

四、 $SU(N) \times SO(M)$ 模型

这个模型不是 Moose 模型. 我们取 $SO(M)$ 的旋量表示做为前子的表示. 由夸克、轻子对称性分析, 取 $M = 10, N = 3, 4, 5$. 模型的对称性为

$$G = G_{MC} \times G_{MF} = SU(N)_c \times SO(10)_c \times SU(16)_F \times SU(N)_F \times U(1)_F,$$

左手前子在群 G 下的表示为:

$P_1 = (\overline{\square}, \overline{16}; 1, 1, 1)$, $P_2 = (\square, 1; 16, 1, -1)$, $P_3 = (1, 16; 1, \square, -1)$. (15)
Higgs 凝聚可能是 $SU(N)_c$ 单态 $(P_1 P_2)$, 也可能是 $SO(10)_c$ 单态 $(P_1 P_3)$. 方程 (2) 中的系数, 对于 $SU(N)_c$ 与上节相同, 对于 $SO(10)_c$ 为:

$$C_{10,c} - C_{10,1} - C_{10,2} = -2T(r_j) dG_j / dr_j = -\frac{45}{4}, \quad (16)$$

式中符号意义同 (7) 中说明, 而 $b_N = 11N - 32$, $b_{10} = 8(11 - N)$. 计算结果示于图 1 曲线 e . 对于 $SU(N)_c$ 的耦合及临界能标与上节相同, 对于 $SO(10)_c$ $\alpha_c = 0.19$, (与 N 无关). 对于 $N = 3, 4, 5$ 情形, A_{10c}/A_{MC} 的比值分别是 4.9, 6.1 和 8.3, 而比值 V_N/V_{10} 分别是: 15, 1.6 和 0.89.

类似于 $SU(N)_c \times SU(16)_c$ 模型, 对于 $N = 3$ 的情况不予考虑. 对于 $N = 5$ 的情形, $SO(10)_c$ 的临界能标高于 $SU(5)_c$ 的临界能标, 因此我们必须考虑两个 MC 群的 Higgs 相.

1. $SU(4)_{MC} \times SO(10)_{MC}$ 模型

Higgs 相: 凝聚将首先发生在 $SU(4)_c$ 单态道, 即 $(P_1 P_2) \neq 0$, 它在 $G_{MC} \times G_{MF}$ 下的表示为:

$$(P_1 P_2) = (1, \overline{16}; 16, 1, 0), \quad (17)$$

这个凝聚将把 $SO(10)_c \times SU(16)_F$ 破缺到它们的对角子群 $\widetilde{SO}(10)_F$. 经过凝聚 $(P_1 P_2)$ 后, Higgs 相中剩余的对称性为: $SU(4)_c \times \widetilde{SO}(10)_F \times SU(4)_F \times U(1)_F$. 前子表示的分解为:

$$\begin{aligned} P_1 &\rightarrow (\overline{\square}; \overline{16}, 1, 1), \\ P_2 &\rightarrow (\square; 16, 1, -1), \\ P_3 &\rightarrow (1; 16, \square, -1). \end{aligned} \quad (18)$$

因此 P_1 和 P_2 获得重质量, $SU(4)_c$ 单态 P_3 保持无质量, 即 Higgs 相中无质量费米子. 禁闭相: 在禁闭相中超色单态复合费米子是: $(P_1 P_2 P_3)$. 反常机制方程类似于 (14), 其

唯一解也是 $l = 1$, 即无质量复合费米子在 $G_{MF} = SU(16)_F \times SU(4)_F \times U(1)_F$ 下的表示为 $(\square, \square, -1)$, 这与 Higgs 相中的结果不同。因此 $SU(4)_c$ 的 Higgs 相不是 PHP。在这个限制意义下, 该模型不满足互补原理。为满足互补原理, 禁闭相中 $SU(16)_F$ 必须破缺到它的子群 $SO(10)$ 。在此, 我们找不出更重要的原因以说明这种破缺必然发生。根据 PHP 判据, 这并不是一个完全符合要求的模型。

2. $SU(5)_c \times SO(10)_c$ 模型

由于 $SU(5)_c$ 和 $SO(10)_c$ 的凝聚标度非常接近, 因此存在两个可能的 Higgs 相。

i) $SU(5)_c$ 的 Higgs 相。若凝聚首先发生在 $SU(5)_c$ 的单态道, 则它在

$$G_{MC} \times G_{MF} = SU(5)_c \times SO(10)_c \times SU(16)_F \times SU(5)_F \times U(1)_F$$

下的表示为:

$$(P_1 P_2) = (1, \overline{16}; \square, 1, 0), \quad (19)$$

它将 $SU(10)_c \times SU(16)_F$ 破缺到对角子群 $\widetilde{SO}(10)_F$ 。根据前子在未破缺整体对称群 $\widetilde{SO}(10)_F \times SU(5)_F \times U(1)_F$ 下的分解可知, P_1 和 P_2 获 Λ_8 阶质量, P_3 保持无质量, 它的表示为 $(16, \square, -1)$ 。

ii) $SO(10)_c$ 的 Higgs 相: $SO(10)_c$ 单态道的 Higgs 凝聚为:

$$(P_1 P_3) = (\overline{\square}, 1; 1, \square, 0) \quad (20)$$

它将 $SU(5)_c \times SU(5)_F$ 破缺到对角子群 $\widetilde{SU}(5)_F$ 。不破缺的对称性为:

$$SO(10)_c \times SU(16)_F \times \widetilde{SU}(5)_F \times U(1)_F.$$

前子表示的分解为:

$$\begin{aligned} P_1 &\rightarrow (\overline{16}; 1, \overline{\square}, 1), \\ P_2 &\rightarrow (1; \square, \square, -1), \\ P_3 &\rightarrow (16; 1, \square, -1). \end{aligned} \quad (21)$$

易知 P_1 和 P_3 将获 Λ_{10c} 阶质量, P_2 保持为无质量, 不破缺的整体对称性为:

$$SU(16)_F \times \widetilde{SU}(5)_F \times U(1)_F.$$

禁闭相: 分析类似于 $SU(4)_c \times SO(10)_c$ 模型。根据反常机制方程, 无质量复合费米子在 $SU(16)_F \times SU(5)_F \times U(1)_F$ 下的表示为 $(\square, \square, -1)$ 。与上述两个 Higgs 相中无质量费米子谱比较可知, $SO(10)_c$ 的 Higgs 相是物理 Higgs 相。 $SU(5)_c$ 的 Higgs 相, 仅当我们假定某种原因使 $SU(16)_F$ 破缺到 $SO(10)_F$ 时, 才是 PHP。

五、讨 论

本文提出了物理 Higgs 相的概念作为选择前子对称破缺的一个判据, 以此来完成单超色群复合模型的互补原理分析。在 $SU(N)_c \times SU(M)_c$ 模型中, 这种双 Moose 模型满足 PHP 判据。由临界耦合对模型中 N 和 M 的取值加上了限制条件。由夸克、轻子

对称要求 $M = 16$ 或 15 , 由临界耦合条件要求 $N \geq 4$. 因此, 这类复合模型预言夸克和轻子的代数 ≥ 4 . 对于非 Moose 模型, $SU(N)_c \times SO(M)_c$ 仅当凝聚出现在 $SO(M)_c$ 的 Higgs 相时, 才满足 PHP 判据. 对于 $SO(10)_c$ 模型, $N \geq 5$.

附 录

我们讨论一个更复杂一点的非 Moose 类模型, 以说明应用 PHP 选择正确的 Higgs 相. 考虑模型 $G_{MC} \times G_{MF} = SU(3)_c \times SO(5)_c \times SU(15)_F \times SU(3)_F$. 取前子为: $P_1 = (\square, 1; \square, 1)$, $P_2 = (\bar{\square}, 5; 1, \square)$, 存在两个不同的禁闭相:

$$(P_1 \bar{P}_2 \bar{P}_2): (1, 1; \square, \square) l_1,$$

$$(1, 1; \square, \bar{\square}) l_2,$$

其中 l_1 和 l_2 是 'tHooft 标号, 反常机制方程的解是 $l_1 = 1$, $l_2 = 0$. 因此禁闭相中复合费米子在整体对称群 $SU(15)_F \times SU(3)_F$ 下的表示为 (\square, \square) . 在 Higgs 相分析中存在几个 $SO(5)_c$ 和 $SU(3)_c$ 的 Higgs 相. 例如 $SO(5)_c$ 的单态道有四种可能的 Higgs 凝聚:

$$(P_1 P_2) = (\square + \bar{\square}, 1; 1, \bar{\square} + \square)$$

其中 Higgs 相 $(P_1 P_2) = (\square, 1; 1, \bar{\square})$ 将 $SU(3)_c \times SU(3)_F$ 破缺到它们的对角子群 $\widetilde{SU}(3)_F$. 这时 Higgs 相中包含的无质量费米子在 $SU(15)_F \times \widetilde{SU}(3)_F$ 下的表示为 (\square, \square) , 它与禁闭相中无质量复合费米子完全相同. 前子在不破缺整体对称群下的分解列于表 2 中. 不难发现, $SU(3)_c$ 的 Higgs 相 $(P_1 P_2)$ 不是 PHP, 它不能给出与禁闭相符号的无质量粒子谱. 关于这个模型的详细讨论见文 [6].

表 2 对称破缺后前子的分解

	$SO(5)_{MC} \times SU(15)_F \times \widetilde{SU}(3)_F$			
$p_1 \rightarrow$	1	\square	\square	massless
$p_2 \rightarrow p_{21}$	5	1	1	massive
$\rightarrow p_{22}$	5	1	$\square \square$ \square	massive

参 考 文 献

- [1] G. 'tHooft, in Recent Developments in Gauge Theories, eds. G. 'tHooft et al. (Plenum, New York 1980).
- [2] D. Weingarten, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1981), 1830; S. Nussinov, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1981), 2081; E. Witten, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1981), 2351.
- [3] C. Vafa and E. Witten, *Nucl. Phys.*, **B234**(1984), 173.
- [4] For references on experimental evidences of the absence of light composite spin zero particles, see, S. Weinberg *Phys. Rev.*, **D13**(1974), 974.
- [5] J. M. Gipson, Y. Tosa and R. E. Marshak, *Phys. Rev.*, **D32**(1985), 284.
- [6] Gongru Lu, Bing-Lin Young, Xinmin Zhang and Lingde Wan, *Phys. Rev.*, **D40**(1989), 223.
- [7] S. Dimopoulos et al., *Nucl. Phys.*, **B173**(1980), 208.
- [8] E. Frandkin and S. H. Shenkar, *Phys. Rev.*, **D19**(1979), 3682; T. Banks and E. Rabinovici, *Nucl. Phys.*, **B160**(1979), 349; K. Osterwalder and E. Seiler, *Ann. Phys.*, **110**(1978), 440; S. Dimopoulos et al., *Nucl. Phys.*, **B173**(1980), 208.
- [9] S. Raby et al., *Nucl. Phys.*, **B169**(1980), 373; E. Eichten et al., *Phys. Lett.*, **110B**(1982), 232.
- [10] J. L. Goity et al., *Nucl. Phys.*, **B262**(1985), 95.
- [11] C. Q. Geng et al., *Phys. Rev.*, **D35**(1987), 2278 and *Z. Phys.*, **C33**(1987), 513.

- [12] T. Kobayashi, *Phys. Lett.*, **B180**(1986), 107.
- [13] H. P. Hill and S. Raby, *Nucl. Phys.*, **B187**(1981), 93.
- [14] H. Georgi, *Nucl. Phys.*, **B266**(1986), 274.
- [15] R. S. Chvukala et al., *Nucl. Phys.*, **B292**(1987), 93 .
- [16] I. Bars, *Nucl. Phys.*, **B208**(1982), 77.
- [17] H. Hamber and G. Paraisi, *Phys. Rev. Lett.*, **47**(1981), 1792; J. B. Kogut et al., *Nucl. Phys.*, **B225**(1985), 326 and *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985) 1475; K. Higashigima, *Phys. Rev.*, **D29**(1985), 1288; P. Castoria and S. Y. Pi, *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 411.
- [18] M. Peskin, in *Recent Advances in Field and Statistical Mech.* eds. J-B Zuber and R. Stora (Elsevier Science Pub., 1984)

Analyses of Complementarity and Critical Coupling Higgs Phase

LU GONGRU WAN LINGDE

(Department of Physics, Henan Normal University, Xinxiang 453002)

ABSTRACT

We introduce a simple dynamical scheme to supplement the complementarity and Higgs phase analyses of composite model with semi-simple group and determine the order of appearance of the condensates of the simple groups. Together with the Higgs phase analysis, it can help to determine the global symmetry of the fermion composite. The global symmetry group can be gauged to form the low energy dynamical symmetry group of the composite.