

φ^4 型强子“橡皮袋”模型 (I)

——理论

朱 伟 陆继宗 张民生 殷鹏程
(上海师范大学) (上海师范学院) (复旦大学)

摘 要

本文提出一种新的强子袋模型 (“橡皮袋”模型)。根据这个模型,在质心系中,强子可以形象地看作为一个外半径为 R_c , “壁厚”为 D , “平均表面张力”为 T 的口袋体系;夸克被“暂时”禁闭在袋内。这个模型兼有 MIT 和 SLAC 二种袋模型的优点。它既有场论基础,又能用来进行定量计算。

一、引 言

愈来愈多的实验显示出,强子并不是没有内部结构的点粒子,它是由下一层次的组元(如夸克、层子或部分子等)组成的具有空间扩展结构的复合粒子。近年来,研究强子扩展结构的工作很多^[1],其中大多数工作把强子看作是定域在空间有限区域的、能量上稳定的体系^[2]。1974年, A. Chodos 等人提出了一种新的强子扩展模型(简称 MIT 袋模型)^[3],在此模型中不仅体系在能量上是稳定的,而且它的边界形状(波包)在准经典近似中(即不考虑量子起伏)是不随运动而变化的(除 Lorentz 收缩外)。这类能量上稳定,边界形状不随时间变化的强子扩展模型叫做袋模型。MIT 袋模型给出了一套完整的强子内部波函数,因而可以定量地计算诸如强子质量谱、磁矩、电荷分布等静态性质,也可计算电磁结构函数和得到标度性(Scaling),以及非轻子衰变率等^[4]。但是 MIT 袋模型是用外加的边界条件将夸克场和胶子场绝对地禁闭在有限空间内,因而它不是一个场论模型,这是它的不足之处。1975年 W. A. Bardeen 等人提出另一种袋模型(简称 SLAC 袋模型)^[5],它的基本思想是夸克场(狄拉克场)和一个具有真空自发破缺的 φ^4 场相强耦合,使夸克场(连同胶子场)被禁闭在一个有限空间内。这种禁闭是由于袋内夸克的有效质量远小于自由夸克的质量而引起的,因此它是一种“暂时”禁闭机制。为了保证袋的稳定性,在 SLAC 袋模型中,夸克场只能局限在袋壁附近的一个很薄的壳层中。这个模型为夸克禁闭的扩展结构提供了一个场论基础,但由于它的夸克场只能分布在表面,因而在定量计算方面没有 MIT 袋模型那样与实验符合得好,它无法计算 SU(3) 分裂的质量谱,要引入其他假定才能解

释强子深度非弹性散射过程中的标度性现象。所以近来不少人企图用各种场论模型去建立类似于 MIT 袋模型那样分布的强子结构模型^[6], 但是这些工作都只考虑了体系总能量的稳定性, 而无法保证袋壁随时间不会散开。这类模型不是一种袋模型。本文试图建立一种新的袋模型, 在此模型中, 可以得到类似于 MIT 袋模型的分布, 又像 SLAC 袋模型那样具有场论基础。由于我们模型的解是 φ^4 场的扭折 (Kink) 解, 是一种近似孤波 (Solitary wave) 解^[7], 因而保证了模型具有能量稳定性和袋壁稳定性。

二、模 型

我们假定夸克场 q (狄拉克场) 与具有自耦相互作用的某等效场 σ 以及物理真空相互作用, 它们的有效拉氏密度为:

$$\mathcal{L} = \bar{q}(i\gamma^\mu\partial_\mu)q + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma)^2 + I(q, \sigma) + V(\sigma) + \eta(\sigma),$$

$$I(q, \sigma) = -\frac{G}{\mu}\bar{q}(\sigma + \mu)^2q,$$

$$V(\sigma) = -F(\sigma^2 - \mu^2)^2,$$

式中 G 、 F 为无量纲的强耦合参数, μ 为具有质量量纲的参数。 $I(q, \sigma)$ 为 q 场与 σ 场的相互作用项; $V(\sigma)$ 是 σ 场的自耦相互作用项。 $\eta(\sigma)$ 为与真空作用有关的某种附加势, 它对 $\sigma = -\mu$ 时的势有一很小而有限的贡献, 在第五节中我们将说明它的意义, 并指出它的贡献很小, 在 SLAC 近似^[5]的意义下可先略去。这样拉氏密度就成为:

$$\mathcal{L} = \bar{q}\left[i\gamma^\mu\partial_\mu - \frac{G}{\mu}(\sigma + \mu)^2\right]q + (\partial_\mu\sigma)^2 - F(\sigma^2 - \mu^2)^2. \quad (1)$$

由(1)式可看出, σ 场具有手征对称自发破缺性质, 它具有非零的真空期待值:

$$\langle 0|\sigma|0\rangle = \pm\mu \neq 0,$$

$|0\rangle$ 为物理真空态。

由于夸克场的诱发, 真空被定域激发, 使得 σ 场的相干态 (coherent state)^[8] 构成了强子的壁。按照相干态的一般处理方法^[5,6,9], 可定义相干态为:

$$|\varphi\rangle = U(\varphi)|0\rangle,$$

$$U(\varphi) = \exp\left(-i\int d^3x\varphi(x)\dot{\sigma}(x)\right).$$

其中 $U(\varphi)$ 是真空平移么正算符, 且具有如下性质:

$$U^{-1}(\varphi)f(\sigma(x))U(\varphi) = f(\sigma(x) + \varphi(x)),$$

$$U^{-1}(\varphi)\dot{\sigma}U(\varphi) = \dot{\sigma}.$$

$f(\sigma)$ 是 σ 的多项式, 若 $f(\sigma)$ 中逐项是正规乘积, 且取“树图”近似, 则有:

$$\langle\varphi|f(\sigma)|\varphi\rangle = \langle 0|f(\sigma + \varphi)|0\rangle = f(\varphi).$$

对夸克场 $q(x)$, 可作展开:

$$q(x) = \sum_a [a_a\psi_a(x) + b_a^\dagger\xi_a(x)],$$

式中 a_a 、 b_a^\dagger 分别为夸克湮灭和反夸克产生算符, $\psi_a(x)$ 、 $\xi_a(x)$ 分别为夸克、反夸克的旋量

波函数。单夸克态可定义为:

$$|S\rangle = a_s^+ |0\rangle.$$

由 a_α, b_α 的正则对易关系以及 $\phi_\alpha(x)$ 和 $\xi_\alpha(x)$ 的正交归一性质, 则有:

$$\langle S | :q^+(x)\Gamma q(x): |S\rangle = \phi_\alpha^+(x)\Gamma\phi_\alpha(x).$$

同样可以定义多重夸克态。如果将总的“袋的态”考虑成玻色相干态中充有正、反夸克的态, 则“袋”态为:

$$|B\rangle = b^1 \dots b^n a^{1+} \dots a^{n+} |\varphi\rangle.$$

在上式中我们取基态故略去了指标 α , $a^{n+}(b^n)$ 为夸克(反夸克)产生(湮灭)算符。显然“袋”态有如下性质:

$$\langle B | f(\sigma) | B\rangle = f(\varphi),$$

$$\langle B | :q^+(x)\Gamma q(x): | B\rangle = \phi^+(x)\Gamma\phi(x).$$

利用 $|B\rangle$ 的这种性质, 可将与(1)式相应的哈密顿算符:

$$H = \int d^3x \mathcal{H} \\ = \int d^3x \left[q^+ \left(\frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla}{i} + G\beta \frac{(\sigma + \mu)^2}{\mu} \right) q + \frac{1}{2} \dot{\sigma}^2 + \frac{1}{2} |\nabla\sigma|^2 + F(\sigma^2 - \mu^2)^2 \right], \quad (2)$$

化成总能泛函 E :

$$E = \langle B | H | B\rangle \\ = \int d^3x \left[\phi^+ \left(\frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla}{i} + G\beta \frac{(\varphi + \mu)^2}{\mu} \right) \phi + \frac{1}{2} |\nabla\varphi|^2 + F(\varphi^2 - \mu^2)^2 \right], \quad (3)$$

由总能量最小化即可得关于 ϕ 和 φ 的方程。考虑到归一化条件 $\int \phi^+ \phi d^3x = 1$, 变分时应该用拉氏乘法, 即在总能泛函中加上 $\varepsilon \phi^+ \phi$, 然后再变分, ε 为拉氏乘子。这样得方程:

$$\nabla^2 \varphi - 4F(\varphi^2 - \mu^2)\varphi = \frac{2G}{\mu} \bar{\phi}\phi(\varphi + \mu), \quad (4)$$

$$\left(\frac{\boldsymbol{\alpha} \cdot \nabla}{i} + G\beta \frac{(\varphi + \mu)^2}{\mu} \right) \phi = \varepsilon \phi, \quad (5)$$

此即我们模型的夸克波函数和自耦有效场波函数的耦合方程。下面我们来解此方程组。

三、波函数的解

当 φ 及其源函数 $\bar{\phi}\phi$ 均为球对称时, 方程(4)可简化为:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} - 4F\varphi(\varphi^2 - \mu^2) = \frac{2G}{\mu} \bar{\phi}\phi(\varphi + \mu). \quad (6)$$

可以证明^[5] $\frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} \ll \frac{d^2\varphi}{dr^2}$, 在一级近似下可以略去 $\frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr}$ 项, 由于我们采用了 $I(q, \sigma) = -\frac{G}{\mu} \bar{q}(\sigma + \mu)^2 q$, 根据以后的讨论, (6) 式中的源项 $\frac{2G}{\mu} \bar{\phi}\phi(\varphi + \mu)$ 也可略去, 这样(6)式成为:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} - 4F\varphi(\varphi^2 - \mu^2) = 0. \quad (7)$$

方程(7)具有如下形式的孤波解^[2,7](见图 1):

$$\varphi(r) = \mu \tanh(\sqrt{2F} \mu(r - R)). \quad (8)$$

有了 $\varphi(r)$, 就可解方程(5). 一般讲

$$\psi \equiv \sum_{n,k,i,m} N(\omega_{n,k,i}) a(n, k, i, m) \phi_{n,k,i,m},$$

其中 n 为主量子数; k 为宇称量子数; i 为总角动量, 考虑 $j = \frac{1}{2}$, $k = -1$ 的解:

$$\phi_{n,-1,\frac{1}{2},\pm\frac{1}{2}}(r, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \left(\begin{array}{c} \frac{iG_0(\omega_{n,-1}r/R_0)}{r} u_{\pm\frac{1}{2}} \\ F_0(\omega_{n,-1}r/R_0) \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{r}}{r} u_{\pm\frac{1}{2}} \end{array} \right) e^{-i\omega_{n,-1}t/R_0}. \quad (9)$$

将(9)式代入方程(5)得:

$$\frac{dG_0}{dr} = \frac{1}{r} G_0 + \left[\varepsilon + \frac{G}{\mu} (\varphi + \mu)^2 \right] F_0, \quad (10)$$

$$\frac{dF_0}{dr} = -\frac{1}{r} F_0 - \left[\varepsilon - \frac{G}{\mu} (\varphi + \mu)^2 \right] G_0. \quad (11)$$

在袋内, 即 $r < R - \frac{D}{2} = R_0$ 时, $\varphi = -\mu$, 就成为有效质量为零的自由狄拉克方程, 按标准解法^[10], 得解:

$$\left. \begin{aligned} G_0 &= A \frac{\sin(\omega_{n,-1}r/R_0)}{\omega_{n,-1}/R_0}, \\ F_0 &= -A \frac{\left[\sin(\omega_{n,-1}r/R_0) - \frac{\omega_{n,-1}}{R_0} r \cos(\omega_{n,-1}r/R_0) \right]}{(\omega_{n,-1}/R_0)^2 r}. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

在 $r > R - \frac{D}{2} = R_0$ 处, 为了求解方便作变

换:

$$\left. \begin{aligned} v_{\pm} &= G_0 \pm F_0, \\ \zeta &= \frac{v_{\pm}}{v_{-}}. \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

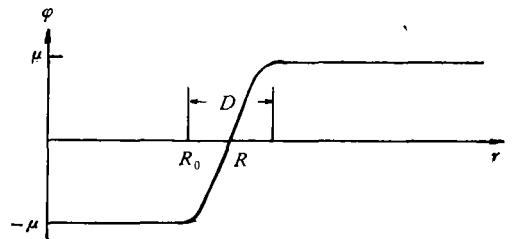


图 1 方程 (7) 的扭折解

则(10),(11)两式化为:

$$\frac{dv_{-}}{dr} = -\frac{G}{\mu} (\varphi + \mu)^2 v_{-} + \left(\varepsilon + \frac{1}{r} \right) \zeta v_{-}, \quad (14)$$

$$\frac{d\zeta}{dr} = \frac{2G}{\mu} (\varphi + \mu)^2 \zeta + \left(\frac{1}{r} - \varepsilon \right) - \zeta^2 \left(\frac{1}{r} + \varepsilon \right). \quad (15)$$

由强耦条件,(14)式可简化为:

$$\frac{dv_{-}}{dr} = -\frac{G}{\mu} (\varphi + \mu)^2 v_{-}. \quad (16)$$

上式有解:

$$v_{-} = B e^{-\int \frac{G}{\mu} (\varphi + \mu)^2 dr}. \quad (17)$$

在强耦情况($\sqrt{2F}$ 很大),过渡层很薄,因而可对(8)式作直线近似:

$$\varphi = \mu \tanh(\sqrt{2F} \mu(r-R)) \approx \sqrt{2F} \mu^2(r-R). \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式得:

$$\begin{aligned} v_- &= B e^{-\int_{\mu}^{\xi} [\sqrt{2F} \mu^2(r-R) + \mu]^2 dr} = B e^{-\int_{\mu}^{\xi} [\sqrt{2F} \mu^2(r-R_0 - \frac{1}{\sqrt{2F}\mu}) + \mu]^2 dr} \\ &= B e^{-\int 2GF \mu^3 (r-R_0)^2 dr} = B' e^{-2GF \mu^3 (r-R_0)^3}. \end{aligned} \quad (19)$$

由(19)式可看出,在过渡层中 r 离开 R_0 时 v_- 即迅速下降到零.由袋内自由狄拉克方程解 G_0 和 F_0 的形式和连续性的要求可推知 ζ 是小于1的,因而从(13)式可看出:

$$\left. \begin{aligned} F_0 &= \frac{v_+ - v_-}{2} = -\left(\frac{1-\zeta}{2}\right) v_- \approx -\frac{v_-}{2}, \\ G_0 &= \frac{v_+ + v_-}{2} = \left(\frac{1+\zeta}{2}\right) v_- \approx \frac{v_-}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

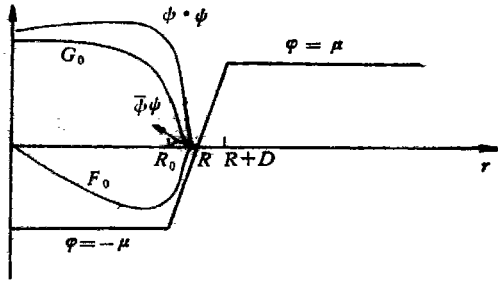


图2 方程(5)的解

即在过渡层中 F_0 、 G_0 的绝对值都很小,与 v_- 一样很快趋向于零.由 ζ 小于1可看出 F_0 和 G_0 的绝对值相差不大.

现在可以看出,略去方程(4)右边的源项是完全合理的,因为在 $r < R_0$ 处,由 $\varphi = -\mu$,所以显然可以略去;在 $r > R_0 + D$ 处,由于 $\psi \rightarrow 0$,也可略去;在过渡层 $R_0 < r < R_0 + D$ 中, $\bar{\psi}\psi = \frac{v_-^2}{r^2}\zeta$,也很

小,可以略去(见图2).这就证明了在解方程(4)时,略去源项是完全合理的.

四、强子体系的能量

根据上节得到的 $r < R_0$ 处及 $r > R_0$ 处波函数 G_0 和 F_0 的形式,以及在 R_0 处连续的要求,可得

$$\varepsilon = \frac{\omega_{n,k}}{R_0}, \quad (21)$$

且有

$$j_0(\omega_{n,k}) = -K j_1(\omega_{n,k}), \quad (22)$$

或

$$\tan \omega_{n,k} = K \frac{\omega_{n,k}}{\omega_{n,k} + K}. \quad (23)$$

j_0 、 j_1 分别为零阶、一阶球贝塞尔函数.(23)式就是MIT袋模型中的线性边界条件.归一化常数近似为:

$$N = \left(\frac{\omega_{n,k}^3}{2R^3(\omega_{n,k} + K) \sin^2 \omega_{n,k}} \right)^{1/2}. \quad (24)$$

对于 n 个全同夸克(21)式成为:

$$\varepsilon = \frac{n\omega_{n,K}}{R_0}.$$

体系的总能量(3)式成为:

$$\begin{aligned} E &= \int d^3x \left[\frac{1}{2} (\nabla\varphi)^2 + F(\varphi^2 - \mu^2)^2 \right] + \varepsilon \\ &\approx \int d^3x \left[\frac{1}{2} (\nabla\varphi)^2 \right] + \varepsilon \\ &= 4\pi R^2 \int dr \left(\frac{d\varphi}{dr} \right)^2 + \varepsilon \\ &= \frac{16}{3} \pi \sqrt{2F} R^2 \mu^3 + \frac{\omega_{n,K}}{R_0}. \end{aligned} \quad (25)$$

(25)式中第一项可改写为: $4\pi R^2 T$, $T = \frac{4}{3} \sqrt{2F} \mu^3$, 因而可把 T 看作是厚度为 D 的有弹性的“橡皮袋”壁的平均表面张力。这是我们的模型与 MIT 袋模型不同之处。MIT 袋模型没有表面张力, 只有体积能; 当我们忽略附加势 $\eta(\sigma)$ 时没有体积能只有表面张力, 附加势 $\eta(\sigma)$ 的作用将在下节讨论。由维里定理可以确定袋内壁半径 R_0 , 即由

$$\frac{dE}{dR_0} = 0 \quad (26)$$

可求出 R_0 。

前面的讨论已指出袋外夸克的裸质量为:

$$M_0 = 4G\mu \gg 1,$$

而袋内夸克的有效质量为:

$$M_{\text{eff}} = 0,$$

所以夸克被暂时禁闭在内壁半径为 R_0 , 壁厚为 D 的有表面张力的“橡皮袋”内, 所以我们称之为“橡皮袋”模型。

五、解的稳定性

我们在引言中已指出所谓稳定性是指: (1)体系边界(袋壁)不随时间而扩散; (2)体系处于能量最低态。本节将较为详细地讨论这个问题, 并考虑前面讨论中一直忽略的表示真空微小压强的附加势 $\eta(\sigma)$, 指出它在稳定性中的作用。

强耦球对称情况得到的方程 (7), 具有如图 3 (a)、(b)、(c)、(d) 所示的四种稳定解。(c)、(d) 是平面波解, 并不构成波包, 且 (c) 对应的解所形成的体系的总能量正比于 $\int_{\infty} B dV = \infty$, (其中 $B \equiv \eta(\sigma) \ll 1$ 但有限), 所以不可能实现。由上节讨论可知与 (d) 对应的, 相当于一个裸质量为 $4G\mu$ 的自由夸克, 由于 G 很大, 这种夸克的产生阈能很高, 它虽然可以存在, 但目前实验水平还很难产生并观察到它。

与 (a)、(b) 对应的解, 是一维 φ^4 场的扭折解, 它是一种孤波解^[2,7], 它的边界不随运

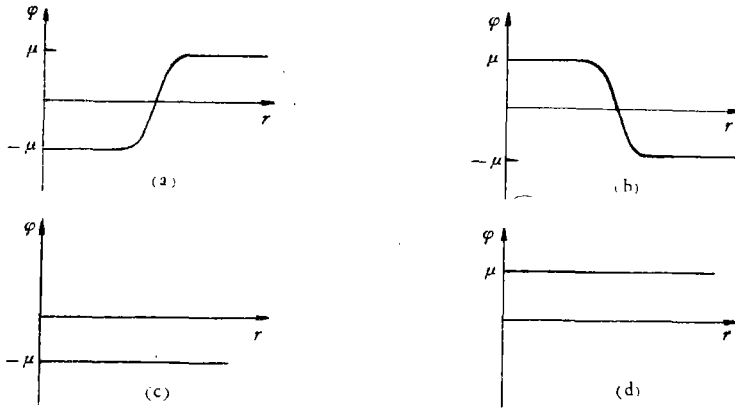


图3 对应于方程(7)的四种稳定解

动而变形(除 Lorentz 收缩外)。但与(b)对应的体系的总能量

$$E \propto \frac{16}{3} \pi \sqrt{2F} R^2 \mu^3 + \int_{\bar{V}} B dV.$$

\bar{V} 为整个袋外的无限空间, $B \equiv \eta(\mu)$ 为一有限小量, 故 E 亦趋向无穷大, 因而与(c)一样不能存在。这样我们所取的解(a)是唯一的一种能实现的稳定解。由文献[7]可知不是任意的非线性方程都有孤波解, 我们选取的 φ^4 型势, 由于 $\eta(\sigma)$, $\frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr}$ 及源项能忽略, 具有这样的孤波解。因而本模型明显具有袋壁稳定性(在准经典意义上)和能量上的稳定性。

到目前为止, 有关附加势 $\eta(\sigma)$ 的作用和形式还未讨论, 下面我们来讨论这个问题。

有关 $\eta(\sigma)$ 的具体形式, 我们举例来说明, 若令:

$$\eta(\varphi) = -\epsilon \left[\left(\mu^2 \varphi - \frac{1}{3} \varphi^3 \right) + \frac{2}{3} \mu^3 \right] \mu, \quad (27)$$

可看出: 当 $\varphi = \mu$ 时, $\eta(\mu) = 0$;

$$\text{当 } \varphi = -\mu \text{ 时, } \eta(-\mu) = -\frac{4}{3} \epsilon \mu^4 \ll 1.$$

ϵ 为一小量。考虑到在袋内 $\varphi = -\mu$, 后一式相当于真空对袋的一个微小的但又是有限的压强, 同时可以证明(通过简单的运算):

$$\left| \frac{d\eta}{d\varphi} \right| \sim \left| \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} \right|,$$

前面在求解波函数时就指出 $\left| \frac{1}{r} \frac{d\varphi}{dr} \right| \ll \frac{d^2\varphi}{dr^2}$ 可以略去^[5], 故 η 同样也可略去。这样附加势 η 既保证了图3(b)的解不出现, 又对我们前面的讨论没有影响。

六、讨 论

1. 我们的模型可以形象地看作是一个内壁半径为 R_0 , 壁厚为 D 的, 有弹性的“橡皮”袋。整个袋受到真空对它的微小压强, 此压强可以认为是由于袋内外真空能级的差别引

起的. 由上节讨论知道这个真空的微小压强对袋的稳定性有很大作用, 这反映出在亚基本粒子阶层中的新特点, 即真空作用不可忽略. 在此模型中, 夸克场和 σ 场形成了强子结构中的一对主要矛盾, 夸克场诱使真空定域激发, 使 σ 场的相干态形成袋壁, 此袋壁又反过来将夸克暂时禁闭在袋内. 而当夸克不存在时, 由 (26) 式看出 $R_0 = 0$, 即袋自动消失. 夸克场和 σ 场是相互依存的.

2. 本文利用某种自相耦合的具有真空自发破缺的有效场的扭折解, 给袋模型提供了场论基础, 这比 MIT 袋模型有所改进. 由于扭折解的特性保证了袋壁的稳定性, 使我们的模型同其他一些对 MIT 袋模型改进的工作^[1]有明显的差别. 同时, 我们模型的夸克分布可在整个袋内, 在计算方面可以预期较 SLAC 袋模型为好(具体计算见: 朱伟等《 φ^4 型强子“橡皮”袋模型 (II)》待发表). 强子深度非弹性散射中所呈现的标度性, 在我们的模型中可自然解释, 不必像 SLAC 袋模型那样对袋壁作附加假定.

3. 如果考虑到规范色胶子存在, 只要在 (1) 式中加进规范势项以及相应的 Higgs 标量场, 同样可以重复上述讨论. 在袋内由于夸克之间的距离很小, 根据非阿贝尔规范群的渐近自由性质, 仍可将夸克看作准自由粒子, 因此标度性仍然成立.

4. 本文是由引入一种有效拉氏密度来进行讨论, 是唯象的讨论. 但从袋壁能由理论自洽导出等特点看来, 可能还有进一步的机制包含在内, 我们猜想袋壁可能是 σ 场量子相干形式的凝聚态, 这方面的工作正在继续进行. 有效拉氏密度的相互作用项的形式, 使理论不可重整化, 但由于我们取了“树图”近似, 所以对上面的讨论没有影响. 可能引入 $q-\sigma$ 之间的某种间接作用, 会使理论能重整化, 这是有待于进一步研究的.

参 考 文 献

- [1] 例如见 J. L. Gervais and A. Neveu et al., *Phys. Rev.*, **C23** (1976), 237.
- [2] T. D. Lee and G. C. Wick, *Phys. Rev.*, **D9** (1974), 2291.
- [3] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn and Weisskopf, *Phys. Rev.*, **D9** (1974), 3471.
- [4] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson and C. B. Thorn, *Phys. Rev.*, **D10** (1974), 2599; T. Degrand, R. L. Jaffe, K. Johnson and J. Kiskis, *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 2060; E. Golowich, *Phys. Rev.*, **B12** (1975), 2108; J. F. Douoghue, E. Golowich and B. R. Holstein, *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 2875; **D14** (1976), 1386.
- [5] W. A. Bardeen, M. S. Chaushitz, S. D. Drell, M. Weinstein and T. M. Yan, *Phys. Rev.*, **D11** (1975), 1094.
- [6] P. Vinciarelli, *Nucl. Phys.*, **B89** (1975), 463; T. Uchigama, *Prog. Theo. Phys.*, **56** (1976), 38.
- [7] A. C. Scott, F. Y. F. Chu and D. W. Melanghlin, *Proc. IEEE*, **10** (1973), 1443.
- [8] P. J. Glanber, *Phys. Rev. Lett.*, **10** (1963), 84.
- [9] K. Ishikawa, *Prog. Theo. Phys.*, **55** (1976), 588.
- [10] M. E. Rose, “Relativistic Electron Theory”, J. Wiley and Sons, Inc. New York, (1961).
- [11] R. F. Dashen, B. Hasslacher and A. Neveu, *Phys. Rev.*, **D10** (1974), 4114; 4130; 4138.

A φ^4 -TYPE BAG MODEL OF HADRONS—THE “RUBBER BAG” MODEL (I)—THEORY

ZHU WEI

(*Shanghai Normal University*)

LU JI-ZONG

ZHANG MIN-SHENG

(*Shanghai Teachers' College*)

YIN PENG-CHENG

(*Fudan University*)

ABSTRACT

In this paper a new bag model of hadrons, the “Rubber Bag” model, is proposed. This model treats each hadron as a bag system in the centre-of-mass frame. The bag, with its outer radius R_c and inner radius $(R_c - D)$, is characterized by its “average surface tension” T and the quarks are confined in it “temporarily”. This model is a field theoretical model which can also be used for quantitative calculations. Thus, it has the merits of the SLAC bag model as well as those of the MIT bag model.