第15卷 第9期 高能物理与核物理 Vol. 15, No. 9
1991年9月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Sept., 1991

非拓扑孤子袋模型的退禁闭相变和 ϕ^4 场的对称性恢复相变*

楼森岳
(宁波师范学院物理系,现代物理研究室,宁波 315211)

摘 要

在 Hartree 平均场近似和高温近似下,本文建立了 ϕ^4 模型和非拓扑孤子袋模型的某些特解间确定的映射关系. 从映射关系我们看到 ϕ^4 场的非球对称拓扑孤子和反孤子配对形成束缚态——孤子袋模型的非球对称非拓扑孤子解. 当拓扑孤子和反孤子消失时, ϕ^4 模型发生对称性恢复相变;当拓扑孤子和反孤子的束缚态非拓扑孤子消失时,孤子袋模型的退禁闭相变发生.

一、引 言

自从 Friedberg 和李政道提出非拓扑孤子袋模型[1]以来,该模型的研究已引起了广泛的重视[2]. 在此模型中,唯象的 σ 标量场的物理真空和微扰真空的存在可以很好地解释夸克和胶子的禁闭性质. 当我们考虑有限温度且温度趋向于某个临界值 T_{cr} 时,夸克和胶子的禁闭解除. 文献 [3] 提出的退禁闭相变机制是: 由禁闭态(非拓扑孤子解)的存在条件,即微扰真空的存在条件给出退禁闭相变温度. 当退禁闭相变发生时,非拓扑孤子解和微扰真空消失. 虽然人们肯定在微扰真空存在非拓扑球对称孤子解, 但是人们从未给出精确的解析球对称孤子解. 实际上为了讨论退禁闭相变, 人们只要给出非球对称的非拓扑孤子解可以达到同样的目的. 对于退禁闭相变,任何形式的非奇异非拓扑孤子(球对称和非球对称)都将消失. 因此本文将在高温近似下给出一些精确的非球对称孤子解,从而根据这些精确解的性质研究退禁闭相变.

另一方面, 具有自发对称破缺性质的 ϕ^4 Higgs 场在规范场等现代物理分支中起着重要的作用. 当我们考虑有限温度的 ϕ^4 场时发现,当温度升高到某个临界值时,破缺的对称性得到恢复,两个简并真空和一个伪真空合而为一, 拓扑孤子解消失[4]. 文献[3]提出的退禁闭相变机制与 ϕ^4 场的对称性恢复相变有着极其相似之处.如孤子解的消失,伪真空与微扰真空的合并等、因此本文我们将在同样的近似下, 由建立两种模型的某些精确解的映射关系来讨论两种相变的某种内在联系.

本文 1990 年 12 月7日收到.
* 国家自然科学基金资助.

二、非球对称孤子解与相变

非拓扑孤子袋模型的拉氏密度为

$$\mathscr{L} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - g\sigma)\psi + \frac{1}{2}\partial_\mu\sigma\partial^\mu\sigma - U(\sigma), \tag{1}$$

$$U(\sigma) = \frac{a}{2!}\sigma^2 + \frac{b}{3!}\sigma^3 + \frac{c}{4!}\sigma^4 + B, \tag{2}$$

其中 ψ 是夸克场，σ 是标量场，B 是袋常数，g, a, b, c 是可调参数并由强子的静态性质所决定。

而纯 ϕ^4 Higgs 标量场的拉氏密度为

$$\mathscr{L}_\phi = \frac{1}{2}\partial_\mu\phi\partial^\mu\phi - \frac{\sigma_0}{2}\phi^2 - \frac{\lambda_0}{4}\phi^4 + \frac{-c_0}{2}, \tag{3}$$

其中 ϕ 为 Higgs 标量场，σ_0, λ_0, c_0 为常数，且对称性自发破缺要求 $\sigma_0 < 0$，$\lambda_0 > 0$。

在 Hartree 平均场近似和高温近似下，σ 场的运动方程为 $(\sigma_1 = \langle\sigma\rangle_\beta)$:

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 - \partial_t^2)\sigma_1 = \frac{c}{6}\sigma_1^3 + \frac{b}{2}\sigma_1^2 + \left[a + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12}\right]\sigma_1 + \frac{bT^2}{24}. \tag{4}$$

相应的有效势和有效哈密顿量为

$$V_{\text{eff}}(\sigma_1, T) = \frac{c}{24}\sigma_1^4 + \frac{b}{6}\sigma_1^3 + \frac{1}{2}\left[a + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12}\right]\sigma_1^2 + \frac{bT^2}{24}\sigma_1 + c(T), \tag{5}$$

$$H_{\text{eff}} = \int d^3x\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\partial}{\partial t}\sigma_1\right)^2 + \frac{1}{2}(\nabla\sigma_1)^2 + V_{\text{eff}}(\sigma_1, T)\right], \tag{6}$$

其中 $c(T)$ 是由物理真空 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}$ 的有效势为零即 $V_{\text{eff}}(\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}, T) = 0$ 决定的仅与 T 有关的常数。(4)式的详细推导可参见文献[3]。

由(4)式，我们得 σ_1 为常数的真空解由

$$\frac{c}{6}\sigma_1^3 + \frac{b}{2}\sigma_1^2 + \left(a + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12}\right)\sigma_1 + \frac{bT^2}{24} = 0 \tag{7}$$

决定，在低温下我们选择常数 a, b, c 使(7)式存在 3 个实解(真空解)分别称作微扰真空 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{Per}}$，伪真空 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{f}}$ 和物理真空 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}$，且有关系

$$\sigma_{\text{vac}}^{\text{per}} < \sigma_{\text{vac}}^{\text{f}} < \sigma_{\text{vac}}^{\text{Phy}} \tag{8}$$

及

$$0 = V_{\text{eff}}(\sigma_{\text{vac}}^{\text{Phy}}, T) < V_{\text{eff}}(\sigma_{\text{vac}}^{\text{per}}, T) = B(T) < V_{\text{eff}}(\sigma_{\text{vac}}^{\text{f}}, T) = B_1(T) \tag{9}$$

其中 $B(T)$ 即为温度有关的袋常数。

在相同的近似下，有限温度 ϕ^4 场场方程 $(\phi_0 = \langle\phi\rangle_\beta)$ 为：

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 - \partial_t^2)\phi_0 = \lambda_0\phi_0^3 + \left(\sigma_0 + \frac{\lambda_0T^2}{4}\right)\phi_0. \tag{10}$$

相应的有效势和有效哈密顿为

$$V_{\text{eff}}(\phi_0, T) = \frac{\lambda_0}{4}\phi_0^4 + \frac{1}{2}\left(\sigma_0 + \frac{\lambda_0T^2}{4}\right)\phi_0 + \frac{c_0(T)}{2}, \tag{11}$$

$$H_{\mathrm{eff}} = \int \mathrm{d}^3x \left[\frac{1}{2}\left(\frac{\partial \phi_0}{\partial t}\right)^2 + \frac{1}{2}(\nabla \phi_0)^2 + V_{\mathrm{eff}}(\phi_0, T)\right], \tag{12}$$

其中 $c_0(T)$ 为仅与 T 有关的常数.

下面我们先来建立 σ_1 场方程(4)和 ϕ_0 场方程(10)的某些精确解之间的确定的映射关系，然后从这个映射关系及一些相应的有意义的精确解来进一步讨论相变发生时两种类型的真空和孤子解的变化行为. 为求出方程(4)的精确的非球对称多孤子解，我们先作变换

$$\sigma_1 = \sigma_1' + \sigma_{\mathrm{vac}}^{\mathrm{per}} \equiv \sigma_1' + \alpha_1, \tag{13}$$

从而方程(4)变为

$$(\partial_x^2 + \partial_y^2 + \partial_z^2 - \partial_t^2)\sigma_1' = \frac{c}{6}\sigma_1'^3 + \left(\frac{c}{2}\alpha_1 + \frac{b}{2}\right)\sigma_1'^2 + \left(\frac{c}{2}\alpha_1^2 + 6\alpha_1 + a + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12}\right)\sigma_1'. \tag{14}$$

现在利用 ϕ^4 场场方程(10)的某些类型的特解，我们可以得到上述场方程的许多精确解. 如，很容易证明，若 ϕ^4 场方程(10)的解 ϕ_0 同时满足关系:

$$\partial_\mu\phi_0\partial^\mu\phi_0 = \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial \phi_0}{\partial t}\right)^2 = \frac{1}{2}\lambda_0\phi^4 + \left(\sigma_0 + \frac{\lambda_0}{4}T^2\right)\phi_0^2 + c_0(T), \tag{15}$$

其中 $c_0(T)$ 为与 T 有关的任意常数，则

$$\sigma_1'(x,y,z,t) = \left[\sqrt{\frac{\lambda_0 A}{(d^2c_0 - \lambda_0)B}}\sqrt{1 - d\phi_0^2(Dx, Dy, Dz, Dt)} - c_2\right]^{-1} - c_1 \tag{16}$$

必为方程(14)的解，其中

$$A = A_2 - \frac{3}{2}c_2A_3, \tag{17}$$

$$B = \frac{A_3}{2c_2}, \tag{18}$$

$$D = \sqrt{\frac{Ad}{\lambda_0 - d^2c_0}}, \tag{19}$$

及 c_1, c_2, d 由下列方程

$$c_0d^2 + \left(\sigma_0 + \frac{\lambda_0T^2}{4}\right)d + \frac{\lambda_0}{2} = 0, \tag{20}$$

$$A_1 - 2c_2A_2 + 2c_2^2A_3 = 0, \tag{21}$$

$$A_3(\lambda_0^2 + d^4c_0^2 - 2\lambda_0c_0d^2)\left(\frac{c}{6c_2} - \frac{5}{4}A_1 + \frac{1}{2}c_2A_2\right) = 4\left[\lambda_0d\left(\sigma_0 + \frac{\lambda_0T^2}{4}\right) + \lambda_0^2\right]\left(A_2 - \frac{3}{2}c_2A_3\right) \tag{22}$$

决定，而 A_1, A_2, A_3 的定义为

$$A_1 = \frac{1}{3}(c\alpha_1 + b) - \frac{1}{3}cc_1, \tag{23}$$

$$A_2 = 2c_1^2 c - (c\alpha_1 + b)c_1 + a + b\alpha_1 + \frac{c}{2}\alpha_1^2 + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12}, \tag{24}$$

$$A_3 = 2c_1\left[\frac{c_1}{2}(c\alpha_1 + b) - \frac{c}{6}c_1^2 - a - b\alpha_1 - \frac{c}{2}\alpha_1^2 - \frac{cT^2}{24} + \frac{g^2T^2}{12}\right]. \tag{25}$$

现在我们来讨论一下几个 ϕ^4 方程的有意义的解及与之相应的由映射关系（16）联系的 σ_1 场的解，从而讨论 ϕ^4 场对称性恢复相变和非拓扑孤子袋模型的退禁闭相变的相似性。

（1）物理真空和微扰真空

ϕ^4 场的两个能量简并的物理真空解为

$$\phi_0^{(1)} = \pm\sqrt{\frac{-4\sigma_0 - \lambda_0T^2}{4\lambda_0}}, \left(c_0 = \frac{(4\sigma_0 + \lambda_0T^2)^2}{32\lambda_0}, \ d = \frac{4\lambda_0}{-4\sigma_0 - \lambda_0T^2}\right), \tag{26}$$

且有

$$\left.\frac{\partial^2 V_{\text{eff}}(\phi_0, T)}{\partial \phi_0^2}\right|_{\phi_0=\phi_0^{(1)}} = -2\sigma_0 - \frac{1}{2}\lambda_0T^2. \tag{27}$$

而映射关系(16)—(22)式给出 σ_1 场的微扰真空和物理真空

$$\sigma_{1a}^{(1)} = \sigma_{\text{vac}}^{\text{per}} = \alpha_1 \ \text{及}\ \sigma_{1a}^{(2)} = \sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}} \tag{28}$$

与之相应的能量分别为

$$E_{\text{vac}}^{\text{per}} = B(T)V \ \text{及}\ E_{\text{vac}}^{\text{phy}} = 0, \tag{29}$$

其中 V 为很大的体积因子. 对于微扰真空 $\sigma_{1a}^{(1)}$ 和物理真空 $\sigma_{1a}^{(2)}$ 我们有:

$$\left.\frac{\partial^2 V_{\text{eff}}}{\partial \sigma_1^2}\right|_{\sigma_1=\sigma_{1a}^{(i)}} = \frac{c}{2}(\sigma_{1a}^{(i)})^2 + b\sigma_{1a}^{(i)} + a + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12} (i = 1,2). \tag{30}$$

（2）伪真空

ϕ^4 场的伪真空解为

$$\phi_0^{(2)} = 0, \ c_0 = 0, \left.\frac{\partial^2 V_{\text{eff}}}{\partial \phi_0^2}\right|_{\phi_0=0} = \sigma_0 + \frac{\lambda_0T^2}{4}. \tag{31}$$

利用映射关系(16)—(22)式，我们得到 σ_1 场的伪真空解.

$$\sigma_{1b} = \sigma_{\text{vac}}^{\text{f}}, \tag{32}$$

$$\left.\frac{\partial^2 V_{\text{eff}}}{\partial \sigma_1^2}\right|_{\sigma_1=\sigma_{1b}} = \frac{c}{2}\sigma_{1b}^2 + b\sigma_{1b} + a + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12}, \tag{33}$$

其相应的能量为

$$E_{\text{vac}}^{\text{f}} = B_1(T)V \gg B(T)V = E_{\text{vac}}^{\text{per}}. \tag{34}$$

在低温下 ϕ^4 场的伪真空是不稳定的，两个简并的物理真空是稳定的，当对称性恢复相变发生时，两个简并的物理真空和伪真空合成为单个的稳定的物理真空. 而对于 σ_1 场，在低温下，物理真空是绝对稳定真空，微扰真空是相对稳定真空，而伪真空是不稳定真空，彼此的总能量差都正比于体积因子，且有

$$E_{\text{vac}}^{\text{f}} \gg E_{\text{vac}}^{\text{per}} \gg E_{\text{vac}}^{\text{phy}} = 0. \tag{9$'$}$$

当退禁闭相变发生时，微扰真空和伪真空合而为一成为不稳定的，且当温度进一步提高时，微扰真空和伪真空不复存在，仅留下稳定的物理真空. ϕ^4 场的物理真空解(26)及 σ_1 场

的微扰真空存在条件分别为

$$\sigma_0 + \frac{\lambda_0 T^2}{4} < 0, \tag{35}$$

$$\frac{c}{2}\alpha_1^2 + b\alpha_1 + a + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12} > 0. \tag{36}$$

实际上(35)和(36)也正是 ϕ^4 场的物理真空和 σ_1 场的微扰真空的稳定条件．由此可得 ϕ^4 场的对称性恢复相变的相变温度和 σ_1 场的退禁闭相变温度分别由

$$T_{cr}^2 = -\frac{4\sigma_0}{\lambda_0} \tag{37}$$

和

$$\frac{8}{27}\left[c\left(a + \frac{cT_{cr}^2}{24} - \frac{g^2T_{cr}^2}{12}\right) - \frac{b^2}{2}\right]^3 + \left[\frac{c^3}{27} - bc\left(3a - \frac{g^2T_{cr}^2}{4}\right)\right]^2 = 0 \tag{38}$$

决定．

(3) 非球对称孤子解

文献 [5] 已给出了零温下 ϕ^4 场的非球对称精确多孤子解．在有限温度下 ϕ^4 场场方程(10)和(15)式的一个精确非球对称 N 拓扑孤子解为

$$\phi_0^{(3)} = \sqrt{\frac{-4\sigma_0 - \lambda_0 T^2}{4\lambda_0}}\frac{\Phi_{00}^2 - 1}{\Phi_{00}^2 + 1}, \tag{39}$$

$$c_0 = \frac{(4\sigma_0 + \lambda_0 T^2)^2}{32\lambda_0},\ d = \frac{-4\lambda_0}{4\sigma_0 + \lambda_0 T^2},$$

$$\Phi_{00} = \sum_{\gamma=1}^{N} \exp\left[\sqrt{\frac{-4\sigma_0 - \lambda_0 T^2}{8}}\,(P_\gamma x + Q_\gamma y + R_\gamma z + \omega_\gamma t + \delta_\gamma)\right], \tag{40}$$

其中 N 为任意正整数，δ_γ 为任意常数，$P_\gamma, R_\gamma, Q_\gamma$ 和 ω_γ 应满足关系

$$P_\gamma P_{\gamma'} + Q_\gamma Q_{\gamma'} + R_\gamma R_{\gamma'} - \omega_\gamma \omega_{\gamma'} = 1,\ (\gamma, \gamma' = 1, 2, \cdots, N). \tag{41}$$

对于任意的 N，(41) 式的求解可参看文献[6]．文献[5]，[6]还给出了(10)和(15)式的许多更一般的多孤子解和多孤子晶格解，利用映射关系(16)—(25)，我们就可以得到 σ_1 场的相应的更一般的多孤子解和多孤子晶格解，这里我们不再给出具体的形式．

由映射关系(16)—(25)式及定义(13)式，我们得到与(39)，(40)式相应的 σ_1 场的一个 N 非球对称非拓扑孤子解：

$$\begin{aligned}\sigma_1^{(s)} = \alpha_1 &- \frac{24a + 24b\alpha_1 + 12c\alpha_1^2 + cT^2 - 2g^2T^2}{4(b + c\alpha_1)} \\ &+ (24a + 24b\alpha_1 + 12c\alpha_1^2 + cT^2 - 2g^2T^2)\ [c(24a + 24b\alpha_1 + 12c\alpha_1^2 \\ &+ cT^2 - 2g^2T^2) - 8(b + c\alpha_1)^2]^{1/2}/8\sqrt{2}\,(b + c\alpha_1)^2\phi_{01}^{(3)} + 4(b \\ &+ c\alpha_1)[c(24a + 24b\alpha_1 + 12c\alpha_1^2 + cT^2 - 2g^2T^2) - 8(b + c\alpha_1)^2]^{1/2}\end{aligned} \tag{42}$$

$$\phi_{01}^{(3)} = \sqrt{1 - \left(\frac{\phi_{00}'^2 - 1}{\phi_{00}' + 1}\right)} = \frac{2\phi_{00}'}{1 + \phi_{00}'}, \tag{43}$$

$$\phi_{00}' = \Phi_{00}(Dx, Dy, Dz, Dt)$$

$$= \sum_{\gamma=1}^{N} \exp\left[\sqrt{a + b\alpha_1 + \frac{c}{2}\alpha_1^2 + \frac{cT^2}{24} - \frac{g^2T^2}{12}}\,(P_\gamma x + Q_\gamma y + R_\gamma z + \omega_\gamma t + \delta_\gamma)\right]. \tag{44}$$

相应的能量可由(6)式求得:

$$E^{(s)} = B(T)V + c(P_\gamma, Q_\gamma, R_\gamma, \omega_\gamma, T)V^{2/3} \ll E_{\mathrm{vac}}^{f} = B_1(T)V. \tag{45}$$

其中 $c(P_\gamma, Q_\gamma, R_\gamma, \omega_\gamma, T)$ 为所示参量有关的有限常数,即

$$c(P_\gamma, Q_\gamma, R_\gamma, \omega_\gamma, T) \sim V^0 \ll V^{1/3}.$$

由于 $E^{(s)}$ 比伪真空能量小得多,因此 N 非拓扑孤子解 $\sigma_1^{(s)}$ 是在微扰真空的有意义的稳定束缚态。当 $N=1$ 时,(39)式即为 ϕ^4 场的单个非球对称拓扑孤子解;而相应的(42)式即为 σ_1 场的单个非球对称非拓扑孤子解。从(39)式和(42)式我们看到 ϕ^4 场的拓扑孤子解和 σ_1 场的非拓扑孤子解的存在条件正是(35)和(36)式。当 $\sigma_0 + \frac{\lambda_0 T^2}{4} \geqslant 0$ 时,ϕ^4 场的拓扑孤子解消失,体系的对称性得到恢复.所以 ϕ^4 场的对称性恢复相变的相变温度由(37)式决定。而对于 σ_1 场当(36)式不成立时,σ_1 场的非拓扑孤子解消失,退禁闭相变发生,而退禁闭相变温度由(38)式决定。

最后,我们来讨论一下 ϕ^4 场和 σ_1 场的映射关系(16)式的物理意义。ϕ^4 场的拓扑孤子 (ϕ_0) 与拓扑反孤子 $(-\phi_0)$ 以乘积的形式出现于映射关系中,表示了拓扑孤子和反孤子的配对,并且以(16)式的形式构成稳定的束缚态,成为 σ_1 场的非拓扑孤子解。ϕ^4 场的对称性恢复相变发生时,拓扑孤子和反孤子消失,从而与(16)式相应的配对形式——σ_1 场的非拓扑孤子也消失,σ_1 场发生退禁闭相变.由此我们看到不但 ϕ^4 场的某些特解与 σ_1 场的解有确定的映射关系,而且 ϕ^4 场的对称性恢复相变和 σ_1 场的退禁闭相变通过拓扑孤子和反孤子的配对形成束缚态——非拓扑孤子,并同时在相变点消失这种方式而存在着内在的联系。彻底揭示这种内在的联系还需作进一步的研究。

三、结论和讨论

在 Hartree 平均场近似和高温近似下,本文研究了 ϕ^4 场的对称性恢复相变和非拓扑孤子袋模型的退禁闭相变的某种联系。我们建立了两种场的场方程某些类型之间的纯代数的映射关系。一旦一个场方程的这些类型的一个解求得就可同时求得另一场方程的一个相应的精确解。特别地,对于非球对称的孤子解的映射关系表明,唯象的 σ 标量场的非拓扑孤子(禁闭态)可看成是 ϕ^4 场的拓扑孤子和反拓扑孤子以映射关系(16)式所示的方式配对形成稳定的束缚态.当温度升高到某个临界温度,ϕ^4 场的拓扑孤子和反孤子消失,对称性恢复相变发生.相应地由拓扑孤子和反孤子形成的 σ 场的束缚态——非拓扑孤子消失,退禁闭相变发生,由此决定的相变温度分别由(37)和(38)式决定.

仅管我们仅给出了高温近似下的两种相变的联系,实际上由于两种相变真空变化的某种相似性,且真空解的存在又决定于真空特性,所以我们可以肯定在一般情况下(非高温近似下),这两种孤子和相变也存在着必然联系。如 σ 场的非拓扑孤子可看成是 ϕ^4 场的拓扑孤子和反拓扑孤子的束缚态的结论与所采用的近似无关.

这里我们给出的是两种模型的非球对称解之间的纯代数的映射关系。球对称解之间的映射关系可由求解一个常微分方程来得到，此处我们不再详细讨论这个问题。

无论是孤子袋模型还是 Higgs 场都还有许多问题尚未得到解决，因此进一步揭示这两个模型各方面的联系和区别将是很有意义的。

作者感谢与复旦大学倪光炯教授和苏汝铿教授的有益讨论。

参　考　文　献

[1] R. Friedberg and T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 1694; **16**(1977), 1096; **18**(1978), 2623.
[2] R. Goldflam and L. Wilets, *Phys. Rev.*, **D25**(1982), 1951; J. L. Dethier and L. Wilets, *ibid.*, **34**(1986), 207; H. B. Nielsen and A. Patkos, *Nucl. Phys.*, **B195**(1982), 137; A. G. Williams and A. W. Thomas, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 1070; L. Bayer, H. Forkel and W. Weise, *Z. Phys.*, **A324**(1986), 324; L. R. Dodd, A. G. Williams and A. W. Thomas, *Phys. Rev.*, **D35**(1987), 1040.
[3] E. Wang, J. Li and L. Liu, *Phys. Rev.*, **D41**(1990), 2288.
[4] R-k Su, P-z Bi and G-j Ni, *J. Phys. A: Math. Gen.*, **16**(1983), 2445; S-q Chen and G-j Ni, *ibid*, **16**(1983), 3493; G-j Ni J-j Xu and W. Chen, *ibid* **18**(1985), 149.
[5] S-y Lou and G-j Ni, *J. Math. Phys.*, **30**(1989), 1614; S-y Lou, G-x Huang and G-j Ni, *Phys. Lett.*, **A146**(1990), 45.
[6] 楼森岳，黄国翔，倪光炯，物理学报，**39**(1990)，1363.

Deconfinement Phase Transition for the Nontopological Soliton Bag Model and Symmetry Restore Phase Transition for ϕ^4 Model

Lou Senyue

(Physics Department, Institute of Modern Physics, Ningbo Normal College, Ningbo 315211)

Abstract

Under the Hartree mean-field approxima ion and the high-temperature approximation, we established the mapping relation between some types of the special solutions of the ϕ^4 model and the nontopological soliton bag model. From the mapping relation we see that nonspherical topological kink and antikink of ϕ^4 model are paired to form bound state——the nonspherical nontopological soliton solution of the nontopological soliton bag model. The symmetry restoration phase transition of the ϕ^4 model occurs when the topological kink and antikink disappear; And the deconfinement phase transition of the nontopological soliton bag model occurs when the bound state of the topological kind and antikink (nontopological soliton) vanishes.