

孤子袋模型的真空结构改变 与禁闭解除相变*

王恩科 李家荣 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉)

摘 要

在非拓扑孤子模型的基础上给出了禁闭解除相变的一种新图象. 分析了孤子解的存在与势函数非线性性之间的关系. 给出了有限温度下的有效势和它的极值点所满足的方程. 结果表明: 在临界温度 T_c , 物理真空态转变成微扰真空态, 孤子解消失, 禁闭解除相变发生.

一、引 言

由于严格的 QCD 理论在大尺度的非微扰区域不能解析求解, 人们发展了一些具有 QCD 本质特性, 数学上容易求解的唯象模型. 由 Friedberg 和 Lee 提出的非拓扑孤子模型^[1]就是其中之一, 并通过 Goldflam 和 Willets^[2] 以及其它作者的工作^[3], 在描写强子静态性质方面取得了极大的成功.

非拓扑孤子模型有两个主要特点: 一是引入了描写物理真空非微扰性质的唯象标量 σ 场; 这种 σ 场的相互作用势有三个极值点 (参见第二节图 1), 相对极小值点对应于 QCD 微扰真空态, 绝对极小值点对应于物理真空态, 在两个极小值之间存在一个极大值; 两个极小值之间的高度差反映了物理真空和微扰真空之间的压强差, 即袋常数 B , 势函数的非线性性使得存在三个具有上述相对位置的极值点时, 模型有孤子解, 即有夸克禁闭态. 另一个特点是引入了色介电函数 κ , 它是 σ 的函数, 其函数形式使得在核子内部的微扰真空态 $\kappa \rightarrow 1$, 而其外部的物理真空态 $\kappa \rightarrow 0$, 物理真空态的完全抗色性质导致夸克和色胶子场的禁闭.

在有限温度下, 夸克禁闭能否解除是近期人们一直在探讨的重要课题之一. 为了考察非拓扑孤子模型的禁闭解除相变, 一些作者^[4] 在一些特定的假设之下, 着重考察了袋常数 B 随温度的变化对禁闭的影响, 给出了随着 $T \rightarrow T_c$, $B \rightarrow 0$, 口袋半径无限扩张使禁闭解除的图象. 对于非拓扑孤子模型只讨论 B 随温度的变化是不完全的, 注意到在非拓扑孤子模型中, 禁闭态(孤子解)的存在不仅依赖于袋常数 B , 而且依赖于势函数的三个极值点所限定的非线性性. 本文将孤子解的存在与否和势函数的极值数目联系起来, 利用

本文 1989 年 7 月 31 日收到.

* 国家自然科学基金资助课题.

Linde 所提供的方法^[5], 直接从模型的拉格朗日量出发, 导出了有限温度下的有效势以及它的极值点所满足的方程, 考察在有限温度下的孤子解是否遭到破坏? 真空结构是否发生改变而导致禁闭解除相变? 给出了和通常的禁闭解除相变图象不同的一种新图象。

在 MIT 袋模型基础上描写禁闭解除相变通常的图象是强子口袋随温度的升高不断扩张。Pisarski^[6] 和 Takagi^[7] 从不同的观点出发所得到的结果表明口袋的半径随温度的变化关系满足 $R(T) \propto (T_c^4 - T^4)^{-1/4}$, 其中 T_c 为相变温度, 当 $T \rightarrow T_c$ 时, $R(T_c) \rightarrow \infty$, 禁闭解除相变发生。文献[8]用几何模型也得到类似的结果。

本文在非拓扑孤子模型的基础上, 给出禁闭解除相变的另外一种可能图象(见第五节)。这一图象是: 在有限温度下, 热效应的主要结果使连结孤子口袋外部的物理真空态和其内部的微扰真空态的过渡区域变宽, 两者的过渡越来越平滑, 以致于当 $T = T_c$ 时, 这种真空结构不再稳定, 物理真空态转变成微扰真空态, 孤子口袋消失, 相变发生。

二、孤子解与 $U(\sigma)$ 极值数目的关系

非拓扑孤子模型的拉格朗日密度^[1]是

$$L = \bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - g\sigma)\psi + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - U(\sigma); \quad (2.1)$$

$$U(\sigma) = \frac{a}{2!} \sigma^2 + \frac{b}{3!} \sigma^3 + \frac{c}{4!} \sigma^4 + B. \quad (2.2)$$

其中 ψ 是夸克场, σ 是唯象的标量场, B 为袋常数, g, a, b, c 为符合强子静态性质的四个可调参数。这组参数的取值不唯一, 可引入“族”参数 $f = b^2/ac$ ^[2] 对这些参数进行分类。实质上 f 表征 $U(\sigma)$ 的形状, $f = 3$ 对应于 $B = 0^+$, 而 $f = \infty$ 对应于 $a = 0$, 如图 1 所示。

由 (2.1) 得 σ 场和夸克场 ψ 满足的耦合运动方程

$$\begin{cases} \partial^2 \sigma + U'(\sigma) + g\bar{\psi}\psi = 0 \\ (i\gamma_\mu \partial^\mu - g\sigma)\psi = 0 \end{cases} \quad (2.3)$$

式中撇号表示对 σ 的导数, Goldflam 和 Willets 在平均场近似下考察了符合强子静态性质的各组参数, 结果表明 σ 场存在类似于袋的孤子解^[2]。

孤子解的存在和 $U(\sigma)$ 的非线性程度密切相关。 $U(\sigma)$ 的非线性程度体现在它的函数形式的极值数目, 一般来说, 存在孤子解的 $U(\sigma)$ 有三个极值, 一个对应于微扰真空态在 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{per}} = 0$, 另一个更低的绝对极小值对应于物理真空态在

$$\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}} = \frac{3|b|}{2c} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{8ac}{b^2}} \right), \quad (2.4)$$

第三个是局域极大值 U_0 在

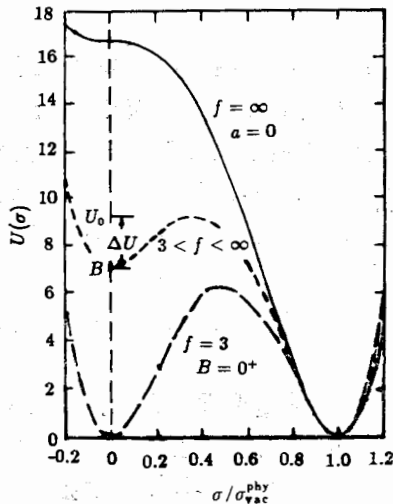


图 1 $U(\sigma)$ 的三种形式

第三个是局域极大值 U_0 在

$$\sigma_m = \frac{3|b|}{2c} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{8ac}{b^2}} \right), \quad (2.5)$$

位于 σ_{vac}^{pc} 和 σ_{vac}^{phy} 之间, 如图 1 短虚线所示. σ 场的孤子解是一个球腔状结构, 在腔内 $\sigma \rightarrow \sigma_{vac}^{pc} = 0$, 而在腔外 $\sigma \rightarrow \sigma_{vac}^{phy}$, 并在腔表面光滑地连结.

$f = 3$ 和 $f = \infty$ 是孤子解存在的两种极限情况. $f < 3$ 相当于袋常数 B 取负值, 这是物理上不允许的; $f = \infty$ 对应于极小值点 σ_{vac}^{pc} 和局域极大值点 σ_m 重合成为一个拐点, 如图 1 实线所示, 此时两个真空态处于亚稳态, 稍有扰动, 真空结构就发生了改变. 因此, 要保证两个真空态的稳定结构, 即要求孤子解存在, $U(\sigma)$ 有三个极值是必不可少的, 为了描述这种真空结构的稳定性, 我们定义 U_0 与 B 的差值为势垒高度

$$\Delta U = U_0 - B, \quad (2.6)$$

参见图 1. 显然 ΔU 值越大, 两个真空态越稳定, 反之亦然.

我们选取文献[2]给出的色介电函数

$$\kappa(\sigma) = |1 - (\sigma/\sigma_{vac}^{phy})^2|^2. \quad (2.7)$$

显然 $\kappa(\sigma)$ 的形式取决于 σ 场的解, 并且只有当 σ 场的孤子解存在时, 在微扰真空态 $\kappa(0) = 1$, 物理真空态 $\kappa(\sigma_{vac}^{phy}) = 0$, 夸克禁闭才发生.

三、有限温度下的有效势和它的极值点满足的方程

在有限温度下, 考虑拉格朗日密度为 (2.1) 的热平衡系统, 所有的物理可观测量由 Gibbs 平均

$$\langle \dots \rangle_\beta = \frac{\text{Tr}[\exp(-\beta H) \dots]}{\text{Tr}[\exp(-\beta H)]} \quad (3.1)$$

描写, 其中 $\beta = 1/T$, H 为系统的哈密顿量.

按 Linde 所提供的方法^[2], 把 σ 场相对于有效势的极值点 $v(T)$ 作平移

$$\sigma = \sigma' + v(T), \quad (3.2)$$

其中 $v(T) = \langle \sigma \rangle_\beta$, σ' 对应于热激发, 且满足

$$\langle \sigma' \rangle_\beta = 0. \quad (3.3)$$

利用 Hartree 平均场近似^[3]

$$\sigma'^3 = 3 \langle \sigma'^2 \rangle_\beta \sigma', \quad (3.4)$$

由 (2.3) 可得平移后的场方程并给出 σ' 场的质量

$$m_{\sigma'}^2 = a + bv(T) + \frac{c}{2} v^2(T) + \frac{c}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta; \quad (3.5)$$

再对平移后的场方程取 Gibbs 平均, 并注意到 (3.3) 式可得

$$\begin{cases} \partial^2 v(T) + \frac{c}{6} v^3(T) + \frac{b}{2} v^2(T) + \left(a + \frac{c}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta \right) v(T) \\ \quad + \frac{b}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta + g \langle \bar{\psi} \psi \rangle_\beta = 0 \\ (i\gamma_\mu \partial^\mu - gv(T))\psi = 0 \end{cases} \quad (3.6)$$

上式第二式给出夸克场的质量

$$m_\psi = g\nu(T). \quad (3.7)$$

考虑到 $\nu(T)$ 仅是和温度有关的常数, 由(3.6)的第一式, 我们得到有效势 $V(\sigma, T)$ 满足的极值点方程

$$V'(\sigma, T) = \frac{c}{6} \sigma^3(T) + \frac{b}{2} \sigma^2(T) + \left(a + \frac{c}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta \right) \sigma(T) + \frac{b}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta + g \langle \bar{\psi}\psi \rangle_\beta = 0, \quad (3.8)$$

式中撇号表示对 σ 的求导, 在得到上式时, 已将 $\nu(T)$ 改用 $\sigma(T)$ 表示. 当 $T=0$ 时, $\langle \sigma'^2 \rangle_\beta = \langle \bar{\psi}\psi \rangle_\beta = 0$, 上式就是零温下势函数 $U(\sigma)$ 的极值点方程 $U'(\sigma) = 0$.

由(3.8)式, 可得在有限温度下的有效势

$$V(\sigma, T) = \frac{a}{2!} \sigma^2 + \frac{b}{3!} \sigma^3 + \frac{c}{4!} \sigma^4 + \int d\sigma \left[\frac{1}{2} \langle \sigma'^2 \rangle_\beta (b + c\sigma) + g \langle \bar{\psi}\psi \rangle_\beta \right]; \quad (3.9)$$

显然等式右边前三项给出了零温下 $U(\sigma)$ 的形式, 最后一项是 σ' 场的热激发 $\langle \sigma'^2 \rangle_\beta$ 和夸克对的热激发 $\langle \bar{\psi}\psi \rangle_\beta$ 所引起的修正.

把 σ' 场用产生算子和消灭算子展开, 注意到在动量空间的粒子数密度

$$\langle a_p^\dagger a_p \rangle_\beta = 1 / [\exp(\sqrt{p^2 + m_{\sigma'}^2}/T) - 1], \quad (3.10)$$

其中 p 为粒子的动量, $m_{\sigma'}$ 为 σ' 场的质量, 已由(3.5)式给出. 我们可得^[9]

$$\langle \sigma'^2 \rangle_\beta = T^2 f(m_{\sigma'}^2/T^2); \quad (3.11)$$

$$f(m_{\sigma'}^2/T^2) = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 + (m_{\sigma'}^2/T^2)} [\exp(\sqrt{x^2 + (m_{\sigma'}^2/T^2)}) - 1]}.$$

在化学势 $\mu = 0$ 时, 文献[10]已给出

$$\langle \bar{\psi}\psi \rangle_\beta = -g\sigma T^2 h(m_\psi^2/T^2); \quad (3.12)$$

$$h(m_\psi^2/T^2) = \frac{\gamma}{\pi^2} \int_0^\infty \frac{x^2 dx}{\sqrt{x^2 + (m_\psi^2/T^2)} \{ \exp(\sqrt{x^2 + (m_\psi^2/T^2)}) + 1 \}},$$

其中 γ 为总简并因子, $\gamma = 2$ (自旋) $\times 2$ (味) $\times 3$ (色), m_ψ 为夸克场的质量, 已由(3.7)式给出.

四、孤子解的消失与禁闭解除相变

在第二节中, 我们已经指出, 孤子解的存在要求 $U(\sigma)$ 有三个极值; 而在有限温度下, 有效势是温度的函数, 它的形状随温度的变化而改变, 其极值点的位置发生移动, 即对应于第二节中的极值点 $\sigma_{\text{loc}}^{\text{pc}}$, σ_m (2.5) 和 $\sigma_{\text{loc}}^{\text{ph}}$ (2.4) 变成温度的函数 $\sigma_{\text{loc}}^{\text{pc}}(T)$, $\sigma_m(T)$ 和 $\sigma_{\text{loc}}^{\text{ph}}(T)$; 有限温度下的微扰真空态和物理真空态分别对应于局域极小值点 $\sigma_{\text{loc}}^{\text{pc}}(T)$ 和绝对极小值点 $\sigma_{\text{loc}}^{\text{ph}}(T)$. 要考察在有限温度下孤子解是否会消失, 只需考察有效势的极值数目是否会减少.

A. 近似处理

为了更清楚地看出有效势的形状及它的极值点怎样随温度变化, 首先我们对 $\langle \sigma' \rangle_\beta$ 作一高温近似, 当 $T \gg m_{\sigma'}$ 时, (3.11) 式变为

$$\langle \sigma' \rangle_\beta = T^2/12 \quad (4.1)$$

并暂时略去夸克对的热激发 $\langle \bar{\psi}\psi \rangle_\beta$. 不作上述近似的数值计算结果将在本节下一部分给出.

在上面的近似下, 有效势的极值点方程(3.8)和有效势(3.9)分别变成

$$\frac{c}{6} \sigma^3 + \frac{b}{2} \sigma^2 + \left(a + \frac{cT^2}{24} \right) \sigma + \frac{bT^2}{24} = 0, \quad (4.2)$$

$$V(\sigma, T) = \frac{bT^2}{24} \sigma + \frac{1}{2!} \left(a + \frac{cT^2}{24} \right) \sigma^2 + \frac{b}{3!} \sigma^3 + \frac{c}{4!} \sigma^4 + C(T), \quad (4.3)$$

其中 $C(T)$ 是仅依赖于温度的常数, 对势函数的形状无影响, 可选择 $C(T)$ 满足 $V(\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}(T), T) = 0$.

令

$$\sigma = y - \frac{b}{c} \quad (4.4)$$

(4.2) 式化成一个标准形式的三次方程

$$y^3 + py + q = 0, \quad (4.5)$$

其中

$$p = \frac{24ac + c^2T^2 - 12b^2}{4c^2}, \quad q = \frac{2b^3 - 6abc}{c^3}.$$

由三次方程的判别式

$$\Delta(T) = \left(\frac{q}{2} \right)^2 + \left(\frac{p}{3} \right)^3, \quad (4.6)$$

我们知道三次方程的根, 当

$$\Delta(T) \begin{cases} < 0, & \text{有三个不等实根;} \\ = 0, & \text{三个实根中至少两个相等;} \\ > 0, & \text{一个实根和两个复根.} \end{cases}$$

考察对于 $3 < f < \infty$ 满足强子静态性质的各组参数 a, b, c , 结果表明 $\Delta(T)$ 随温度的变化关系如图 2 所示, 可清楚地看出, 当 $T = 0$ 时, $\Delta < 0$, 有效势有三个极值点, 分别对应于 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{pc}}, \sigma_m$ 和 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}$; 当 $T = T_c$ 时, 有效势的三个极值点有两个重合.

图 3(a), (b) 分别给出了不同温度下的有效势 (4.3) 和满足 (4.2) 的极值点随温度的变化关系. 图 3(a) 清楚地说明, 在某一温度 T_c^- , 极值点 $\sigma_{\text{vac}}^{\text{pc}}(T_c^-)$ 和 $\sigma_m(T_c^-)$ 重合, 有效势的形状类似于零温 $f = \infty$ 的势函数, 是孤子解存在的一种极限情况, 而当 $T \geq T_c^+$ 时, 有效势只存在一个唯一的极小值, 孤子解消失, 禁闭解

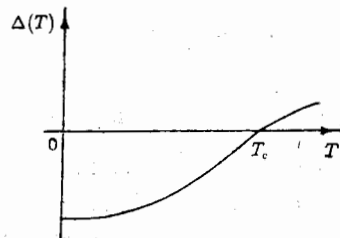


图 2 序参数 $\Delta(T)$ 随温度的变化关系

除相变发生。因此 T_c 对应于相变温度，判别式 (4.6) 可作为描写禁闭解除相变的序参数。

从图 3(a) 我们也可看出物理真空对袋的压强

$$B(T) = V(\sigma_{\text{vac}}^{\text{per}}(T), T) \quad (4.7)$$

随温度的升高有所变小，因此在热平衡时，孤子袋的半径有所增大；且当 $T = T_c^-$ 时， $B(T_c^-)$ 仍保持有限大小，而当 $T = T_c^+$ 时，真空结构发生了改变，袋常数 B 已无定义；从这一方面来看和在 MIT 袋模型基础上描写的禁闭解除相变图象明显不同。

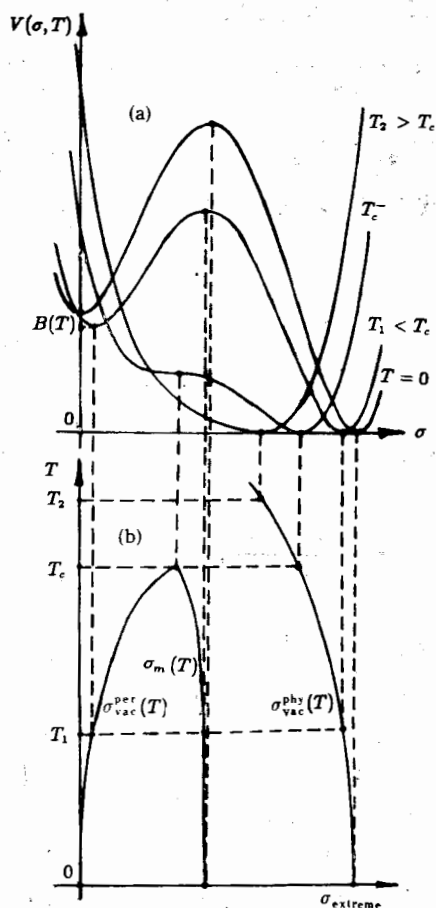


图 3

(a) 不同温度下的有效势。(b) 有效势的极值点随温度的变化关系

B. 数值计算结果

一般来说， σ' 场的质量 $m_{\sigma'}$ 相当大，前部分的高温近似处理是不恰当的，同时考虑 σ' 场和夸克对的热激发贡献 (3.11), (3.12)，并代入 (3.8)，数值计算结果表明：前部分所得的结果定性上并不改变；相变温度 T_c 对模型参数 $g, a,$

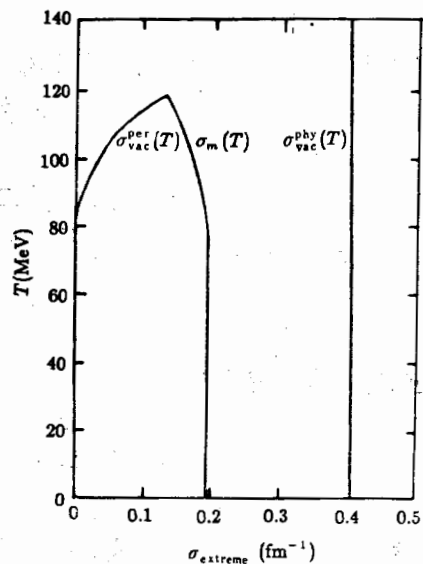


图 4 不作近似处理情况下，有效势的极值点随温度的变化关系。取模型参数 $a = 51.6 \text{ fm}^{-2}$, $b = -799.9 \text{ fm}^{-1}$, $c = 4000$, $g = 14.8$

b, c 有强烈的依赖关系，到目前为止，该模型还没有找到一组符合强子所有静态性质的好参数，我们选择了一组符合强子一部分静态性质比较满意的参数^[2]， $a = 51.6 \text{ fm}^{-2}$ 、 $b = -799.9 \text{ fm}^{-1}$ 、 $c = 4000$ 、 $g = 14.8$ ，与这组参数对应的相变温度 T_c 为 120 MeV ，有效势的极值点随温度的变化关系如图 4 所示。

零温下的势垒高度 $\Delta U(2.6)$ 决定了微扰真空态和物理真空态的稳定程度，它的值越

大,两个真空态越稳定,所需的相变温度 T_c 应该越高,数值计算结果证实了这一点,表 1 列出了取自文献[2]的 6 组参数的 ΔU 值以及相应的 T_c 值。

表 1

| $a(\text{fm}^{-2})$ | $-b(\text{fm}^{-1})$ | c | g | $\Delta U(\text{MeV}/\text{fm}^3)$ | $T_c(\text{MeV})$ |
|---------------------|----------------------|--------|-------|------------------------------------|-------------------|
| 7.671 | 107.27 | 500 | 13.09 | 8.70 | 90 |
| 12.85 | 196.34 | 1000 | 13.06 | 12.22 | 92 |
| 40.88 | 783.80 | 5000 | 14.01 | 24.73 | 104 |
| 66.42 | 1411.60 | 10000 | 14.83 | 32.65 | 108 |
| 107.32 | 2537.00 | 20000 | 15.94 | 42.65 | 114 |
| 321.75 | 9824.80 | 100000 | 19.77 | 76.62 | 118 |

五、色介电函数与真空结构改变

当 $T < T_c$ 时,有效势仍存在三个极值,因此 σ 场的孤子解仍然存在。在零温下, Lee 的分析表明^[1]: 孤子解过渡区域的宽度 $\delta = U''(0)^{-1/2}$, 直接推广这个结果到有限温度情况, $T < T_c$ 时孤子解过渡区域的宽度为

$$\delta(T) = [V''(\sigma_{\text{vac}}^{\text{per}}(T), T)]^{-1/2} \quad (5.1)$$

计算结果表明: $\delta(T)$ 随温度的升高而增加,且当 $T \rightarrow T_c$ 时,急剧增加,如图 5 所示。

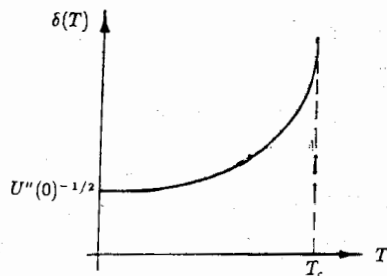


图 5 孤子解过渡区域的宽度随温度的变化关系

虽然随着温度的升高,孤子口袋所受到的压强有所变小,导致口袋半径有所变大,但孤子解随温度的变化主要体现在口袋过渡区域随温度的增加而变宽,图 6(a) 给出了不同温度下 σ 场的孤子解。

当 $0 < T < T_c$ 时,孤子解的存在表明夸克禁闭并没解除,因此色介电函数在微扰真空态 $\kappa = 1$,而在物理真空态 $\kappa = 0$; 当 $T > T_c$ 时,夸克禁闭解除,色反屏蔽消失, $\kappa = 1$ 。考虑到上述要求,推广(2.7),可定义在有限温度下的色介电函数为

$$\kappa(\sigma, T) = \begin{cases} \left| 1 - \left(\frac{\sigma - \sigma_{\text{vac}}^{\text{per}}(T)}{\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}(T) - \sigma_{\text{vac}}^{\text{per}}(T)} \right)^2 \right|^{-1/2}, & T \leq T_c \\ 1, & T > T_c \end{cases} \quad (5.2)$$

当 $T = 0$ 时, $\sigma_{\text{vac}}^{\text{per}}(0) = 0$, $\sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}(0) = \sigma_{\text{vac}}^{\text{phy}}$, 上式变回成(2.7)式。 $\kappa(\sigma, T)$ 的形式直接取决于孤子解的形式,且在孤子袋的过渡区域 $0 < \kappa(\sigma, T) < 1$, 图 6(b) 给出了不同温度

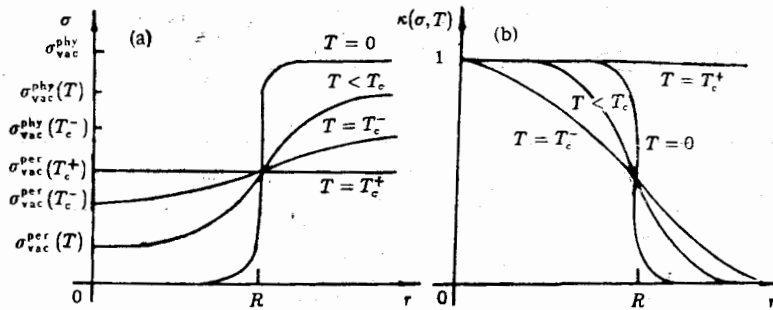


图 6

(a) 不同温度下的孤子解 (b) 不同温度下的色介电函数

下的色介电函数随半径 r 的变化关系。

由于连结物理真空态和微扰真空态的过渡区域随温度的升高而变宽，而在此区域 $0 < \kappa(\sigma, T) < 1$ ，两个真空态的过渡越来越平滑（参见图 6），以致于在温度 T_c 这种真空结构不再稳定，当 $T = T_c^+$ 时，真空结构发生改变，物理真空态转变成 $\kappa = 1$ 的微扰真空态，孤子解消失，禁闭解除相变发生。此时真空结构的改变是一突变过程，说明禁闭解除相变是一级相变。

六、结 论

本文考察了有限温度下的非拓扑孤子模型的禁闭解除相变，给出了和通常的口袋无限扩张图象不同的另一种新图象。

由于夸克禁闭要求孤子解存在，而孤子解的存在又依赖于有效势极值的数目，因此，我们给出了有限温度下的有效势以及它的极值点随温度的变化关系，结果表明：零温下势函数的三个极值点在某一温度 T_c 有两个重合，当 $T \geq T_c^+$ 时，整个势函数只有一个极小值，物理真空态转变成了微扰真空态，孤子口袋消失，禁闭解除相变发生。

数值计算结果表明：相变温度 T_c 对模型参数有强烈的依赖关系，适当调节参数，在零化学势情况，该模型的相变温度为 120MeV 左右，比真实 QCD 预言的结果要低。

沈坤同志对本文的工作提出过一些建设性意见，深表谢忱。感谢裘忠平副教授，庄鹏飞同志和吴元芳同志的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] R. Friedberg and T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 1694; **D16**(1977), 1096; **D18**(1978), 2623; T. D. Lee, Particle physics and introduction to field theory, Harwood Academic, New York, (1981).
- [2] R. Goldflam and L. Willets, *Phys. Rev.*, **D25**(1982), 1951; J. L. Dethier and L. Willets, *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 207; M. Bickeboller, M. C. Birse, H. Maschall and L. Willets, *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 2892; L. Willets, Nontopological solitons, to be published by World Scientific, Singapore.
- [3] H. B. Nielsen and A. Patkos, *Nucl. Phys.*, **B195**(1982), 137; G. Chanfray, O. Nachtmann and H. J. Pirner, *Phys. Lett.*, **B147**(1984), 249; A. G. Williams and A. W. Thomas, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 1070; L. Bayer, H. Forkel and W. Weise, *Z. Phys.*, **A324**(1986), 365;

- L. R. Dodd and M. A. Lohe, *Phys. Rev.*, **D32**(1985), 1816;
 L. R. Dodd, A. G. Williams and A. W. Thomas, *Phys. Rev.*, **D35**(1987), 1040.
 [4] H. Reinhardt, B. V. Dang and H. Schulz, *Phys. Lett.*, **B159**(1985), 161; M. Li, M. C. Birse and L. Wilets, *J. Phys.*, **G13**(1987), 1.
 [5] For a review, see A. D. Linde, *Rep. Prog. Phys.*, **42**(1979), 389.
 [6] R. D. Pisarski, *Phys. Lett.*, **B110**(1982), 150.
 [7] F. Takagi, *Phys. Rev.*, **D35**(1987), 2226.
 [8] L. Bediaga, M. Gasperini and E. Predazzi, *Phys. Rev.*, **D38**(1988), 1626.
 [9] A. Larsen, *Z. Phys.*, **C33**(1986), 291.
 [10] J. D. Anand, R. Basu, S. N. Biswas, A. Goyal and S. K. Soni, *Phys. Rev.*, **D34**(1986), 2133.

CHANGE OF VACUUM STRUCTURE AND DECONFINEMENT TRANSITION IN THE SOLITON BAG MODEL

WANG ENKE LI JIARONG LIU LIANSHOU

(*Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan*)

ABSTRACT

Based on the nontopological soliton model, a new picture for deconfinement transition is given. The relation between the existence of soliton solution and the nonlinearity of potential function is analysed. The effective potential and the equation satisfied by its extreme points are given at finite temperature. It turns out that, at critical temperature T_c , the physical vacuum is transformed into perturbative vacuum, soliton solution disappears and deconfinement phase transition occurs.