

# 有限温度下的单 $\pi$ 、 $\sigma$ 交换势\*

郑国桐

(杭州师范学院物理系)

苏汝铿

(复旦大学物理系, 上海)

## 摘 要

本文在有限温度量子场论的框架中, 在核子水平上, 讨论  $\pi$ 、 $\sigma$  介子的有效质量对温度  $T$  的依赖关系及单  $\pi$ 、 $\sigma$  交换势. 我们发现, 在低温区 ( $k_B T \leq 200$  MeV),  $\pi$  和  $\sigma$  介子的有效质量随  $T$  的变化行为与在夸克水平上由 Nambu-Jona-Lasinia 模型得到的结果非常一致.

## 一、引 言

最近, 许多作者已对“强子物质在加热后会发生什么现象”这一课题作了研究. 理论上, 一些学者<sup>[1-3]</sup>已发现在高温与高密度时, 夸克禁闭要解除, 在零温度时会自发破缺的弱相互作用手征对称性则将保存下来. 其他学者<sup>[4-6]</sup>发现在高温条件下核物质将会发生液汽相变与超导相变. 实验上, 已测出与理论估计值一致的液汽相变临界温度<sup>[7,8]</sup>, 其他相变可用相对论性重离子碰撞在实验室里实现.

$\pi$  介子和  $\sigma$  介子在低能的强子动力学中起着重要作用, 所以  $\pi$  和  $\sigma$  在有限温度下的动力学性质也已经得到了研究. Bernard、Meissner、Zahed<sup>[9]</sup> 和其他作者<sup>[10]</sup> 用有限温度下的 Nambu-Jona-Lasinio 模型对它进行了研究. 他们发现  $\pi$  介子将变得很重, 构成强子的夸克将趋向于退耦;  $\sigma$  介子在温度低于 215 MeV 时将变得越来越轻. 陈涛、苏汝铿<sup>[11]</sup> 在核子与核子相互作用的基础上, 用同一有限温度下的量子场论方法研究了不计入  $\pi$  介子同位旋的单  $\pi$  交换势 (OPEP).

本文要用文献 [11] 的方法推导有限温度下计及  $\pi$  同位旋的单  $\pi$  交换势和单  $\sigma$  交换势. 众所周知, 核子与核子之间的相互作用, 在长程来自单  $\pi$  交换, 在中程来自双  $\pi$  或单  $\sigma$  交换, 在短程来自三个  $\pi$  介子或单矢量介子 (例如  $\omega$  介子) 的交换<sup>[12]</sup>. 我们有必要将零温度的单  $\sigma$  交换势也推广到有限温度, 从而得出核力中的吸引部分 (即中长程力之和) 的热力学性质. 同时, 我们还要研究  $\sigma$  介子的有效质量  $M_\sigma$  对温度的依赖性. 在夸克水平上 Bernard 等人已对这一问题作出了研究<sup>[9,10]</sup>, 在核子水平上能否得出与 Bernard 等人的理论值基本一致的结果呢? 这是我们所关心的第二个问题.

第二节从有限温度下场论的虚时格林函数方法出发, 给出有限温度下  $\pi$  介子与  $\sigma$  介

\* 国家自然科学基金及国家教委基金资助课题.  
本文 1989 年 6 月 22 日收到.

子的有效质量公式, 第三节导出有限温度下的单  $\pi$ 、 $\sigma$  交换势, 第四节给出数值结果与讨论.

## 二、 $\pi$ 介子与 $\sigma$ 介子的有效质量

这一节讨论在有限温度下, 计入  $\pi$  介子同位旋 ( $T = 1$ ) 的有效质量  $M_\pi(\beta)$  及  $\sigma$  介子的有效质量  $M_\sigma(\beta)$ .

### (一) 计入 $\pi$ 介子同位旋后的有效质量

鉴于[11]已讨论了略去  $\pi$  介子同位旋效应的有效质量, 因之, 在这里仅仅需要作一个简单的推广. 在下面给出几个主要的结果.

(1)  $\pi$  与核子相互作用的拉格朗日密度是

$$\mathcal{L}_\pi^\psi = ig_p \bar{\psi}(x) \gamma_5 \boldsymbol{\tau} \psi(x) \cdot \boldsymbol{\phi}(x), \quad (2.1)$$

其中,  $\psi$  与  $\bar{\psi}$  分别表示核子场与  $\pi$  介子场,  $\boldsymbol{\tau}$  是同位旋泡利算符,  $g_p$  表示耦合常数.

(2) 有限温度下, 在二核子的质心系中计入所有“泡泡图”的单  $\pi$  交换势为

$$V_{\pi\psi}^\beta(p, p') = -g_p^2 \bar{u}(p') \gamma_5 \boldsymbol{\tau}_i u(p) \frac{1}{q^2 - m_\pi^2 - i\pi_{ij}^\beta(q^2)} \cdot \bar{u}(-p') \gamma_5 \boldsymbol{\tau}_j u(-p), \quad (2.2)$$

其中  $m_\pi$  是  $\pi$  介子静质量,  $p$  与  $p'$  为二核子初末态相对运动四动量,  $q = p - p'$ .  $\pi_{ij}^\beta(q^2)$  是  $\pi$  介子的二阶自能(见图 1(a)),  $i, j$  是  $\pi$  介子的同位旋指标,  $i, j = 1, 2, 3$ :

$$\begin{aligned} \pi_{ij}^\beta(q^2) &= -\frac{i}{\beta} g_p^2 \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \text{Tr} \left[ \gamma_5 \frac{i}{k - m} \gamma_5 \frac{i}{(k - q) - m} \right] \cdot \text{Tr}(\boldsymbol{\tau}_i \boldsymbol{\tau}_j) \\ &= -i\delta_{ij} \frac{4g_p^2}{\pi^2 \beta^2} \left[ I_1 + q^2 \beta^2 \left( \frac{1}{4} I_2 + \frac{1}{6} I_3 \right) \right], \end{aligned} \quad (2.3)$$

其中

$$\begin{cases} I_1 = \int_0^\infty dx \frac{x^2}{w(e^w + 1)} \\ I_2 = \int_0^\infty dx \frac{x^2}{w^3(e^w + 1)} \\ I_3 = \int_0^\infty dx \frac{x^2 e^w}{w^2(e^w + 1)^2} \end{cases} \quad (2.4)$$

这里  $w = \sqrt{x^2 + a^2}$ ,  $a = m\beta = m/k_B T$ ,  $m$  是核子质量,  $k_B$  和  $T$  分别表示玻尔兹曼常数与温度.

(3)  $\pi$  介子的有效质量

$$M_\pi(\beta) = \sqrt{\frac{m_\pi^2 + 4g_p^2 I_1 / (\pi\beta)^2}{1 - 4g_p^2 \left( \frac{1}{4} I_2 + \frac{1}{6} I_3 \right) / \pi^2}}. \quad (2.5)$$

### (二) 单 $\sigma$ 交换势中 $\sigma$ 介子的有效质量

$\sigma$  是标量介子, 它与核子的相互作用拉氏密度为

$$\mathcal{L}_\sigma^\psi = g_s \bar{\psi}(x) \psi(x) \varphi(x), \quad (2.6)$$

其中  $\varphi(x)$  表示  $\sigma$  场,  $g_s$  是耦合常数. 在有限温度下, 计入所有“泡泡图”贡献的  $\sigma$  介子

的严格传播子和核子与核子中程相互作用有效势分别是:

$$\begin{aligned} i\Delta'_\sigma(q) &= i\Delta_\sigma(q) + i\Delta_\sigma(q)\pi(q^2)i\Delta_\sigma(q) \\ &\quad + i\Delta_\sigma(q)\pi(q^2)i\Delta_\sigma(q)\pi(q^2)i\Delta_\sigma(q) + \dots \\ &= \frac{i}{q^2 - m_\sigma^2 - i\pi(q^2)}, \end{aligned} \quad (2.7)$$

$$V_{\sigma u}^\beta(p, p') = g^2 \bar{u}(p')u(p) \frac{1}{q^2 - m_\sigma^2 - i\pi(q^2)} \bar{u}(-p')u(-p). \quad (2.8)$$

其中  $i\Delta_\sigma(q) = \frac{i}{q^2 - m_\sigma^2}$ , 是  $\sigma$  介子的自由传播子,  $\pi(q^2)$  表示  $\sigma$  介子的二阶自能部分, 它的费曼图见图 1(b), 其解析表示为

$$\begin{aligned} \pi(q^2) &= -g^2 \frac{i}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \text{Tr} \left[ \frac{1}{\not{k} - m} \cdot \frac{1}{(\not{k} - q) - m} \right] \\ &= -\frac{i4g^2}{\beta} \sum_n \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{m^2 + k^2 - k \cdot q}{(k^2 - m^2)[(k - q)^2 - m^2]}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

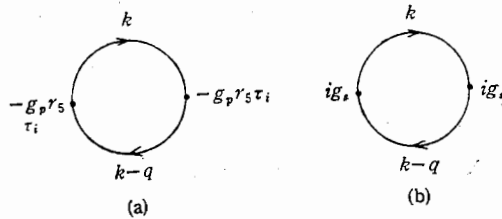


图1  $\pi$  介子与  $\sigma$  介子的二阶自能图

下面,用费曼恒等式

$$\frac{1}{ab} = \int_0^1 d\lambda \frac{1}{[a\lambda + b(1-\lambda)]^2} \quad (2.10)$$

改写  $\sigma$  介子的自能(2.9)得到

$$\pi(q^2) = -\frac{i4g^2}{\beta} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int_0^1 d\lambda \sum_n \frac{m^2 + k^2 - q^2(1-\lambda)\lambda + (1-2\lambda)\omega_n q^0}{[k^2 - m^2 + q^2(1-\lambda)\lambda]^2}, \quad (2.11)$$

其中  $k^0 = i\omega_n = i(2n+1)\pi/\beta$ . 令  $F = (k^2 + m^2 - q^2(1-\lambda)\lambda)^{\frac{1}{2}}$ , 则(2.11)写为:

$$\pi(q^2) = -\frac{i4g^2}{\beta} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int_0^1 d\lambda \{ \Sigma_1 + [2m^2 - 2q^2(1-\lambda)\lambda] \cdot \Sigma_2 + (1-2\lambda)q^0 \Sigma_3 \}, \quad (2.12)$$

其中

$$\begin{cases} \Sigma_1 = \sum_n \frac{1}{(i\omega_n)^2 - F^2} = \frac{1}{2F} \sum_n \left( \frac{1}{i\omega_n - F} - \frac{1}{i\omega_n + F} \right) \\ \Sigma_2 = \sum_n \frac{1}{[(i\omega_n)^2 - F^2]^2} = \sum_n \left\{ \frac{1}{4F^3} \left( \frac{1}{i\omega_n + F} - \frac{1}{i\omega_n - F} \right) \right. \\ \quad \left. + \frac{1}{4F^2} \left[ \frac{1}{(i\omega_n + F)^2} + \frac{1}{(i\omega_n - F)^2} \right] \right\} \\ \Sigma_3 = \sum_n \frac{i\omega_n}{[(i\omega_n)^2 - F^2]^2} = \frac{1}{4F} \sum_n \left[ \frac{1}{(i\omega_n - F)^2} - \frac{1}{(i\omega_n + F)^2} \right]. \end{cases} \quad (2.13)$$

(2.13)诸式中含有四种在有限温度下的量子场论中经常遇到的对分立指标  $n$  的求和。用

与文献[13]相同的复变函数回路积分方法, 我们得到:

$$\begin{cases} \sum_n \frac{1}{i\omega_n - F} = \frac{\beta}{e^{\beta F} + 1} \\ \sum_n \frac{1}{i\omega_n + F} = \beta - \frac{\beta}{e^{\beta F} + 1} \\ \sum_n \frac{1}{(i\omega_n - F)^2} = \sum_n \frac{1}{(i\omega_n + F)^2} = -\frac{\beta^2 e^{\beta F}}{(e^{\beta F} + 1)^2} \end{cases} \quad (2.14)$$

因此有:

$$\begin{cases} \Sigma_1 = \frac{\beta}{2F} \left( \frac{2}{e^{\beta F} + 1} - 1 \right) \\ \Sigma_2 = \frac{\beta}{4F^3} \left( 1 - \frac{2}{e^{\beta F} + 1} \right) - \frac{1}{2F^2} \frac{\beta^2 e^{\beta F}}{(e^{\beta F} + 1)^2} \\ \Sigma_3 = 0. \end{cases} \quad (2.15)$$

把(2.15)代入  $\sigma$  介子自能(2.12)得

$$\pi(q^2) = \pi_0(q^2) + \pi_\beta(q^2), \quad (2.16)$$

其中  $\pi_0(q^2)$  是与温度无关的部分

$$\pi_0(q^2) = i2g_i^2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \int_0^1 d\lambda \left\{ \frac{1}{F} - \frac{1}{F^3} [m^2 - q^2(1-\lambda)\lambda] \right\}, \quad (2.17)$$

$\pi_\beta(q^2)$  是与温度有关的部分, 在  $q^2(1-\lambda)\lambda \ll k^2 + m^2$  的条件下,  $\pi_\beta(q^2)$  可写成:

$$\begin{aligned} \pi_\beta(q^2) = & -\frac{i2g_i^2}{\pi^2} \int_0^\infty dx x^2 \left\{ \left[ \frac{1}{\beta^2 \omega} \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{q^2}{12\omega^3} - \frac{m^2 - \frac{1}{6}q^2}{\omega^3} - \frac{\frac{1}{2}m^2 q^2 \beta^2}{2\omega^5} \right] \right. \\ & \cdot \frac{1}{e^\omega + 1} - \left[ \frac{m^2 - \frac{1}{6}q^2}{\omega^2} + \frac{\frac{1}{6}m^2 q^2 \beta^2}{\omega^4} \right] \\ & \left. \cdot \frac{e^\omega}{(e^\omega + 1)^2} \right\}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

可以证明当  $T \rightarrow 0^\circ k$  时  $\pi_\beta(q^2) \rightarrow 0$ , 所以  $\pi_0(q^2)$  表示零温度的贡献, 它是一个发散的积分. 通过重整化方案, 可以将它归并到  $\sigma$  介子的质量项中. 为简化起见, 后面的  $m_\sigma$  可以看作是重整化了的  $\sigma$  介子质量. 在低温情况下我们得到:

$$\pi(q^2) = -i \frac{2g_i^2}{\pi^2} (A + Bq^2), \quad (2.19)$$

其中

$$\begin{cases} A = I_1 - m^2 \beta^2 (I_2 + I_3) \\ B = \frac{1}{4} I_2 + \frac{1}{6} I_3 - m^2 \beta^2 \left( \frac{1}{4} I_3 + \frac{1}{6} I_4 \right), \end{cases} \quad (2.20)$$

其中  $I_1$ — $I_3$  的定义见(2.4),  $I_4$  与  $I_5$  定义如下:

$$\begin{cases} I_4 = \int_0^\infty dx \frac{x^2 e^w}{w^4 (e^w + 1)^2} \\ I_3 = \int_0^\infty dx \frac{x^2}{w^3 (e^w + 1)}. \end{cases} \quad (2.21)$$

这样  $\sigma$  介子的有效质量为

$$M_\sigma(\beta) = \sqrt{\frac{m_\sigma^2 + 2g_i^2 A / (\pi\beta)^2}{1 - 2g_i^2 B / \pi^2}}. \quad (2.22)$$

### 三、有限温度下的单 $\pi$ 、 $\sigma$ 交换势

从(2.2)出发,讨论计入  $\pi$  介子同位旋的坐标空间的单  $\pi$  交换势是十分方便的, 只须在[11]的相应结果后面乘上因子  $(\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)$ , 即

$$\begin{aligned} V_{\pi\psi}^\beta(\mathbf{r}) = & \frac{g_p^2}{1 - 4g_p^2 \left( \frac{1}{4} I_2 + \frac{1}{6} I_3 \right) / \pi^2} \cdot \frac{M_\pi}{4\pi} \cdot \frac{M_\pi^2}{12m^2} \\ & \cdot [Z(x)S_{12} + Y(x)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2)](\boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2), \end{aligned} \quad (3.1)$$

其中,  $x = M_\pi r$ ,  $Y(x) = e^{-x}/x$ ,  $Z(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right)Y(x)$ ,  $S_{12}$  表示张量力.

下面,从(2.8)出发讨论单  $\sigma$  交换势. 在(2.8)中,  $u(p)$  可表示为<sup>[14]</sup>

$$u(p) = \sqrt{\frac{p_0 + m}{2m}} \begin{pmatrix} I \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p} \\ p_0 + m \end{pmatrix} \chi_{\frac{1}{2}},$$

其中  $\chi_{\frac{1}{2}} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ , 为自旋波函数. 在弹性散射情况下,  $p_0 = p'_0$ ,  $\mathbf{p}^2 = \mathbf{p}'^2$ , 故

$$\begin{aligned} V_{\sigma\psi}^\beta(p, p') = & g_i^2 \left( \frac{p_0 + m}{2m} \right)^2 \chi_{\frac{1}{2}}^+(1) \chi_{\frac{1}{2}}^+(2) \left[ 1 - \frac{(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{p}')(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{p})}{(p_0 + m)^2} \right] \\ & \cdot \frac{1}{q^2 - m_\sigma^2 - i\pi(q^2)} \left[ 1 - \frac{(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{p}')(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{p})}{(p_0 + m)^2} \right] \chi_{\frac{1}{2}}(1) \chi_{\frac{1}{2}}(2). \end{aligned} \quad (3.2)$$

根据文献[12,15],(3.2)表示:

$$\begin{aligned} & \int V_{\sigma\psi}^\beta(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \\ & = g_i^2 \left( \frac{p_0 + m}{2m} \right)^2 \left[ 1 - \frac{(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{p}')(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{p})}{(p_0 + m)^2} \right] \left[ 1 - \frac{(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{p}')(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{p})}{(p_0 + m)^2} \right] \\ & \cdot \frac{1}{q^2 - m_\sigma^2 - i\pi(q^2)}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

作富里哀逆变换,可得到坐标空间中的核子与核子中程相互作用有效势:

$$\begin{aligned} V_{\sigma\psi}^\beta(\mathbf{r}) = & \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \left\{ g_i^2 \left( \frac{p_0 + m}{2m} \right)^2 \left[ 1 - \frac{\mathbf{p}' \cdot \mathbf{p}}{2m^2} \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{i}{4m^2} (\boldsymbol{\sigma}_1 + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot (\mathbf{p}' \times \mathbf{p}) \right] \frac{1}{q^2 - m_\sigma^2 - i\pi(q^2)} \right\} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

当  $q \rightarrow 0$  时,  $p^0 = p'^0 = m$ , 所以

$$\begin{aligned} \left(\frac{p_0 + m}{2m}\right)^2 &\cong \left(\frac{p_0 + m}{2p_0}\right)^2 = \frac{1}{4} \left[1 + \frac{1}{\sqrt{p^2/m^2 + 1}}\right]^2 \\ &\cong \frac{1}{4} \left(1 + \frac{1}{1 + p^2/2m^2}\right)^2 = \left(1 - \frac{p^2}{4m^2}\right)^2 \\ &\cong 1 - \frac{p^2}{2m^2} = 1 - \frac{p^2 + p'^2}{4m^2}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

因为  $q = p - p'$ ,  $k = \frac{1}{2}(p + p')$ , 所以

$$\begin{aligned} V_{\sigma\psi}^{\beta}(\mathbf{r}) &\cong \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \left\{ g_i^2 \left[ 1 - \frac{k^2}{m^2} - \frac{i}{4m^2} (\sigma_1 + \sigma_2) \cdot (k \times q) \right] \right. \\ &\quad \left. \cdot \frac{1}{q^2 - m_\sigma^2 - i\pi(q^2)} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \right\}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

利用(2.22)式,传播子可改写为

$$\frac{1}{q^2 - m_\sigma^2 - i\pi(q^2)} = -\frac{1}{1 - 2g_i^2 B/\pi^2} \cdot \frac{1}{q^2 + M_\sigma^2}. \quad (3.7)$$

又因

$$\mathbf{q} = -i\nabla, \quad \mathbf{p}' = i\nabla, \quad \mathbf{p} = i\nabla \quad (3.8)$$

(3.6)式可写成

$$\begin{aligned} V_{\sigma\psi}^{\beta}(\mathbf{r}) &= \frac{-g_i^2}{1 - 2g_i^2 B/\pi^2} \left\{ 1 + \frac{(\nabla + \nabla)^2}{4m^2} - i\frac{1}{8m^2} (\sigma_1 + \sigma_2) [(\nabla + \nabla) \times \nabla] \right\} \\ &\quad \times \int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{1}{q^2 + M_\sigma^2} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}. \end{aligned} \quad (3.9)$$

(3.9)式中的积分可以直接求出

$$\int \frac{d^3q}{(2\pi)^3} \frac{1}{q^2 + M_\sigma^2} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} = \frac{M_\sigma}{4\pi} Y(M_\sigma r). \quad (3.10)$$

利用公式<sup>[15]</sup>

$$\begin{cases} \nabla f\phi = \nabla(f\phi) \\ \nabla f\phi = f\nabla\phi, \end{cases}$$

经过一些化简后,(3.9)式可改写为

$$\begin{aligned} V_{\sigma\psi}^{\beta}(\mathbf{r}) &= -\frac{M_\sigma}{4\pi} \frac{g_i^2}{1 - 2g_i^2 B/\pi^2} \left\{ Y(M_\sigma r) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{2m^2} (\nabla^2 Y + Y\nabla^2) - \frac{1}{4m^2} \left[ M_\sigma^2 Y(M_\sigma r) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{4\pi}{M_\sigma} \delta(\mathbf{r}) \right] - \frac{1}{2m^2} \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} Y(M_\sigma r) \right\}, \end{aligned} \quad (3.11)$$

其中  $\mathbf{S} = \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2)$ ,  $\mathbf{L}$  是二核子相对运动轨道角动量. 在中程核力的范围内  $\delta(\mathbf{r}) = 0$ , 再去掉与动量有关的项(除自旋轨道耦合项以外), 则

$$V_{\sigma\psi}^{\beta}(\mathbf{r}) = -\frac{M_{\sigma}}{4\pi} \frac{g_i^2}{1 - 2g_i^2 B/\pi^2} \left[ \left(1 - \frac{M_{\sigma}^2}{4m^2}\right) Y(\tilde{x}) - \frac{M_{\sigma}}{2m^2} \mathbf{S} \cdot \mathbf{L} \frac{1}{\tilde{x}} \frac{d}{d\tilde{x}} Y(\tilde{x}) \right], \quad (3.12)$$

其中  $\tilde{x} = M_{\sigma} r$ . 当  $T \rightarrow 0$  时, 积分  $I_1 - I_3$  均趋于零, 导致  $B \rightarrow 0$ , 因之, 这时(3.12)与文献[12,15]中的零温度的单  $\sigma$  交换势一致.

#### 四、数值结果与讨论

(一) 在低温区域 ( $K_B T \leq 200 \text{ MeV}$ ),  $\pi$  和  $\sigma$  介子的有效质量对温度  $T$  的依赖关系见图 2. 发现,  $M_{\pi}$  和  $M_{\sigma}$  的曲线与文献[10] Case II 曲线一致.  $\pi$  质量  $M_{\pi}$  随着  $T$  升高变得越来越重, 而  $\sigma$  介子的有效质量  $M_{\sigma}$  则随着  $T$  升高变得越来越轻. 但文献[10]是从 NJL 模型出发, 并建立在夸克水平上的, 而本文的工作是从通常的 Yukawa 耦合出发, 并建立在核子水平上的, 两者结果如此一致, 这是很有意义的, 这说明有限温度量子场论也适宜于讨论建立在核子水平上的有关工作.

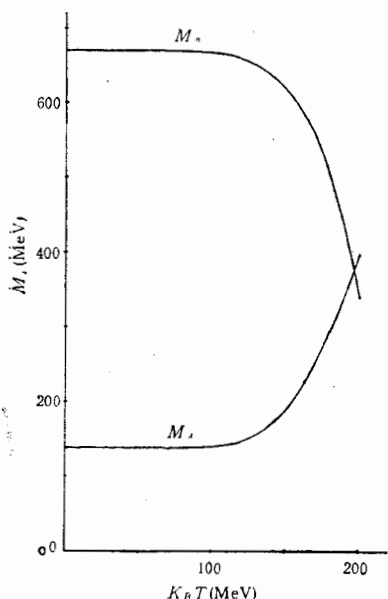


图 2  $\pi, \sigma$  介子的有效质量  $M_{\pi}, M_{\sigma}$  随温度  $T$  的变化

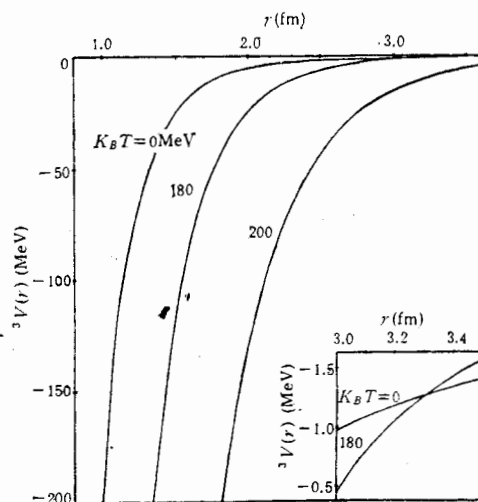


图 3 核子与核子相互作用有效势中的  $T = 0, S = 1$  的中心力吸引势

(二) 核子与核子相互作用势中心力的吸引力, 长程来自单  $\pi$  交换, 中程来自单  $\sigma$  交换. 因之令

$$V^{\beta}(\mathbf{r}) = V_{\pi\psi}^{\beta}(\mathbf{r}) + V_{\sigma\psi}^{\beta}(\mathbf{r}) \quad (4.1)$$

并就二核子中心力的同位旋单态 ( $T = 0$ ) 和自旋三重态 ( $s = 1$ ) 势  ${}^3V(r)$  作数值计算. 计算结果如图 3 所示. 发现在  $r < 3.3 \text{ fm}$  区域, 随着温度  $T$  升高,  ${}^3V(r)$  曲线下沉, 这表示力程变得越来越长. 在  $r > 3.3 \text{ fm}$  区域, 随着  $T$  升高,  ${}^3V(r)$  曲线向上浮动(见图

3 右下角部分区域核力的放大图), 这表示在这区域中  $T$  升高时力程变得越来越短, 力的强度迅速变弱. 因之, 从力的强度看, 随着  $T$  升高,  $r < 3.3\text{fm}$  区域的吸引力  ${}^3V(r)$  是主要的. 也就是说, 核力中的吸引力, 随着  $T$  升高, 力程变得越来越长. 这一结果表明, 随着温度升高, 核子的动能增大, 这时核内的核力力程将变长, 使得核具有维持核子作松散结合的趋势. 这无疑是合理的.

## 参 考 文 献

- [ 1 ] D. Kirzhnits and A. Linde, *Phys. Lett.*, **42B**(1972), 471.
- [ 2 ] S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **D9**(1974), 3357.
- [ 3 ] J. Cleymans, R. V. Gavai and E. Suhomen, *Phys. Rep.*, **130**(1986), 217.
- [ 4 ] K. G. Kupper, G. Wegmann and E. R. Hilf, *Ann. Phys.*, (N. Y.) **88**(1974), 654.
- [ 5 ] R. K. Su, S. D. Yang and T. T. S. Kuo, *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 1539.
- [ 6 ] H. R. Jaquaman, A. Z. Mekjan and L. Zamick, *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 2782.
- [ 7 ] A. D. Panagiotou, M. W. Curtin, H. Toki, D. K. Scott and P. J. Siemens, *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 496.
- [ 8 ] M. W. Curtin, H. Toki and D. K. Scott, *Phys. Lett.*, **123B**(1983), 289.
- [ 9 ] V. Bernard, U. G. Meissner and I. Zahed, *Phys. Rev.*, **D36**(1987), 819.
- [ 10 ] T. Hatsuda and T. Kunihiro, *Phys. Lett.*, **185B**(1987), 304.
- [ 11 ] 陈涛、苏汝铿, 高能物理与核物理, **12**(1988), 140.
- [ 12 ] C. W. Wang, K. F. Liu, Nucleon-nucleon interaction, "Topics in nuclear physics, 1", ed, T. T. S. Kuo, S. S. M. Wong (Springer, N. Y., 1981)
- [ 13 ] A. L. 费特和 J. D. 瓦立克, 多粒子系统的量子理论, (科学出版社, 北京, 1984), p. 314.
- [ 14 ] C. Itzykson and J. B. Zuber, Quantum field theory (McGRAW-Hill, N. Y., 1980), 56.
- [ 15 ] 胡济民, 原子核理论, (原子能出版社, 北京, 1987), 第二卷, p. 72.

## $\pi$ AND $\sigma$ MESON EXCHANGE POTENTIALS OF NUCLEON-NUCLEON INTERACTION AT FINITE TEMPERATURE

ZHENG GUOTONG

(Department of Physics, Hangzhou Teacher's College)

SU RUKENG

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai)

### ABSTRACT

On the basis of the field theory at finite temperature, the temperature dependences of effective masses of  $\pi$  and  $\sigma$  meson at the nucleon level are discussed. The character change of nucleon-nucleon interaction at low temperature  $T$  ( $T \leq 200 \text{ MeV}$ ) are also investigated. The temperature dependences of effective masses of  $\pi$  and  $\sigma$  meson are in good agreement with the results obtained from the Nambu-Jona-Lasinio model at the quark level.