

J/ψ在有限温度和有限密度的介质中的 轻子衰变*

刘波¹⁾ 沈彭年¹⁾ 姜焕清¹⁾

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

陈洪

(西南师范大学物理系 重庆 400715)

摘要 用不同形式的夸克结合势研究 J/ψ 的轻子衰变与色屏蔽质量的关系,用屏蔽质量与介质温度和密度的关系,得到 J/ψ 在热密物质中的轻子衰变宽度.

关键词 轻子衰变 屏蔽质量 零点波函数 热场动力学

理论上预言,在高温高密时可能发生相变形成 QGP,相对论重离子碰撞有可能产生高温高密物质.在相对论重离子碰撞中的 J/ψ 压低作为 QGP 形成的信号之一已引起广泛的注意和极大兴趣.因此,研究 J/ψ 在高温和高密的介质中的行为可能提供 QGP 形成方面的信息.作者^[1]用夸克势模型和热场动力学方法研究了 J/ψ 在热密物质中的分解,得到 J/ψ 分解时需要的临界温度和临界密度.本文研究 J/ψ 在高温高密物质中的轻子衰变性质,了解 J/ψ 的轻子衰变宽度是否对介质的温度和密度敏感,可为在相对论重离子碰撞中观察 J/ψ 的轻子衰变提供 QGP 形成方面的信息.

在非相对论夸克势模型中,粲夸克偶素和 b 夸克偶素解释为 (c \bar{c}) 和 (b \bar{b}) 的束缚态. J/ψ 是解释为 (c \bar{c}) 的 1s 态.为了研究 J/ψ 在热密环境中的轻子衰变宽度,本文用不同的夸克-反夸克结合位势探索 J/ψ 的轻子衰变与夸克-反夸克结合位势形状的关系.在有限温度和有限密度介质中的情况下,作者^[2]把夸克禁闭位为误差形式的夸克-反夸克势推广为(称为 erf 势):

$$V(r, \mu) = \frac{\sigma}{\mu} \operatorname{erf}(\mu r) - \frac{\alpha_{\text{eff}}}{r} e^{-(\mu - \mu_0)r} + V_0, \quad (1)$$

和用 KMS 势^[3]:

1998-05-14收稿

* 国家自然科学基金资助

1) 中国科学院理论物理所客座研究人员

$$V(r, \mu) = \frac{\sigma}{\mu} (1 - e^{-\mu r}) - \frac{\alpha_{\text{eff}}}{r} e^{-\mu r}, \quad (2)$$

研究重味夸克共振态的退禁闭.

在(1)式和(2)式中的 μ 是屏蔽质量,假定是温度和密度的函数,对于 erf 位(1),在零温和零重子密度情况下, $\mu = \mu_0$,对于 KMS 位(2),在零温时, $\mu = 0$. 利用这两个势,我们研究了重味夸克共振态的结合,当 $\mu_0 = 0.1\text{GeV}$ 时,得到与实验符合较好的质量谱^[2]. 用热场动力学方法,引入重子密度计算胶子的单圈图,得到屏蔽质量与温度和密度的关系,并得到 J/ψ 分解的热力学条件. 在(1)和(2)式中,屏蔽质量 μ 是一个参变量,所以解薛定格

方程时得到的本征波函数自然也是 μ 的函数,即 $\psi_{nl}(r, \mu) = \frac{u_{nl}(r, \mu)}{r} Y_{lm}(\theta, \phi)$. 在计算中所用的参数是: $\alpha_{\text{eff}} = 4\alpha_s / 3$, $\alpha_s = g^2 / 4\pi = 0.35325$, $\sigma = 0.192\text{GeV}^2$, $m_c = 1.32\text{GeV}$. 由 erf 势和 KMS 势给出的波函数分别在图 1 和图 2 中. 从图 1 和图 2 看到,对于较大的 μ 值,波函数的峰值向大 r 移动,而且随 r 增大,变化缓慢.

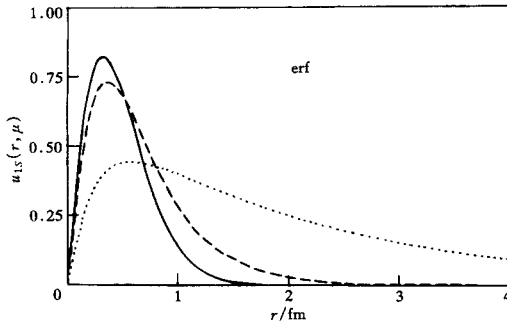


图 1 erf 势给出的(cc)的 1s 态波函数 $u_{1s}(r, \mu)$

—— $\mu = 0.1\text{GeV}$;
 - - - - $\mu = 0.3\text{GeV}$;
 ······ $\mu = 0.5\text{GeV}$.

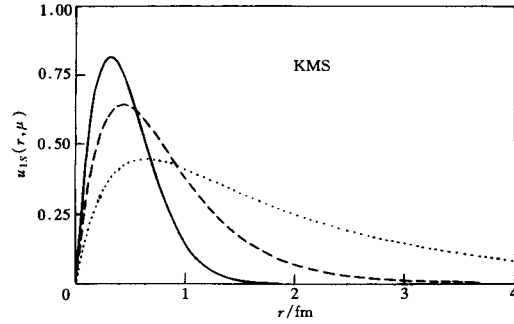


图 2 KMS 势给出的(cc)的 1s 态波函数 $u_{1s}(r, \mu)$

—— $\mu = 0.0\text{GeV}$;
 - - - - $\mu = 0.3\text{GeV}$;
 ······ $\mu = 0.6\text{GeV}$.

量子数为 (nl) 的夸克束缚态的轻子衰变宽度是与零点波函数有关:

$$\Gamma((q\bar{q})_{nl} \rightarrow e^+ e^-)(\mu) = \frac{16\pi e_q^2 \alpha_c^2}{M_{nl}^2(\mu)} |\psi_{nl}(0, \mu)|^2 \quad (3)$$

这里 e_q 是夸克电荷, α_c 是精细结构常数, $M_{nl}(\mu)$ 是具有量子数为 (nl) 的态的质量; $M_{nl}(\mu) = 2m_q + E_{nl}(\mu)$,这里 m_q 是夸克质量,解薛定格方程可得到能量本征值 $E_{nl}(\mu)$ 和波函数 $\psi_{nl}(r, \mu)$. 由于解薛定格方程得到的零点波函数 $\psi_{nl}(0, \mu)$ 不太准确,同时也为了探索 J/ψ 的轻子衰变宽度与夸克-反夸克结合位势形状的关系,零点波函数 $\psi_{nl}(0, \mu)$ 与夸克-反夸克位势的关系可以表示为^[4,5]:

$$|\psi_{nl}(0, \mu)|^2 = \frac{m_{\text{re}}}{4\pi} \left\langle \psi_{nl}(r, \mu) \left| \frac{dV(r, \mu)}{dr} \right| \psi_{nl}(r, \mu) \right\rangle \quad (4)$$

这里 $\frac{dV(r, \mu)}{dr}$ 是夸克-反夸克结合势的微商, m_{re} 是夸克-反夸克系统的约化质量. 用 erf 位

势(1)和 KMS 位势(2)解薛定格方程得到 $\psi_n(r, \mu)$, 计算(4)式和(3)式就得到 J/ψ 衰变成 e^+e^- 的衰变宽度, 结果在图 3 和 4 中给出, 实验点取自文献 [6]. 由于实验点是在零温测量的, 而在 erf 势中, 在 $T = 0, \rho = 0$ 时 $\mu_0 = 0.1\text{GeV}$, 而在 KMS 势中, $\mu_0 = 0$. 所以在图 3 和 4 中的零温位置是不同的.

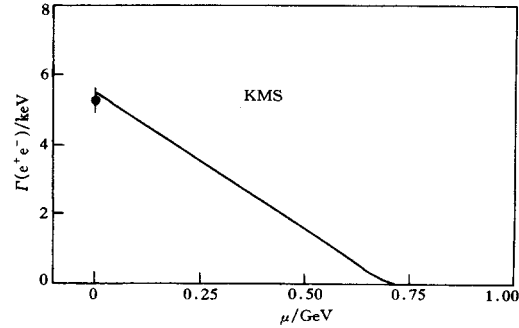
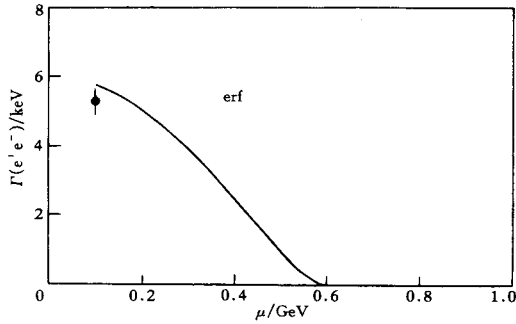


图3 erf 势给出的 J/ψ 的轻子衰变宽度 Γ 随 μ 的变化 图4 KMS 势给出的 J/ψ 的轻子衰变宽度 Γ 随 μ 的变化

从图 3 和 4 看到, J/ψ 的轻子衰变宽度 Γ 随 μ 的增大而减小, 当到达 J/ψ 分解时即达到 $\mu = \mu_c$ 时 (对于 erf 势模型: $\mu_c = 0.6\text{GeV}$, 对于 KMS 势模型: $\mu_c = 0.7\text{GeV}$), Γ 变成零.

作者^[7]用热场动力学方法, 引入重子密度, 计算胶子的单圈图, 得到电屏蔽质量与温度 T 和重子密度 ρ 的关系可以写为:

$$\mu = \mu_T + \mu_0, \quad (5)$$

其中

$$\mu_T = g \left(\frac{1}{3} NT^2 + \frac{1}{\pi^2} N_f T_D \right)^{1/2}, \quad (6)$$

这里

$$T_D = \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{\sqrt{k^2 + m_q^2}} [n_F(k) + \bar{n}_F(k)], \quad (7)$$

在(6)式中的 N_f 是夸克的味道数, 在(7)式中的 $n_F(k)$ 和 $\bar{n}_F(k)$ 分别表示费米子和反费米子的分布函数, 它们可以表示为:

$$n_F(k) = \frac{1}{\exp[(\sqrt{k^2 + m_q^2} - \nu) / T] + 1}, \quad (8)$$

和

$$\bar{n}_F(k) = \frac{1}{\exp[(\sqrt{k^2 + m_q^2} + \nu) / T] + 1}. \quad (9)$$

在公式(8)和(9)中的夸克的化学势 ν 由重子密度 ρ 决定:

$$\rho = \frac{Y}{3} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [n_F(k) - \bar{n}_F(k)], \quad (10)$$

这里 $\gamma = \text{味道} \times \text{自旋} \times \text{颜色}$, 称为简并因子. 在零温极限下, $n_F(k) = \theta(k_F - k)$, $\bar{n}_F(k) = 0$, 则方程 (6) 变成:

$$\mu_T = \left(\frac{g^2}{\pi^2} N_f \int_0^{k_F} \frac{k^2 dk}{\sqrt{k^2 + m_q^2}} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

这里 $k_F = \left(\frac{18\pi^2}{\gamma} \rho \right)^{1/3}$.

为了研究 J/ψ 在热密环境中的行为, 用公式 (3) 和 (5) 可以计算 J/ψ 的轻子衰变宽度 Γ 随温度 T 和密度 ρ 的变化关系. 在计算中, 取夸克质量 $m_q = 10\text{MeV}$, 核物质密度取为 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$. 用 erf 势和 KMS 势分别计算 J/ψ 的轻子衰变宽度 Γ 随温度 T 和密度 ρ 的变化, 结果给在图 5 和 6 中. 从图 5 和 6 看到, 在零温和零密度时, KMS 势给出的结果接近实验

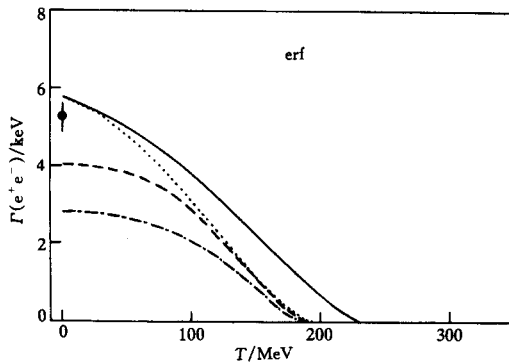


图 5 erf 势给出的 J/ψ 的轻子衰变宽度 Γ 对于不同的重子密度 ρ 随温度 T 的变化关系

- $N_f = 0;$
- $N_f = 3, \rho = 0;$
- $N_f = 3, \rho = \rho_0;$
- · - · - $N_f = 3, \rho = 3\rho_0.$

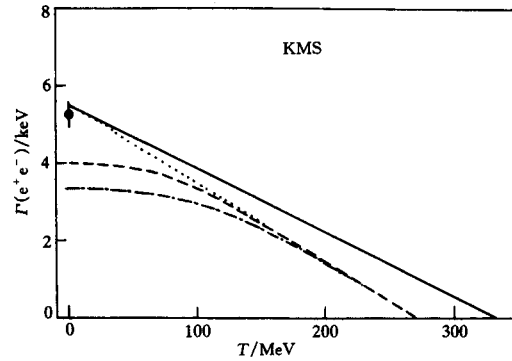


图 6 KMS 势给出的 J/ψ 的轻子衰变宽度 Γ 对于不同的重子密度 ρ 随温度 T 的变化关系

- $N_f = 0;$
- $N_f = 3, \rho = 0;$
- $N_f = 3, \rho = \rho_0;$
- · - · - $N_f = 3, \rho = 3\rho_0.$

值; 但对于不同的重子密度, Γ 随温度 T 的增大而减小; 而 erf 势给出的 Γ 随温度 T 的变化要比 KMS 势给出的快, 特别是在低温区; 在高温区, 对于不同的重子密度, erf 势给出的 Γ 随温度 T 的增大虽然变化不如在低温区显著, 但仍然有差别, 而 KMS 势给出的 Γ 对重子密度不敏感, 对于不同的重子密度 Γ 趋于一致, 这表明在高温区, 在 (6) 式中, 对 μ_T 的贡献主要来自于第一项, 这与以前的研究一致^[7]. 当 $T=0$, $\rho=3\rho_0$ 时, erf 势给出的 Γ 是 $\rho=0$ 的 2 倍, KMS 势所给出 Γ 约为 1.6 倍. 当在热密物质中看不到 J/ψ 的轻子衰变时, erf 势给出的临界温度约为 200MeV , 而 KMS 势给出的临界温度大约在 270MeV .

结果表明, erf 势和 KMS 势给出的在有限温度和有限密度物质中的 J/ψ 的轻子衰变宽度是明显的不同, 这说明, J/ψ 的轻子衰变宽度 $\Gamma(J/\psi \rightarrow e^+e^-)$ 依赖于与温度有关的夸克-反夸克相互作用势的形式. 但这两种形式的位势都表明, 当温度升高时, 对于不同的重子密度, J/ψ 的轻子衰变宽度都减小. 因此, 测量 J/ψ 的轻子衰变宽度可以得到介质温度的信息. 用 erf 势计算在热密物质中的 J/ψ 的轻子衰变宽度, 得到的临界温度约在

200MeV, 这是合理的, 这与格点规范的结果是一致的^[8], 而 KMS 势给出的临界温度偏高. 本文所得到的结果需要在相对论重离子碰撞实验中来检验.

参 考 文 献

- [1] Liu Bo, Shen Peng Nian, Chiang Huan Ching. *Phys. Rev.*, 1997, **C55**(6):3021—3025
- [2] Liu Bo, Shen Peng Nian, Chiang Huan Ching. *Science in China*, 1998, **28**(4):349—355
- [3] Karsch F, Mehr M T, Satz H. *Z. Phys.*, 1988, **C37**:617—622
- [4] Martin A. *Phys. Lett.*, 1986, **B70**(2):192—194
- [5] Jacobs S, Olsson M G, Suchyta III C. *Phys. Rev.*, 1986, **D33**(11):3338—3348
- [6] Particle Data Group. *Phys. Rev.*, 1967, **D45**:531
- [7] Gao Song, Liu Bo, Chao Wei Qin. *Phys. Lett.*, 1996, **B378**:23—28
- [8] Ukawa A. *Nucl. Phys.*, 1989, **A498**:227c—248c

Leptonic Decay of J/ψ at Finite Temperature and Densities *

Liu Bo¹⁾ Shen Pengnian¹⁾ Jiang Huanqing¹⁾

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Chen Hong

(Department of Physics, Southwest China Normal University, Chongqing 630715)

Abstract The relation between the leptonic decay width of J/ψ and the color screening mass at finite temperature is studied by using different quark binding potentials. The leptonic decay behaviour of J/ψ in the hot and dense matter is obtained.

Key words leptonic decay, screening mass, wave function at the origin, thermofield dynamics

Received 14 May 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China

1) The Visiting Researcher for Institute of Theoretical Physics, Beijing 100080