第 26 卷 第 8 期 高能物理与核物理 Vol.26, No.8
2002 年 8 月 HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS Aug., 2002

顶超对称夸克 $\tilde{t}$ 与重夸克的束缚态质谱*

陈教凯[1] 方祯云[1] 胡炳全[1] 张肇西[2]
1(重庆大学物理系 重庆 400044)
2(中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 基于实验尚未完全排除最轻的超对称夸克伴子——标量顶夸克$\bar{\tilde{t}}_1(\tilde{t}_1)$的寿命可相当长，以至在它产生后衰变之前有机会与通常夸克或胶子形成‘强子’的可能性的这一事实，建立了这一标量顶夸克$\bar{\tilde{t}}_1(\tilde{t}_1)$和另一重夸克 $Q(\bar{Q})$组成的颜色单态束缚态$(c\bar{\tilde{t}}_1)$和$(b\bar{\tilde{t}}_1)$(以及它们反粒子相应的束缚态)的贝特－沙皮特方程，并借助瞬时近似求出了相应束缚态的质谱.

关键词 超对称顶夸克 重夸克 QCD 束缚态 质谱

在标准模型(SM)中，由强相互作用 QCD 形成的束缚态是强子物理的基础. 可以预期超对称(SUSY)扩充的模型[1]中，包含超对称粒子的一些 QCD 束缚态的研究与探测也将是一个有趣的问题.

超对称是费米子变换成玻色子，或者反过来玻色子变换成费米子的一种特别对称性，即超对称理论是关于玻色子与费米子对称的理论. 当前，超对称理论能提供一种可以把弱电强相互作用和引力相互作用在普朗克能标 10^{19} GeV 下统一起来的理论框架，能解决规范等级等困扰大统一理论(GUT)的问题，而且已经可能在现代加速器和非加速器实验中有可观测的效应. 因此，超对称模型受到人们的极大关注. 人们相信超对称模型理论是在 TeV 能区就有观察效应，是标准模型之外的新物理的最有希望的候选者. 其中最小超对称标准模型(MSSM)则是对标准模型可能的最小超对称扩展. 它是由原有标准模型部分再“加上”相应的超对称部分构成. MSSM 目前是超对称模型中最受关注的. 寻找 MSSM 的超对称粒子是在 LEP, Tevatron 等全世界各大高能加速器、探测器上中心课题之一. ALEPH 是大型正负电子对撞机 LEP(质心系能量达到 210GeV 左右)上的一个主要探测器，1998 年，报告了几个可能的超对称粒子事例[2]. Tevatron 是质心系能量已达到 2.0TeV的质子、反质子对撞机. 虽然，到目前为止还没有令人信服的实验能直接证明有超对称粒子存在，但是，到 2005 年在欧洲核子中心的大型强子对撞机 LHC(其质心系能量$\sqrt{s}=14$TeV)建成，将把寻找超对称粒子的实验推进到全新能区，使发现超对称粒子的希望大

2001－12－29 收稿，2002－03－27 收修改稿
* 国家自然科学基金(90103016, 19947001)和中国科学院理论物理研究特别支持经费(LWTZ－1298)资助

大增加,或者会对超对称模型给出更加多,更加严的限制.

因为我们限于研究由 QCD 形成相对"紧"束缚态,所以我们把注意力集中在夸克和夸克的超对称伴粒子上.

在最小超对称标准模型中,标量顶夸克 $\tilde{t}$ 是标准模型中第三代顶夸克(t)的超对称伴粒子. 与顶夸克对应,$\tilde{t}_L$ 和 $\tilde{t}_R$ 分别是左手顶夸克 t_L 和右手顶夸克 t_R 的超对伴子. 因此,$\tilde{t}_L$ 和 $\tilde{t}_R$ 是标量顶夸克的弱作用本征态,其质量本征态为 $\tilde{t}_1$ 和 $\tilde{t}_2$ 是 $\tilde{t}_L$ 和 $\tilde{t}_R$ 线性组合(差一幺正变换). 通常约定 $m_{\tilde{t}_1} < m_{\tilde{t}_2}$,$\tilde{t}_1$ 称为轻标量顶夸克,$\tilde{t}_2$ 称为重标量顶夸克,$\tilde{t}_1 = \tilde{t}_L\cos\theta_{\tilde{t}} + \tilde{t}_R\sin\theta_{\tilde{t}}$　($\tilde{t}_2 = -\tilde{t}_L\sin\theta_{\tilde{t}} + \tilde{t}_R\cos\theta_{\tilde{t}}$),其中 $\theta_{\tilde{t}}$ 是标量顶夸克 $\tilde{t}_{1,2}$ 的混合角. 由于 t 夸克的质量非常大,以及各种可能的电弱和超对称破缺机制,暗示顶夸克的超对称伴粒子相对于其他夸克的超对称伴粒子都轻(最轻的夸克超对称伴粒子),而且 $\tilde{t}_{L,R}$ 质量矩阵的非对角元可能也相当大. 结果 $\tilde{t}_1$ 和 $\tilde{t}_2$ 的 $\tilde{t}_L$ 和 $\tilde{t}_R$ 混合和质量分裂将很大. 致使轻质量本征态 $\tilde{t}_1$ 比其他的标量夸克轻很多,甚至比顶夸克还轻[3].

如果限于 R 宇称守恒的模型,夸克超对称伴粒子只有成对产生截面大. $\tilde{t}_1$ 的质量最小,它的对产生的阈值可能在实验室首先达到,成为实验上最先发现的夸克超对称伴粒子.

目前,大型正负电子对撞机 LEP 上的 OPAL 探测器给出的数据显示:在标量夸克 $\tilde{t}_{L,R}$ 混合角为零的条件下,其质量下限为 90.3GeV,在轻质量本征态 $\tilde{t}_1$ 与 Z^0 退耦的条件下,其质量下限为 87.2GeV(置信度为 95%)[4]. LEP 的结果表明,如果标量夸克 $\tilde{t}_1$ 与 Z^0 不耦合时,标量夸克纯左手态 $\tilde{t}_L$ 的质量限制在 89GeV/c^2 到 91GeV/c^2 之间[4,5]. 而 Tevatron 上的 CDF 实验组给出在中性玻色子和 Higgs 粒子的伴子质量在 40GeV/c^2 左右的条件下,标量夸克的质量 $m_{\tilde{t}_1}$ 不小于 115GeV/c^2[6].

实际上上述实验的限制都是在一定的假设下得到的. 即使在这此限制下,标量顶夸克 $\tilde{t}_1$ 寿命仍然可能是足够长的. 即基于最小超引力(MSUGRA)模型限制的 MSSM,所允许的模型参数空间仍然不能排除存在相应的参数"窗口",使得 $\tilde{t}_1$ 寿命数量级长到大于 $O\left(\frac{1}{\Lambda_{QCD}}\right)$. 这样,在标量顶夸克 $\tilde{t}_1$ 产生出来之后衰变之前,有"充分"的时间能和别的夸克、胶子形成束缚态[7]. 因为这样的包含 $\tilde{t}_1$ 的束缚态的束缚力显然是 QCD 引起的,所以在此我们将它们称为超对称强子. 本文是试图对此类强子质谱做一尝试研究.

鉴于含顶标量夸克的强子的存在性是本文的研究基础,现做进一步说明如下:

文献[7]中,在讨论了 $\tilde{t}_1$ 的各种衰变道的基础上,特别强调存在着 $\tilde{t}_1$ 的主要衰变方式是末态四体道的可能性. 如果真实世界确实是末态四体道为主,$\tilde{t}_1$ 的寿命将非常长,所要研究的超对称强子的存在性将不是问题.

当 R 宇称守恒时,MSSM 中最轻超对称粒子(LSP)是中性的、稳定的,最轻超对称粒子可能是中性光子,Z^0 玻色子和 Higgs 粒子伴子中的最轻的一个 $\tilde{\chi}_1^0$. 因为,它是无色、电中性的,它和物质的相互作用很弱,不会被探测器检测到,从而在探测中表现为能量丢失和动量丢失. 如果模型的参数确实如前所述,$\tilde{t}_1$ 是夸克超对称伴粒子中最轻的,而且其质量比顶夸克质量 m_t 还小时,这时 $\tilde{t}_1$ 有 3 种主要衰变模式[2,3,7]:(1)两体味道改变衰变,$\tilde{t}_1 \to$

$c\tilde{\chi}_1^0$,该衰变通过一圈图进行,在偶合常数,$m_{\tilde{t}_1}$ 和 $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 等可能相当大的允许范围[6]中,其衰变宽度可以窄到 10eV 的量级.(2)三体衰变,$\tilde{t}_1 \to bl^+\tilde{\nu}$,是树图水平上的衰变,其衰变宽度依赖于 $m_{\tilde{\nu}}$ 的数值变化,在 10keV 的量级.(3)四体衰变,$\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^0 f_1 f_2$,亦是树图水平上的衰变,但相空间小,而且是高阶过程.其衰变宽度依赖于 $m_{\tilde{\chi}_1^0}$ 而变化,在 0.01eV 的量级.可以看出,如果 $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{\nu}} + m_b + m_l$,主要衰变模式为三体衰变,此时 $\tilde{t}_1$ 的寿命在 10^{-20}s 的量级.当 $m_{\tilde{t}_1} > m_{\tilde{\nu}} + m_b + m_l$ 条件不成立时,两体衰变 $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$ 为主要衰变道,此时 $\tilde{t}_1$ 的寿命可在 10^{-17}s 的量级.因此,在这两种情形中无论哪一种,与形成束缚态的特征时间 $\frac{1}{\Lambda_{QCD}} \sim 10^{-22}$s 相比,$\tilde{t}_1$ 在衰变前肯定有时间形成超对称强子.

本文暂限于讨论一个标量夸克 $\tilde{t}_1$ 和一个重夸克组成的费米子型束缚体系的质谱.因为在这种情形所形成的束缚态是非相对论性的,位势模型的经验可以借鉴,所得到的结果应比较可相信.但是,考虑到使我们的讨论,能方便地扩展计算其中的相对论效应,将从相对论的贝特-沙皮特方程做为本文的出发点.

从 MSSM 模型出发,不难得到标量夸克 $\tilde{t}_1$ 和重夸克强相互作用的 QCD 拉氏量

$$\mathscr{L} = \left[\left(\mathrm{i}\,\partial^\mu - g_s \frac{\lambda^a}{2} A^{a\mu}\right)\Phi\right]\left[\left(-\mathrm{i}\,\partial_\mu - g_s \frac{\lambda^a}{2} A^a_\mu\right)\Phi^+\right] - m_{\tilde{t}_1}^2 \Phi^+ \Phi + \sum_Q \left\{\bar{\Psi}_Q \gamma_\mu \left(\mathrm{i}\,\partial^\mu + g_s \frac{\lambda^a}{2} A^{a\mu}\right)\Psi_Q - m_Q \bar{\Psi}_Q \Psi_Q\right\} - \frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu} + \mathscr{L}_{GF}, \tag{1}$$

其中 Φ 是 $\tilde{t}_1$ 的标量场,Ψ_Q 是重夸克的费米子场,都是 $SU(3)$ 色对称群的三重态:$\Phi = (\Phi_1, \Phi_2, \Phi_3)$,$\Psi_Q = (\Psi_{Q1}, \Psi_{Q2}, \Psi_{Q3})$,$g_s$ 是强相互作用常数,$\lambda^a (a = 1,2,\cdots,8)$ 是 $SU(3)$ 色对称群的生成元,$A^{a\mu}(a = 1,2,\cdots,8)$ 为 8 个胶子场.$F^a_{\mu\nu}$ 为胶子场强张量,$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g_s f^{abc} \cdot \frac{\lambda^a}{2} A^b_\mu A^c_\nu$,其中 f^{abc} 为 $SU(3)$ 色对称群的结构常数.$\mathscr{L}_{GF}$ 为规范固定项.

标量夸克 $\bar{\tilde{t}}_1(\tilde{t}_1)$ 和一个重夸克 $Q(\bar{Q})$ 组成的色单态束缚态 $(c\,\bar{\tilde{t}}_1)$,$(b\,\bar{\tilde{t}}_1)$ 的贝特-沙皮特函数定义

$$\chi_K(x_1, x_2) = \langle 0 | T\Psi(x_1)\Phi^+(x_2) | K\alpha \rangle, \tag{2}$$

K 为束缚态的四动量,α 是其他量子数.通过四维时空平移,得到在质心系中的贝特-沙皮特函数

$$\chi_K(x_1, x_2) = (2\pi)^{-3/2} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}KX} \chi_K(x), \tag{3}$$

x^μ 是相对坐标,

$$x^\mu = x_1^\mu - x_2^\mu, \tag{4a}$$

X^μ 为质心坐标,

$$X^\mu = \eta x_1^\mu + (1-\eta) x_2^\mu, \quad \eta = m_Q/(m_Q + m_{\tilde{t}_1}). \tag{4b}$$

在动量空间中,贝特-沙皮特方程为

$$\{[p^\mu - (1-\eta)K^\mu][p_\mu - (1-\eta)K_\mu] - m_{\tilde{t}_1}^2\}(p^\mu\gamma_\mu + \eta K^\mu\gamma_\mu - m_Q)\chi_K(p) =$$

$$\frac{-\mathrm{i}\bar{\alpha}_s}{4\pi^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}^4 q}{(p-q)^2+\mathrm{i}\varepsilon}[p^\mu\gamma_\mu+q^\mu\gamma_\mu-2(1-\eta)K^\mu\gamma_\mu]\chi_K(q)+$$
$$\frac{\mathrm{i}m_{\tilde{t}_1}^2}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}^4 q\left\{\frac{\lambda}{\alpha}\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^3-\frac{\lambda}{\pi^2}\cdot\frac{1}{[(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^2+\alpha^2]^2}\right\}\chi_K(q),$$

其中 $\chi_K(p)$是 $\chi_K(x)$的傅里叶变换,$\bar{\alpha}_s=\frac{4}{3}\alpha_s$,$\alpha_s=\frac{g_s^2}{4\pi}$,$\frac{4}{3}$是色因子 所讨论的束缚态有 $m_{\tilde{t}_1}$,$m_Q\gg\Lambda_{QCD}$,暂把强耦合常数 α_s 取为常数,λ 是弦张量. 上面等式右边的第一项是单胶子交换引起的项,第二项是唯象禁闭项. 如果取瞬时近似,进而取非相对论极限,则贝特-沙皮特方程可导出薛定谔方程[8]. 取瞬时近似,在质心系 $K^\mu=(M,0,0,0)$中有[9]

$$\frac{1}{k^2+\mathrm{i}\varepsilon}\to\frac{1}{-\boldsymbol{k}^2+\mathrm{i}\varepsilon},\tag{6}$$

此时(5)式变为

$$\{[p^0-(1-\eta)M]^2-\boldsymbol{p}^2-m_{\tilde{t}_1}^2\}(p^0\gamma^0+\eta M\gamma^0-\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{\gamma}-m_Q)\chi_K(p)=$$
$$\frac{\mathrm{i}\bar{\alpha}_s}{4\pi^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}^4 q}{(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^2+\mathrm{i}\varepsilon}[p^0\gamma^0+q^0\gamma^0-2(1-\eta)M\gamma^0-\gamma^i(p^i+q^i)]\chi_K(q)+$$
$$\frac{\mathrm{i}m_{\tilde{t}_1}}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}^4 q\left\{\frac{\lambda}{\alpha}\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^3-\frac{\lambda}{\pi^2}\cdot\frac{1}{[(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^2+\alpha^2]^2}\right\}\chi_K(q),$$

上式右边第一项含 γ^0 项为类库仑作用项,含 γ^i 项为强磁作用项,第二项为唯象禁闭项.

采用文献[10]的方法化简贝特-沙皮特方程. 先定义

$$\Psi_K(\boldsymbol{k})\equiv\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}k_0\,\chi_K(k),\tag{8a}$$
$$\phi_K(\boldsymbol{k})\equiv\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}k_0\,k_0\,\chi_K(k).$$

利用式(8a)和(8b),把(7)写为

$$\{[p^0-(1-\eta)M]^2-\omega_{m_{\tilde{t}_1}}(p)^2\}(p^0\gamma^0+\eta M\gamma^0-\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{\gamma}-m_Q)\chi_K(p)$$
$$\frac{\mathrm{i}\bar{\alpha}_s}{4\pi^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}^3 q}{(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^2+\mathrm{i}\varepsilon}[p^0\gamma^0-2(1-\eta)M\gamma^0-\gamma^i(p^i+q^i)]\Psi_K(\boldsymbol{q})+$$
$$\frac{\mathrm{i}\bar{\alpha}_s}{4\pi^3}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\mathrm{d}^3 q}{(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^2+\mathrm{i}\varepsilon}\gamma^0\phi_K(\boldsymbol{q})+$$
$$\frac{\mathrm{i}m_{\tilde{t}_1}}{\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\mathrm{d}^3 q\left\{\frac{\lambda}{\alpha}\delta(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^3-\frac{\lambda}{\pi^2}\cdot\frac{1}{[(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q})^2+\alpha^2]^2}\right\}\Psi_K(\boldsymbol{q}),$$

其中 $\omega_{m_{\tilde{t}_1}}(p)=\sqrt{\boldsymbol{p}^2+m_{\tilde{t}_1}^2}$.

用$\{[p^0-(1-\eta)M]^2-\omega_{m_{\tilde{t}_1}}(\boldsymbol{p})^2\}(p^0\gamma^0+\eta M\gamma^0-\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{\gamma}-m_Q)$除(9)式两边,然后对 p^0 积分得

$$\omega_{m_{\tilde{t}_1}}(p)M\Psi_K(\boldsymbol{p})=\frac{\omega_{m_{\tilde{t}_1}}(p)}{\omega_{m_Q}(p)}[\omega_{m_{\tilde{t}_1}}(p)+\omega_{mQ}(p)][\gamma^0\boldsymbol{\gamma}\cdot\boldsymbol{p}+\gamma^0 m_Q)\Psi_K(\boldsymbol{p})-$$

$$\frac{\alpha_s}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2+i\varepsilon}\left[(1-\eta)M+\left[\frac{\omega_{m_{i_1}}(p)+\omega_{mQ}(p)}{\omega_{mQ}(p)}\right]\gamma^0\gamma^i p^i\quad\gamma^0\gamma^i q^i)\right]\Psi_K(q)+$$

$$\frac{\alpha_s}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2+i\varepsilon}\phi_K(q)+$$

$$m_{i_1}\int_{-\infty}^{+\infty}d^3q\left\{\frac{\lambda}{\alpha}\delta(p-q)^3-\frac{\lambda}{\pi^2}\cdot\frac{1}{[(p-q)^2+\alpha^2]^2}\right\}\gamma^0\Psi_K(q),$$

用$\{[p^0-(1-\eta)M]^2-\omega_{m_{i_1}}(p)^2\}$除(9)式两边,然后对$p^0$积分得

$$\omega_{m_{i_1}}(p)\phi_K(p)=\omega_{m_{i_1}}(p)[-\eta M+\gamma^0\boldsymbol{\gamma}\cdot p+\gamma^0 m_Q)\Psi_K(p)-$$

$$\frac{\bar{\alpha}_s}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2+i\varepsilon}[(1-\eta)M+\gamma^0\gamma^i(p^i+q^i)]\Psi_K(q)+$$

$$\frac{\alpha_s}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2+i\varepsilon}\phi_K(q)+$$

$$m_{i_1}\int_{-\infty}^{+\infty}d^3q\left\{\frac{\lambda}{\alpha}\delta(p-q)^3-\frac{\lambda}{\pi^2}\cdot\frac{1}{[(p-q)^2+\alpha^2]^2}\right\}\gamma^0\Psi_K(q),$$

由式(10)和式(11)可得

$$\phi_K(p)\quad(1-\eta)M\Psi_K(p)-\frac{1}{\omega_{m_{i_1}}(p)}(\gamma^0\boldsymbol{\gamma}\cdot p+\gamma^0 m_Q)\times$$

$$\left[\omega_{m_{i_1}}(p)\Psi_K(p)-\frac{\alpha_s}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dq^3}{(p-q)^2}\Psi_K(p)\right].$$

把式(12)带入式(10)得

$$\omega_{m_{i_1}}(p)M\Psi_K(p)=\frac{\omega_{m_{i_1}}(p)}{\omega_{mQ}(p)}[\omega_{m_{i_1}}(p)+\omega_{mQ}(p)][\gamma^0\boldsymbol{\gamma}\cdot p+\gamma^0 m_Q)\Psi_K(p)-$$

$$\frac{\bar{\alpha}_s}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2}\left\{\left[\frac{\omega_{m_{i_1}}(p)}{\omega_{mQ}(p)}+1\right]\gamma^0\gamma^i p^i+\left[\frac{\omega_{m_{i_1}}(q)}{\omega_{mQ}(q)}+1\right]\gamma^0\gamma^i q^i+\right.$$

$$\left.\left[\frac{\omega_{m_{i_1}}(p)}{\omega_{mQ}(p)}+\frac{\omega_{m_{i_1}}(q)}{\omega_{mQ}(q)}\right]\gamma^0 m_Q\right\}\Psi_K(q)+$$

$$\frac{\alpha_s^2}{16\pi^4}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2}\frac{\gamma^0\gamma^i q^i+\gamma^0 m_Q}{\omega_{mQ}(q)}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3k}{(q-k)^2}\Psi_K(k)+$$

$$m_{i_1}\int_{-\infty}^{+\infty}d^3q\left\{\frac{\lambda}{\alpha}\delta(p-q)^3-\frac{\lambda}{\pi^2}\cdot\frac{1}{[(p-q)^2+\alpha^2]^2}\right\}\gamma^0\Psi_K(q).$$

取非相对论极限,得到化简后的薛定谔方程

$$\left(M-m_{i_1}-m_Q-\frac{1}{2m_{i_1}}p^2-\frac{1}{2m_Q}p^2\right)\Psi(p)=$$

$$-\frac{\bar{\alpha}_s}{2\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2}\Psi(q)+\frac{\bar{\alpha}_s^2}{4m_{i_1}\cdot 4\pi^4}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3q}{(p-q)^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^3k}{(q-k)^2}\Psi(k)+$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty}d^3q\left\{\frac{\lambda}{\alpha}\delta^3(p-q)-\frac{\lambda}{\pi^2}\frac{1}{[(p-q)^2+\alpha^2]^2}\right\}\Psi(q),$$

把上式傅里叶变换到坐标空间成

$$(M - m_{\tilde{t}_1} - m_Q)\Psi(\boldsymbol{x}) = -\left(\frac{1}{2m_Q} + \frac{1}{2m_{\tilde{t}_1}}\right)\nabla^2\Psi(\boldsymbol{x}) - \bar{\alpha}_s\frac{1}{|\boldsymbol{x}|}\Psi(\boldsymbol{x}) + \frac{\bar{\alpha}_s^2}{4m_{\tilde{t}_1}}\frac{1}{|\boldsymbol{x}|^2}\Psi(\boldsymbol{x}) + \frac{\lambda}{\alpha}(1 - e^{-\alpha|\boldsymbol{x}|})\Psi(\boldsymbol{x}). \tag{15}$$

由方程(15)可以看到，右边第二项的类库仑作用项和两个费米子的类库仑作用一样．第三项 $\frac{1}{|\boldsymbol{x}|^2}$ 却是一个费米子和一个玻色子的库仑作用所特有的，是高阶项但却是排斥的．第四项为唯象"线性"禁闭项，其一阶近似为 $\lambda|\boldsymbol{x}|$．方程(15)无法解析求解，采用数值方法求解，并且所出现的参数取值如下：$m_c = 1.80\mathrm{GeV}$，$m_b = 4.82\mathrm{GeV}$，$m_{\tilde{t}_1}$ 分别取 80GeV，90GeV，100GeV，110GeV，120GeV，$\alpha = 0.17$，$\lambda = 0.34\mathrm{GeV}^2$，$\alpha_s = 0.12$．为了理解所取参数，同时计算了$(c\bar{c})$，$(c\bar{b})$，$(b\bar{b})$的情形，并与几种势的结果做了比较．表 1 为各种位势下(cc)，(cb)，(bb)的基态能量．表 2 是$(b\bar{\tilde{t}}_1)$和$(c\bar{\tilde{t}}_1)$的数值结果．我们对于超对称强子的结合能的规律有一个大致了解．对于这类超对称强子的产生截面及衰变特性等工作正在进行中．

表 1　重夸克偶素的基态质量(GeV/c^2)($m_c \approx 1.80\mathrm{GeV}$，$m_b \approx 4.82\mathrm{GeV}$)

	Cornell 势[11]	对数势[12]	Eichten & Quigg[13]	本文结果
$(c\bar{c})1S$	3.067	3.067	2.980(1^1S_0)	3.108
			3.097(1^3S_1)	
$(c\bar{b})1S$	6.321	6.317	6.264(1^1S_0)	6.282
			6.337(1^3S_1)	
$(b\bar{b})1S$	9.441	9.446	9.377(1^1S_0)	9.456
			9.464(1^3S_1)	

表 2　反顶超对称夸克 $\bar{\tilde{t}}_1$ 和 b 夸克或 c 夸克所构成束缚态能量(GeV/c^2)

轨道角动量		$(c\bar{\tilde{t}}_1)$ $L=0$	$(c\bar{\tilde{t}}_1)$ $L=1$	$(b\bar{\tilde{t}}_1)$ $L=0$	$(b\bar{\tilde{t}}_1)$ $L=1$
$m_{\tilde{t}_1}=80$	$n_r=0$	81.548	81.573	84.723	84.732
	$n_r=1$	81.565	81.5889	84.729	84.738
$m_{\tilde{t}_1}=90$	$n_r=0$	94.5487	94.574	94.723	94.733
	$n_r=1$	94.5656	94.589	94.730	94.739
$m_{\tilde{t}_1}=100$	$n_r=0$	101.549	101.574	104.724	104.733
	$n_r=1$	101.566	101.590	104.730	104.739
$m_{\tilde{t}_1}=110$	$n_r=0$	111.550	111.575	114.724	114.734
	$n_r=1$	111.566	111.590	114.730	114.739
$m_{\tilde{t}_1}=120$	$n_r=0$	121.550	121.575	124.724	124.734
	$n_r=1$	121.567	121.590	124.731	124.740

n_r 表示径向量子数，L 表示轨道角动量量子数，$m_c = 1.80\mathrm{GeV}$，$m_b = 4.82\mathrm{GeV}$．

作者之一陈教凯感谢河南师范大学崔建营副教授与其进行的有益讨论.

参考文献(References)

1 Haber H E, Kane G L. Phys. Reports, 1985, **117**:75; Nills H P. Phys. Reports, 1984, **110**:1; Weinberg S. The Quantum Theory of Field, Ⅲ

2 ALEPH. Phys. Lett., 1998, **B434**:189

3 Ken-ichi Hikasa, Makoto Kobayashi. Phys. Rev., 1987, **D36**:724

4 OPAL. Z. Phys., 1997, **C75**:409; Phys. Lett., 1999, **B456**:95

5 L3. Phys. Lett., 1999, **B445**: 428

6 CDF. Fermilab Conf-99/117-E

7 Boehm C, Djouadi A, Mambrini Y. Phys. Rev., 2000, **D61**:095006

8 CHANG Chao-Hsi, CHEN Yu-Qi. Phys. Rev., 1994, **D49**:3399; CHANG Chao-Hsi, CHEN Yu-Qi. Coum. Theor. Phys., 1995, **23**:451; CHANG Chao-Hsi. hep-ph/9906355, Proceedings of the Recent Advances and Cross-Centrury Outlooks, P113, Eds: P. Chen, C. -Y. Wong, Publisher: World Scientific

9 Salpeter E E, Bethe H A. Phys. Rev., 1951, **84**:1232; Salpeter E E. Phys. Rev., 1952, **87**:328

10 Bruce Mainland G. hep-th/0005058

11 Eichten E, Gottfried K, Kinoshita T et al. Phys. Rev., 1978, **D17**:3090; 1980, **21**:313(E); 1980, **21**:203

12 Quigg C, Rosner J L. Phys. Lett., 1977, **71B**:153

13 Eichten E, Quigg C. Phys. Rev., 1994, **D49**:5848

Spectroscopy for the Bound States of a Top Squark ($\tilde{t}$) and a Heavy Quark*

CHEN Jiao-Kai[1] FANG Zhen-Yun[1] HU Bing-Quan[1] ZHANG Zhao-Xi[2]

1(Department of Physics, University of Chongqing, Chongqing 400044, China)

2(Institute of Theoretical Physics, CAS, Beijing 100080, China)

Abstract Based on the possibility that the life-time of the lightest top-squark $\tilde{t}_1$ ($\bar{\tilde{t}}_1$) may be long enough and it may form a bound state with another quark before its decay has not been ruled out yet, we focus on the bound states of the lightest top squark $\tilde{t}_1$ ($\bar{\tilde{t}}_1$) and a heavy quark $Q(\bar{Q})$, and establish the Bethe-Salpeter equation for the binding systems ($c\tilde{t}_1$) and ($b\tilde{t}_1$) (or their antiparticles) etc with QCD inspired kernel. We then investigate these systems and give their spectroscopy by means of instantaneous approximation.

Key words top-squark, heavy quark, QCD bound-states, spectroscopy

Received 29 December 2001, Revised 27 March 2002

* Supported by NSFC(90103016, 19947001) and the Grant (LWTZ-1298)