

色屏蔽效应与重子谱*

杨 桦 邓卫真 张宗桦

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

摘 要

利用从格点规范理论计算得出的, 包括色屏蔽效应的禁闭位势; 研究了重子结构, 计算了重子谱及相应状态下的夸克分布的均方根半径。

一、引 言

量子色动力学做为研究强相互作用的理论, 其中一个十分重要的问题就是如何处理好非微扰部分。近几年来发展起来的格点规范计算是最重要的非微扰技巧, 由此给出的唯象的相互作用位势在研究重介子谱中取得了相当的成功。同时也为在夸克势模型理论中采用线性禁闭势提供了有力的依据^[1]。1986年 E. Laermann 等人^[2]在格点规范计算中考虑了虚费米子圈图的贡献之后, 发现当夸克之间的距离 r 较大的地方, 现在得到的位势比原来的线性位势明显地低(见图 1)。在图 1 中虚线代表原来的线性位势, 实线代表包括了虚费米子圈图之后的位势。这一结果给出了夸克海所提供的色屏蔽效应。它反映出当夸克之间距离加大以后, 海里的夸克与价夸克之间的作用将会越来越明显, 以至可以减弱价夸克之间的色禁闭作用。我们认为色屏蔽物理机制在研究强子结构及强子-强子相互作用中是十分重要的。

从重子谱的实验数据中, 可以看到 $N=2$ 的一组能级与 $N=1$ 的能级几乎靠得很近。同时, 我们知道在量子力学体系中, 位势窄则能级距离大, 而位势宽则能级距离小。由此可以看到, 包括了色屏蔽效应之后的色禁闭位势, 由于它在夸克间距离加大时, 禁闭位势减弱, 使能量高处的能级间距变小, 这一趋势在定性上是与重子谱的实验

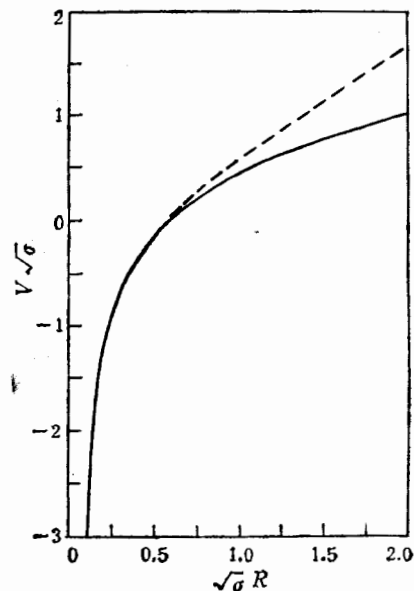


图1 格点规范计算出的夸克之间相互作用势

本文 1991 年 5 月 27 日收到。

* 国家自然科学基金资助。

特点相一致的。另一方面,在采用夸克势模型研究重子-重子相互作用中,尽管对核力的短程排斥心得到了相当令人满意的解释,然而当考虑了与隐色道的耦合时,不论是谐振子禁闭势,还是线性禁闭势,都会出现物理上不合理的色 Van de Waals 力。这是夸克势模型的一个严重的缺陷。从理论上讲,色 Van de Waals 力的产生正是由于线性禁闭势(或谐振子禁闭势)是随着夸克间的距离加大而不断加大所造成的。若是禁闭势的形式在距离大的地方不再随距离而增加,就有可能克服出现色 Van de Waals 力的困难。因此,我们对色禁闭中的色屏蔽效应很感兴趣,认为值得从定量上做一个仔细的探讨。

文献 [2] 中给出了一个包括色屏蔽效应之后的色禁闭位势的唯象表达式。即:

$$V_{ij}^{\text{CONF}(1)} = -(\lambda_i \cdot \lambda_j) \frac{\sigma}{\mu} (1 - e^{-\mu r_{ij}}).$$

这个形式得到

$$\begin{aligned} V_{ij}^{\text{CONF}(1)} &\xrightarrow{r_{ij} \text{ 小}} -(\lambda_i \cdot \lambda_j) \sigma r_{ij}, \\ V_{ij}^{\text{CONF}(1)} &\xrightarrow{r_{ij} \text{ 大}} -(\lambda_i \cdot \lambda_j) \frac{\sigma}{\mu}. \end{aligned}$$

即,这个位势在 r_{ij} 小的时候趋向线性位势;在 r_{ij} 大的时候趋向一个常数。我们根据格点规范的数值计算的结果,也给出了一个包括色屏蔽效应的色禁闭位势的唯象表达式。即用一个误差函数来表示;

$$V_{ij}^{\text{CONF}(2)} = -(\lambda_i \cdot \lambda_j) a_c \text{erf}(\mu r_{ij}).$$

同样,

$$\begin{aligned} V_{ij}^{\text{CONF}(2)} &\xrightarrow{r_{ij} \text{ 小}} -(\lambda_i \cdot \lambda_j) a_c \frac{2}{\sqrt{\pi}} r_{ij}, \\ V_{ij}^{\text{CONF}(2)} &\xrightarrow{r_{ij} \text{ 大}} -(\lambda_i \cdot \lambda_j) a_c. \end{aligned}$$

这个误差函数形式的位势在 r_{ij} 小的地方,更加接近线性函数。在这篇文章中,我们分别采用以上两种色禁闭位势,在非相对论夸克势模型的理论框架下,研究了重子谱及相应状态下的夸克分布的均方根半径,讨论了参数的范围,并与线性位势的结果做了比较。

二、理论框架

在这里,我们认为重子是由三个夸克所组成,在它们之间存在着色禁闭位势及单胶子交换相互作用。系统的哈密顿量可以写成:

$$H = \sum_{i=1}^3 \left(m_i + \frac{p_i^2}{2m_i} + B_i \right) - T_G + \sum_{i < j=1}^3 (V_{ij}^{\text{OGE}} + V_{ij}^{\text{CONF}}). \quad (1)$$

式中 m_i 是夸克质量, B_i 是零点能, T_G 代表总质心动能, V_{ij}^{OGE} 是单胶子交换相互作用^[3], 它包括库仑项、色电项、色磁项以及张量力项(在此我们暂不考虑自旋轨道耦合相互作用)。

$$V_{ij}^{\text{OGE}} = (\lambda_i \cdot \lambda_j) \frac{\alpha_s}{4} \left\{ \frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{2} \delta(\mathbf{r}_{ij}) \right\}$$

$$\cdot \left[\frac{1}{m_i^2} + \frac{1}{m_j^2} + \frac{4}{3m_i m_j} \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \right] - \frac{3}{4m_i m_j r_{ij}^3} \left[\frac{(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})(\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{r}_{ij})}{r_{ij}^2} - \frac{1}{3} (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j) \right]. \quad (2)$$

V_{ij}^{CONF} 是色禁闭势, 在这里我们取了两种包括色屏蔽效应的禁闭势: 指数型 $V_{ij}^{\text{CONF}(1)}$ 及误差函数型 $V_{ij}^{\text{CONF}(2)}$. 具体形式如下:

$$V_{ij}^{\text{CONF}(1)} = -(\boldsymbol{\lambda}_i \cdot \boldsymbol{\lambda}_j) a_c^{(1)} (1 - e^{-\mu_1 r_{ij}}). \quad (3a)$$

$$V_{ij}^{\text{CONF}(2)} = -(\boldsymbol{\lambda}_i \cdot \boldsymbol{\lambda}_j) a_c^{(2)} \text{erf}(\mu_2 r_{ij}). \quad (3b)$$

为了比较, 我们还取了两种不包括色屏蔽效应的禁闭势, 线性势 $V_{ij}^{\text{CONF}(3)}$ 及谐振子势 $V_{ij}^{\text{CONF}(4)}$, 具体形式如下:

$$V_{ij}^{\text{CONF}(3)} = -(\boldsymbol{\lambda}_i \cdot \boldsymbol{\lambda}_j) a_c^{(3)} r_{ij}, \quad (3c)$$

$$V_{ij}^{\text{CONF}(4)} = -(\boldsymbol{\lambda}_i \cdot \boldsymbol{\lambda}_j) a_c^{(4)} r_{ij}^2. \quad (3d)$$

由三个夸克组成的重子的空间部分波函数由相对坐标 $\boldsymbol{\rho}$ 及 $\boldsymbol{\lambda}$ 表示:

$$\begin{cases} \boldsymbol{\rho} = \sqrt{\frac{1}{2}} (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \\ \boldsymbol{\lambda} = \sqrt{\frac{1}{6}} (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2 - 2\mathbf{r}_3). \end{cases} \quad (4)$$

在此, 我们把谐振子波函数作为系统的基波函数, 能量最低的几个谐振子波函数为:^[4]

$$\phi([3]N=0, 0^+) = \phi_0(\rho, \lambda, b) = (\pi b^2)^{-\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{\rho^2 + \lambda^2}{2b^2}\right), \quad (5a)$$

$$\phi_{(12)}([21]N=1, 1^-) = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \frac{\lambda}{b} \phi_0(\rho, \lambda, b) Y_{1m}(\hat{\lambda}), \quad (5b)$$

$$\phi_{[12]}([21]N=1, 1^-) = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \frac{\rho}{b} \phi_0(\rho, \lambda, b) Y_{1m}(\hat{\rho}), \quad (5c)$$

$$\begin{aligned} \phi([3]N=2, 0^+) &= \phi'_2(\rho, \lambda, b) \\ &= \sqrt{\frac{1}{3}} \left(3 - \frac{\rho^2 + \lambda^2}{b^2}\right) \phi_0(\rho, \lambda, b). \end{aligned} \quad (5d)$$

(5b) 和 (5c) 两式中的下标(12)和[12]表示不同的基, 前者表示 1, 2 两粒子交换是对称的基, 后者表示 1, 2 两粒子交换是反对称的基. 我们注意到, 当 ϕ_0 与 ϕ'_2 的宽度参数 b 不同时, 它们相互并不正交. 然而在计算重子谱中, 对不同的能级进行变分时, 所得到的 b 值是不相同的. 为此有必要对波函数 (5d) 进行正交化. 与 $\phi_0(\rho, \lambda, b_0)$ 正交化之后的波函数可表示为:

$$\phi_2(\rho, \lambda, b_2, b_0) = \alpha[\phi'_2(\rho, \lambda, b_2) - \beta\phi_0(\rho, \lambda, b_2)]. \quad (5e)$$

其中

$$\begin{cases} \beta = \sqrt{3} \left(\frac{b_2^2 - b_0^2}{b_2^2 + b_0^2} \right), \\ \alpha = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta^2}}. \end{cases}$$

关于重子能量的计算,除了色禁闭势以外,其它各项都与以前的计算一样。下面给出的是色禁闭势在几个低激发态中的平均值。

对于 $\psi([3]N=0,0^+)$ 态:

$$\begin{aligned} & 3_0 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(1)} (1 - \exp(-\mu_1 r_{12})) \rangle_0 \\ & = 8 a_c^{(1)} [1 - 4 I_1(\mu, b)], \end{aligned} \quad (6a)$$

$$\begin{aligned} & 3_0 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(2)} \operatorname{erf}(\mu_2 r_{12}) \rangle_0 \\ & = \frac{16 a_c^{(2)}}{\pi} \left(\operatorname{tg}^{-1}(\sqrt{2} \mu_2 b) + \frac{\sqrt{2} \mu_2 b}{1 + 2 \mu_2^2 b^2} \right), \end{aligned} \quad (6b)$$

$$3_0 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(3)} r_{12} \rangle_0 = \frac{32 a_c^{(3)} b}{\sqrt{2\pi}}, \quad (6c)$$

$$3_0 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(4)} r_{12}^2 \rangle_0 = 24 a_c^{(4)} b^2. \quad (6d)$$

对于 $\psi([21], N=1, 1^-)$ 态:

$$\begin{aligned} & 3_1 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(1)} (1 - \exp(-\mu_1 r_{12})) \rangle_1 \\ & = a_c^{(1)} \left[8 - 16 I_1(\mu, b) - \frac{32}{3} I_2(\mu, b) \right], \end{aligned} \quad (7a)$$

$$\begin{aligned} & 3_1 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(2)} \operatorname{erf}(\mu_2 r_{12}) \rangle_1 \\ & = \frac{16 a_c^{(2)}}{\pi} \left(\operatorname{tg}^{-1}(\sqrt{2} \mu_2 b) + \frac{\sqrt{2} \mu_2 b}{1 + 2 \mu_2^2 b^2} \left(1 + \frac{1}{3} \frac{1}{1 + 2 \mu_2^2 b^2} \right) \right), \end{aligned} \quad (7b)$$

$$3_1 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(3)} r_{12} \rangle_1 = \frac{112 a_c^{(3)} b}{3 \sqrt{2\pi}}, \quad (7c)$$

$$3_1 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(4)} r_{12}^2 \rangle_1 = 32 a_c^{(4)} b^2. \quad (7d)$$

对于 $\psi([3], N=2, 0^+)$ 态:

$$\begin{aligned} & 3_2 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(1)} (1 - \exp(-\mu_1 r_{12})) \rangle_2 \\ & = a_c^{(1)} \left[8 - 40 I_1(\mu, b) + 32 I_2(\mu, b) - \frac{32}{3} I_3(\mu, b) \right], \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} & 3_2 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(2)} \operatorname{erf}(\mu_2 r_{12}) \rangle_2 \\ & = \frac{16 a_c^{(2)}}{\pi} \left(\operatorname{tg}^{-1}(\sqrt{2} \mu_2 b) + \frac{\sqrt{2} \mu_2 b}{1 + 2 \mu_2^2 b^2} \right. \\ & \quad \left. \times \left(1 - \frac{1}{6(1 + 2 \mu_2^2 b^2)} + \frac{2}{3} \frac{1}{(1 + 2 \mu_2^2 b^2)^2} \right) \right), \end{aligned} \quad (8b)$$

$$3_2 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(3)} r_{12} \rangle_2 = \frac{40 a_c^{(3)} b}{\sqrt{2\pi}}, \quad (8c)$$

$$3_2 \langle -(\lambda_1 \cdot \lambda_2) a_c^{(4)} r_{12}^2 \rangle_2 = 40 a_c^{(4)} b^2. \quad (8d)$$

在 $V_{ij}^{\text{CONF}(1)}$ 的各矩阵元中, $I_0(\mu, b)$, $I_1(\mu, b)$, $I_2(\mu, b)$, $I_3(\mu, b)$ 的表达式分别为:

$$I_0(\mu, b) = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\mu^2 b^2}{2}\right) \left[1 - \operatorname{erf}\left(\frac{\mu b}{\sqrt{2}}\right) \right],$$

$$I_1(\mu, b) = \left(\frac{1}{2} + \frac{\mu^2 b^2}{2} \right) I_0(\mu, b) - \frac{\mu b}{2\sqrt{2\pi}},$$

$$I_2(\mu, b) = \left(\frac{1}{2} + \mu^2 b^2\right) I_0(\mu, b) + \left(\frac{1}{2} + \frac{\mu^2 b^2}{2}\right) I_1(\mu, b) - \frac{\mu b}{\sqrt{2\pi}},$$

$$I_3(\mu, b) = (1 + 3\mu^2 b^2) I_0(\mu, b) + (1 + 2\mu^2 b^2) I_1(\mu, b) + \left(\frac{1}{2} + \frac{\mu^2 b^2}{2}\right) I_2(\mu, b) - \frac{3\mu b}{\sqrt{2\pi}}.$$

从上面的公式, 可以定性地讨论一下不同的色禁闭位势对能级间距的贡献. 如果各能级的 b 都是一样的, 由色禁闭势造成的 $N=0$ 与 $N=1$ 的能级间距为 ΔE_1 , $N=1$ 与 $N=2$ 的能级间距为 ΔE_2 . 对于谐振子势, $\Delta E_1 = \Delta E_2 = 8a_c^{(4)}b^2$. 线性势可以明显地减小 $N=2$ 与 $N=1$ 之间的能量间距, ΔE_2 仅为 ΔE_1 的一半, $\Delta E_2 = \frac{1}{2} \Delta E_1 = \frac{16a_c^{(3)}b}{3\sqrt{2\pi}}$. 误差函

数势可以比线性势再减小一些, 即 $\Delta E_2 < \frac{1}{2} \Delta E_1$. 对于指数势, 仅当 μb 的取值小于 1.5 的情况, 它可以给出 $\Delta E_2 < \frac{1}{2} \Delta E_1$ 的结果. 从这个简单的分析, 可以看到谐振子势的结果与实验的特点相差最大; 线性势已可以使 ΔE_2 减小, 包括了色屏蔽效应的两种色禁闭势都可以进一步改进结果, 使得 ΔE_2 更小, 更加接近实验的特点. 为了进一步与实验做比较, 我们做了定量的计算. 在计算中, 参数的选取是用一些条件确定下来的. 待定的参数为: 夸克质量 m , $N=0, 1, 2$ 各个态的宽度参数, 零点能 B , 单胶子交换耦合常数 α_s , 以及色禁闭势中的强度 a_c , 和色屏蔽长度 μ^{-1} . 首先, 我们要求夸克质量 m 及基态宽度参数 b_0 在一定的合理范围之内, 即:

$$\begin{cases} m = 0.300 - 0.350 \text{ GeV}, \\ b_0 = 0.45 - 0.55 \text{ fm}. \end{cases} \quad (9)$$

当给定 m 及 b_0 的一组值之后, 其它参数可以从分别对 $N=0, 1, 2$ 各个状态做能量变分所得到的条件以及要求满足

$$\begin{cases} M_\Delta - M_N = 0.296 \text{ GeV}, \\ E(N=1) - E(N=0) \simeq 0.5 \text{ GeV}, \\ E(N=0) \simeq 1.080 \text{ GeV}. \end{cases} \quad (10)$$

而定出.

在此, 我们还需要指出, 在夸克势模型中, 把夸克之间的相互作用取为 $V_{ij}^{\text{OGE}} + V_{ij}^{\text{CONF}}$, 这一做法本身就是唯象的, 因而在分析重子谱中, 可以尝试把 V_{ij}^{OGE} 做些改动, 这将有助于获取夸克之间短程作用的信息. 为此我们在计算中对单胶子交换中的 $\delta(\mathbf{r}_{ij})$ 项做了两种处理: 一种是只考虑色磁相互作用, 即在(2)式中略去 $-(\lambda_i \cdot \lambda_j) \frac{\alpha_s}{4} \cdot \frac{\pi}{m^2} \delta(\mathbf{r}_{ij})$ 项, 把此种情况标为 (A); 另一种是同时考虑色磁作用和色电作用, 即如(2)式所给出的情况, 标为 (B).

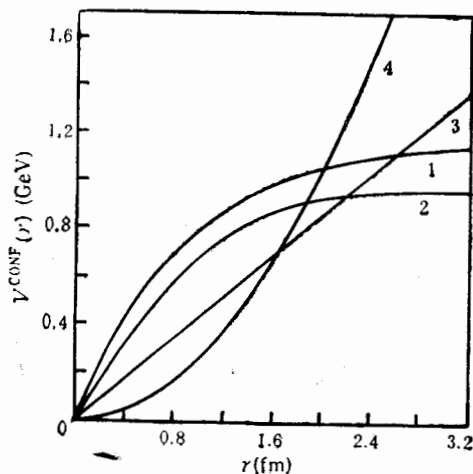
我们所采用的两组参数都列在表 1 中, 并在图 2 中, 给出了相应的禁闭位势. 应当指出, 我们采用的指数形式的禁闭势所定出的色屏蔽长度 μ^{-1} 约为 0.89 fm. 与文献[2]中从格点规范得到的色屏蔽长度 (0.8 ± 0.2) fm 基本相符. 有了这些参数, 我们就可以计算出相应的重子能谱以及各个状态下的夸克分布的均方根半径. 最后, 我们将加上色磁力

表1 各种禁闭势的参数

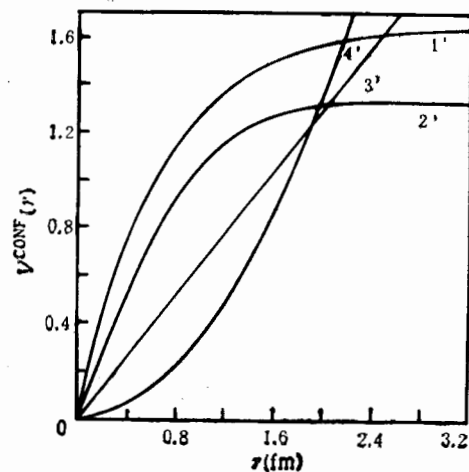
| (A) 不包括色电力的情况 | | | | |
|-----------------------|-------------|-------------|----------------|------------------------------|
| parameters | erf | exp | lin | qua |
| $M(\text{GeV})$ | 0.300 | 0.300 | 0.300 | 0.300 |
| $\mu(\text{fm}^{-1})$ | 0.7500 | 1.1250 | 0.0000 | 0.0000 |
| α_s | 0.746 | 0.746 | 0.822 | 0.578 |
| a_c | 0.3595(GeV) | 0.4418(GeV) | 0.1615(GeV/fm) | 0.0975(GeV/fm ²) |
| $B(\text{GeV})$ | -0.598 | -0.712 | -0.376 | -0.290 |

| (B) 包括色电力的情况 | | | | |
|-----------------------|-------------|-------------|----------------|------------------------------|
| parameters | erf | exp | lin | qua |
| $M(\text{GeV})$ | 0.325 | 0.325 | 0.325 | 0.300 |
| $\mu(\text{fm}^{-1})$ | 0.9000 | 1.5000 | 0.0000 | 0.0000 |
| α_s | 0.876 | 0.876 | 0.931 | 0.695 |
| a_c | 0.4987(GeV) | 0.6197(GeV) | 0.2440(GeV/fm) | 0.1255(GeV/fm ²) |
| $B(\text{GeV})$ | -0.958 | -0.1186 | -0.607 | -0.395 |

M : 夸克质量; μ : 色屏蔽长度的倒数; α_s : 单胶子交换耦合参数; a_c : 禁闭势强度参数; B : 零点能



(A) 不包括色电力的情况



(B) 包括色电力的情况

曲线: 1.指数型, 2.误差函数型, 3.线性型, 4.谐振子型

曲线: 1'指数型, 2'误差函数型, 3'线性型, 4'谐振子型

图2 四种形式的色禁闭位势

及张量力的效应, 给出精细结构能谱与实验进行比较。

三、结果与讨论

为了清楚地看出色屏蔽效应对重子谱的影响, 我们首先给出只包括中心力的结果. 表2列出了用四种禁闭势所得到的能谱及夸克分布的均方根半径, 同时列出了各条能级的宽度参数 b . 从表2中可以看到: (1) 色屏蔽效应的确可以改进重子谱的结果. 两种包

括色屏蔽效应的禁闭位势所给出的 $N=2$ 与 $N=1$ 的能级间距都比线性禁闭势结果要小 $0.1-0.25\text{GeV}$, 其中误差函数禁闭势的结果更好一些, 它与指数形式的禁闭势相比, 可以约改进 0.020GeV 左右. 然而与实验的特点相比, 即使包括了色屏蔽效应之后, $N=2$ 的能级仍然普遍比实验值约高出 $0.1-0.15\text{GeV}$ (见图 3). (2) 从夸克分布的均方根距离来看, 包括了色屏蔽效应之后, 夸克分布随能量增加而加宽的变化比线性位势或谐振子位势的情况要大得多. 误差函数禁闭势 $N=2$ 的能级的夸克分布均方根半径约为 1.05fm , 是 $N=0$ 能级的夸克分布的均方根半径的 2.2 倍. 而线性位势的情况, $N=2$ 能级的夸克分布均方根半径仅为 $N=0$ 时的 1.5 倍. 这一结果表现出由不同形式的禁闭位势所得到

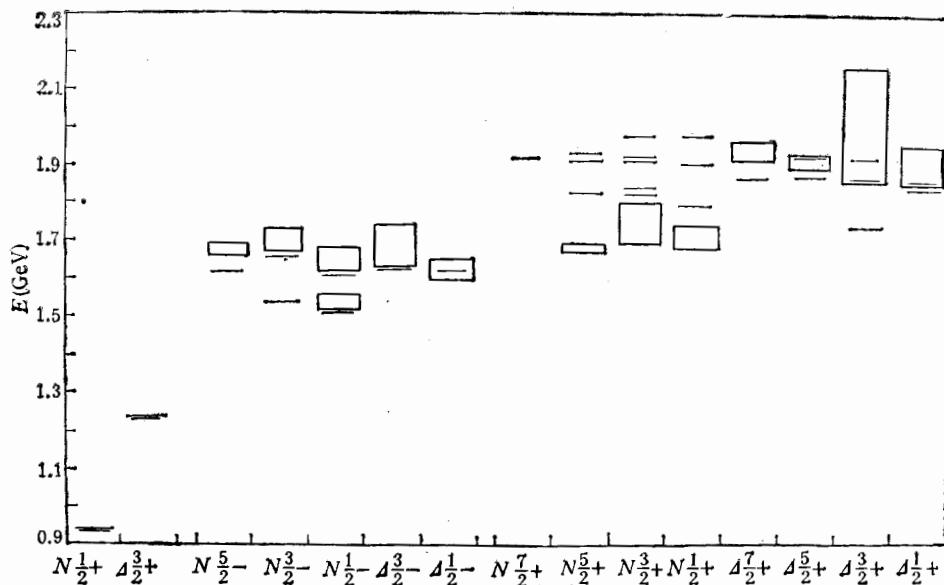


图 3 考虑了精细结构的重子能谱

的高能量状态下的波函数特点是很不相同的, 包括了色屏蔽效应之后, 波函数的分布要变宽. 这一物理特点可以进一步通过与衰变过程的实验进行比较, 以检验色屏蔽效应的重要性. (3) 从我们的计算结果来看, 包括色电力之后, $N=2$ 与 $N=1$ 的能级间距普遍加大. 尽管色屏蔽效应可以给出 0.25GeV 的改进, 但 $N=2$ 的能级仍然比实验约高 0.2GeV .

最后, 我们把色磁力及张量力都考虑进来, 得到了具有精细结构的重子谱. 图 3 给出的是不包括色电力情况下, 采取误差函数禁闭位势的计算结果. 图中粗线表示实验结果^[1], 细线是理论计算值, $N_{J,\pi}$ 表示同位旋为 $\frac{1}{2}$, 总角动量为 J , 宇称为 π 的粒子, $\Delta_{J,\pi}$ 表示同位旋为 $\frac{3}{2}$, 总角动量为 J , 宇称为 π 的粒子. 从图 3 中可以看出, 对于自旋为 $\frac{1}{2}$ 的粒子, $N=2$ 的能级的理论值约偏高 $0.1-0.15\text{GeV}$, 对于自旋为 $\frac{3}{2}$ 的粒子, $N=2$ 的能级的理论值已基本可以符合实验结果, 甚至偏低了一些. 这些细致的效应有待于进一步的深入探讨, 例如考虑自旋-轨道耦合力的影响以及重子结构中的海夸克效应等等. 总

表2 用各种禁闭势计算得到的重子能谱及夸克分布均方根半径

| (A) 不包括色电力的情况 | | | | | | | |
|---------------|----------------------|-------------|-------------------|--------|------------|-------------------|--------|
| (状态) state | | erf (误差函数型) | | | exp (指数型) | | |
| | | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) |
| n = 0 | [56,0 ⁺] | 1.080 | 0.4900 | 0.4900 | 1.081 | 0.4900 | 0.4900 |
| n = 1 | [70,1 ⁻] | 1.580 | 0.6928 | 0.6000 | 1.581 | 0.6900 | 0.5976 |
| n = 2 | [56,0 ⁺] | 1.717 | 0.9762 | 0.6904 | 1.737 | 0.9148 | 0.6486 |
| | [70,0 ⁺] | 1.816 | 1.0308 | 0.7984 | 1.843 | 0.9260 | 0.7174 |
| | [56,2 ⁺] | 1.847 | 1.0382 | 0.8042 | 1.873 | 0.9282 | 0.7190 |
| | [70,2 ⁺] | 1.908 | 1.0586 | 0.8200 | 1.932 | 0.9322 | 0.7222 |
| | [20,1 ⁺] | 1.969 | 1.0904 | 0.8446 | 1.992 | 0.9370 | 0.7258 |
| (状态) state | | lin (线性型) | | | qua (谐振子型) | | |
| | | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) |
| n = 0 | [56,0 ⁺] | 1.081 | 0.5060 | 0.5060 | 1.081 | 0.4500 | 0.4500 |
| n = 2 | [70,1 ⁻] | 1.583 | 0.6412 | 0.5554 | 1.546 | 0.5996 | 0.5194 |
| n = 2 | [56,0 ⁺] | 1.864 | 0.7644 | 0.5622 | 1.995 | 0.7108 | 0.5168 |
| | [70,0 ⁺] | 1.953 | 0.7604 | 0.5890 | 2.036 | 0.6772 | 0.5246 |
| | [56,2 ⁺] | 1.974 | 0.7606 | 0.5892 | 2.045 | 0.6778 | 0.5250 |
| | [70,2 ⁺] | 2.016 | 0.7608 | 0.5892 | 2.062 | 0.6792 | 0.5260 |
| | [20,1 ⁺] | 2.059 | 0.7612 | 0.5896 | 2.080 | 0.6806 | 0.5272 |
| (B) 包括色电力的情况 | | | | | | | |
| (状态) state | | erf (误差函数型) | | | exp (指数型) | | |
| | | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) |
| n = 0 | [56,0 ⁺] | 1.081 | 0.4900 | 0.4900 | 1.080 | 0.4900 | 0.4900 |
| n = 1 | [70,1 ⁻] | 1.581 | 0.6180 | 0.5352 | 1.580 | 0.6168 | 0.5342 |
| n = 2 | [56,0 ⁺] | 1.799 | 0.9100 | 0.6458 | 1.821 | 0.8532 | 0.6090 |
| | [70,0 ⁺] | 1.877 | 0.9260 | 0.7174 | 1.902 | 0.8448 | 0.6544 |
| | [56,2 ⁺] | 1.910 | 0.9142 | 0.7080 | 1.932 | 0.8340 | 0.6460 |
| | [70,2 ⁺] | 1.976 | 0.8828 | 0.6838 | 1.990 | 0.8114 | 0.6286 |
| | [20,1 ⁺] | 2.039 | 0.8370 | 0.6484 | 2.046 | 0.7848 | 0.6078 |
| (状态) state | | lin (线性型) | | | qua (谐振子型) | | |
| | | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) | E(GeV) | $\sqrt{r^2}$ (fm) | b(fm) |
| n = 0 | [56,0 ⁺] | 1.081 | 0.5000 | 0.5000 | 1.080 | 0.4700 | 0.4700 |
| n = 1 | [70,1 ⁻] | 1.573 | 0.5768 | 0.4996 | 1.554 | 0.5776 | 0.5002 |
| n = 2 | [56,0 ⁺] | 2.045 | 0.7066 | 0.5302 | 2.151 | 0.6938 | 0.5136 |
| | [70,0 ⁺] | 2.057 | 0.6812 | 0.5276 | 2.119 | 0.6520 | 0.5050 |
| | [56,2 ⁺] | 2.060 | 0.6744 | 0.5224 | 2.106 | 0.6486 | 0.5024 |
| | [70,2 ⁺] | 2.065 | 0.6600 | 0.5112 | 2.080 | 0.6414 | 0.4968 |
| | [20,1 ⁺] | 2.066 | 0.6444 | 0.4992 | 2.053 | 0.6338 | 0.4910 |

E: 重子能量(空间部分) $\sqrt{r^2}$ 夸克分布的均方根半径 b: 波函数中的宽度参数.

之,我们从简单的非相对论夸克势模型出发,在禁闭位势中包括了色屏蔽效应,认真分析了色屏蔽效应在重子谱中的影响。所得到的结果对于研究禁闭势的特点,特别是色屏蔽效应在禁闭中的作用以及进一步探讨禁闭的机制都是很有意义的。

最后,作者谨向理论物理所的何祚麻和庆承瑞以及高能物理所的余友文和沈彭年四位同志表示感谢,感谢他们在工作中给予的帮助及有益的讨论。

参 考 文 献

- [1] F. Gutbrod and I. Montvay, *Phys. Lett.*, **B136**(1984), 411.
- [2] E. Laermann, F. Langhammer, I. Schmitt and P. M. Zerwas, *Phys. Lett.*, **B173**(1986), 437.
- [3] A. De Rujula, H. Georgi and S. L. Glashow, *Phys. Rev.*, **12D**(1975), 71—204.
- [4] G. Kari and E. Obryk, *Nucl. Phys.*, **B8**(1968), 609.
- [5] A. J. G. Hey and R. L. Kelly, *Physics Report*, **96**, 2 and 3(1983), 71—204.

Color Screening Effect and Spectrum of Baryon

YANG HUA, DENG WEIZHEN, ZHANG ZONGYE

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

ABSTRACT

A confinement potential which obtained from the lattice-gauge-theory has been used to study the spectrum of baryon and the rms of the quark distribution.