

# 夸克-反夸克的单胶子交换势与核子-反核子相互作用的等效位势

苏湛 王秀江 朱耀银

(吉林大学)

## 摘 要

本文利用 Fierz 变换,求得了夸克-反夸克湮灭道准至  $p^2/m^2$  修正项的单胶子交换势,并利用这一位势计算了核子-反核子相互作用的等效位势,得到与文献[1]不同的结果.

## 一、引 言

近来,由于西欧核子联合研究中心的低能反质子环(LEAR)业已运转,重新激起了人们研究反核子物理的热情.理论工作者怀着极大的兴趣,关注它所提供的有关反质子与质子、原子核散射和反应的实验资料,以便在新的基础上从事进一步的探索.

反核子物理理论研究的一个中心课题是了解核子与反核子相互作用的性质和形式.最初这种研究是在唯象的势模型和介子交换理论的基础上进行的<sup>[2,3]</sup>.近几年来,由于QCD理论的迅速发展,促使人们从核子和反核子的微观结构模型和夸克动力学来探讨这种相互作用<sup>[4,5]</sup>.

Faessler等人<sup>[1]</sup>由推导夸克-反夸克湮灭道的单胶子交换势来计算核子-反核子的等效位势.他们得出了夸克-反夸克湮灭道零程的单胶子交换势的正确形式.但是,对于其它较高级的修正项,他们不但忽略了自旋-轨道耦合和张量力,即使中心力和自旋交换力也是不完全的.原因在于,对相互作用能量矩阵元的处理和对胶子传播子所取的近似不甚妥当.因此,他们由夸克-反夸克的单胶子交换势所求得的核子-反核子的等效位势也是不合适的.并与由唯象势模型和介子交换理论所得结果相矛盾.

鉴于核子-反核子的相互作用仅决定于夸克-反夸克湮灭道的相互作用.而且对核子-反核子相互作用而言,在这种湮灭道的单胶子交换势中, $p^2/m^2$ 的修正项与零级项相比,其贡献是不可忽视的,甚至具有相同数量级.因此本文第二部分从QCD理论出发,利用Fierz变换,给出夸克-反夸克准至 $p^2/m^2$ 修正项的湮灭道单胶子交换势的完整的正确形式.实际上,只有通过Fierz变换对旋量波函数实行换位变换,才能得到正确的非相对论的近似结果.本文第三部分将在湮灭道单胶子交换势的基础上,利用Born-Oppenheimer

近似, 推出核子-反核子相互作用的等效位势. 最后, 对核子-反核子相互作用等效位势的实部和虚部, 利用文献 [6] 所取的参数值分别作了数值计算. 并与文献 [1] 的结果作了比较.

## 二、夸克-反夸克湮灭道单胶子交换势

按照 QCD 理论, 夸克、反夸克和胶子的相互作用拉氏密度为:

$$\mathcal{L}_I = g \bar{\psi} \gamma^\mu \frac{\lambda^c}{2} \psi G_\mu^c, \quad (1)$$

式中  $\psi$  是夸克旋量场,  $G_\mu^c$  是胶子矢量场,  $\lambda^c$  是色  $SU(3)$  的 Gell-Mann 矩阵,  $\gamma^\mu$  是 Dirac 的  $\gamma$  矩阵.

夸克-反夸克散射道的单胶子交换势  $V_{II}^{(g)}$ , 即 Fermi-Breit 势, 由于与夸克和反夸克的色 Gell-Mann 矩阵因子  $(\lambda_1 \cdot \lambda_2^*)/4$  成正比, 在核子-反核子体系的色单态中的矩阵元为零, 故对核子-反核子的相互作用无贡献.

夸克-反夸克湮灭道的相互作用势算符可推导如下:

利用 Feynman 图规则, 写出对应图 1 的  $S$  矩阵元

$$S_{fi} = -2\pi i \delta(E'_1 + E'_2 - E_1 - E_2) V_{fi}^{(g)}, \quad (2)$$

$$V_{fi}^{(g)} = -g^2 \frac{(\lambda_1^c)_{a'b'} (\lambda_2^c)_{ba}}{4} \frac{1}{Q_0^2 - Q^2 + i\epsilon} \times \bar{u}^{a'}(p'_1) \gamma_\mu v^{b'}(p'_2) \bar{v}^\beta(p_2) \gamma^\mu u^\alpha(p_1). \quad (3)$$

式中  $V_{fi}^{(g)}$  是单胶子交换的等效相互作用能量矩阵元.  $E_1, \mathbf{P}_1$  和  $E_2, \mathbf{P}_2, E'_1, \mathbf{P}'_1$  和  $E'_2, \mathbf{P}'_2$  分别是初末态夸克和反夸克的能量和动量.  $Q_0$  和  $\mathbf{Q}$  则是中间胶子或正反夸克对的能量和动量.

$$Q_0 = E_1 + E_2 = E'_1 + E'_2, \quad (4)$$

$$\mathbf{Q} = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 = \mathbf{P}'_1 + \mathbf{P}'_2. \quad (5)$$

为了求出夸克-反夸克湮灭道准至  $p^2/m^2$  修正项的单胶子交换势, 在 (3) 式中对胶子传播子作非相对论近似时, 也必须把相对于零级项准至  $p^2/m^2$  的修正项考虑进去, 故有

$$\frac{1}{Q_0^2 - Q^2 + i\epsilon} \approx \frac{1}{4m^2 - Q^2 + i\epsilon} \left[ 1 - \frac{1}{8m^2} (2Q^2 + \mathbf{q}^2 + \mathbf{q}'^2) \right], \quad (6)$$

式中  $m$  是夸克或反夸克的质量.

$$\mathbf{q} = \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2; \quad \mathbf{q}' = \mathbf{p}'_1 - \mathbf{p}'_2. \quad (7)$$

分别为初末态的夸克和反夸克间的相对动量.

为了求得上述近似下的相互作用势算符, 必须将 (3) 式的始态波函数置于算符的右边, 将终态波函数置于算符的左边. 为此, 需对式中的旋量因子

$$\Sigma \equiv \bar{u}^{a'}(p'_1) \gamma_\mu v^{b'}(p'_2) \bar{v}^\beta(p_2) \gamma^\mu u^\alpha(p_1), \quad (8)$$

作下列 Fierz 换位变换<sup>[7]</sup>:

$$\Sigma = \bar{u}^{a'}(p'_1) u^\alpha(p_1) \bar{v}^\beta(p_2) v^{b'}(p'_2) - \frac{1}{2} \bar{u}^{a'}(p'_1) \gamma^\mu u^\alpha(p_1) \bar{v}^\beta(p_2) \gamma_\mu v^{b'}(p'_2)$$

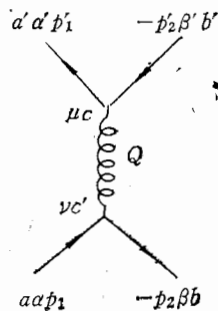


图 1 湮灭道图

人  
与

式。  
由于  
对这

等效  
之较  
也是  
甚妥  
是不

寸核  
项相  
比, 利  
正确  
相对  
imer

$$\begin{aligned}
& -\bar{u}^{a'}(p_1')\gamma^5 u^a(p_1)\bar{v}^b(p_2)\gamma_5 v^{b'}(p_2) \\
& -\frac{1}{2}\bar{u}^{a'}(p_1')\gamma^5\gamma^\mu u^a(p_1)\bar{v}^b(p_2)\gamma_5\gamma_\mu v^{b'}(p_2), \quad (9)
\end{aligned}$$

上式右边四项依次是标量耦合、矢量耦合、赝标耦合和赝矢耦合项。

对于色波函数部分,利用 Gell-Mann 矩阵的完备性,不难证明如下的换公式<sup>[1]</sup>:

$$\sum_{c=1}^8 (\lambda_1^c)_{a'b'}(\lambda_2^c)_{ba} = -\frac{1}{3}\sum_{c=1}^8 (\lambda_1^c)_{a'a}(\lambda_2^c)_{bb'} + \frac{16}{9}\delta_{a'a}\delta_{bb'}, \quad (10)$$

考虑到  $(\lambda_2)_{bb'} = (\lambda_2^*)_{b'b}$  及  $\lambda^2 = 16/3$ , 可得

$$(\lambda_1^c)_{a'b'} \cdot (\lambda_2^c)_{ba} = \left\langle a'b' \left| \frac{1}{6}(\lambda_1 - \lambda_2^*)^2 \right| ab \right\rangle. \quad (11)$$

在非相对论近似下,可得动量空间中夸克-反夸克准至  $p^2/m^2$  修正项的湮灭道单胶子交换的势算符:

$$\begin{aligned}
V_{12}^{(q)} &= 2\pi\alpha_s \frac{(\lambda_1 - \lambda_2^*)^2}{24} \frac{(1 - \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)}{2} \frac{1}{4m^2 - Q^2 + i\epsilon} \\
&\times \left\{ (3 + \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) - \frac{1}{2m^2} (3Q^2 + \boldsymbol{q}^2 + \boldsymbol{q}'^2) \right. \\
&- \frac{1}{4m^2} (2Q^2 + \boldsymbol{q}^2 + \boldsymbol{q}'^2) (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) \\
&+ \frac{1}{8m^2} [2\boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{q} \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 + 2\boldsymbol{q}' \cdot \boldsymbol{\sigma}_1 \boldsymbol{q}' \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \\
&+ \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{Q} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot (\boldsymbol{q} + \boldsymbol{q}') - \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \boldsymbol{Q} \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot (\boldsymbol{q} + \boldsymbol{q}')] \\
&\left. - \frac{i}{8m^2} [\boldsymbol{Q} \times (\boldsymbol{q} - \boldsymbol{q}') \cdot (\boldsymbol{\sigma}_1 - \boldsymbol{\sigma}_2)] \right\}, \quad (12)
\end{aligned}$$

其中  $\alpha_s = g^2/4\pi$ ,  $\boldsymbol{\sigma}_1, \boldsymbol{\tau}_1$  和  $\boldsymbol{\sigma}_2, \boldsymbol{\tau}_2$  分别为夸克和反夸克的自旋和同位旋的 Pauli 矩阵. 插入同位旋因子  $(1 - \boldsymbol{\tau}_1 \cdot \boldsymbol{\tau}_2)/2$  是为了反映在每一相互作用顶角上,只允许同一种味的夸克与反夸克湮灭或产生. 大括号中第一项是动量为零的零级项,略去大括号外分母中的动量,并将它变换到坐标空间,就得到比例于  $\delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2)$  的零程势. 其余各项是准至  $p^2/m^2$  的较高级的相对论修正,包括自旋交换力、张量力 and 自旋-轨道耦合各项在内.

### 三、核子-反核子的等效位势

从上述夸克-反夸克湮灭道的单胶子交换势出发,可推导出核子-反核子相互作用的等效位势. 根据 Born-Oppenheimer 近似,核子与反核子相互作用能量矩阵元可表为

$$V_{N\bar{N}}(\boldsymbol{R}) = \left\langle \Psi(\boldsymbol{R}) \left| \sum_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} V_{ij}^{(q)} \right| \Psi(\boldsymbol{R}) \right\rangle, \quad (13)$$

式中  $V_{ij}^{(q)}$  是核子中第  $i$  个夸克与反核子中第  $j$  个反夸克的湮灭道的单胶子交换势.  $|\Psi(\boldsymbol{R})\rangle$  为核子-反核子体系的总波函数,可表为空间轨道波函数、自旋同位旋波函数和色单态波函数的乘积.

$$|\Psi(\mathbf{R})\rangle = \Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6; \mathbf{R}) \left| q^3 \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right), \bar{q}^3 \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2} \right); SM_s, TM_T \right\rangle |C\rangle, \quad (14)$$

式中  $R$  是核子与反核子质心间的距离,  $S, T$  是体系的总自旋和总同位旋. 假定夸克和反夸克均被禁闭在最低的轨道组态  $\phi_{0s}(\mathbf{x})$ , 并取谐振子的基态波函数作为单粒子最低轨道的近似波函数

$$\phi_{0s}(\mathbf{x}) = \left( \frac{1}{\sqrt{\pi} b} \right)^{3/2} e^{-x^2/2b^2}, \quad (15)$$

则体系对称的空间轨道波函数可表为

$$\Phi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4, \mathbf{r}_5, \mathbf{r}_6; \mathbf{R}) = \prod_{\substack{i=1,2,3 \\ j=4,5,6}} \phi_{0s}(\mathbf{r}_i - \mathbf{R}/2) \phi_{0s}(\mathbf{r}_j + \mathbf{R}/2). \quad (16)$$

利用上述波函数, 不难完成(13)式矩阵元的计算. 对于其中的色因子, 利用 Gell-Mann 矩阵的性质, 立即可得

$$\langle C | (\lambda_1 - \lambda_2^*)^2 / 24 | C \rangle = 4/9. \quad (17)$$

对于矩阵元中的空间轨道因子, 在动量空间中计算比较方便. 注意到(13)式中矩阵元的空间轨道部分, 对任一对夸克和反夸克是完全对称的. 都归结为下列形式的积分的计算:

$$J = \frac{1}{2^6} \int \phi_{0s}^{*(+)} \left[ \frac{1}{2} (\mathbf{Q} + \mathbf{q}') \right] \phi_{0s}^{*(-)} \left[ \frac{1}{2} (\mathbf{Q} - \mathbf{q}') \right] f(\mathbf{Q}, \mathbf{q}, \mathbf{q}') \\ \times \phi_{0s}^{(+)} \left[ \frac{1}{2} (\mathbf{Q} + \mathbf{q}) \right] \phi_{0s}^{(-)} \left[ \frac{1}{2} (\mathbf{Q} - \mathbf{q}) \right] \frac{d\mathbf{Q}}{(2\pi)^3} \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{d\mathbf{q}'}{(2\pi)^3}. \quad (18)$$

式中

$$\phi_{0s}^{(\pm)}(\mathbf{p}) = (2\sqrt{\pi}b)^{3/2} e^{-(b^2 p^2 \mp i\mathbf{p} \cdot \mathbf{R})/2}, \quad (19)$$

其中  $f(\mathbf{Q}, \mathbf{q}, \mathbf{q}')$  的分子是  $\mathbf{Q}, \mathbf{q}, \mathbf{q}'$  的一次或二次函数, 分母可作如下处理.

$$\frac{1}{4m^2 - Q^2 + i\epsilon} = \mathcal{P} \frac{1}{4m^2 - Q^2} - i\pi\delta(Q^2 - 4m^2), \quad (20)$$

右边第一项代入后取主值积分, 给出  $V_{N\bar{N}}$  的实部, 第二项给出  $V_{N\bar{N}}$  的虚部. 由于积分的对称性, 当  $f(\mathbf{Q}, \mathbf{q}, \mathbf{q}')$  的分子为  $\mathbf{Q}$  的线性函数时, 如自旋-轨道耦合等项, 上述(18)式积分为零.

对矩阵元中的自旋-同位旋因子, 可证明存在下列关系式:

$$\langle SM_s, TM_T | \sum_{ij} (\boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j) (\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j) | SM_s, TM_s \rangle \\ = \frac{25}{9} \langle SM_s, TM_T | (\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\bar{N}}) (\boldsymbol{\tau}_N \cdot \boldsymbol{\tau}_{\bar{N}}) | SM_s, TM_T \rangle, \quad (21)$$

$$\langle SM_s, TM_T | \sum_{ij} (\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\sigma}_i) (\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\sigma}_j) (\boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j) | SM_s, TM_T \rangle \\ = \frac{25}{9} \langle SM_s, TM_T | (\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\sigma}_N) (\mathbf{R} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\bar{N}}) (\boldsymbol{\tau}_N \cdot \boldsymbol{\tau}_{\bar{N}}) | SM_s, TM_T \rangle. \quad (22)$$

式中  $\boldsymbol{\sigma}_N, \boldsymbol{\tau}_N$  和  $\boldsymbol{\sigma}_{\bar{N}}, \boldsymbol{\tau}_{\bar{N}}$  分别为核子和反核子的自旋和同位旋的 Pauli 矩阵.

通过上述计算, 可求得核子-反核子相互作用矩阵元

$$V_{N\bar{N}} = \langle SM_s, TM_T | V_{N\bar{N}} | SM_s, TM_T \rangle, \quad (23)$$

式中  $V_{N\bar{N}}(\mathbf{R})$  是由湮灭道单胶子交换势推出的核子-反核子相互作用的等效位势。其实部和虚部可统一表示为

$$V_{N\bar{N}}^{(i)}(\mathbf{R}) = \beta_i e^{-R^2/2b^2} \left\{ A_i (9 - \boldsymbol{\tau}_N \cdot \boldsymbol{\tau}_{\bar{N}}) + \left[ \frac{1}{3} A_i (\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\bar{N}}) + B_i S_{12} \right] \left( 1 - \frac{25}{9} \boldsymbol{\tau}_N \cdot \boldsymbol{\tau}_{\bar{N}} \right) \right\}, \quad (24)$$

式中  $\beta_i = 2\sqrt{2}\alpha_i/9\pi b$ ,

$$S_{12} = (\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{R})(\boldsymbol{\sigma}_{\bar{N}} \cdot \hat{R}) - \frac{1}{3}(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\bar{N}}), \quad (25)$$

$i = 1$  时为实部

$$A_1 = \left( 3 - \frac{12}{\alpha^2} + \frac{2R^2}{\alpha^2 b^2} \right) f_1(\alpha) - \frac{6}{\alpha^2} g_1(\alpha), \quad (26)$$

$$B_1 = -R^2 f_1(\alpha) / \alpha^2 b^2; \quad \alpha^2 = 2m^2 b^2. \quad (27)$$

$$f_1(\alpha) = \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{x^2 e^{-x^2}}{\alpha^2 - x^2} dx; \quad g_1(\alpha) = \mathcal{P} \int_0^\infty \frac{x^4 e^{-x^2}}{\alpha^2 - x^2} dx. \quad (28)$$

$i = 2$  时为虚部

$$A_2 = \pi \alpha e^{-\alpha^2} \left( \frac{3}{2} + \frac{6}{\alpha^2} - \frac{R^2}{\alpha^2 b^2} \right); \quad B_2 = \pi \alpha e^{-\alpha^2} \frac{R^2}{2\alpha^2 b^2}. \quad (29)$$

#### 四、计算结果与讨论

把核子-反核子相互作用等效位势写成

$$V_{N\bar{N}}^{(i)}(\mathbf{R}) = V_{N\bar{N}}^{(c)} + V_{N\bar{N}}^{(s)}(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\bar{N}}) + V_{N\bar{N}}^{(T)} S_{12} \quad (30)$$

实部的计算结果在图2和图3中表出。图2给出  $T = 0$  的  $N-\bar{N}$  相互作用势；图3给出  $T = 1$  的  $N-\bar{N}$  相互作用势。为了与文献[1]的结果进行比较，我们也采用 Oka 和 Yazaki<sup>[6]</sup> 所取的参数值：

$$m = 300 \text{ MeV}/c^2; \quad \alpha_i = 1.39; \quad b = 0.6 \text{ fm}$$

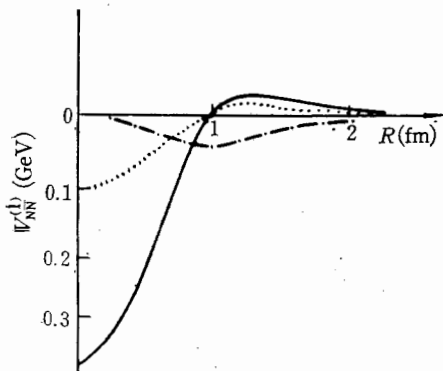


图2  $T = 0$  的  $N-\bar{N}$  势的实部

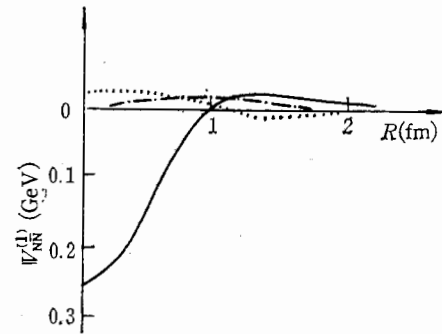


图3  $T = 1$  的  $N-\bar{N}$  势的实部

——中心力；……自旋交换力；- - - -张量力。

从图 2 和图 3 中看到, 中心力  $V_{NN}^{(c)}$  的短程部分有一个吸引力, 而在核子和反核子彼此相接触的一定区域, 其相互作用具有排斥的性质. 同位旋单态比同位旋三重态的势阱要深些, 势垒也高些. 阱深对参数值的选取比较敏感. 以  $T=0, S=1$  的  $N-\bar{N}$  相互作用势为例, 在上述参数下, 阱深为 476 MeV. 当  $m$  取  $340 \text{ MeV}/c^2$ , 而  $\alpha_s$  和  $b$  不变时, 曲线形状不变, 但阱深可达 635 MeV. 究竟取什么参数值为好, 应在研究具体问题通过符合实验数据来确定. 在图 2 和图 3 中还分别画出了自旋交换力  $V_{NN}^{(s)}$  和张量力  $V_{NN}^{(t)}$  曲线. 由 (24) 式看到, 如不考虑同位旋因子的影响, 自旋交换力是中心力的  $1/3$ . 张量力的贡献更小.

以上所求得  $N-\bar{N}$  等效位势, 无论是曲线的形状, 还是相互作用的性质, 都与熟知的由  $N-N$  单玻色子交换势 (OBEP) 通过  $G$ -宇称变换所得的  $N-\bar{N}$  位势大体一致. 但与 Faessler 等人所求得的完全排斥的  $N-\bar{N}$  位势相矛盾.

因为在  $N-\bar{N}$  位势中起主要作用的是中心力部分, 从 (24) 式看, 中心力部分的同位旋因子总是正的. 因此, 决定  $N-\bar{N}$  位势在短程处是吸引还是排斥的是  $A_1$  因子的符号. 当  $R=0$  时的  $A_1$  因子用  $A_{qq}^{(c)}$  表示, 在 (12) 式中中括号内的中心力部分用  $A_{qq}^{(s)}$  表示. 为了比较, 把文献 [1] 中相应的因子及计算结果列表 1:

表 1

	本 文	文 献 [1]
$A_{qq}^{(c)}$	$3 - \frac{1}{2m^2} (3Q^2 + q^2 + q'^2)$	$3 + \frac{1}{4m^2} (q^2 + q'^2 - \frac{3}{2} Q^2)$
$A_{qq}^{(s)}$	$(3 - \frac{12}{\alpha^2}) f_1(\alpha) - \frac{6}{\alpha^2} g_1(\alpha)$	$(3 + \frac{6}{\alpha^2}) f_1(\alpha) - \frac{3}{2\alpha^2} g_1(\alpha)$
数值	-0.817	1.544

上表中数值是在所取参数值下算得的  $A_{qq}^{(s)}$  的值. ( $\alpha^2 = 1.653$ ,  $f_1(\alpha) = 0.223$ ,  $g_1(\alpha) = -0.073$ ). 由上述对中心力部分的分析可看出, 利用文献 [1] 的夸克-反夸克的单胶子交换势所得的核子-反核子位势的确是排斥的. 与零级项因子  $3f_1(\alpha) = 0.669$  相

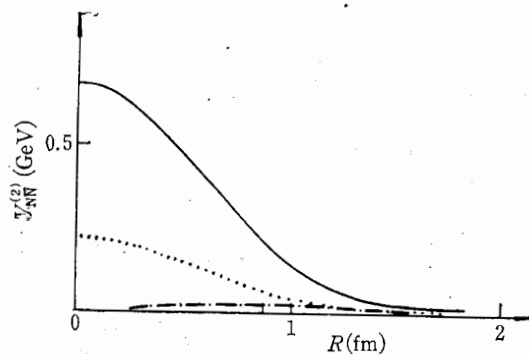


图 4 核子-反核子势的虚部

—中心力; .....自旋交换力; - - - -张量力.

比,在文献[1]中  $p^2/m^2$  的修正项使排斥力增强,而本文则压低为吸引力.

$N-\bar{N}$  等效位势的虚部,在略去同位旋因子以后,计算结果在图4中表示出.

核子-反核子相互作用有很强的湮灭现象,理论上一般用唯象的吸收位来处理湮灭效应,但比较粗糙,不能很好地解释实验的细节.由图4看到,所得  $N-\bar{N}$  等效位势的虚部,与自旋同位旋状态有关,并随  $R$  减小而增大,这都是合理的,与文献[1]的结果也一致.如何由等效位势的虚部解释  $N-\bar{N}$  束缚态和共振态的湮灭宽度,有待进一步的研究.

这工作曾与吴式枢教授进行过多次讨论,承他提出许多宝贵意见,在此表示衷心感谢!

### 参 考 文 献

- [1] A. Faessler, et al., *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 3280.
- [2] R. A. Bryan, et al., *Nucl. Phys.*, **B5**(1968), 201; *Phys. Rev.*, 177(1969), 1435.
- [3] C. B. Dover, et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 1466.
- [4] A. M. Green, et al., *Phys. Letts*, **121B**(1983), 101.
- [5] R. A. Freedman, et al., *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 1103.
- [6] M. Oka and K. Yazaki, *Phys. Letts*, **90B**(1980), 41.
- [7] G. E. Brown and A. D. Jackson, *The Nucleon-Nucleon Interaction* (1976).

## QUARK-ANTIQUARK ONE GLUON EXCHANGE POTENTIAL AND EFFECTIVE NUCLEON-ANTINUCLEON POTENTIAL

SU JUN-CHAN    WANG XIU-JIANG    ZHU YAO-YIN  
(Jilin University)

### ABSTRACT

In this paper, the quark-antiquark one gluon exchange potential corresponding to the annihilation channels is calculated to the order of  $p^2/m^2$  by means of Fierz reordering transformation. The nucleon-antinucleon effective potential obtained from one gluon exchange potential has a strong attraction at a short distance as expected in the meson-exchange theory.