

用 π 云孤粒子袋模型计算强子的 静态物理性质

高道国

(四川大学原子核科学技术研究所, 成都)

摘 要

本文研究在 g_1 零阶近似孤粒子袋模型, 考虑了夸克间的单胶子交换相互作用, 则构成 π 云孤粒子袋模型. 并导出强子各种静态物理性质的解析表达式, 给出与实验值基本相符的计算结果.

一、引 言

π 云孤粒子袋模型是在传统孤粒子袋模型^[1-3] g_1 零阶近似的哈密顿函数中考虑了夸克间的单胶子交换相互作用而构成. 这种相互作用可以虚激发成夸克-反夸克对^[4], 在重子周围形成 π 介子云. 因而, 这种模型可看成是重子袋和 π 介子袋的混合体, 利用生成坐标技术可以具体计算两袋相互作用的动力学问题. 定义 π 云重子态为

$$|B_i\rangle^d = c_0 |B_i\rangle + \sum_f \int d^3\alpha \phi_{if}(\alpha) |B_f + \pi\rangle_\alpha, \quad (1)$$

其中 α 表示生成坐标, c_0 和 $\phi_{if}(\alpha)$ 是权重因子和权重函数, 它们由变分确定. 下标 i 表示重子的种类. 对 f 求和是对所有可能的重子量子数进行. $|B_f + \pi\rangle_\alpha$ 表示生成坐标态, 其形式为

$$|B_f + \pi\rangle_\alpha = |f^s\rangle \otimes \sum_{m_q, m_{\bar{q}}} c_{m_q, m_{\bar{q}}} b_{\bar{q}}^s b_{m_q}^{s+} |B_f\rangle, \quad (2)$$

它由孤粒子平均场的相干态和突然近似下的夸克态直乘构成. $b_{\bar{q}}^s$ 和 $b_{m_q}^{s+}$ 分别表示反夸克和夸克的湮没和产生算符, $c_{m_q, m_{\bar{q}}}$ 表示 π 介子中夸克态的混合 C-G 系数, 可分成色、自旋和同位旋的分量. 下标 s, m_q 表示夸克态的量子数及其投影. $|B_f\rangle$ 表示重子袋中的夸克态.

哈密顿算符 H 及其本征值 E 在 $|B_i\rangle^d$ 中的期望值对 c_0^* 和 ϕ_{if}^* 变分, 得到生成坐标耦合方程是

$$E = E_B + \langle B_i | H | B_i \rangle - \frac{1}{c_0} \frac{\alpha_f^2}{(2I_f + 1)(2S_f + 1)} \sum_f \frac{4\pi}{3} \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha F_{if}(\alpha) S_{if}(\alpha), \quad (3)$$

$$\frac{4\pi}{3} \int_0^\infty (\alpha')^2 d\alpha' [\mathcal{H}^i(\alpha, \alpha') - E\eta(\alpha, \alpha')] F_{if}(\alpha') = c_0 S_{if}(\alpha). \quad (4)$$

式中 I_f 和 S_f 分别表示强子的总同位旋和总自旋.

$$E_B = 3\varepsilon_0 + 4\pi \int r^2 dr \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_0}{dr} \right)^2 + U(\sigma_0) \right] \quad (5)$$

是在平均场近似 (MFA) 下得到的强子质量^[5,6]. 其中 σ_0 是与时间无关的孤粒子场, $U(\sigma_0)$ 是 σ_0 的势能函数. $\langle B_i | H' | B_i \rangle$ 是单胶子交换相互作用 H' 在裸体重子态中的期望值, 是强子质量的主要修正项, 它可使核子和 Δ 粒子的质量分开. $S_{if}(\alpha)$ 是一个与夸克径向波函数 $u(r)$ 和 $v(r)$ 有关的径向积分函数:

$$S_{if}(\alpha) = \begin{cases} S_{NN}(\alpha) = \frac{10^2}{3\sqrt{3}} R(\alpha), \\ S_{N\Delta}(\alpha) = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{2}{3}} R(\alpha), \\ S_{\Delta\Delta}(\alpha) = \frac{20}{3\sqrt{3}} R(\alpha), \end{cases} \quad (6)$$

$$R(\alpha) = \langle f^a | f \rangle \{ 2[R^{di}(\alpha) - R^{di}(\alpha)] - I(\alpha)[R^{ei}(\alpha) - R_i^{ei}(\alpha) - R_i^{ei}(\alpha)] \}, \quad (7)$$

$$\langle f^a | f \rangle = \exp \left\{ -\omega\pi \int_0^\infty r^2 dr [f^a(r) - f(r)]^2 \right\}. \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^i(\alpha, \alpha') = & \left\{ 4\pi \int_0^\infty r^2 dr \left[\frac{2}{r} u_B(r)v_B(r) + u_B(r) \frac{dv_B(r)}{dr} \right. \right. \\ & \left. \left. - v_B(r) \frac{du_B(r)}{dr} \right] \langle f^a | f^a \rangle + gN[u_B^2(r) - v_B^2(r)](\sigma_v + f) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left(\frac{g^a(r) - g^{a'}(r)}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} |\nabla(\sigma_v + f)|^2 + P \langle f^a | f^a \rangle \right. \\ & \left. + \frac{a}{2} (\sigma_v + f)^2 + \frac{b}{6} (\sigma_v + f)^3 + \frac{c}{24} (\sigma_v + f)^4 \right\} - \langle B_i | H' | B_i \rangle \\ & \times \langle f^a | f^a \rangle \times \left[I_\pi^2(\beta) \delta_{rr'} + \frac{1}{4} I_\pi(\beta) I(\alpha') I(\alpha) \right], \quad (9) \end{aligned}$$

$$f = \frac{1}{2} [f^a(r) - f^{a'}(r)], \quad (10)$$

$$\eta(\alpha, \alpha') = \langle f^a | f^a \rangle I_\pi^2(\beta), \quad \beta = \alpha - \alpha', \quad (11)$$

$$g^a(r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k \omega_k \tilde{f}^a(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (12)$$

$\tilde{f}^a(\mathbf{k})$ 是孤粒子平均场 $f^a(\mathbf{r})$ 的 Fourier 变换式. 以上各式中的 $I(\alpha)$ 、 $R^{di}(\alpha)$ 、 $R^{di}(\alpha)$ 、 $R^{ei}(\alpha)$ 、 $R_i^{ei}(\alpha)$ 、 $R_i^{ei}(\alpha)$ 、 $I_\pi(\beta)$ 和 $I(\alpha')$ 都是用夸克径向波函数表示的标量函数. 用这个模型的计算结果能相当好的符合实验值, 同时还可分别计算各个低激发态强子的性质.

二、强子的静态物理性质

利用 π 云孤粒子袋模型导出强子静态物理性质的解析表达式如下:

1. 强子的质量即由(3)式表示. 其中第三项是 π 介子效应对质量的贡献.
2. 由电荷半径平方算符在 $|B_i\rangle^d$ 中的期望值, 可得 π 云重子均方电荷半径为

$$\begin{aligned} {}^d\langle B_i | R^2 | B_i \rangle^d &= |c_0|^2 R_0^2 \left(m_i^2 + \frac{1}{2} \right) + R_0^2 \sum_f P_{if} \left(\frac{1}{2} \right. \\ &\quad \left. + \frac{m_i^2 [I'(I'+1) + I^i(I^i+1) - 2]}{2I'(I'+1)} \right) \\ &\quad + \sum_f R_{if}^2 \frac{m_i^2 [I'(I'+1) - I^i(I^i+1) + 2]}{2I'(I'+1)}. \end{aligned} \quad (13)$$

其中 m_i^2 是强子同位旋 I' 的磁量子数.

$$P_{if} = \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 \frac{\alpha_i^2}{(2I_f+1)(2S_f+1)} \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha \int_0^\infty \alpha'^2 d\alpha' F_{if}(\alpha) \eta_i(\alpha, \alpha') F_{if}(\alpha'), \quad (14)$$

$$R_{if}^2 = \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 \frac{\alpha_i^2}{(2I_f+1)(2S_f+1)} \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha \int_0^\infty \alpha'^2 d\alpha' F_{if}(\alpha) R_{if}^2(\alpha, \alpha') F_{if}(\alpha'), \quad (15)$$

$$R_{if}^2(\alpha, \alpha') = \langle f^a | f^{a'} \rangle 4\pi \int_0^\infty r^4 dr [u_a^2(r) + \tilde{v}_a^2(r)(r-\alpha)^2], \quad (16)$$

$$R_0^2 = 4\pi \int_0^\infty r^4 dr (u_b^2(r) + v_b^2(r)). \quad (17)$$

这里的 R_0^2 是 MFA 下计算的结果^[5,6]. (13)式右边前两项是对 MFA 结果的重正化, 它和 MFA 结果的区别是这里有一个确定的几率. 其中 $|c_0|^2$ 表示重子处于裸体态时的几率, $\sum_f P_{if}$ 表示重子处于 π 云重子态时的几率. 对于低激发态重子, 它是核子转变成核子加 π 介子和核子转变成 Δ 共振态加 π 介子的几率之和, 即有

$$P_{N\pi} = \frac{1}{4} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha \int_0^\infty \alpha'^2 d\alpha' F_{N\pi}(\alpha) \eta_1(\alpha, \alpha') F_{N\pi}(\alpha'), \quad (18)$$

$$P_{\Delta\pi} = \frac{1}{16} \left(\frac{4\pi}{3} \right)^2 \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha \int_0^\infty \alpha'^2 d\alpha' F_{\Delta\pi}(\alpha) \eta_1(\alpha, \alpha') F_{\Delta\pi}(\alpha'). \quad (19)$$

(13)式的第三项是纯粹 π 介子效应引起的.

3. π 云重子的磁矩由磁矩算符在 $|B_i\rangle^d$ 中的期望值来确定, 即

$$\begin{aligned} {}^d\langle B_i | \mu | B_i \rangle^d &= m_i^2 \left\{ \mu_0 |c_0|^2 \left(\frac{5m_i^2}{2\sqrt{I_i(I_i+1)S_i(S_i+1)}} + \frac{1}{3} \right) \right. \\ &\quad \left. + \mu_0 \sum_f P_{if} \left(\frac{S_f(S_f+1) + S_i(S_i+1) - 2}{S_f(S_f+1)} \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left(\frac{1}{6} + \frac{5m_i^2 [I_f(I_f+1) + I_i(I_i+1) - 2]}{8I_f(I_f+1)\sqrt{I_f(I_f+1)S_f(S_f+1)}} \right) \right\} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \mu_0 m_i^i m_s^i F_{i, \text{N}\Delta} \frac{5[(2I_f + 1)(2I_i + 1)(2S_f + 1)(2S_i + 1)]^{1/2}}{I_f(I_f + 1)(S_f + 1)S_f} \\
& \times \frac{4[I_f(I_f + 1) + I_i(I_i + 1) - 2]}{[2I_f(2I_f + 1)(2I_f + 2)2I_i(2I_i + 1)(2I_i + 2)]^{1/2}} \\
& \times \frac{[S_f(S_f + 1) + S_i(S_i + 1) - 2]}{[2S_f(2S_f + 1)(2S_f + 2)2S_i(2S_i + 1)(2S_i + 2)]^{1/2}} \\
& - \sum_f M_{if} \left. \frac{m_i^i [I_f(I_f + 1) - I_i(I_i + 1) + 2]^2}{4 I_f^2(I_f + 1)^2} \right\}. \quad (20)
\end{aligned}$$

其中

$$\mu_0 = \frac{8\pi}{3} \int_0^\infty r^3 dr u_B(r) v_B(r) \quad (21)$$

是 MFA 的结果^[5,6].

$$\begin{aligned}
M_{if} &= \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 \frac{\alpha_i^2}{(2I_f + 1)(2S_f + 1)} \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha \int_0^\infty \alpha'^2 d\alpha' F_{if}(\alpha) \frac{\alpha\alpha'}{2} \\
&\times [M_0(\alpha, \alpha') - M_2(\alpha, \alpha')] F_{if}(\alpha'), \quad (22)
\end{aligned}$$

$$M_I(\alpha, \alpha') = \langle f^a | f^a \rangle 4\pi \int_0^\infty r^3 dr [(u_\pi^l(r))^2 + (v_\pi^l(r))^2 (r - \alpha)^2], \quad (23)$$

$$P_{i, \text{N}\Delta} = \left(\frac{4\pi}{3}\right)^2 \frac{d_i^2}{(2S_i + 1)(2I_i + 1)} \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha \int_0^\infty \alpha'^2 d\alpha' F_{i\text{N}}(\alpha) \eta_1(\alpha, \alpha') F_{i\Delta}(\alpha'). \quad (24)$$

4. 由轴矢量流算符 $\mathbf{A}(\mathbf{r})$ 导出重子轴矢量流为:

$$\begin{aligned}
{}^d \langle B_i | \mathbf{A}(\mathbf{r}) | B_i \rangle^d &= \frac{5 m_i^i m_s^i}{\sqrt{I_f(I_f + 1)S_f(S_f + 1)}} \mathbf{e}_3 \left\{ \mathbf{A}_0(\mathbf{r}) Q_B \right. \\
&+ \frac{8\sqrt{3}}{5} c_0 \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha_i^2}{\sqrt{(2I_f + 1)(2S_f + 1)}} \int_0^\infty \alpha^2 d\alpha F_{ii}(\alpha) \langle f^a | f \rangle (\mathbf{r} - \alpha) \\
&\times \left. \sum_{l=0}^{\infty} u_\pi^l(r) P_l(\cos \widehat{r\alpha}) \sum_{l=0}^{\infty} v_\pi^l(r) P_l(\cos \widehat{r\alpha}) \right\}, \quad l = 0, 2, 4, \dots, \quad (25)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Q_B &= |c_0|^2 + \frac{1}{4} \sum_f P_{if} \frac{[I_f(I_f + 1) + I_i(I_i + 1) - 2][S_f(S_f + 1) + S_i(S_i + 1) - 2]}{I_f(I_f + 1)S_f(S_f + 1)} \\
&+ P_{i, \text{N}\Delta} \frac{[(2I_f + 1)(2I_i + 1)(2S_f + 1)(2S_i + 1)]^{1/2}}{[I_f(I_f + 1)S_f(S_f + 1)]^{1/2}} \\
&\times \frac{4[I_f(I_f + 1) + I_i(I_i + 1) - 2]}{[2I_f(2I_f + 1)(2I_f + 2)2I_i(2I_i + 1)(2I_i + 2)]^{1/2}} \\
&\times \frac{[S_f(S_f + 1) + S_i(S_i + 1) - 2]}{[2S_f(2S_f + 1)(2S_f + 2)2S_i(2S_i + 1)(2S_i + 2)]^{1/2}}. \quad (26)
\end{aligned}$$

$$\mathbf{A}_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \{ u_B^2(r) \hat{z} + v_B^2(r) [2(\hat{f} \cdot \hat{z})\hat{f} - \hat{z}] \} \mathbf{e}_3 \quad (27)$$

是重子轴矢量流的空间部分,它是 MFA 的结果. 式中 \hat{z} 和 e_3 分别表示在自旋和同位旋空间中沿 z 轴方向上的单位矢量.

5. 由(25)式可导出两个重要物理量——轴矢量耦合常数 g_A 和轴矢量流散度 $D(r)$. 即

$${}^d\langle B_i | g_A | B_i \rangle^d = \frac{5 m_i^f m_s^f}{\sqrt{I_f(I_f + 1)S_f(S_f + 1)}} e_3 g_{A_0} Q_B, \quad (28)$$

其中

$$g_{A_0} = 4\pi \int_0^\infty r^2 dr \left[u_B^2(r) - \frac{1}{3} v_B^2(r) \right] \quad (29)$$

是 MFA 的结果.

$$\begin{aligned} {}^d\langle B_i | \nabla \cdot \mathbf{A}(r) | B_i \rangle^d &= \frac{5 m_i^f m_s^f}{\sqrt{I_f(I_f + 1)S_f(S_f + 1)}} e_3 (\hat{r} \cdot \hat{z}) \\ &\times \left\{ D_0(r) Q_B + \frac{8\sqrt{3}}{15} \left[\frac{d}{dr} (r u_B(r)) + 2u_B(r) - \frac{2}{5} \left(\frac{d}{dr} + \frac{2}{r} \right) u_B^2(r) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (30)$$

其中

$$D_0(r) = -2 g \sigma_0 u_B(r) v_B(r) \quad (31)$$

是在 MFA 中且忽略夸克质量时的轴矢量流散度. 在袋内其值很小,但不为零,在袋外其值为零,因此,在袋的表面 $D_0(r)$ 不守恒而违背了手征对称性. 在手征对称性下,轴矢量流是守恒的,但(30)式所表示的是在隐藏对称下的 PCAC.

6. 在 MFA 下的传统孤粒子袋模型中,无法求得 $NN\pi$ 顶角和 $N\Delta\pi$ 顶角的耦合常数,但在本模型中,利用生成坐标态和裸体重子态来计算顶角函数,并与 Chew-Low 理论^[7-9]的顶角函数比较,即可求得这两个顶角的耦合常数,即得

$$f_{NN\pi} = \frac{\sqrt{2\pi}}{9} N_0 m_\pi^{3/2} \alpha_i \int_0^\infty \alpha^3 d\alpha S_{NN}(\alpha), \quad (32)$$

$$f_{N\Delta\pi} = \frac{\sqrt{2\pi}}{6} N_0 m_\pi^{3/2} \alpha_i \int_0^\infty \alpha^3 d\alpha S_{N\Delta}(\alpha). \quad (33)$$

其中

$$N_0 = \frac{\sqrt{Q}}{4\pi} \left[\int_0^\infty \alpha^2 d\alpha \int_0^\infty \alpha'^2 d\alpha' \eta_0(\alpha, \alpha') \right]^{-1/2}, \quad (34)$$

Q 表示体积.

7. Δ 粒子的衰变宽度 Γ_Δ 与耦合常数 $f_{N\Delta\pi}$ 有关,即

$$\Gamma_\Delta = \frac{(m_\Delta + m_N)^2 - m_\pi^2}{6 m_\Delta^2} \frac{q^3}{m_\pi^2} f_{N\Delta\pi}^2. \quad (35)$$

其中 m_Δ 、 m_N 和 m_π 分别表示 Δ 粒子、核子和 π 介子的质量, $q = 1.15 \text{ fm}^{-1}$ 是运动学因子.

三、计算结果和讨论

这个模型共有 5 个参数: a, b, c, g 是原来孤粒子袋模型的参数, 现在加上强耦合常数 α_s . π 介子在夸克场 $\psi(r)$ 和孤粒子平均场 $f(r)$ 中的效应已通过它们重新标度而考虑了, 即新的夸克场和孤粒子场为

$$\tilde{\psi}(r) = c_0^{3/2}\psi(r), \quad \tilde{f}(r) = c_0 f(r). \quad (36)$$

生成坐标方程组(3)和(4)利用循环迭代法求解, 直到满足一定精度为止. 其中(4)是

表 1 在参数 $a = 59.19, b = -1354.6, c = 10^4, g = 16.3$ 情况下强子的静态物理性质

	物 理 量	π 云强子态	MFA	D-W ^[4]	实 验 值
核 子	质量 (MeV)	938.9486	1234.8492	939	938.9263
	质子均方根电荷半径 (fm)	0.8391	0.9624	0.83	0.83
	中子均方电荷半径 (fm ²)	1.9463×10^{-4}	0	-0.08	-0.12
	质子磁矩 (μ_N)	2.4645	2.6969	2.86	2.7928
	中子磁矩 (μ_N)	-1.6430	-2.1616	-2.32	-1.9130
	轴矢量耦合常数	1.2534	0.9894	0.86	1.254
	NN π 顶角耦合常数	0.3468	0	0.14	0.28
	N \rightarrow N $+\pi$ 的几率	2.724×10^{-4}	0	0.28	
	N $\rightarrow\Delta+\pi$ 的几率	8.717×10^{-9}	0	0.17	
	裸体核子态的几率	0.76	1		
	强耦合常数 α_s	2.70		2.72	
	轴矢量流散度的体积分 (fm ⁻¹)	-0.3084	-0.1321	-0.09	很 小
	Δ 粒 子	质量 (MeV)	1233.2642	1235.8492	1232
Δ^{++} 均方根电荷半径 (fm)		1.1992			
Δ^+ 均方根电荷半径 (fm)		0.8480			
Δ^0 均方根电荷半径 (fm)		3.018×10^{-4}			
Δ^- 均方电荷半径 (fm ²)		-0.719			
Δ^{++} 磁矩 (μ_N)		5.0338		2.06	3.25
Δ^+ 磁矩 (μ_N)		0.839			
Δ^0 磁矩 (μ_N)		-4.615×10^{-7}			
Δ^- 磁矩 (μ_N)		2.517			
Δ^{++}, Δ^- 轴矢量耦合常数		2.304			
Δ^+, Δ^0 轴矢量耦合常数		0.256			
N $\Delta\pi$ 顶角耦合常数		0.5886	0	0.27	0.59
衰变宽度 (MeV)		109.9929			110
强耦合常数 α_s		2.70		2.72	
Δ^{++}, Δ^- 轴矢量流散度的体积分 (fm ⁻¹)	-0.5615				
Δ^+, Δ^0 轴矢量流散度的体积分 (fm ⁻¹)	-0.0624				
裸体 Δ 态的几率	0.776	1			
π 介 子	质量 (MeV)	137.6742	853.88	140	138.0321
	π^+ 均方根电荷半径 (fm)	0.7028	0.78		
	π^- 均方电荷半径 (fm ²)	-0.1647			
	$1/c_0$	1.35945		1.18	
	强耦合常数 α_s	3.25		3.17	

第一类 Fredholm 积分方程, 可用机械求积法^[10]进行近似解. 通过解这些方程, 求出 E 、 c_0 、 $F_{if}(\alpha)$ 后, 由(13)–(35)各式即可算出强子的各种物理性质, 如表所示. 为了比较, 表中还列出用同样参数求得的 MFA 结果、D-W 计算值^[4]和实验值. 从表中可以看出, 本模型计算强子的大部分性质基本上与实验值相符, 尤其可以分别计算核子和 Δ 粒子的性质. 为了得到与实验值大体相符的 π 介子质量, 本文利用了比重子情况稍大的强耦合常数. 求得的质子均方根电荷半径稍大于实验值, 同时还求出了在 MFA 中无法预言的中子电荷半径, 这些都是 π 介子效应引起的. 求得核子的轴矢量耦合常数与实验值十分相符, 明显优于 MFA 值和 D-W 值. 对于在 MFA 中无法计算的 $NN\pi$ 和 $N\Delta\pi$ 的顶角耦合常数及 Δ 衰变宽度, 本模型也求得了与实验值基本相符的结果. 这里还计算了 $N \rightarrow N + \pi$ 和 $N \rightarrow \Delta + \pi$ 时的几率以及核子和 Δ 粒子处于裸体态的几率, 这些值均作为对这些物理量的初步估计.

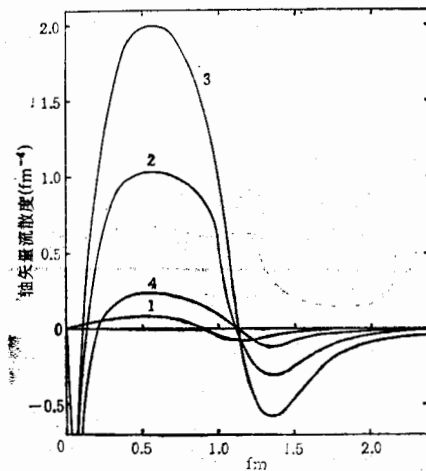


图1 核子和 Δ 粒子的轴矢量流密度(曲线1表示 $D_0(r)$, 曲线2表示 $D_N(r)$, 曲线3表示 $D_{\Delta^{++}}(r)$ 和 $D_{\Delta^-}(r)$, 曲线4表示 $D_{\Delta^+}(r)$ 和 $D_{\Delta^0}(r)$.)

在手征对称下, 核子和 Δ 的轴矢量流密度应当为零, 但在本模型中求得它们是一个不大的径向函数, 见图1所示. 从图中可以看出, 在袋的表面附近, 它们有一个峰值, 这是违背轴矢量流守恒. 本文计算了它们的体积分, 给出不大的值, 见表, 这表明, 我们得到的是轴矢量流部分守恒的特征.

四、结束语

这里研究的 π 云孤粒子袋模型认为在重子中允许有一个 π 介子, 它是由重子中夸克间的单胶子交换相互作用引起的. 因此, 这种模型不需要像 MIT 云袋模型那样唯象地附加一个 π 介子场. 如果参数选择适当, 该模型能较好地再现和预言强子的许多物理性质. 应当说明的是, 本文全部结果都是利用静态 ($\omega = 0$) 标量和张量自由胶子传播子获得的, 较完善的修正应当用各种能量的胶子传播子和囚禁的胶子传播子进行计算. 同时还可用“绝热”近似下的夸克场, 这时它将随孤粒子场的改变而变化.

关于生成坐标方程组的求解有各种近似方法, 为了简单起见, 本文采用循环迭代法和机械求积法, 其缺点是可能引起解的不稳定性, 我们已从解 $F_{if}(\alpha)$ 有较大起伏可以看出(本文未给出它们的变化曲线). 为了克服这个缺点, 可采用 Phillips^[11] 和 Tikhonov^[12] 提出的积分方程正则化近似法计算.

还应当说明的是, 本模型基本上没有考虑质心修正, 否则, 需要重新调整参数, 可能会获得更好的结果. 同时, 作为微扰的 H' , 在此仅考虑单胶子交换相互作用, 实际上在拉氏密度函数中, 夸克场和孤粒子场的耦合项对 H' 也有贡献(作为高阶微扰效应), 若顾及

此,将会获得更好的结果。

在此,对美国华盛顿大学 L. Wilets 教授的指教表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] K. Huang and D. R. Stump, *Phys. Rev.*, **D14**(1976), 223.
- [2] R. Friedberg and T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 1694; **D16** (1977), 1096; **D18** (1978), 2623.
- [3] T. D. Lee, *Phys. Rev.*, **D19** (1979), 1802.
- [4] J. L. Dethier and L. Wilets, *Phys. Rev.*, **D35** (1986), 207.
- [5] R. Goldflam and L. Wilets, *Phys. Rev.*, **D25** (1982), 1951.
- [6] 高道国, *高能物理与核物理*, **13**(1989)20.
- [7] G. F. Chew, *Phys. Rev.*, **94**(1954), 1748; **94**(1954), 1755.
- [8] G. F. Chew and F. E. Low, *Phys. Rev.*, **101**(1956), 1570.
- [9] G. C. Wich, *Rev. Mod. Phys.*, **27**(1955), 339.
- [10] 北京大学, 吉林大学, 南京大学计算数学教研室编, 计算方法, 人民教育出版社, (1961), 550.
- [11] D. L. Phillips, *J. Assoc. Comp. Math.*, **9**(1962), 84.
- [12] A. N. Tikhonov, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **124** (1959), 510 (*Sov. Phys. Dokl.*, **4**(1959), 1035).

STATIC PHYSICAL PROPERTIES OF HADRONS CALCULATED IN THE SOLITON BAG MODEL WITH PION CLOUD

GAO DAOGUO

(Sichuan University, Chengdu)

ABSTRACT

In this paper, the one-gluon exchange interaction between quarks is taken into account in the hamiltonian of the soliton bag model to the zeroth order in g_s . Can be formed, thus resulting in a soliton bag model with pion cloud. The analytical expressions for the static physical properties of hadrons is derived, and the calculated results agree in the main with the experimental data.