第 37 卷 第 1 期
1988 年 1 月

物 理 学 报
ACTA PHYSICA SINICA

Vol. 37, No. 1
Jan., 1988

Bethe-Salpeter 方程中位势的一类旋量结构

马桂荣　　张鉴祖
（河北师范学院）（山西大学）

1987 年 2 月 18 日收到

提　　要

本文给出了在瞬时相互作用下自然 J^{PC} 介子三维波函数的最一般的旋量结构及其空间波函数所满足的标量方程组. 它们分成三大类. 给出了在唯象上合理的位势旋量结构的选择下三维波函数的旋量结构的解.

一、引　　言

自从介子被看成层子-反层子的相对论束缚态以来，Batle-Salpeter (B-S) 方程受到广泛的重视[1-5]，这是因为这个唯象处理方案至少与量子场论有着形式上的联系. 当 B-S 方程应用于处理介子问题时，有三个问题必须很好地解决. 第一个问题，在 B-S 方程解中，存在与相对时间自由度激发相联系的非物理态，必须恰当地加以排除. 有不同的方法排除非物理态. 本文将采用文献[3]的瞬时相互作用近似.

按照文献[3]，在瞬时相互作用假定下，在动量表象、质心系中，可将 B-S 方程改写为

$$\begin{aligned}
&\mu\varphi_P(\boldsymbol{p}) - H_1(\boldsymbol{p})\varphi_P(\boldsymbol{p}) + \varphi_P(\boldsymbol{p})H_2(-\boldsymbol{p}) \\
&= \sum_{I=S,P,V,A,T}\int d^3p' W^{(I)}(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}';P)\gamma_4\Gamma^{(I)}\cdot\left[\frac{1}{E_1'}H_1(\boldsymbol{p}')\varphi_P(\boldsymbol{p}')\right. \\
&\qquad\left. - \frac{1}{E_2'}\varphi_P(p')H_2(-\boldsymbol{p}')\right]\Gamma^{(I)}\gamma_4,
\end{aligned}\tag{1}$$

式中 $p=\frac{1}{2}(p_1-p_2)$ 为层子-反层子间的四维相对动量; $P=p_1+p_2$ 为介子的四维动量; p_i 和 M_i 分别为层子的四维动量和质量，$i=1$ 表示层子，$i=2$ 表示反层子; μ 为介子质量; $W(\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}';P)$ 为 B-S 不可约核，在瞬时相互作用假定下，它不依赖于 p_0 和 p_0'; $\Gamma^{(I)}=I,\ \gamma_5,\ \gamma_\mu,\ i\gamma_5\gamma_\mu,\ \sigma_{\mu\nu}$; $H_1(\boldsymbol{p})=\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{p}+M_1\gamma_4$; $H_2(-p)=-\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{p}+M_2\gamma_4$; $E_i=(\boldsymbol{p}^2+M_i^2)^{1/2}$, $i=1,2$. 波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 与 B-S 振幅 $\chi_P(p)$ 的关系为

$$\chi_P(p)=\frac{1}{H_1(\boldsymbol{p})-\frac{1}{2}\mu-p_0}\varphi_P(\boldsymbol{p})-\varphi_P(\boldsymbol{p})\frac{1}{H_2(-\boldsymbol{p})+\frac{1}{2}\mu-p_0}.\tag{2}$$

在瞬时相互作用假定下，$\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 与 p_0 无关，称三维波函数.

第二个问题，必须很好地确定自然 J^{PC} 介子的波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 的最普遍的旋量结构. (此处 J 为介子的自旋，P 为空间宇称，C 为电荷共轭宇称，它们满足关系式 $P=(-1)^{l+1}$, $C=(-1)^{l+S}$，其中 l 为层子 q-反层子 $\bar{q}$ 间相对轨道角动量，S 为 q-$\bar{q}$ 的总自旋，$S=0,1$.) 这在第二节中讨论. 从介子的 B-S 振幅 $\chi_P(p)$ 在空间反射、电荷共轭和时空弱反演

下的变换性质，可以导出波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 的变换性质，从而可以确定 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 的最普遍的旋量结构．结果发现，自然 J^{PC} 介子的波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 分成三大类．每一类波函数都包含若干个标量函数．过去，一些作者常常从某些物理考虑出发仅确定出其中的部份项．由于其他一些项也可能是重要的，所以在本文的讨论中我们将保留所有的项．

第三个问题，如何从唯象上恰当地确定 B-S 不可约核的可能类型．如果仅限于单胶子交换机制，则耦合是矢量型 V，若考虑一切不可约图形的贡献，则所有五种耦合类型（标量型 S、赝标量型 P、矢量型 V、轴矢量型 A 和张量型 T）都可能存在．文献[4]从唯象上确定可能的耦合类型的考虑如下：首先讨论一个自由 q-$\bar{q}$ 体系的自然 J^{PC} 态 B-S 振幅．要求不但 q-$\bar{q}$ 体系的质心运动是相对论的，而且 q-$\bar{q}$ 的内部运动也是相对论的．这样，我们不能采用非相对论的自旋描述方案来构造自然 J^{PC} 态，必须采用相对论的 Jacob-Wick 的螺旋态描述方案[6]．由此得到的自然 J^{PC} 态的 B-S 振幅与动力学无关，仅由运动学决定，因而是非常普遍的结果．然后仔细讨论自然 J^{PC} 介子的 B-S 方程．在 B-S 方程中，B-S 核的耦合类型强烈地决定了 B-S 波函数的旋量结构．选择不同的耦合类型，就可得到不同旋量结构的 B-S 波函数．一个自然的要求是，当 q-$\bar{q}$ 间的相互作用趋于零，且 q 和 $\bar{q}$ 都位于质壳上时，B-S 方程的解应趋于上面所叙述的自由体系的自然 J^{PC} 态的 B-S 振幅．由此，文献[4]确定了一类 B-S 不可约核的可能类型．文献[4]所给出的框架有两个问题需进一步解决．第一，没有能够克服与相对时间自由度激发相联系的困难．第二，对 B-S 不可约核旋量结构的限制太强烈了．它要求所有自然 J^{PC} 介子 B-S 波函数所满足的 B-S 方程中，位势具有相同的函数形式（位势近似下）．由此得出，标量型、赝标量型和矢量型 B-S 不可约核相等：$W^{(S)}=-W^{(P)}=-W^{(V)}$．这一结论与量子色动力学（QCD）的图象难于协调．文献[5]采用瞬时相互作用近似避免了与相对时间自由度激发相联系的困难，但文献[4]的第二个问题依然存在．在本文中，我们将放弃在所有自然 J^{PC} 介子的 B-S 方程中位势函数形式都相同的要求，找到了一组在唯象上合理的耦合类型，它们将是混合型耦合．

二、在瞬时相互作用近似下自然 J^{PC} 介子三维波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 的一般形式

在空间反射下，介子的 B-S 振幅 $\chi_P(p)$ 的变换为

$$\chi_P(p)=\eta_P\gamma_4\chi_{P'}(p')\gamma_4,\quad p'=(-\boldsymbol{p},\ ip_0),\quad P'=(-\boldsymbol{p}',iP_0). \tag{3}$$

此处 η_P 为介子的内宇称．

在电荷共轭变换下，$\chi_P(p)$ 的变换为

$$\chi_P(p)=\eta_C C\chi_P^T(-p)C^{-1}. \tag{4}$$

此处 C 为电荷共轭矩阵，满足 $C\gamma_\mu^T C^{-1}=-\gamma_\mu(\mu=1,2,3,4)$，$\eta_C$ 为介子的电荷共轭宇称，T 表示转置．

在时空弱反演下，$\chi_P(p)$ 的变换为

$$\bar{\chi}_P(p)=B\chi_P^T(p)B^{-1}. \tag{5}$$

此处 B 为 Dirac 旋量的时空弱反演矩阵，满足 $B\gamma_\mu^T B^{-1}=\gamma_\mu(\mu=1,2,3,4)$，$\bar{\chi}$ 为介子

的共轭 B-S 波函数，满足

$$\bar{\chi}_P(p) = -\gamma_4\chi_P^+(p)\gamma_4. \tag{6}$$

此处＋表示轭密共轭。

在相似变换 U 下，Γ 矩阵的函数 $f(\Gamma)$ 满足

$$Uf(\Gamma)U^{-1} = f(U\Gamma U^{-1}). \tag{7}$$

利用(7)式，由(2)式易证，介子的三维波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 在空间反射、电荷共轭和时空弱反演下的变换性质仍由(3)—(5)式表达．利用这个结果，按与文献[7]相同的方法，可确定 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 的最一般的旋量结构．我们发现，具有自然 J^{PC} 量子数的介子的三维波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 分为三大类，其最一般的旋量结构如下(在质心系中)：

(1) $S=0$, $J^{-+}(J=2n)$ 和 $J^{+-}(J=2n+1)$ 介子系列：

$$\varphi_P(\boldsymbol{p}) = \gamma_5(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_1 - \gamma_5\gamma_4\mu(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_2 - \sigma_{4l}\gamma_5\mu[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_3 - (\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})f_4]; \tag{8}$$

(2) $S=1, J^{--}(J=2n+1)$ 和 $J^{++}(J=2n)$ 介子系列： (10)

$$\begin{aligned}\varphi_P(\boldsymbol{p}) = {} & i(\mathbf{E}\cdot\boldsymbol{p})g_1 + \gamma_l[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_2 + (\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})g_3] + i\gamma_5\gamma_l\mu\varepsilon_{lk4j}(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})p_jg_4 \\ & + i\sigma_{4l}\mu[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_5 + (\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})g_6];\end{aligned} \tag{9}$$

(3) $S=1$, $J^{--}[J=2(n+1)]$ 和 $J^{++}(J=2n+1)$ 介子系列：

$$\varphi_P(\boldsymbol{p}) = -\gamma_l\mu\varepsilon_{lk4j}(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})p_jh_1 + i\gamma_5\gamma_l[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})h_2 + (\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})h_3] + i\sigma_{ij}\gamma_5(\boldsymbol{E}_i\cdot\boldsymbol{p})p_jh_4.$$

在(8)—10 式中，$n=0,1,2,\cdots$, f_i, g_i 和 h_i 为 $\boldsymbol{p}^2$, $(\boldsymbol{p}\cdot\boldsymbol{P})^2$ 的标量函数，以下简称空间波函数，它们体现了系统的动力学性质．极化张量 $E_{\mu_1\mu_2\cdots\mu_j}$ 满足如下条件：

$E_{\cdots\mu_l\cdots\mu_k\cdots} = E_{\cdots\mu_k\cdots\mu_l\cdots}$ (对称性)，$E_{\cdots\mu\cdots}P_\mu = 0$ (洛伦兹条件)，$E_{\cdots\mu\cdots\mu\cdots}=0$ (无迹条件)．指标 μ 跑过 1, 2, 3, 4．在质心系中，符号 $(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p}) = E_{i_1i_2\cdots i_j}p_{i_1}p_{i_2}\cdots p_{i_j}$，$(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p}) = E_{li_2\cdots i_j}p_{i_2}\cdots p_{i_j}$．指标 i 跑过 1, 2, 3．ε_{lk4j} 为四阶完全反对称张量．

在(8)—(10)式中，取 $(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})=1$, $(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})=0$，即得 $J=0$ 的介子 (0^{-+}, 0^{++}) 的三维波函数；取 $(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p}) = \boldsymbol{e}\cdot\boldsymbol{p}$, $(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p}) = e_l$，此处 $\boldsymbol{e}$ 为矢介子的极化矢量，即得 $J=1$ 的介子 (1^{+-}, 1^{--} 和 1^{++}) 的三维波函数．

三、空间波函数 f_i, h_i 和 g_i 所满足的标量方程组

为了便于处理方程(1)，我们引入 Γ 矩阵的投影算符 $P^{(I)}$ 和投影位势 $V^{(I)}$[8]．这样，方程(1)可改写为

$$\begin{aligned}& \mu\varphi_P(\boldsymbol{p}) - H_1(\boldsymbol{p})\varphi_P(\boldsymbol{p}) + \varphi_P(\boldsymbol{p})H_2(-\boldsymbol{p}) \\ & = \sum_{I=S,P,V,A,T}\int d^3p'V^{(I)}(\boldsymbol{p},\ \boldsymbol{p};P)\gamma_4\Gamma^{(I)}\Big[\frac{1}{E_1'}H_1(\boldsymbol{p}')\varphi_P(\boldsymbol{p}') \\ & \quad - \frac{1}{E_2'}\varphi_P(\boldsymbol{p}')H_2(-\boldsymbol{p}')\Big]\Gamma^{(I)}\gamma_4.\end{aligned} \tag{11}$$

以上，投影算符 $P^{(I)}$ 满足

$$P^{(I)}P^{(J)} = \delta^{IJ}P^{(J)}, P^{(I)}\Gamma^{(J)} = \delta^{IJ}\Gamma^{(J)}. \tag{12}$$

(1)式中的 $W^{(I)}$ 与(11)式中的 $V^{(I)}$ 的关系为

$$W^{(S)} = \frac{1}{16}V^{(S)} - \frac{1}{16}V^{(P)} + \frac{3}{8}V^{(T)} - \frac{1}{4}V^{(V)} + \frac{1}{4}V^{(A)},$$

$$W^{(P)} = \frac{1}{16}V^{(S)} - \frac{1}{16}V^{(P)} + \frac{3}{8}V^{(T)} + \frac{1}{4}V^{(V)} - \frac{1}{4}V^{(A)},$$

$$W^{(T)}=\frac{1}{32}V^{(S)}-\frac{1}{32}V^{(P)}-\frac{1}{16}V^{(T)},$$

$$W^{(V)}=\frac{1}{16}V^{(S)}+\frac{1}{16}V^{(P)}+\frac{1}{8}V^{(V)}+\frac{1}{8}V^{(A)},$$

$$W^{(A)}=\frac{1}{16}V^{(S)}+\frac{1}{16}V^{(P)}-\frac{1}{8}V^{(V)}-\frac{1}{8}V^{(A)}.$$

将(8)—(10)式代入(11)式再将(11)式两端乘以适当的Γ矩阵并取迹,即可从(11)式求出空间波函数f_i, h_i和g_i所满足的标量方程组:

(1) $S=0$, $J^{-+}(J=2n)$ 和 $J^{+-}(J=2n+1)$ 介子系列:

$$(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_1-2(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})(\boldsymbol{p}^2f_3-f_4)-V^{(P)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})(\boldsymbol{p}^2f_3-f_4)$$
$$-(M_1+M_2)(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_2-V^{(P)}\cdot\left(\frac{M_1}{E_1}+\frac{M_2}{E_2}\right)(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_2=0; \quad (14)$$

$$(M_1+M_2)(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_1-V^{(A)}\cdot\left(\frac{M_1}{E_1}+\frac{M_2}{E_2}\right)(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_1-\mu^2(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_2=0; \quad (15)$$

$$2p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_1+V^{(T)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_1-\mu^2[p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f_3$$
$$-(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})f_4]=0. \quad (16)$$

(2) $S=1$, $J^{--}(J=2n+1)$ 和 $J^{++}(J=2n)$ 介子系列:

$$(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_1+2(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})(\boldsymbol{p}^2g_5+g_6)+V^{(S)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})(\boldsymbol{p}^2g_5+g_6)=0; \quad (17)$$

$$[p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_2+(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})g_3]-2[p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})-\boldsymbol{p}^2(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})]g_4$$
$$-V^{(V)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)[p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})-\boldsymbol{p}^2(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})]g_4$$
$$-(M_1+M_2)[p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_5+(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})g_6]$$
$$-V^{(V)}\cdot\left(\frac{M_1}{E_1}+\frac{M_2}{E_2}\right)[p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_5+(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})g_6]=0; \quad (18)$$

$$V^{(A)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)p_j[p_k(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_2+(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})g_3]+2p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})g_3$$
$$+\mu^2p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})g_4=0; \quad (19)$$

$$2p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_1-V^{(T)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_1-(M_1+M_2)[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_2$$
$$+(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})g_3]+\mu^2[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_5+(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})g_6]$$
$$+V^{(T)}\cdot\left(\frac{M_1}{E_1}+\frac{M_2}{E_2}\right)[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})g_2+(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})g_3]=0 \quad (20)$$

(3) $S=1$, $J^{--}[J=2(n+1)]$ 和 $J^{++}(J=2n)$ 介子系列:

$$\mu^2p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})h_1+2p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})h_3+V^{(V)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})p_jh_3$$
$$-\frac{1}{2}(M_1+M_2)p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})h_4-\frac{1}{2}V^{(V)}$$
$$\cdot\left(\frac{M_1}{E_1}+\frac{M_2}{E_2}\right)p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})h_4=0; \quad (21)$$

$$2[\boldsymbol{p}^2(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})-p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})]h_1+V^{(A)}\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)[\boldsymbol{p}^2(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})$$

$$-p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})]h_1+[p_m(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})h_2+(\boldsymbol{E}_m\cdot\boldsymbol{p})h_3]=0; \tag{22}$$

$$2(M_1+M_2)p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})h_1-2V^{(T)}\cdot\left(\frac{M_1}{E_1}+\frac{M_2}{E_2}\right)p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})h_1$$
$$-p_j(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})h_4=0. \tag{23}$$

在(14)—(23)式中，$V^{(I)}\cdot p_kF(\boldsymbol{p})$ 由下面积分定义：

$$V^{(I)}\cdot p_kF(\boldsymbol{p})\equiv\int d^3qV^{(I)}(\boldsymbol{p},\boldsymbol{q};P)q_kF(\boldsymbol{q}).$$

故各式中的共同因子 p_k，$(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})$ 等不能消去．仅当位势 $V^{(I)}=0$ 时，这些共同因子才能从式中消去．

四、位势的旋量结构

按文献[4]和[7]的同样的考虑，我们要求当 q-$\bar{q}$ 间的相互作用趋于零，且 q 和 $\bar{q}$ 都位于质壳上时，B-S 方程的解应趋于自由 q-$\bar{q}$ 体系的自然 J^{PC} 态的 B-S 振幅．由此，在(14)—(23)式中，应取

$$V^{(A)}=V^{(T)}=0. \tag{24}$$

这样，可解出三类介子的三维波函数 $\varphi_P(\boldsymbol{p})$ 的旋量结构．(8)—(10)式分别化为

(1) $S=0$，$J^{-+}(J=2n)$ 和 $J^{+-}(J=2n+1)$ 介子系列：

$$\varphi_P(\boldsymbol{p})=\gamma_5\left(1-\frac{M_1+M_2}{\mu}\gamma_4-\frac{2}{\mu}\sigma_{4l}p_l\right)(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})f(\boldsymbol{p}^2); \tag{25}$$

(2) $S=1$，$J^{--}(J=2n+1)$ 和 $J^{++}(J=2n)$ 介子系列：

$$\varphi_P(\boldsymbol{p})=\left\{\gamma_l[n_ln_k(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})-(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})]+i\frac{2}{\mu}\gamma_5\gamma_l\varepsilon_{lk4j}(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})p_j\right.$$
$$\left.+i\frac{M_1+M_2}{\mu}\sigma_{4l}[n_ln_k(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})-(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})]\right\}g(\boldsymbol{p}^2)$$
$$(n_l=p_l/|\boldsymbol{p}|); \tag{26}$$

(3) $S=1$，$J^{--}[J=2(n+1)]$ 和 $J^{++}(J=2n+1)$ 介子系列：

$$\varphi_P(\boldsymbol{p})=\left\{\gamma_l\varepsilon_{lk4j}(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})p_j-i\frac{2}{\mu}\gamma_5\gamma_l[p_l(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p})-\boldsymbol{p}^2(\boldsymbol{E}_l\cdot\boldsymbol{p})]\right.$$
$$\left.+i\frac{M_1+M_2}{\mu}\sigma_{4l}\varepsilon_{lk4j}(\boldsymbol{E}_k\cdot\boldsymbol{p})p_j\right\}h(\boldsymbol{p}^2). \tag{27}$$

(25)—(27)式中，f，g 和 h 满足下列标量方程：

$$\left[\mu^2-(M_1+M_2)^2-4\boldsymbol{p}^2-2V_i\cdot\left(\frac{1}{E_1}+\frac{1}{E_2}\right)\boldsymbol{p}^2\right.$$
$$\left.-(M_1+M_2)V_i\cdot\left(\frac{M_1}{E_1}+\frac{M_2}{E_2}\right)\right\}F^{(i)}_{Jm}(\boldsymbol{p})=0, \tag{28}$$

式中 $i=1$ 时，$V_1=V^{(P)}$，$F^{(1)}_{Jm}(\boldsymbol{p})=|\boldsymbol{p}|^JY_{Jm}(\theta,\varphi)f(\boldsymbol{p}^2)$；$i=2$ 时，$V_2=V^{(V)}$，$F^{(2)}_{Jm}(\boldsymbol{p})=|\boldsymbol{p}|^{J-1}Y_{J-1,m}(\theta,\varphi)g(\boldsymbol{p}^2)$；$i=3$ 时，$V_3=V^{(V)}$，$F^{(3)}_{Jm}(\boldsymbol{p})=|\boldsymbol{p}|^JY_{Jm}(\theta,\varphi)h(\boldsymbol{p}^2)$．$(\theta,\varphi)$ 为 $\boldsymbol{n}=\boldsymbol{p}/|\boldsymbol{p}|$ 的方向角．

顺便指出，对于第(1)和第(3)两类，轨道角动量量子数 $l=J$；对于第(2)类，$l=J-$

1. 显然，因子 $|\boldsymbol{p}|^l Y_{lm}$ 正好表达了 l 次分波的贡献. 这个因子来自 $(\boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{p}) = E_{i_1 i_2 \cdots i_l} p_{i_1} p_{i_2} \cdots p_{i_l}$（化到球极坐标）.

文献[5]在重层子近似下，采用线性位势，$S=0$ 和 $S=1$ 的介子的质量分裂采用常数微扰，解出了(28)式的本征值，得到了轻、重介子的质量谱. 除层子质量外，仅有三个参数，但理论值与实验值符合得很好. 特别是 π 介子的结果，是其他模型难于得到的[9].

根据(24)式投影位势 $V^{(P)}$ 和 $V^{(\bar{P})}$ 都是几种耦合的叠加，一种可能的选择是标量型 S、矢量型 V 和轴矢量型 A（或张量型 T）. 矢量型位势可取为库仑势，标量型位势可取为线性势. 导致 $S=0$ 介子和 $S=1$ 介子的质量分裂的耦合中包含轴矢量型位势（或张量型位势）. 注意到，在非相对论极限下，(1)式中的 $\gamma_4\Gamma^{(A)}\cdot\Gamma^{(A)}\gamma_4$ 或 $\gamma_4\Gamma^{(T)}\cdot\Gamma^{(T)}\gamma_4 \sim \boldsymbol{\sigma}.\ \boldsymbol{\sigma}$，正好表述了自旋-自旋耦合.

由于 ρ 介子的 1s 态能级（770 MeV）与 π 介子的 1S 态能级（140 MeV）间的分裂远大于 π 介子的 1S 态能级，所以用微扰论计算 $S=0$ 介子和 $S=1$ 介子间的能级分裂是不合适的. 关于在上面给出的框架内用非微扰方法和更实际的位势计算全部介子质量谱的结果，我们将另行讨论.

参 考 文 献

[1] C. H. L. Smith, *Ann. Phys.*, 53(1969), 251.
[2] M. Böhm, H. Joos and M. Krammer, *Nucl. Phys.*, B51(1973), 397.
[3] Hu Ning, *Scientia Sinica*, XXII(1979), 295.
[4] An Ying, Zhu Zhong-yuan and Zhang Jian-zu, Proc. of the 1980 Guangzhou Conf. on Theor. Particle Phys., (Science Press, Beijing, China, distributed by Van Nostrand Reinhold Co., N. Y., USA) 1(1980), 473.
[5] 张鉴祖，高能物理与核物理，7(1983)，688.
[6] M. Jacob and G. C. Wick, *Ann. Phys.*, (N. Y.) 7(1959), 404.
[7] Ma Gui-rong, Qi Yong-chang and Zhang Jian-zu, *Nuov. Cim.*, A (in print).
[8] An Ying and Zhu Zhong-yuan, *Scientia Sinica*, 4(1978), 387.
[9] A. Mittal and A. N. Mitra, *Phys. Rev. Lett.*, 57(1986), 290; S. Ono and F. Schröberl, *Phys. Lett.*, 118B (1982), 419; D. S. Kulshreshtha and A. N. Mitra, *Phys. Rev.*, D28(1983), 588.

A KIND OF SPINOR STRUCTURE OF THE POTENTIALS IN BETHE-SALPETER EQUATIONS

MA GUI-RONG (*Hebei Normal College, Baoding*)

ZHANG JIAN-ZU (*Shanxi University, Taiyuan*)

ABSTRACT

In this paper, we present the general spinor structure of 3-dimensional wave functions of mesons with natural J^{PC} and the system of equations satisfied by 3-dimensional wave functions. They are classified into three classes. In the choice of the spinor structure of potentials which is phenomenologically reasonable, a kind of spinor structure of 3-dimensional wave functions is solved.