

一种 $SU(4) \times S_3^a$ 层子模型方案

北京大学物理系基本粒子理论组

摘 要

本文建议了一种 $SU(4) \times S_3^a$ 层子模型方案. 讨论了介子的分类. 给出在质量 2 GeV 附近除粲粒子外还可能存在一批普通介子的色激发态, 讨论了这些粒子的性质和它们在实验中表现的行为, 并指出它们在一些新现象中可能的贡献.

一、层子方案

在 J(3095)、 $\psi(3684)$ 等新粒子发现后, 理论研究十分活跃, 许多人试图把原有的强子结构模型方案扩充来解释新粒子的性质. 其中比较典型的是 $SU(4)$ 方案和 $SU(3) \otimes SU(3)'$ 方案, 前者试图把新粒子特性的来源归结为组成层子不同, 后者试图把新粒子特性的来源归结为层子组成强子时在新的“色空间”自由度中的表示不同. 随着实验中对新粒子性质的认识的进展, 特别是又发现了一系列新现象, 这些方案都在不同程度上遇到了困难.

我们建议一种层子模型的新方案, 它可以合理解释新粒子实验中显现的一些基本特征, 可以解释在实验上发现的若干重要新现象的基本特征, 同时还给出一些重要的预言.

我们建议的模型方案可概述如下:

1. 在我们建议的方案中, 有十二种层子, 借用现在习惯的旧符号, 可以表示为:

p_R	n_R	λ_R	c_R
p_B	n_B	λ_B	c_B
p_G	n_G	λ_G	c_G

其中每一横行的 p, n, λ, c 构成强作用 $SU(4)$ 的基础表示, 显然, 强作用 $SU(4)$ 要求有带粲数的 D 和 F 等粒子存在; 每一直行的 R, B, G 构成“色空间”的基础表示, 但色空间满足的超强作用对称性不是 $SU(3)$ 而是色交换不变 $S(3)$ 和色守恒 $U(1)^{[1]}$.

在我们过去的工作中^[2,3], 曾给出层子间超作用的一种方案, 在其中给出色空间强子的分类不是按 $SU(3)$ 而是按上述对称性. 特别是对于层子和反层子的结合态, 代替 $SU(3)$ 的分解为 $1 + 8$ 共 9 个态, 它只分成 3 个吸引态和 6 个排斥态, 后者将不构成束缚

本文 1977 年 4 月 5 日收到.

态. 因此它所预言的在色空间中允许的介子远比 $SU(3)$ 理论所预言的要少.

色空间的三个束缚态可以用 $R\bar{R}$, $B\bar{B}$, $G\bar{G}$ 作基底表示出来.

考虑到色空间的对称性和色守恒可以允许的质量跃迁, 给出质量本征态和本征值分别为^[4]

$$\begin{aligned}\tilde{\omega} &= \frac{1}{\sqrt{3}}(R\bar{R} + B\bar{B} + G\bar{G}), \\ m^2(\tilde{\omega}) &= m_0^2 - 2b, \\ \tilde{\varphi} &= \frac{1}{\sqrt{6}}(R\bar{R} + B\bar{B} - 2G\bar{G}), \\ \tilde{\rho} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(R\bar{R} - B\bar{B}), \\ m^2(\tilde{\varphi}) &= m^2(\tilde{\rho}) = m_0^2 + b,\end{aligned}$$

其中 m_0^2 为质量算符在 $R\bar{R}$, $B\bar{B}$, $G\bar{G}$ 基底下的对角元, b 为非对角元^[4]. $\tilde{\varphi}$ 和 $\tilde{\rho}$ 是简并的, 要解除其简并必须通过破坏 $S(3)$ 对称性的相互作用.

2. 层子的电荷取整数方案, 其值为:

	p	n	λ	c
R	1	0	0	1
B	1	0	0	1
G	0	-1	-1	0

这样即使没有破坏 $S(3)$ 的次强相互作用存在, 电磁作用也解除了 $\tilde{\varphi}$ 和 $\tilde{\rho}$ 的简并.

3. 弱作用流仍保持色守恒, 但 R , B , G 的弱作用耦合常数有可能不相同, 这相当于它们的弱荷有可能不相同. 弱作用流的 Cabibbo 角结构仍然存在. 并且很有可能 p , n , λ , c 之间的弱作用 $SU(4)$ 对称性仍然保持.

4. 有可能存在与电磁作用相类似的把 R , B 和 G 分开的次强相互作用, 它的量级比通常强作用弱, 但仍保持通常强作用的守恒定律(例如同位旋守恒). 显然电磁作用和可能存在的次强相互作用将使 $\tilde{\varphi}$ 和 $\tilde{\rho}$ 的质量有较小的分裂.

在我们的方案中, 对于由层子和反层子组成的强子, 不仅应表示出是在 $SU(3)$ 空间什么分量, 还应表出色空间的结构, 后者用括号记载. 如 $c\bar{c}(\tilde{\omega})$ 表示 $\frac{1}{\sqrt{3}}(c_R\bar{c}_R + c_B\bar{c}_B + c_G\bar{c}_G)$ 等等.

K变换 在上述方案中, 可以引入 K 变换定义为 R 和 B 互相交换的变换. 显然, 超强相互作用, 电磁相互作用以及可能存在的次强相互作用在 K 变换下是不变的, 因此在这些相互作用引起的过程中 K 都是守恒的, 只有弱相互作用下 K 才有可能不守恒.

令 r , b , g 分别表 R , B , G 的弱荷. 如果要求 $\tilde{\omega}$ 介子可以有弱衰变, 要求 $r + b + g \neq 0$, 如果要求 $\tilde{\rho}$ 介子也可以有弱衰变, 则进一步要求 $r - b \neq 0$. 显然, 能同时符合上述要求的可能性很多, 例如最简单的一种是只有 R 参予弱作用, 即 $r \neq 0$, $b = g = 0$.

色空间结构为 $\tilde{\omega}$ 和 $\tilde{\varphi}$ 的介子以及光子的 K 宇称均为正, 重子的 K 宇称虽可以为负,

但由于重子数守恒, 在所有的相互作用顶点中, 重子数总是成对出现, 其总贡献 K 宇称为正^[4]. 但是色空间结构为 $\bar{\rho}$ 的介子的 K 宇称为负, 因此在所有强作用、次强作用和电磁作用顶点中 $\bar{\rho}$ 的线必须成对出现, 这是 $\bar{\rho}$ 介子最重要的性质.

二、介子的分类

我们用 q 代表 p, n, λ , 熟知的 9 个 0^- 介子和 9 个 1^- 介子均为 $q\bar{q}$ 的 S 波束缚态, 它们的色空间结构为 $\bar{\omega}$, 可统一记作 $q\bar{q}(\bar{\omega})$. 新发现的 $J(3095)$ 和 $\psi(3684)$ 可分别归为 $c\bar{c}(\bar{\omega})$ 和 $c\bar{c}(\bar{\varphi})$. 这个分类自然保留了对普通介子通常 $SU(3)$ 分类中已有的结果, 同时对 J 和 ψ 的性质给出了一些基本要求.

1. 考察中性矢量介子通过单光子与电子对的耦合, 由层子的电荷方案给出

$$\rho(\omega) : \omega(\omega) : \varphi(\omega) : J : \psi = 9 : 1 : 2 : 8 : 4,$$

它们符合现在实验测到的 Γ_{ee} 的结果.

此外对应还应存在三个 $\bar{\varphi}$ 的中性矢量介子. 如果在普通 $SU(3)$ 中也是理想混合, 则对应还有比例

$$\rho(\bar{\varphi}) : \omega(\bar{\varphi}) : \varphi(\bar{\varphi}) = 0 : 8 : 4,$$

如果在普通 $SU(3)$ 中是不混合的, 则对应还有比例

$$\rho(\bar{\varphi}) : \omega_0(\bar{\varphi}) : \varphi_0(\bar{\varphi}) = 0 : 12 : 0.$$

无论是有混合的 $\omega(\bar{\varphi})$ 和 $\varphi(\bar{\varphi})$ 或无混合的 $\omega_0(\bar{\varphi})$ 都应在 e^+e^- 对撞中可以被观察到.

2. 利用 J 和 ψ 的质量给出 $\bar{\varphi}$ 和 $\bar{\omega}$ 的质量分裂为质量平方差 $3b = 4 \text{ GeV}^2$. 再利用 $m^2(\bar{\rho})$ 与 $m^2(\bar{\varphi})$ 近似相等, 可以预言在 3.7 GeV 附近应有 $c\bar{c}(\bar{\rho})$ 粒子存在, 在 2 GeV 上下应有 $q\bar{q}(\bar{\varphi})$ 和 $q\bar{q}(\bar{\rho})$ 的 0^- 介子与 1^- 介子存在.

3. 由于 J 是 $c\bar{c}(\bar{\omega})$, 它衰变到普通强子必须通过 Zweig 禁戒的过程, 这就使 J 的强衰变大大压低而表现为窄宽度粒子.

4. 由于 ψ 是 $c\bar{c}(\bar{\varphi})$, 它的强衰变既受到 Zweig 规则的限制, 又受到 $\bar{\varphi}$ 只能通过电磁作用或可能存在的次强作用衰变到 $\bar{\omega}$ 的限制, 使 ψ 衰变到普通介子和 $\psi \rightarrow J + \text{普通介子}$ 的衰变的几率大大压低, ψ 的总宽度仍应是窄的.

上述关于 J 和 ψ 衰变行为基本特征的预言显然是和实验的结果符合的.

三、 $\bar{\varphi}$ 族介子

在我们的方案中要求存在的 $\bar{\varphi}$ 族介子有 $q\bar{q}(\bar{\varphi})$ 和 $c\bar{c}(\bar{\varphi})$. 其中 $q\bar{q}(\bar{\varphi})$ 应至少有 9 个 0^- 介子和 9 个 1^- 介子, 它们分别与已知的 0^- 介子和 1^- 介子对应, 只不过色空间结构为 $\bar{\varphi}$. 对于 $q\bar{q}(\bar{\varphi})$ 介子, 可以给出下述预言:

1. 如果假定 $\bar{\varphi}$ - $\bar{\omega}$ 介子质量平方差是普适的, 则由 ψ - J 质量差可定出

$$q\bar{q}(\bar{\varphi}) - q\bar{q}(\bar{\omega}) \approx 4.00 \text{ GeV}^2$$

由此可以预言各 $q\bar{q}(\tilde{\varphi})$ 粒子的质量为:

粒 子	$\pi(\tilde{\varphi})$	$K(\tilde{\varphi})$	$\eta(\tilde{\varphi})$	$\eta'(\tilde{\varphi})$	$\rho(\tilde{\varphi})$	$K^*(\tilde{\varphi})$	$\varphi(\tilde{\varphi})$	$\omega(\tilde{\varphi})$
质量 GeV	2.00	2.06	2.07	2.20	2.14	2.19	2.24	2.15

2. $\tilde{\varphi}$ 族粒子通过强作用只能成对产生, 通过电磁作用或可能存在的次强相互作用则可以单个产生. 在 e^+e^- 对撞中可以单个产生的 $\tilde{\varphi}$ 粒子是 $\omega(\tilde{\varphi})$ 和 $\varphi(\tilde{\varphi})$ (在理想混合时) 或只能产生 $\omega_0(\tilde{\varphi})$ [$SU(3)$ 不混合时]. 它们应表现为在 $\sqrt{S} = 2.2$ GeV 附近总截面有两个或一个峰, 其积分截面的值应由前面给出的 Γ_{ee} 预言值所给出.

3. e^+e^- 对撞产生 $\tilde{\varphi}$ 族粒子对将对

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

有贡献, 它将从 $\sqrt{S} = 4$ GeV 起开始有贡献. 如果近似采用点作用, 并且不考虑形状因子, 得到附加 R 的贡献为

$$\begin{aligned} \Delta R = \frac{1}{4} & \left[\left(1 - \frac{4m^2\pi(\tilde{\varphi})}{S}\right)^{\frac{3}{2}} \theta(S - 4m^2\pi(\tilde{\varphi})) \right. \\ & + \left(1 - \frac{4m^2K(\tilde{\varphi})}{S}\right)^{\frac{3}{2}} \theta(S - 4m^2K(\tilde{\varphi})) \\ & + 9 \left(1 - \frac{4m^2\rho(\tilde{\varphi})}{S}\right)^{\frac{3}{2}} \theta(S - 4m^2\rho(\tilde{\varphi})) \\ & \left. + 9 \left(1 - \frac{4m^2K^*(\tilde{\varphi})}{S}\right)^{\frac{3}{2}} \theta(S - 4m^2K^*(\tilde{\varphi})) \right]. \end{aligned}$$

当 $\sqrt{S} = 7$ GeV 时, ΔR 约为 2.5. 考虑到 $\tilde{\rho}$ 族粒子与 $\tilde{\varphi}$ 族粒子质量相近, 它对 ΔR 的贡献与 $\tilde{\varphi}$ 族粒子基本相同, 因此可以估计它们($\tilde{\rho}$ 族与 $\tilde{\varphi}$ 族)一起的贡献为上述公式的 2 倍, 即在 $\sqrt{S} = 7$ GeV 时 ΔR 约为 5, 这比实验值约大一倍. 由于上述计算是采用点作用, 又不考虑形状因子, 计算的结果是很初步的, 它有一倍的偏差是可以理解的.

4. 从对称性来看 $\tilde{\varphi} \rightarrow$ 任意个 $\tilde{\omega}$ 的强衰变是禁戒的, $\tilde{\varphi} \rightarrow \tilde{\varphi}$ 加若干个 $\tilde{\omega}$ 的强衰变是允许的, $\tilde{\varphi} \rightarrow$ 若干个 $\tilde{\omega}$ 的次强衰变和 $\tilde{\varphi} \rightarrow \tilde{\omega} + \gamma$ 的辐射衰变是允许的. 如果利用上面关于 $q\bar{q}(\tilde{\varphi})$ 族粒子质量的估计, 则可以得到 $q\bar{q}(\tilde{\varphi})$ 族粒子衰变性质的下述预言:

(1) 只有 $\rho(\tilde{\varphi})$ 可以有强衰变

$$\rho(\tilde{\varphi}) \rightarrow \pi(\tilde{\varphi}) + \pi(\tilde{\omega}),$$

但其衰变动量很小. 其它 $\tilde{\varphi}$ 族粒子的强衰变都是能量禁戒的, 其主要衰变方式应为辐射衰变和可能存在的次强衰变.

(2) 可以对 $q\bar{q}(\tilde{\varphi})$ 粒子的衰变宽度的量级作估计.

已知 $\varphi \rightarrow K + \bar{K}$ 是衰变动量很小的强衰变, $\Gamma_{\varphi \rightarrow K\bar{K}} \approx 3.4$ MeV, 它比其它质量相近的粒子的强衰变宽度小一个量级以上. 由此可以估计 $\rho(\tilde{\varphi}) \rightarrow \pi(\tilde{\varphi}) + \pi(\tilde{\omega})$ 强衰变如能进行, 其衰变宽度也应约比质量相近的其它强衰变粒子的宽度约小一个量级左右.

已知 ω, ρ, K^* 的辐射衰变宽度比强衰变宽度小约 1—3 个量级, 其值约为几十到几百 KeV. 考虑到各 $\tilde{\varphi}$ 粒子可以有多个辐射衰变道, 其总辐射衰变宽度可能为几十到几百 KeV

甚至到 MeV 量级以上, 但估计最多也要比质量相近的其它强衰变粒子的宽度小一个量级.

为了估计 $q\bar{q}(\phi)$ 的次强衰变宽度, 考察 $\phi(3684) \rightarrow J(3095) +$ 其它的衰变, 这个过程是通过次强作用进行的, 其宽度约为 135 KeV. $q\bar{q}(\phi)$ 族粒子的次强衰变相空间一般大于 $\phi(3684)$, 且每一个粒子可以有多个衰变道, 因此可以估计其次强衰变总宽度的量级应为几百 KeV 以上, 有可能达到 MeV 或 10 MeV 的量级.

质量在 2 GeV 上下的强共振粒子的宽度约为 200—300 MeV 量级左右. 按照上述估计, $q\bar{q}(\phi)$ 族粒子的宽度应在几百 KeV 到 20—30 MeV 的范围. 也就是说, 它们应表现为与 $J(3095)$, $\phi(3684)$ 宽度同量级或更宽的粒子, 但比普通强共振态明显的至少要窄一个量级. 这是 $q\bar{q}(\phi)$ 族粒子的特有的性质.

(3) $q\bar{q}(\phi)$ 的辐射衰变中主要的贡献为二体衰变 $q\bar{q}(\phi) \rightarrow q\bar{q}(\omega) + \gamma$ 和 $q\bar{q}(\phi) \rightarrow q\bar{q}(\phi) + \gamma$, 而后者的相空间远小于前者, 因此最主要的贡献应为前者. 在 $q\bar{q}(\phi) \rightarrow q\bar{q}(\omega) + \gamma$ 的衰变中, 初态质心系中中性产物带走的能量约占 50%. 因此在 e^+e^- 对撞时如果 $q\bar{q}(\phi)$ 粒子大量产生则可能对末态中带电粒子带走能量低于 2/3 有贡献.

四、 ρ 族 介 子

在我们的方案中要求存在的 ρ 族介子有 $q\bar{q}(\rho)$ 和 $c\bar{c}(\rho)$. 其中 $q\bar{q}(\rho)$ 应至少有 9 个 0^- 介子和 9 个 1^- 介子. 对于 $q\bar{q}(\rho)$ 介子, 可以给出下述预言:

1. $q\bar{q}(\rho)$ 态的质量与对应的 $q\bar{q}(\phi)$ 态相近, 它们对应态之间的质量差是电磁作用或次强作用的量级.

2. 在光生, 电生和强作用碰撞中, ρ 族粒子只能成对产生. 在 e^+e^- 对撞实验中, ρ 产生对 R 的贡献与 ϕ 族粒子基本相同.

3. 由于 ρ 族粒子的 K 宇称为负, 因此 ρ 粒子如可以作强衰变或电磁衰变(能量允许的话), 必须末态中也含有 ρ 粒子. 否则的话, 就只能作弱衰变. 如果利用上面对 $q\bar{q}(\rho)$ 族粒子质量的估计, 则可以得到下述衰变性质:

(1) 只有 $\rho(\rho)$ 可能有强衰变

$$\rho(\rho) \rightarrow \pi(\rho) + \pi(\omega),$$

但其衰变动量很小.

(2) 矢量 ρ 粒子可以有辐射衰变, 衰变为赝标 ρ 粒子

$$V(\rho) \rightarrow P(\rho) + \gamma,$$

但其衰变动量也很小.

(3) $\pi(\rho)$ 和 $K(\rho)$ 只能作弱衰变, 衰变为轻子和(或) ω 族介子. 考虑到初态质量高, 衰变相空间大, 而且可以允许的弱衰变道多, 因此其寿命估计应比通常作弱衰变的粒子的寿命要短.

其中特别值得注意的是, 与 $\pi^0(\omega)$ 主要衰变为 2γ 不同, $\pi^0(\rho) \rightarrow 2\gamma$ 是禁戒的, 它也只能作弱衰变.

(4) $\eta(\rho)$ 和 $\eta'(\rho)$ 除了作弱衰变外, 有可能作电磁衰变. 其中特别值得注意的是

$\eta(\rho)$ 的最低级电磁衰变为

$$\eta(\rho) \rightarrow \pi^0(\rho) + 2\gamma,$$

是二级电磁衰变且衰变动量较小, 它和 $\eta(\omega)$ 的行为很不相同。

ρ 族粒子的上述衰变特性, 特别是 $\pi(\rho)$ 和 $K(\rho)$ 只能作弱衰变的特性非常重要, 如果这些粒子存在, 在一系列重要的新现象中将有贡献。我们下面对一些新现象进行一些讨论。

在 ρ 族粒子中, $\pi(\rho)$ 质量最低, 而 ρ 族粒子在强作用和电磁作用中都是成对产生的, 因此可以估计 ρ 族粒子中最容易产生的是 $\pi(\rho)$ 。

(1) 考察 $\pi(\rho)$ 的半轻子衰变, 它和 $SU(4)$ 的 D 粒子的不同点在于其 Cabibbo 角贡献与普通 π 介子相同。亦即其衰变到 $\pi(\omega)$ 加轻子的几率应比衰变到 $K(\omega)$ 加轻子的几率要大一个量级, 这个性质与 D 粒子的性质正好相反。丁肇中在强子碰撞的实验中^[5], 观察反应产生的电子和赝标介子的时间符合, 发现 π -e 符合中出现峰而 K-e 符合中未观察到峰。这个实验结果可以解释为在反应中产生了一种质量近于 2 GeV 的粒子, 但不是 $SU(4)$ 所予言的 D 粒子, 因其主要衰变为 π 介子和轻子而不是 K 介子和轻子。这个实验结果如果确实, 则这种新发现的粒子的质量和衰变行为正符合我们所予言的 $\pi(\rho)$ 粒子的质量和衰变行为。

(2) 在 e^+e^- 对撞能量 \sqrt{S} 超过 4 GeV 时, 以及强子碰撞能量足够高时, 就有可能产生 ρ 粒子对。考虑到 ρ 粒子的衰变最终总要通过弱作用衰变, 而弱作用衰变中有一定的分支比是半轻子衰变和轻子衰变, 在实验上就应表现为出现 e^+e^- 事例、 $\mu^+\mu^-$ 事例, 特别是电磁作用不能产生的 $e^+\mu^\mp$ 事例。

实验上这种双轻子事例确已发现, 并引起了人们极大的兴趣。特别是在 e^+e^- 对撞实验中^[6], 观察到的 $e\mu$ 事例产生阈也确实是在 $\sqrt{S} = 3.8-4.0$ GeV 附近, 许多人认为它是由于产生了重轻子对而造成的。但从我们的模型方案来看, ρ 粒子对产生也会对 $e\mu$ 事例有贡献, 而且其产生阈也符合我们的予言。

如果在一定入射能量下产生第 i 种 ρ 粒子对的单举截面为 $\sigma(\rho_i)$, 第 i 种 ρ 粒子的衰变到轻子和半轻子末态的分支比为 R_i [这里把级联过程, 例如 $\rho(\rho) \rightarrow \pi(\rho) + \gamma$, $\pi(\rho) \rightarrow \pi(\omega) + \mu + \nu$ 都考虑在内], 而其中轻子为电子的占比率为 r_{ie} , 则 $e\mu$ 事例截面为

$$\sigma = 2 \sum_i \sigma(\rho_i) R_i^2 r_{ie} (1 - r_{ie}),$$

如果 $r_{ie} \approx \frac{1}{2}$, 则

$$\sigma \approx \frac{1}{2} \sum_i \sigma(\rho_i) R_i^2.$$

在点作用近似下, 不考虑形状因子, 则有

$$\sigma(\rho_i) = \frac{\pi}{3} \alpha^2 \frac{(2J_i + 1)^2}{S} \left(1 - \frac{4m_i^2}{S}\right)^{\frac{3}{2}} \theta(S - 4m_i^2),$$

其中 J_i 和 m_i 分别为第 i 种 ρ 粒子的自旋和质量。

(3) 考察强作用多重产生过程, 当入射能量超过 ρ 粒子对产生阈后, 就将在末态中观察到有轻子产生, 例如 μ 子的单举截面应为

$$\sigma(\mu) = 2 \sum_i \sigma(\rho_i) R_i (1 - r_{ie}),$$

如果 $r_{ic} \approx \frac{1}{2}$, 则为

$$\sigma(\mu) \approx \sum_i \sigma(\bar{\rho}_i) R_i.$$

μ 子与 π 介子平均多重数之比为

$$\frac{\langle \mu \rangle}{\langle \pi \rangle} = \sum_i \frac{\sigma(\bar{\rho}_i)}{\sigma(\pi)} R_i = \sum_i \frac{\langle \bar{\rho}_i \rangle}{\langle \pi \rangle} R_i.$$

由于 $\langle \pi \rangle$ 随 $\ln S$ 缓慢上涨, $\bar{\rho}$ 粒子对的强产生与普通介子 ($\bar{\omega}$ 族) 对的强产生机制相似, 因此其对能量 \sqrt{S} 的依赖行为也应为随 $\ln S$ 缓慢上涨. 这样 $\langle \bar{\rho}_i \rangle$ 与 $\langle \pi \rangle$ 之比应对入射能量不敏感, 在一定能量范围内可能近似是常数.

在强作用多重产生时, 质量较重的粒子 (如 K 介子, Λ 超子等) 的产额比 π 介子少, 显现出产额随粒子质量的增加而减少的唯一规律. $\bar{\rho}$ 族粒子的质量在 2 GeV 附近, 因此 $\bar{\rho}$ 族粒子的产额应比 π 介子要少得多. 但既然 $\bar{\rho}$ 族粒子是通过强作用产生, 其产生截面就可能比 μ 子的电磁产生截面要大, 而且对能量的依赖关系不同于电磁产生.

因此按我们的模型方案预言: 在强作用多重产生实验中, 在入射能量超过 $\bar{\rho}$ 粒子对产生阈之后, μ 子的产额将会大大增加而超过量子电动力学所给出的结果, 并且在随能量增加时, μ 子与 π 介子的产额之比的变化并不敏感. 实验上过去已熟知这个新现象, 实验给出 $\frac{\langle \mu \rangle}{\langle \pi \rangle} \sim 10^{-4}$ 基本上是个常数.

(4) 在 e^+e^- 对撞产生 $\bar{\rho}$ 族粒子时, $\bar{\rho}$ 粒子在实验上将表现为其衰变末态产物. 由于在 e^+e^- 对撞产生 $\bar{\rho}$ 粒子对时, 产生的主要是带电 $\bar{\rho}$ 对, 因此需要分析带电 $\bar{\rho}$ 粒子的衰变特征.

考察 $\bar{\rho}^\pm$ 衰变时能量对电荷的分配. 在

$$V(\bar{\rho}) \rightarrow P(\bar{\rho}) + \gamma$$

过程中 γ 带走能量较小, 所以主要应考察 $P(\bar{\rho})$ 的衰变. 无论是 $\pi^\pm(\bar{\rho})$ 还是 $K^\pm(\bar{\rho})$, 作二体衰变时, 中性产物带走的能量都近于 50%; 作三体半轻子衰变时, 中性产物带走的能量约为 2/3; 对于三体非轻子衰变和更多体衰变, 由于同位旋守恒的破坏, 即使末态强子主要是 π 介子, 其中性产物带走的能量亦将偏离 1/3. 因此在 $\bar{\rho}^\pm$ 对产生时, 末态中性产物带走的能量所占比例应偏离 1/3, 并且更可能是向增大的方向变. 随着 $\bar{\rho}$ 产生截面的增加, 这个贡献也会加大. 如果要给出定量的预言, 需要对 $\bar{\rho}$ 族粒子各主要衰变道作具体的计算.

实验上确实已发现了在 e^+e^- 对撞末态中, 带电粒子带走的能量不到 2/3, 并且随 \sqrt{S} 增加而减少的现象. 这个新现象一直没有得到很好的解释, 因此被人们所重视. 按我们的模型方案预言, 当能量足够产生 $\bar{\varphi}$ 对和 $\bar{\rho}$ 对时, 应有这个现象出现.

五、关于 $q\bar{q}(\bar{\varphi})$ 与 $q\bar{q}(\bar{\rho})$ 的一些讨论

我们建议的模型方案中给出的最有兴趣的预言是在 2 GeV 附近存在 $q\bar{q}(\bar{\varphi})$ 和 $q\bar{q}(\bar{\rho})$ 粒子. 考虑到质量关系是初级近似下给出的, 前面所给出的 $q\bar{q}(\bar{\varphi})$ 和 $q\bar{q}(\bar{\rho})$ 各粒子的予

言质量有可能与实际有些差别,但不应差别太大.因此人们有兴趣的是在 2 GeV 附近是否确实能找到我们所予言的这些粒子.

近几年来发现的几个重要新现象可以由 φ 和 ρ 的产生加以解释,这在上边已扼要地讨论过.进一步感兴趣的问题是:有哪些在现有实验水平下可以实现的判定性实验,以及是否有更直接的实验迹象显示 φ 和 ρ 粒子的存在.

我们模型方案的一个最重要的实验检验是在高分辨率 e^+e^- 对撞实验中,选取 \sqrt{s} 从大约 1.7 GeV 到 2.4 GeV 变化,观察总截面随 \sqrt{s} 的变化.按我们的模型方案的予言,应观察到一个或两个峰,对应于 $\varphi(\varphi)$ 和 $\omega(\varphi)$ 的无混合和有混合的情形.但是无论混合角取什么值,总的积分截面(两峰之和)近于是一确定值

$$\sim 40 \text{ nb} \cdot \text{GeV},$$

并且峰的宽度应比通常强衰变宽度要窄得多,表现为一个或两个窄宽度粒子.

现有实验在这个能区的分辨率还不够高,要鉴别窄宽度粒子峰还困难,因此这个实验进一步去作是很有意义的.

我们建议的方案所予言的 2 GeV 附近的 φ 族粒子应表现为宽度大约在几百 KeV 到 20—30 MeV 范围的窄宽度粒子,它和通常的强共振态有明显的差别,而予言的 ρ 族粒子大多表现为只作低动量辐射衰变或弱衰变的粒子,它们的宽度更要窄得多,甚至其中有的有可能在核乳胶等探测器中观察到径迹.因此 φ 和 ρ 族的特征性都是很强的.值得注意的是,现在已有许多实验迹象显示可能有我们所予言的这类粒子存在.

1. 在反质子与核子湮灭实验中^[1],先后发现了两个共振峰,其质量和宽度分别为

$$\begin{aligned} M &= (1932 \pm 2) \text{ MeV}, & \Gamma &= 9^{+4}_{-3} \text{ MeV}; \\ M &= (1897 \pm 1) \text{ MeV}, & \Gamma &= 25 \pm 6 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

它们的质量和宽度都符合我们方案中 $q\bar{q}(\varphi)$ 族粒子的予言.

2. 在宇宙射线实验和 205 GeV/c π^-p 实验中^[2],利用核乳胶进行观察,都曾观察到一些质量近于 2 GeV,寿命约为 10^{-14} 秒量级的粒子径迹.从其质量和寿命来看,符合我们方案中对 $q\bar{q}(\rho)$ 的予言.

附带说明一下,在我们方案中还应予言在 2 GeV 附近有过去讨论很多的 D 粒子^[3]和 F 粒子存在,它们的弱作用和 $q\bar{q}(\rho)$ 是不同的.

1974 年发现新粒子 J 和 ψ 后,实验上对新粒子的探寻非常活跃,发现了一系列新现象.唯象的分析显示它们很可能表明在质量 2 GeV 附近有过去未知的新粒子存在,但是试图用某一种未知粒子来解释这些新现象都遇到了困难.按我们方案的予言,在 2 GeV 附近应存在许多新粒子 [$q\bar{q}(\rho)$, $q\bar{q}(\varphi)$ 以及 $q\bar{c}(\omega)$], 这些新现象的出现可能正是由于这些新粒子的存在.因此在强作用和电磁作用反应实验中,进一步作系统的实验来探寻是否存在这些粒子,是非常有意义的.

参 考 资 料

- [1] 北京大学物理系基本粒子理论组,高能物理与核物理, 1 (1977),19.
- [2] 李综、卞震、习成,物理学报, 24 (1975), 372.
- [3] 高崇寿,高能物理与核物理, 1 (1977),94.
- [4] 高崇寿,本期, 90.

- [5] 丁肇中, 在北京所作的学术报告。
- [6] M. L. Perl, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 558; M. L. Perl, Proc. of Summer Institute of Particle Physics (July 21—31, 1975), 333.
- [7] 最近的实验消息。
- [8] A. S. Carroll, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **32** (1974), 247; T. E. Kologeropoulos, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 1047.
- [9] N. E. Kiyoshi, Mikumo and M. Yasuko, *Prog. Theor. Phys.*, **46** (1971), 1966; K. Hoshino, S. Kuramata, K. Niu, K. Niwa, S. Tasaka, "X-Particle Production in 205 GeV/C Proton Interactions". (予印本)。

AN $SU(4) \times S_3^c$ SCHEME OF THE STRATON MODEL

ELEMENTARY PARTICLE THEORY GROUP, DEPARTMENT OF PHYSICS, PEKING UNIVERSITY

ABSTRACT

In this paper, we propose an $SU(4) \times S_3^c$ scheme of the Straton Model and discuss the classification of mesons. We suggest the possible existence of several colour excited states with masses around 2 GeV in companion with charm mesons. We also discuss the properties and the experimental behavior of these colour excited states, especially, the possible contribution of these states in several new phenomena.