

高能正负电子对的湮没与超窄共振 ψ 粒子的作用*

罗 辽 复 陆 谈

(内蒙古大学物理系)

提 要

本文给出了 $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ 随能量上涨的一个解释。研究了新发现 ψ 粒子所具有作用的性质, 指出其强度 $\frac{f^2}{4\pi} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ 。求得峰值截面 $\sigma_0 = \frac{12\pi}{M_\psi^2} \frac{\Gamma(\psi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{\text{tot}}}$, 指出 ψ 的真正宽度比目前实验上限小一个量级。讨论了 ψ 的视宽度 ΔE 、平均峰值截面 $\bar{\sigma}_0$ 和质量 M_ψ 的关系, 得到了 $\bar{\sigma}_0 \Delta E M_\psi^2 = \text{常数}$, 和实验相符。

—

e^+e^- 对头碰实验给出 $e^+e^- \rightarrow \text{强子}$ 的总截面和 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ 截面的比值

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

据 CEA 和 SLAC 最近实验, 对于质心能量 2.6—5.0 GeV 的区间, R 值从 2.5 上升到 6, 并且还有继续上升的趋势^[1]。这一结果用现有各种理论如 Parton 模型、光锥代数、渐近自由理论等都难以解释, 因为在这些理论中 R 应趋于 2/3 至 6 之间的某一常数。我们认为, 这一实验结果很可能预示着在 ≥ 2.6 GeV 处开放了一个不遵循 Parton 模型的新通道, 这个通道的开放, 使 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})$ 较之 Parton 模型或其他类似理论预言的大, 因而使 R 上涨。

这个新通道的出现, 意味着存在一个或数个质量 ≥ 2.6 GeV 的新粒子 (记为 ρ)。如果这个粒子也按通常意义那样由 Parton 组成, 那么, 新通道的开放不会对截面 $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})$ 作出新贡献。这是因为, 按照 Parton 模型, 重要的是入射粒子 (虚光子等) 与各个 Parton 的作用过程, 当入射能量足够高, 各个 Parton 就象裸粒子一样独立地参与电磁作用。至于经过电磁作用后, 终态强子从什么通道出现的问题是不重要的, 那仅仅是各 Parton 通过强作用而重新组合的问题。因此, 为了使新通道对截面有新贡献, ρ 粒子必须比较独立于其它 Parton, 它不能具有强作用, 而只能具有弱得多的一种作用。这种粒子要么能量够而与其它 Parton 无关地自由射出, 要么能量不够而不起作用。

* 1974 年 12 月 22 日收到。

根据文献 [2]

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子}) = \frac{4\pi^3 e^4}{E^2} \Pi(-4E^2), \quad (1)$$

此处

$$\Pi_{\mu\nu}(k) = (2\pi)^3 \Sigma \delta^{(4)}(P_n - k) \langle 0 | J_\mu^{(+)}(0) | n \rangle \langle n | J_\nu(0) | 0 \rangle, \quad (2)$$

$$\Pi_{\mu\nu}(k) = (k_\mu k_\nu - k^2 \delta_{\mu\nu}) \Pi(k^2). \quad (3)$$

$2E$ 为质心能量, J_μ 为电磁流. 据上面的讨论, 可将 J_μ 分成两部分

$$J_\mu = J_\mu^{(P)} + J_\mu^{(\rho)}, \quad (4)$$

$$J_\mu^{(P)} = \sum_{\text{Parton}} i(Q_\lambda \bar{\psi}_\lambda \gamma_\mu \psi_\lambda + Q_i \phi_i \partial_\mu \phi_i^* - Q_i \phi_i^* \partial_\mu \phi_i). \quad (5)$$

$J_\mu^{(P)}$ 是通常 Parton 模型中的电磁流, 可以归结为各个 Parton 的裸流, $J_\mu^{(\rho)}$ 为 ρ 粒子的电磁流. 把 (4) 和 (5) 式代入 (1) 至 (3) 式, 得

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子}) = \frac{\pi e^4}{12E^2} \left(\sum_{\text{自旋 } \frac{1}{2}} 4Q_\lambda^2 + \sum_{\text{自旋 } 0} Q_i^2 \right) + \frac{4\pi^3 e^4}{E^2} \Pi^{(\rho)}(-4E^2). \quad (6)$$

$$\Pi^{(\rho)}(k^2) = -\frac{1}{3k^2} (2\pi)^3 \sum_\rho \delta^{(4)}[(P_\rho - k) \langle 0 | J_\mu^{(\rho)+}(0) | \rho \rangle \langle \rho | J_\mu^{(\rho)}(0) | 0 \rangle]. \quad (7)$$

(6) 式右方第二项是新增加的项, 它与新通道的开放相联系. (7) 式求和对各种 ρ 粒子进行, 随着质心能量的增加, 开放的 ρ 通道亦增加, 因此在一定的能量范围 (即各个 ρ 粒子相继出现的那个范围) 中, $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{强子})$ 随能量的变化高于 $1/E^2$. 下面用一个简单模型估计 $\Pi^{(\rho)}(k^2)$.

先考虑一个 ρ 通道开放的情形, 这时 (7) 式中的求和号可略去. 设质量为 M_ρ 的 ρ 粒子由一对自旋 1/2 的粒子 $\eta, \bar{\eta}$ 组成. 假定和层子束缚在强子中的情况相似, 这种束缚作用可用一个标量势阱去描述^[3]. 标量势将改变 η 的有效质量, 使它具有 $\sim M_\rho/2$ 的有效质量. 由于 ρ 粒子不具有强作用, 故可设 η 也没有强作用. 和层子 (Parton) 在强子中的情况相比, η 在 ρ 粒子中更加自由. 这样, 对于 ρ 粒子, 即使能量 $2E$ 在 M_ρ 邻近不远 (不要求 $2E \gg M_\rho$), (7) 式中的 $J_\mu^{(\rho)}$ 仍可用裸电流

$$J_\mu^{(\rho)} = iQ\bar{\psi}_\eta \gamma_\mu \psi_\eta \quad (8)$$

去代替. 不难算得

$$\Pi^{(\rho)}(k^2 = -4E^2) = \frac{1}{12\pi^2} Q^2 f(E), \quad (9)$$

$$f(E) = \sqrt{1 - \frac{1}{4} M_\rho^2/E^2} \left(1 + \frac{1}{8} M_\rho^2/E^2 \right) \theta \left(E - \frac{M_\rho}{2} \right). \quad (10)$$

θ 为阶梯函数. 如果有 s 个 ρ 粒子 $\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_s$ (质量为 $M_{\rho_1}, \dots, M_{\rho_s}$), 则 (9) 式改为

$$\Pi^{(\rho)}(k^2 = -4E^2) = \frac{1}{12\pi^2} \sum_{i=1}^s Q_i^2 f_i(E), \quad (11)$$

$$f_i(E) = f(E) \Big|_{\rho \rightarrow \rho_i}.$$

由 (6), (7) 和 (11) 各式立即得到 (不考虑自旋为零的 Parton)

$$R = \sum_{\text{Parton}} Q_\lambda^2 + \sum_\rho Q_i^2 f_i(E). \quad (12)$$

(12) 式表明, 当 $2E = M_{\rho_i}$ 时 R 产生一个阶跃, 跃变量为 Q_i^2 . 如把 R 的上升完全归之于这一机理, 并取 $Q_i^2 = 1$, 则 R 从 2.5 上升到 6 需经过三、四次阶跃达到. 这对应于三、四个 ρ 粒子的产生. 这些 ρ 粒子不具有强作用, 它们都是较强蜕变稳定得多的窄共振, 可令其中两个就是新发现的 ϕ_{3105} 和 ϕ_{3695} ^[4], 把它们记为 ρ_1 和 ρ_2 . 在 3.7 GeV 到 5 GeV 的区间中 (或 3.1 GeV 前) 还可能有一个, 把它记为 ρ_3 . 假定 ρ 的质量谱近似等间距分布, 则 $M_{\rho_3} \sim 4.3$ GeV (或 2.5 GeV). 图 1 给出了 R - $2E$ 曲线, 图中实验值取自文献[1], 理论曲线是假定四个等间距分布的 ρ 粒子 (质量为 2.5 GeV, 3.1 GeV, 3.7 GeV, 4.3 GeV) 代入 (12) 式中得到.

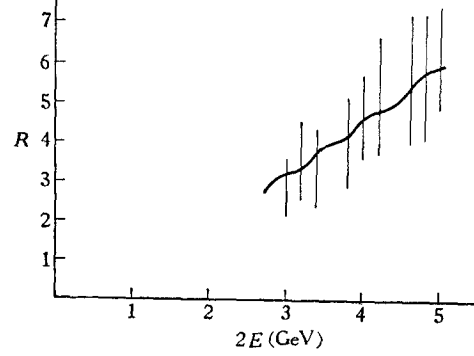


图 1

上面得到的只是 R - $2E$ 的粗略关系, 在每一 ρ 道刚刚开放的能量上, 情况还要复杂些. 对于这些点, 以上计算不适用, 但是可用“矢量为主”的概念. 已知 ϕ_{3105} 和 ϕ_{3695} 为矢量粒子, 根据它们由一对 η 粒子组成的观念, 有^[5]

$$\phi_\eta(x)\bar{\phi}_\eta(x) = \frac{1}{2i} \Psi(0) \sqrt{M_\rho} \left(1 - \frac{\hat{\sigma}}{M_\rho}\right) \gamma_\mu V_\mu^{(\rho)}(x). \quad (13)$$

$V_\mu^{(\rho)}$ 为 ρ 场算符, $\Psi(0)$ 为 ρ 粒子内部波函数的零点值. 将 (13) 式代入 (8) 式, 得

$$J_\mu^{(\rho)} = iQ \text{Sp} \overline{\phi_\eta \phi_\eta} \gamma_\mu = 2Q\Psi(0) \sqrt{M_\rho} V_\mu^{(\rho)} \quad (14)$$

实际上, (14) 式即为场-流等同关系^[6]. 将 (14) 式代入 (7) 式, 立即见到在 $2E = M_{\rho_i}$ 的点上存在共振. 由于“矢量为主”在共振邻近能较好地描写电磁作用, 故在 $2E = M_{\rho_i}$ 的点上 R 还要附加一些共振.

以上讨论所用理论方法还很粗糙, 但能较满意地解释实验事实, 说明这一讨论可能抓住了 e^+e^- 高能对头碰问题的若干实质方面.

二

ρ 粒子没有强作用, 它的作用比强作用弱很多. 如果 ρ 粒子就是 ϕ , 我们可用 ϕ_{3105} (和 ϕ_{3695}) 的实验数据来分析这种作用的性质.

考虑 $e^+e^- \rightarrow \phi$, 设等效哈密顿量为

$$H_{\text{eff}} = f\bar{e}\gamma_\mu e V_\mu^{(\phi)}, \quad (15)$$

用标准场论方法算得总湮没截面

$$\sigma^{\text{tot}} = \frac{\pi f^2}{2M_\phi} \delta(2E - M_\phi). \quad (16)$$

δ 函数的存在是因为场论中考虑的是稳定粒子, 相当于无限窄的共振. 考虑有限宽度 (Γ) 后, δ 函数应换成 Breit-Wigner 因子

$$\delta(2E - M_\phi) \rightarrow \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{(2E - M_\phi)^2 + \Gamma^2/4},$$

于是

$$\sigma^{\text{tot}} = \frac{f^2}{4M_\phi} \frac{\Gamma}{(2E - M_\phi)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (17)$$

而峰值截面

$$\sigma_0 = \frac{f^2}{M_\phi \Gamma}. \quad (18)$$

实验上, 受到能量分辨率的限制, 观察到的只是 Γ 的上限. 把这个上限记为 ΔE , 对于 ϕ_{3105} , 有 $\Delta E = 1.9 \text{ MeV}$, 对于 ϕ_{3695} , 有 $\Delta E = 2.7 \text{ MeV}^{[4]}$. 实验上观察到的峰值也是在某个能量范围的平均值. 令截面 σ^{tot} 在 $M_\phi \pm \Delta E/2$ 范围内的平均值为 $\bar{\sigma}_0$, 则

$$\bar{\sigma}_0 \Delta E = \frac{\pi}{2} \sigma_0 \Gamma. \quad (19)$$

根据 (18) 和 (19) 式, 即得

$$\bar{\sigma}_0 \Delta E = \frac{\pi}{2} \frac{f^2}{M_\phi}. \quad (20)$$

从 (20) 式可求出有效耦合 f . 作为估计, (20) 式中 $\bar{\sigma}_0$ 可代以实验峰值的下限——对于 ϕ_{3105} 为 2400 nb , 对于 ϕ_{3695} 为 $800 \text{ nb}^{[4]}$, 于是给出

$$\begin{aligned} \frac{f^2}{4\pi} &= 1.8 \times 10^{-6} (\phi_{3105}); \\ \frac{f^2}{4\pi} &= 1.0 \times 10^{-6} (\phi_{3695}). \end{aligned} \quad (21)$$

这是 ϕ 和电子的耦合, 从 ϕ 衰变分支比可知 ϕ 和强子的耦合与此相近, 因此 ϕ 粒子的作用是相当弱的. 可把 ϕ 粒子归入“弱介子”类, “弱介子”和轻子合为“弱子”, 正如介子和重子合为强子一样¹⁾.

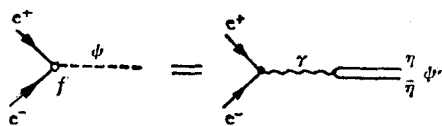


图 2

设 ϕ 由一对电荷为 $\pm e$ 的 η 粒子组成, 则 $\phi \rightarrow e^+e^-$ 的等效耦合可根据图 2 的机制得到.

利用 (13) 式可求得

$$f = \frac{-2e^2\Psi(0)\sqrt{M_\phi}}{k^2} \Big|_{k^2=-M_\phi^2} = 2e^2\Psi(0)M_\phi^{-\frac{3}{2}}. \quad (22)$$

故若 ϕ_{3105} 和 ϕ_{3695} 中的 η 粒子具有相同电荷, 则 f^2 反比于 M_ϕ^3 . (21) 式给出 $f^2(\phi_{3105})/f^2(\phi_{3695}) \cong 1.8$, 和 $\left(\frac{3695}{3105}\right)^3 = 1.7$ 正相吻合, 这说明上面的机制是正确的. 这个情况和 ρ , ω , ϕ 有所不同, 它们的电磁衰变中分别具有电荷因子 $\frac{1}{\sqrt{2}}$, $\frac{1}{3\sqrt{2}}$, $-\frac{1}{3}$ ^[7].

由 (21) 和 (22) 式定出

$$\Psi^2(0) = 2 \times 10^7 \text{ MeV}^3, \quad (23)$$

和 $\pi \rightarrow \mu\nu$ 定出的赝标介子波函数零点值以及 $\rho\omega\phi \rightarrow e^+e^-$ 定出的矢介子波函数零点值相比^[5], (23) 式的结果是可以接受的. 这说明 ϕ 粒子的作用是电磁作用或其强度处于电磁作用强度的范围.

1) 此处的讨论不排除在更高的能量范围中 ϕ 粒子可以具有较强的作用.

由 (20) 和 (22) 式得到

$$\bar{\sigma}_0 \Delta E M_\phi^4 = \text{常数} \quad (\text{对不同的 } \phi). \quad (24)$$

此式和实验相符, 误差在 5% 以内.

$\phi \rightarrow e^+e^-$ 的衰变宽度由 (15) 式求得为

$$\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-) = \frac{f^2}{12\pi} M_\phi. \quad (25)$$

将 (21) 式给出的 f^2 代入, 得

$$\Gamma(\phi_{3105} \rightarrow e^+e^-) \cong 2 \text{ KeV}, \quad (26)$$

因此总宽度

$$\Gamma^{\text{tot}}(\phi_{3105}) \gtrsim 24\Gamma(\phi_{3105} \rightarrow e^+e^-) \cong 50 \text{ KeV}, \quad (27)$$

这里用了 $\Gamma(\phi_{3105} \rightarrow \text{强子})/\Gamma(\phi_{3105} \rightarrow e^+e^-) > 23$ 的实验结果^[4]. 估计这个比值和 23 不会相距太远, 因此可以预言 ϕ 的真正宽度比目前实验上限 1.9 MeV 小一个量级. 这和 ϕ 的作用强度在电磁作用的范围的看法是一致的.

由 (18) 和 (25) 式可得

$$\sigma_0 = \frac{12\pi}{M_\phi^2} \frac{\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma^{\text{tot}}}. \quad (28)$$

故对于 ϕ_{3105} , 有

$$\sigma_0(\phi_{3105}) \leq \frac{\pi}{2M_\phi^2} = 63 \mu\text{b}. \quad (29)$$

因此估计 ϕ 的真正峰值截面比目前观察值 ($> 2400 \mu\text{b}$) 大一个量级.

ϕ 除了电磁作用之外是否还有其它作用? 我们建议把这种区别于强作用 (α) 弱作用 (β) 电磁作用 (γ) 的基本粒子的第四种作用称为 δ 作用. ϕ 是否有 δ 作用的问题需要从 ϕ 衰变的分支比进行分析, 这有待于进一步的实验资料. 但从上面的分析可知: 这种 δ 作用如存在, 其强度 $f^2/4\pi \sim 10^{-6} - 10^{-5}$. 似有迹象表明 $\Gamma(\phi \rightarrow \mu^+\mu^-) \cong \Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)$, 这说明可能存在反常作用^[8], 此问题我们将另文讨论. 另外, 我国高能物理工作者还有一些这方面的工作已在《科学通报》上发表.

三

主要结论

1. e^+e^- 对头碰中, 从质心能量 2.6 GeV 左近开始, 陆续开放新通道. 每一新通道对应于一个没有强作用的 ρ 粒子 (即实验观察到的窄共振 ϕ), 正是由于它们的贡献使 R 值上涨;

2. ϕ 粒子具有作用的强度 $f^2/4\pi \sim 10^{-5} - 10^{-6}$, 这个强度属于电磁作用范围;

3. 峰值截面 $\sigma_0 = \frac{12\pi}{M_\phi^2} \frac{\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma^{\text{tot}}}$, 比目前实验观察到的下限大很多, 估计 ϕ 的真正宽度比目前实验上限小一个量级;

4. 对于不同的 ϕ 粒子, 实验观察到的宽度 ΔE 、峰值截面 σ_0 和质量 M_ϕ 间遵守关系式 $\bar{\sigma}_0 \Delta E M_\phi^4 = \text{常数}$.

参 考 文 献

- [1] 见 *Phys. Today* **27** March 1974 的报道.
- [2] N. Cabibbo, R. Gatto *Phys. Rev.*, **124** (1961), 1577; N. Cabibbo et al., *Lett. Nuovo Cimento*, **4** (1970), 35.
- [3] V. Royen, V. F. Weisskopf, *Nuovo Cimento*, **50** (1967), 617.
- [4] *Phys. Rev. Letters*, **33**, No. 23, No. 24 (1974).
- [5] 原子能, **3** (1966), 137; 北京大学学报, **2** (1966), 103.
- [6] N. Kroll, T. D. Lee, B. Zumino, *Phys. Rev.*, **157** (1967), 1376; T. D. Lee, B. Zumino, *Phys. Rev.*, **163** (1967), 1667.
- [7] 原子能, **3** (1966), 171.
- [8] 罗辽复、陆埏、杨国琛, 物理学报, **22** (1966), 334; 科学通报 (英文版), **17** (1966), 155.