

新粒子 J(3095) 衰变过程的分析* 1)

李琥林 王稼军 王晓光
(北京大学物理系工农兵学员)

提 要

本文引入一个统一的机制, 试图解释 J 粒子的辐射衰变和 G 宇称守恒衰变到普通粒子的过程。这就是 J 先衰变到 $\phi_n = \alpha\phi_1 + \beta\phi_2$, 然后由 ϕ_n 衰变到普通粒子。结果如下:

1. $\phi_n \equiv \omega$ 最与实验相符, 但给出的 $\Gamma(J \rightarrow \omega \rightarrow \eta\gamma) / \Gamma(J \rightarrow \omega \rightarrow \pi\gamma)$ 的理论值太小;
2. 为着定量协调辐射衰变和二体强子衰变, 要求这两类过程的形状因子相差三个数量级。本文从层子模型的图象出发, 提出一个计算形状因子的简单模型。计算结果表明, 上述形状因子的差别是可以解释的;
3. 本文还讨论了辐射衰变的另一种机制, 并指出存在的问题。

一、引 言

毛主席教导我们: “在生产斗争和科学实验范围内, 人类总是不断发展的, 自然界也总是不断发展的, 永远不会停止在一个水平上。”近年来, 高能物理实验发现了一些新粒子, 它们的特点是原有的理论所不能解释的。这些矛盾的出现, 正说明人们对基本粒子的认识也永远不会停止在一个水平上, 而是要不断地揭示这些客观存在的矛盾, 从而更好地认识世界。

从目前高能物理实验测得的 J 粒子衰变产物, 已分析出 J 粒子具有一般强子的性质^[1]。并定出了 $I^G J^{PC} = 0^- 1^{--}$ 。但是 J 粒子质量很大, $m_J = 3.095 \text{ GeV}$, 衰变宽度小, $\Gamma = 69 \pm 15 \text{ keV}$, 与一般强子很不相同, 是一般强子规律所不能解释的。目前已测得 J 到普通粒子的衰变基本上有以下四种:

1. 轻子衰变。如: $J \rightarrow e^+e^-$, $J \rightarrow \mu^+\mu^-$;
2. G 宇称不守恒的强子衰变。如: $J \rightarrow 2\pi, 4\pi, 6\pi$ 等;
3. G 宇称守恒的强子衰变。如: $J \rightarrow 3\pi, 5\pi, 7\pi$ 等;
4. 辐射衰变。如: $J \rightarrow \eta\gamma, J \rightarrow \eta'\gamma$ 等。

以上四类衰变过程尽管分别是零级、一级和二级电磁作用, 但是它们的衰变宽度在量级上是相同的, 并没有因为电磁作用不同级而使衰变宽度有明显的差别。这是 J 粒子衰变中最重要的特点。在以上衰变中 1, 2 两类可以通过虚光子中间态很好地解释, 将不在本文中讨论。对于 3, 4 两类衰变, 我们试图用下面的机制来解释: J 先通过某种新作用转化为普通矢量介子中间态, 然后再衰变成普通粒子(见图 1)。根据毛主席一分为二的思

* 1976年9月30日收到。

1) 本工作是在基本粒子理论组教师的帮助下完成的。

想,我们认为强子是由层子和反层子组成的,并利用 SU_3 对称性进行计算. 根据量子数守恒条件, 中间态 ϕ_n 必须是 ϕ_1 和 ϕ_8 的线性组合, 即 $\phi_n = \alpha\phi_1 + \beta\phi_8$, ϕ_1, ϕ_8 分别代表属于 SU_3 的 1 维和 8 维表示的 $I^G J^P = 0^- 1^-$ 介子, 新作用的后果可以唯象地看作是使得 J 含有一定成分 a 的 ϕ_n 态.

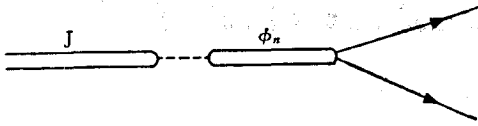


图 1

二、计算及结果

1. 辐射衰变

这相当于图 1 中两个末态粒子是光子 γ 和赝标介子 η, η' 或者 π 的情况. 在质心坐标系中, 由 ϕ_n 衰变到两个末态粒子的顶点为

$$-ieQF_\gamma(k^2)(k_\mu^\phi k_\nu^\phi)^{\frac{1}{2}} \mathbf{k} \cdot (\mathbf{e}^\gamma \times \mathbf{e}^{\phi_n}), \quad (1)$$

式中 $F_\gamma(k^2)$ 代表形状因子, 它由参加作用的粒子内部层子波函数的重迭积分给出. 它是反映基本粒子内部结构和大小的物理量. $k_\mu^\phi k_\nu^\phi$ 是中间态 ϕ_n 的四动量构成的标量; \mathbf{k} 代表光子的三度动量, \mathbf{e}^γ 和 \mathbf{e}^{ϕ_n} 分别代表光子和 ϕ_n 的极化矢量, e 是电荷, Q 代表 SU_3 的 C-G 系数, 由参加作用的粒子的 SU_3 矩阵表示乘积的对角项之和给出. 利用(1)式算出辐射衰变的宽度为

$$\Gamma = \frac{2}{3\pi} a^2 e^2 F_\gamma^2(k^2) Q^2 k^3, \quad (2)$$

式中 a 代表 J 通过新作用转化为 ϕ_n 的振幅. 在所有 3, 4 两类过程中 a 是一个固定的常数. 由(2)式得如下过程 $J \rightarrow \eta\gamma$ 和 $J \rightarrow \pi\gamma$ 的宽度比为

$$\frac{\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)}{\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)} = \frac{F_{\eta 1}^2(k_1^2) Q_1^2 k_1^3}{F_{\pi 2}^2(k_2^2) Q_2^2 k_2^3}. \quad (3)$$

$F_{\eta 1}(k_1^2)$, Q_1 和 k_1^2 的意义无需解释. 由于 k_1 和 k_2 的绝对值都非常接近于 1.5 GeV, 在 $F_{\eta 1}$ 和 $F_{\pi 2}$ 是 k^2 的缓变函数的情形下, 我们可以略去(3)式右边的 $F_{\eta 1}^2(k_1^2)$ 和 $F_{\pi 2}^2(k_2^2)$, 于是

$$\frac{\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)}{\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)} \approx \frac{Q_1^2 k_1^3}{Q_2^2 k_2^3}. \quad (4)$$

同样, 可以得出 $\Gamma(J \rightarrow \eta'\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)$ 和 $\Gamma(J \rightarrow \eta'\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)$ 的式子. 代入相应的 Q 值和 k^2 值, 结果由表 1 给出.

表 1

ϕ_n	$\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)$		$\Gamma(J \rightarrow \eta'\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)$		$\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \eta'\gamma)$	
	理论值	实验值 ^[1]	理论值	实验值 ^[1]	理论值	实验值 ^[1]
ϕ_1	0.31	$> 0.16 \pm 0.05$ (DESY)	0	4 ± 2.5	∞	$< 1.6 \pm 1.12$ (DESY)
ϕ_8	0.31		1.65		1.97	
ϕ	∞		0.41		0	$< 0.79 \pm 0.57$ (ADONE)
ω	0.035		1.65		17.5	

表 1 中实验值给出的上限和下限是由于 $\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)$ 的实验值只给出上限所致. 从表

1 我们看到 ϕ_8 和实验值符合较好. 由于 $J \rightarrow \eta\gamma$ 和 $J \rightarrow \eta'\gamma$ 还可能通过其它机制进行. 例如 J 放出 η 后变为 ϕ , 然后 ϕ 再衰变成 γ . 我们将在后面讨论这种机制. 在明确这种机制对表 1 的影响以前, 前面关于 ϕ_8 的结论不可能是十分肯定的.

2. J衰变成一个矢量介子和一个赝标介子

在这个情况里, 由 ϕ_n 衰变到末态的顶点函数和 (1) 式相同只不过 e 换为强作用常数 g , Q 取不同的值, k^ν 和 e^ν 换为矢量介子相应的量. 场论计算给出

$$\Gamma = \frac{1}{3\pi} a^2 g^2 F^2(k^2) Q^2 k^3. \quad (5)$$

利用(5)式可以计算各种衰变过程的分支比, 结果由表 2 给出.

表 2

ϕ_n	$\frac{\Gamma(J \rightarrow K^0 \bar{K}^{*0}(892))}{\Gamma(J \rightarrow \pi\rho)}$		$\frac{\Gamma(J \rightarrow K^+ \bar{K}^{*-}(892))}{\Gamma(J \rightarrow \pi\rho)}$		$\frac{\Gamma(J \rightarrow K^0 \bar{K}^{*0}(892))}{\Gamma(J \rightarrow K^+ \bar{K}^{*-}(892))}$	
	理论值	实验值 ^[1]	理论值	实验值 ^[1]	理论值	实验值 ^[1]
ϕ_1	0.86	0.25 ± 0.11	0.86	0.33 ± 0.14	1	0.73 ± 0.24
ϕ_8	0.21		0.21		1	
ϕ	∞		∞		1	
ω	0.21		0.21		1	

表 2 指出 ϕ_8 和 ω 都与实验相符. 如果我们接受表 1 的结论, 将会得出 ϕ_8 是以上所讨论的两类过程的共同中间态. 在完成上面计算以后, 我们看到 SLAC 新的实验结果^[2]: $\Gamma(J \rightarrow \phi\eta)/\Gamma(J \rightarrow \pi\rho) \approx 0.1$. 这是与 $\phi_n = \phi_8$ 相矛盾的. 新的实验结果要求 ϕ_n 必须接近于 ω , 因为 $\Gamma(J \rightarrow \omega \rightarrow \phi\eta) \approx 0$. 这和表 2 的结果没有冲突, 但和表 1 的结果冲突, 因为按照表 1, $\phi_n = \omega$ 给出 $\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)$ 的理论值远小于实验值的下限. 我们在前面已经指出, 暂时不应过份重视表 1 的结果, 所以对问题的澄清还有待于进一步的实验和理论工作.

3. J \rightarrow K \bar{K} 的衰变

当图 1 中两个末态粒子是 K 和 \bar{K} 时, 相应的 $\phi_n \rightarrow K\bar{K}$ 顶点可写为

$$g' Q F(k^2) (e^{\phi_n} \cdot k). \quad (6)$$

场论计算给出的衰变宽度为

$$\Gamma = \frac{1}{3\pi} a^2 g'^2 Q^2 F^2(k^2) k^3 \frac{1}{m_K^2}. \quad (7)$$

原则上, g' 和 g 的关系可以从层子模型得出, 但实际上很困难. 因此我们考虑下面分支比以消去 g' :

$$\frac{\Gamma(J \rightarrow \phi_n \rightarrow K\bar{K})}{\Gamma(\phi \rightarrow K\bar{K})} = \frac{a^2 F^2(k^2) Q^2 k^3 / m_K^2}{Q^2 k^3 / m_\phi^2}. \quad (8)$$

对于通常粒子的衰变, 因 k 值很小, 可以略去相应的形状因子 $F^2(k^2)$. 为着计算上式中 $a^2 F^2(k^2)$, 考虑下面分支比:

$$\frac{\Gamma(J \rightarrow \phi_n \rightarrow \pi\rho)}{\Gamma(\phi \rightarrow \omega \rightarrow \rho\pi)} = \frac{a^2 F(k_4^2) Q_4^2 k_4^3}{b^2 Q_3^2 k_3^3}, \quad (9)$$

$$\frac{\Gamma(\phi \rightarrow \omega \rightarrow \pi\gamma)}{\Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma)} = \frac{b^2 k_6^3}{k_7^3}, \quad (10)$$

其中 b 代表由 ϕ 转化为 ω 的振幅. $k_4, k_3, \dots, Q_4, Q_3$ 等的意义代表相应的 k 和 Q 值. 利用实验值

$$\Gamma(J \rightarrow \pi\rho) = 0.29 \pm 0.07 \text{ keV}, \quad \Gamma(\phi \rightarrow \rho\pi) \leq 0.63 \text{ MeV}, \quad (11)$$

$$\Gamma(\phi \rightarrow \pi\gamma) = 5.9 \pm 2.1 \text{ keV}, \quad \Gamma(\omega \rightarrow \pi\gamma) = 870 \pm 140 \text{ keV}.$$

把这些实验值代入 (9) 和 (10) 式, 消去 b^2 , 得

$$a^2 F(k_4^2) \cong a^2 F(k^2) \cong 2.4 \times 10^{-8}. \quad (12)$$

把 (12) 式代入 (8) 式, 得出由表 3 给出的分支比.

表 3

ϕ_n	$\Gamma(J \rightarrow K^+K^-)/\Gamma(\phi \rightarrow K^+K^-)$		$\Gamma(J \rightarrow K_L K_S)/\Gamma(\phi \rightarrow K_L K_S)$	
	理论值	实验值 ^[1]	理论值	实验值
ϕ_1	0	$< 2 \times 10^{-5}$ (DESY)	0	$< 0.7 \times 10^{-5}$ (SLAC) ^[1] $< 0.3 \times 10^{-5}$ (SLAC 最新结果) ^[1]
ϕ_3	$(5.7 \pm 2.7) \times 10^{-5}$		$(5.7 \pm 2.7) \times 10^{-5}$	
ϕ	$(3.8 \pm 1.8) \times 10^{-5}$		$(3.8 \pm 1.8) \times 10^{-5}$	
ω	$(1.9 \pm 0.9) \times 10^{-5}$		$(1.9 \pm 0.9) \times 10^{-5}$	

从表 3 我们看到, 虽然 ϕ_1 与实验结果最协调, 但中间态为 ω 和 ϕ_3 仍能给出十分接近于实验值的小量.

从以上计算结果, 我们看到, $\phi_n \cong \omega$ 能够和实验结果相协调, 一个显著的困难是给出的分支比 $\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)$ 远远小于实验的下限. 我们曾经考虑过普遍的情况 $\phi_n = \alpha\phi_1 + \beta\phi_3$. 发现其分析结果基本上可由分析 $\phi_n = \phi_1, \phi_3, \phi$ 和 ω 这四种典型情况的结果所概括.

4. 各类衰变的形状因子

在前面计算里面, 对于 J 粒子的衰变, 我们有意识地引入了形状因子 $F(k^2)$, 这是因为 J 的衰变末态具有很大的动量 (在质心系中 $\approx 1.5 \text{ GeV}$), 因而末态粒子的波长和参加作用粒子的半径很接近, 基本粒子的内部结构对衰变过程将会有很大的影响. 通过对实验的分析我们发现一个重要的情况, 即辐射衰变和 G 守恒的强子衰变的两种形状因子具有很大的差异. 由 (4), (9) 和 (10) 式, 得

$$\frac{\Gamma(J \rightarrow \phi_n \rightarrow \rho\pi)}{\Gamma(\phi \rightarrow \omega \rightarrow \rho\pi)} \bigg/ \frac{\Gamma(J \rightarrow \phi_n \rightarrow \eta\gamma)}{\Gamma(\phi \rightarrow \omega \rightarrow \pi\gamma)} \cong \frac{F_4^2(k_4^2) F_{7_6}^2(k_6^2) Q_4^2 k_4^3 Q_6^2 k_6^3}{F_{7_1}^2(k_1^2) F_3^2(k_3^2) Q_3^2 k_3^3 Q_7^2 k_7^3} \quad (13)$$

代入实验值得到

$$\left[\frac{F_{7_6}(k_6^2) F_4(k_4^2)}{F_3(k_3^2) F_{7_1}(k_1^2)} \right]^2 \approx 1.6 \times 10^{-3}. \quad (14)$$

即辐射衰变的形状因子比强子衰变的形状因子在 $k_4 \approx k_1 \approx 1.5 \text{ GeV}$ 时大了约 10^3 倍. 反

过来,如果要求这两种衰变的形状因子没有这样大的差别,那将使得辐射衰变宽度比强子衰变宽度小三个数量级。这意味着辐射衰变必须通过另一种机制进行(譬如说,通过前面所提到的中间态 ϕ 进行,我们将在后面讨论这种机制的后果)。但是,下面的计算将指出,按照基本粒子的层子模型,两种形状因子的确可以有这样大的量级上的差别。

三、进一步的估计和结论

1. 关于形状因子的估计

毛主席深刻地指出:“对于物质的每一种运动形式,必须注意它和其它各种运动形式的共同点,但是,尤其重要的,成为我们认识事物的基础的东西,则是必须注意它的特殊点,就是说,注意它和其它运动形式的质的区别,只有注意了这一点,才有可能区别事物。”毛主席这一光辉论断,给我们指出了认识问题的根据。

对于辐射衰变和强子衰变过程,末态都有一个 1^- 粒子和一个 0^- 粒子。这是它们的共性,然而它们有本质的区别:衰变产物中所共有的 1^- 粒子在强子衰变中是介子,其结构特征在基本粒子尺度内已反映出来,而在辐射衰变中是光子,在基本粒子尺度内还可以作为点粒子来处理。形状因子是反映基本粒子结构和大小的物理量,因此,介子和光子在结构特征上的差别,必然要反映为这两类衰变过程形状因子的差别。

为着对形状因子作出估计,从层子模型的图象出发,我们给出形状因子的一个简单模型:考虑介子是由一对层子-反层子组成,形状因子由中间态 ϕ_n 的波函数和衰变产生的两个高速末态粒子的波函数的重迭积分给出。假定组成介子的层子-反层子对的相对运动是简谐运动。 ϕ_n 的空间波函数在质心坐标中可以写为

$$\psi_{\phi_n} = \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \right)^{3/2} e^{-\frac{\lambda^2}{2}(x^2+y^2+z^2)} \quad (15)$$

式中 $(2x, 2y, 2z)$ 代表层子和反层子的相对坐标, $\lambda^2 = \frac{3}{2} \langle r^2 \rangle^{-1}$, $\langle r^2 \rangle$ 代表 $x^2 + y^2 + z^2$ 的平均值。在衰变过程中,在 (ξ, η, ζ) 点产生一对层子,这对层子和原有层子对组成两个末态介子。它们的波函数分别可以写为

$$\begin{aligned} \psi_1 &= \sqrt{\gamma_1} \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \right)^{3/2} e^{-\frac{\lambda^2}{2} \left[\frac{1}{4}(x+\xi)^2 + \frac{1}{4}(y+\eta)^2 + \gamma_1^2(x+\zeta)^2 \right]}, \\ \psi_2 &= \sqrt{\gamma_2} \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \right)^{3/2} e^{-\frac{\lambda^2}{2} \left[\frac{1}{4}(x-\xi)^2 + \frac{1}{4}(y-\eta)^2 + \gamma_2^2(x-\zeta)^2 \right]}, \\ \gamma_1 &= \frac{E_1}{m_1}, \quad \gamma_2 = \frac{E_2}{m_2}, \end{aligned} \quad (16)$$

式中 E_1, E_2 和 m_1, m_2 代表这两个新产生的介子的能量和质量,在指数中出现的 γ_1 和 γ_2 代表由于介子运动所造成的洛仑兹收缩(我们已选 z 方向为末态介子运动方向)。在写出上式时,已经假定参加作用的介子都有相同的半径,这个假定与实验上的 Regge 轨迹不矛盾。

我们所要计算的重迭积分为

$$\begin{aligned}
 F(k^2) = & \iiint_{-\infty}^{+\infty} \iiint_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \right)^{3/2} \sqrt{\gamma_1 \gamma_2} \exp \left\{ -\frac{\lambda^2}{2} (x^2 + y^2 + z^2) \right\} \\
 & \times \exp \left\{ -\frac{\lambda^2}{8} [(x + \xi)^2 + (y + \eta)^2 + \gamma_1^2 (z + \zeta)^2] \right\} \\
 & \times \exp \left\{ -\frac{\lambda^2}{8} [(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + \gamma_2^2 (z - \zeta)^2] \right\} \\
 & \times \exp(-ikz) dx dy dz d\xi d\eta d\zeta, \quad (17)
 \end{aligned}$$

k 代表末态粒子的动量, 积分结果给出

$$F(k^2) = \sqrt{\frac{3\gamma_1\gamma_2}{\gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_1^2\gamma_2^2}} \exp \left\{ -\frac{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}{2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2 + \gamma_1^2\gamma_2^2)} \frac{k^2}{\lambda^2} \right\}. \quad (18)$$

在辐射衰变过程中, ϕ_n 的一个层子或反层子放出一个光子使 ϕ_n 转变成末态赝标介子, 相应的形状因子为

$$\begin{aligned}
 F_r(k^2) = & \iiint \left(\frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} \right)^3 \sqrt{\gamma_1} \exp \left[-\frac{\lambda}{2} (x^2 + y^2 + z^2) \right] \\
 & \times \exp \left[-\frac{\lambda}{2} (x^2 + y^2 + \gamma_1^2 z^2) \right] \exp(-ikz) dx dy dz. \quad (19)
 \end{aligned}$$

积分后给出

$$F_r(k^2) = \sqrt{\frac{2\gamma_1}{1 + \gamma_1^2}} \exp \left\{ -\frac{1}{2(1 + \gamma_1^2)} \frac{k^2}{\lambda^2} \right\}. \quad (20)$$

对于任一具体衰变过程, k , m_1 和 m_2 都是确定的, (18)和(20)式含有的唯一可变参数是

$\langle \gamma^2 \rangle^{1/2}$. 图 2 给出由(18)式表示的各种强子衰变形状因子和由(20)式表示的各种辐射衰变形状因子的直线, 当 $\langle \gamma^2 \rangle^{1/2}$ 为 1.3 Fermi 时, 由图 2 的延长部分得出 (14) 式左边宽度的比值即为 1.2×10^{-3} , 而 (14) 式右边实验值为 1.6×10^{-3} . 这说明强子的层子结构模型完全可以解释这两种过程三个数量级的差异.

图 2 表明在处理高能现象时, 基本粒子的内部结构是不能忽视的因素. 在上述计算里面, 层子传播子的效应和其它高级效应都未考虑, 所以我们的结果只给出一种半定量的趋势. 从图 2 可以进一步看到以下几点:

(1) ϕ 的各种衰变具有最大最接近于 1 的形状因子;

(2) 由于形状因子的影响, $\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \pi\gamma)$

的值将比表 1 给出的更小, 因而 $\phi_n = \phi_8$ 和实验的矛盾更尖锐;

(3) 形状因子的效应使得由表 1 给出 $\Gamma(J \rightarrow \eta'\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma)$ 的理论值都变为 < 1 ;

(4) 形状因子效应对表 2 的结果没有很大影响, 但使表 3 中 $\Gamma(J \rightarrow K\bar{K})/\Gamma(\phi \rightarrow K\bar{K})$

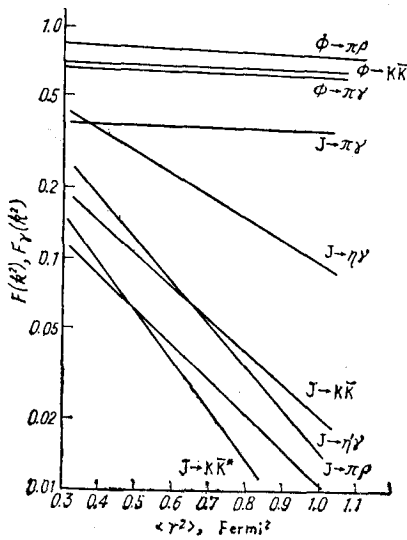


图 2

的理论值又增加一倍,减弱了理论和实验的协调,这是因为在表 3 的计算中,我们用 $J \rightarrow \pi\rho$ 的形状因子代替了 $J \rightarrow K\bar{K}$ 的形状因子,这使得计算出的 $\Gamma(J \rightarrow K\bar{K})$ 值偏低。

鉴于所牵涉问题的重要性,我们认为在能得出明确结论以前,必须对层子模型中的形状因子作进一步认真的处理。

2. J 粒子辐射衰变的另一种可能的机制

实验已观察到 $\phi \rightarrow J\eta$ 的衰变,因此,在考察 $J \rightarrow \eta\gamma$ 衰变过程时,应当考虑图 3 所示的机制。利用 $\phi \rightarrow \eta J$ 和 $\phi \rightarrow e^+e^-$ 的宽度,可以定出 $J \rightarrow \phi\eta$ 和 $\phi \rightarrow \gamma$ 的顶点耦合常数(暂不考虑形状因子的贡献)。得出

$$\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma) = \frac{k_a^3}{k_b^3} \frac{3}{e^2 m_\phi} \Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-) \Gamma(\phi \rightarrow J\eta), \quad (21)$$

k_a 和 k_b 分别代表 $J \rightarrow \eta\gamma$ 和 $\phi \rightarrow J\eta$ 过程产生的 η 粒子在质心坐标中的动量。在上式中代入 $\Gamma(\phi \rightarrow e^+e^-)$ 和 $\Gamma(\phi \rightarrow J\eta)$ 的实验值得

$$\Gamma(J \rightarrow \eta\gamma) = 1.0 \pm 0.6 \text{ keV}.$$

这比实验值 $0.09 \pm 0.03 \text{ keV}$ 大一个数量级。问题是能否象前面情形一样,通过考虑形状因子的效应使理论值压低一个数量级。为着回答这个问题,首先注意到由 ϕ, η, J 连成的顶点的形状因子一般应写为 $F(m_\phi^2, m_\eta^2, m_J^2)$ 。当 ϕ 是虚粒子时 m_ϕ^2 代表由 ϕ 的四维能量动量矢量构成的标量。当虚粒子 ϕ 衰变成 η 和 J 时,按照前面的考虑, m_ϕ^2 愈大, F 的值愈小。在现在所考虑的问题里,为着压低理论值,必须相反,要求 m_ϕ^2 很小时, F 也变小。其次,在图 3 的图象中,由于出射的光子是通过虚粒子 ϕ 转化的,前面所用计算重迭积分的模型很难推广应用于现在的问题。我们认为在能够回答上面提出的问题以前,必须进一步严格地处理基本粒子结构模型中的形状因子问题。

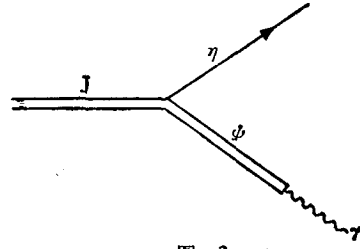


图 3

参 考 文 献

- [1] 朱重远, 中山大学学报(自然科学版), 新 11 期(1976), 93.
 [2] F. Vannucci *et al.*, SLAC-PUB-1724, 1976 年 3 月.

ANALYSIS ON THE DECAY PROCESSES OF THE NEW PARTICLE J(3095)

LI XIAO-LIN WANG JIA-JUN WANG XIAO-GUANG

(Worker-Peasant-Soldier Students, Department of Physics, Beijing University)

ABSTRACT

A unified mechanism is proposed to explain the radiative decays and G -parity-conserving decays of the J particle into ordinary particles: According to this mechanism the J particle first decays into the intermediate state $\phi_n = \alpha\phi_1 + \beta\phi_2$, and then ϕ_n decays into ordinary particles. The following results are obtained:

1. The predictions are in best agreement with the experiment if $\phi_n \cong \omega$, with the exception that the predicted ratio $\Gamma(J \rightarrow \omega \rightarrow \eta\gamma)/\Gamma(J \rightarrow \omega \rightarrow \pi\gamma)$ is too small.
2. In order to fit both radiative decays and decays into two hadrons, the form factors for these two types of processes must differ by a factor 10^3 . Using the straton model a method for calculating these form factors is given which explains the above difference quite well.
3. Another possible mechanism of radiative decays of the J particle is also discussed, and some difficulties are pointed out.