第 8 卷 第 5 期　　高能物理与核物理　　Vol. 8, No. 5
1984 年 9 月　　PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS　　Setp., 1984

J/ψ 辐射衰变过程中 3^{-+} 胶子球的产生

沈齐兴　李炳安　郁　宏　张美曼
(中国科学院高能物理研究所)

摘　要

本文导出了过程 $J/\psi \to \gamma + G(3^{-+})$，$G(3^{-+}) \to M_1M_2$ 的多重角关联函数，其中 G 是 $J^{Pc} = 3^{-+}$ 的态，M_1 和 M_2 是自旋为零的介子．本文还讨论了 3^{-+} 胶子球态并计算了过程 $J/\psi \to \gamma + G(3^{-+})$ 的螺旋性 (helicity) 振幅之比．结果表明，其中的一个比率与胶子球的质量无关，其值很小．

非阿贝尔规范场理论预言了胶子球的存在[1-4]．在 J/ψ 辐射衰变过程中发现的 $\iota(1440)$[5] 很可能就是一个胶子球[2,6,7]．如何将胶子球与由正反层子构成的介子加于区分，这是一个十分重要而又困难的问题．一些模型[2,3]曾预言了具有奇特 (exotic) 量子数的胶子球 (例如 3^{-+} 胶子球) 的存在．本文将讨论在 J/ψ 辐射衰变过程 $J/\psi \to \gamma + G(3^{-+})$ 中产生的 3^{-+} 胶子球 G；提出确认 3^{-+} 胶子球的一般方法；指出这种胶子球的一般性质．我们发现，螺旋性振幅之比 y (定义见下面) 近似为零，并且这个结果和 3^{-+} 胶子球的质量无关．而这个讨论完全适用于 Υ 粒子的相应过程．

我们知道，J/ψ 粒子的辐射衰变过程是一个有利于胶子球产生的过程[8]．由二个胶子组成的，质量小于 J/ψ 粒子质量的胶子球最有可能在这种过程中找到。至今，尚未发现由正反层子对组成的奇特态．因此，如果在实验上发现了这种奇特态，它很可能就是一个胶子球．在 MIT 口袋模型中，存在由 $2^+(TM)\,2^-(TE)$ 组成的 3^{-+} 态[2]．$2^+(TM)$ 的能量为 $E = 5.7634/R$，$2^-(TE)$ 的能量为 $E = 3.96/R$，利用没有自旋相互作用的 MIT 口袋模型的质量公式可以估计出 3^{-+} 胶子球的质量大约为 2GeV．当然，还应当考虑自旋相互作用的效应[13]，但是根据 Barnes 的计算[12]，自旋效应所引起的能量的改变只有几百 MeV．因此在我们以下的计算中取了胶子球的质量 $m_G = 1.8, 1.9, 2.0, 2.2, 2.4$ 和 2.6GeV．

本文首先考虑过程

$$J/\psi \to \gamma + G,\quad G \to M_1 + M_2$$

的多重角关联，其中 M_1 和 M_2 是自旋为零的介子，例如 $\pi\pi$ 或 $\eta\eta$ 等．然后，我们用微扰 QCD 计算过程 $J/\psi \to \gamma + G(3^{-+})$ 的螺旋性振幅之比 x 和 y．这些比值出现在角关联

本文 1983 年 5 月 5 日收到．

的公式中.

在文献[9]中已讨论了 J/ψ 辐射衰变产生自旋为2和1的粒子的情形,现在我们来讨论产生自旋为3的粒子的情形. 过程 $J/\psi \to \gamma + G(3^{-+})$ 的矩阵元为

$$\langle \gamma_{\lambda_1} G_{\lambda_2} | S | J_\lambda \rangle = -i(2\pi)^4 \delta^4(p_J - p_\gamma - p_G) \frac{1}{\sqrt{8\omega_\gamma E_G E_J}} T_{\lambda_2} \tag{1}$$

其中 λ_1, λ_2 和 λ 分别是光子 γ, G 和 J/ψ 粒子的角动量的Z分量, ω_γ, E_G 和 E_J 分别是这些粒子的能量. T_{λ_2} 是螺旋性振幅. 我们选取G静止的坐标系. 由角动量守恒,我们有

$$T_3 = 0. \tag{2}$$

由于时间反演和空间反射的不变性,我们只有三个独立的振幅 T_2, T_1 和 T_0. 定义

$$x = T_1/T_0, \quad y = T_2/T_0 \tag{3}$$

我们可以得到如下的角关联公式:

$$\begin{aligned} W_3(\theta_\gamma, \theta, \phi) = & (1 + \cos^2\theta_\gamma)\left(\frac{5}{2}\cos^3\theta - \frac{3}{2}\cos\theta\right)^2 \\ & + \sqrt{\frac{3}{8}}\, x \sin 2\theta_\gamma \sin 2\theta \left(\frac{5}{2}\cos^2\theta - \frac{3}{2}\right)\left(\frac{5}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right)\cos\phi \\ & + 1/4\sqrt{\frac{15}{2}}\, y \sin^2\theta_\gamma \sin^2 2\theta \left(\frac{5}{2}\cos^2\theta - \frac{3}{2}\right)\cos 2\phi \\ & + \frac{3}{2} x^2 \sin^2\theta_\gamma \sin^2\theta \left(\frac{5}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right)^2 \\ & - 3\sqrt{5}/8xy \sin 2\theta_\gamma \sin 2\theta \sin^2\theta \left(\frac{5}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2}\right)\cos\phi \\ & + \frac{15}{8} y^2 (1 + \cos^2\theta_\gamma)\sin^4\theta\cos^2\theta \end{aligned} \tag{4}$$

其中 θ_γ 是在 e^+e^- 质心系中测量的光子方向和束流方向之间的夹角. (θ, ϕ) 是在G的静止系中G的衰变产物 M_1 或 M_2 的极角和方位角,这里选取了光子方向作为Z轴方向,而电子束位于 $\phi = 0$ 的平面中.

从公式(4)看到, W_3 包含二个参数 x 和 y, 而文献[9]中给出的相应于自旋为2的粒子的角关联 W_2 中也包含二个参数 x 和 y. 因此我们有必要说明,在一定的条件下 W_3 和 W_2 是可以区分的. 事实上,只要取 θ_γ 很小(这正是实验上常取的范围),我们得到

$$\begin{aligned} W_2 &= \frac{1}{2}\left\{(3\cos^2\theta - 1)^2 + \frac{3}{2} y^2 \sin^4\theta\right\} + O(\theta_\gamma) \\ W_3 &= \frac{1}{2}(5\cos^3\theta - 3\cos\theta)^2 \\ &\quad + 15/4 y^2 \sin^4\theta\cos^2\theta + O(\theta_\gamma) \end{aligned} \tag{5}$$

再让 θ 接近于 $\pi/2$, 即得

$$\begin{aligned} W_2 &\approx \frac{1}{2}\left(1 + \frac{3}{2} y^2\right) \geqslant \frac{1}{2} \\ W_3 &\approx 0 \end{aligned} \tag{6}$$

上面的讨论可以推广到G的角动量 $J>3$ 的情形．当然，由于螺旋性守恒，独立的振幅仍然只有 T_2, T_1 和 T_0． 所以在角关联公式中也只包含二个独立参量 x 和 y． 多重角关联的普遍公式为：

$$
\begin{aligned}
W_J(\theta_\gamma, \theta, \phi) = \frac{4\pi}{2J+1}\{ & Y_{J0}^2(1+\cos^2\theta_\gamma) \\
& -\sqrt{2}\, Y_{J0}\mathrm{Re}Y_{J1} x \sin 2\theta_\gamma + 2Y_{J0}\mathrm{Re}Y_{J2} y \sin^2\theta_\gamma \\
& + 2x^2|Y_{J1}|^2\sin^2\theta_\gamma + \sqrt{2}\,\mathrm{Re}(Y_{J1}^* Y_{J2}) xy \sin 2\theta_\gamma \\
& + |Y_{J2}|^2 y^2(1+\cos^2\theta_\gamma)\}
\end{aligned} \tag{7}
$$

其中 Y_{JM} 是以 θ 和 ϕ 为其宗量的球谐函数．注意到

$$
W_J(\theta_\gamma, \theta, \phi)\Big|_{\substack{\theta_\gamma=0 \\ \theta=\pi/2}} = \frac{8\pi}{2J+1}\{Y_{J0}^2 + |Y_{J2}|^2 y^2\} \tag{8}
$$

特别当 J 为奇数时

$$
W_J\Big|_{\substack{\theta_\gamma=0 \\ \theta=\pi/2}} = 0
$$

我们感兴趣的是G是胶子球的情形．在最低阶微扰 QCD 中，由 J/ψ 辐射衰变产生胶子球的费曼图由图 1 所示：

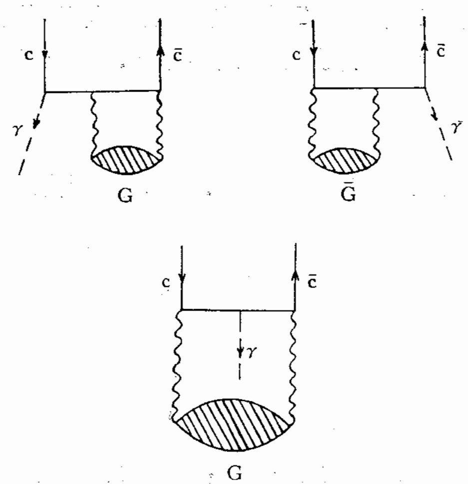

图　1

下面我们来计算这些费曼图的贡献．取 3^{-+} 胶子球的波函数为

$$
\begin{aligned}
& \langle G_{\lambda_2}|T\{A_\alpha^a(x_1)A_\beta^b(x_2)\}|0\rangle \\
& = \frac{1}{\sqrt{2m_G}} e^{\frac{i}{2}p_G\cdot(x_1+x_2)}\delta_{ab}G(x) \sum_{\substack{m_1m_2m_3m_4 \\ m_5M_1M_2M_3}} C_{3M_3,1M_1}^{3\,\lambda_2} C_{2M_2,1m_5}^{3\,M_3} \\
& \quad C_{1m_3,1m_4}^{2\,M_2} C_{1m_1,1m_2}^{1\,M_1} e_\alpha^{m_1^*} e_\beta^{m_2^*}(x\cdot e^{m_3^*})(x\cdot e^{m_4^*})(x\cdot e^{m_5^*})
\end{aligned} \tag{9}
$$

其中 $x=x_1-x_2$, $G(x)$ 对于 x_1 和 x_2 的交换是对称的．e_α^m 是圆极化矢量．J/ψ 粒子的波函数为：

$$
\langle 0|T\{\psi(x_1)\bar{\psi}(x_2)\}|J_\lambda(p_J)\rangle
$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}} e^{-\frac{i}{2}p_J\cdot(x_1+x_2)} \phi_J(x)\sqrt{\frac{m_J}{E_J}}\left(1+\frac{\not p_J}{m_J}\right)\hat{e}^{\lambda}(p_J) \tag{10}$$

由于粲层子的质量比 J/ϕ 粒子的内部动量大得多，所以我们可以忽略 J/ϕ 粒子的内部运动．对于胶子球，作为零级近似，也可忽略胶子球的内部运动．这样，在计算 S 矩阵元(1)时将近似地用 J/ϕ 和G的零点波函数 $\phi_J(0)$ 和 $G(0)$ 代替波函数 $\phi_J(x)$ 和 $G(x)$．计算得到螺旋性振幅 T_2，T_1 和 T_0 分别为

$$T_2 = -\frac{8}{3\sqrt{6}} eg^2G(0)\phi_J(0)\frac{\sqrt{m_J}}{m_c^8m_G^3}(m_J^2-m_G^2)^3\left(\frac{2m_c}{m_J}-1\right)$$

$$T_1 = \frac{8}{3\sqrt{30}} eg^2G(0)\phi_J(0)\frac{\sqrt{m_J}}{m_c^8m_G^3}(m_J^2-m_G^2)^3\left\{\frac{4m_G}{m_J}-3\right.$$

$$\left.+\frac{3\left[8m_c^2-\frac{2m_c}{m_J}(m_J^2+m_G^2)+m_J^2-m_G^2+\frac{1}{2m_Jm_G}\left(\frac{2m_c}{m_J}-1\right)(m_J^2-m_G^2)^2\right]}{m_J^2-2m_G^2+4m_c^2}\right\}$$

$$T_0 = \frac{8}{3\sqrt{5}} eg^2G(0)\phi_J(0)\frac{\sqrt{m_J}}{m_c^8m_G^3}(m_J^2-m_G^2)^3\left(\frac{2m_c}{m_J}+1\right) \tag{11}$$

由于角动量守恒，图1中的前二个图对 T_2 没有贡献，由于特殊的张量结构，这二个图对 T_0 也没有贡献．将(11)式代入(3)式即可得到比率 x 和 y．一个有兴趣的结果是

$$y = \sqrt{\frac{5}{6}}\frac{2m_c-m_J}{2m_c+m_J} \tag{12}$$

这个比率的第一个特点是与胶子球的质量无关．但 y 依赖于层子质量．在表1中给出了比率 y 随 m_c 的变化．

表　1

m_c(GeV)	1.3	1.4	1.5
y	−0.08	−0.05	−0.02

从表1我们可以看到比率 y 的第二个特点：由于 $2m_c \approx m_J$，y 的数值很小．这是本文的主要结果．

在文献[10]和[11]中，为了拟合实验数据和得到与实验相一致的结果，我们取了 $m_c = 1.3$GeV．由于这里所用的近似方法和那里一样，所以，如果我们仍取粲层子质量 $m_c = 1.3$GeV，则

$$y = -0.08 \tag{13}$$

如果我们取

$$\frac{5}{2}\cos^2\theta - \frac{1}{2} = 0 \tag{14}$$

即

$$\theta = 63.4° \text{ 或 } 116.6°$$

则 (4) 式成为:

$$W_3(\theta_\gamma, \phi) = \frac{1}{5}(1+\cos^2\theta_\gamma) - \frac{2\sqrt{6}}{5\sqrt{5}} y\sin^2\theta_\gamma\cos 2\phi + \frac{6}{25}y^2(1+\cos^2\theta_\gamma) \quad (15)$$

它和 x 无关. 由此很容易定出过程的 y 值,这对于从实验上判断 G 是否是 3^{-+} 胶子球是很有益的.

比率 x 的值依赖于胶子球的质量,它的数值由表 2 给出.

表 2

M(GeV)	1.8	1.9	2.0	2.2	2.4	2.6
x	0.42	0.46	0.49	0.55	0.62	0.68

本文的结论如下:

1. 本文得到了多重角关联的普遍公式,利用这个公式我们可以分析在 J/ψ 辐射衰变过程中产生粒子的量子数 J^{PC}.

2. 对于 J/ψ 辐射衰变产生的 3^{-+} 胶子球,其 y 值接近于零, 并且这个结果和 3^{-+} 胶子球的质量无关. 这个结果也适用于过程

$$\Upsilon \to \gamma + \text{胶子球}(3^{-+}).$$

参　考　文　献

[1] H. Fritzch and P. Minkowski, *Nuovo Cimento*, **30A** (1975), 393; P. G. O. Freund and Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 1645; J. Willemsen, *Phys. Rev.*, **D13** (1976), 1327; J. Kogut, D. Sinclair and L. Susskind, *Nucl. Phys.*, **B114** (1976), 119; K. Ishikawa, *Phys. Rev.*, **D20** (1979), 731; C. E. Carlson, J. Coyne, P. Fishbane, F. Gross and S. Meshkov, *Phys. Lett.*, **98B** (1981), 110.

[2] K. F. Donoghue, K. Johnson and B. A. Li, *Phys. Lett.*, **99B** (1981), 416.

[3] D. Robson, *Nucl. Phys.*, **B130** (1977), 328; J. D. Bjorken, SLAC Summer Institute on Particle Physics, 1979; J. J. Coyne, P. M. Fishbane and S. Meshkov, *Phys. Lett.*, **91B** (1980), 259.

[4] J. F. Donoghue, Invited talk at the VIth Intern. Conf. On Experimental meson spectroscopy (Brookhaven, April 1980); J. F. Donoghue, Invited talk at the XXth Intern. Conf. On High Energh Physics (Madison WI, July 1980) p35.

[5] D. L. Scharre et al., *Phys. Lett.*, **97B** (1980), 329; C. Edwards et al., *Phys. Rev. Lett.*, **49** (1982), 259.

[6] M. Chanowitz, *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 981.

[7] K. Ishikawa, *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 978.

[8] T. Appelquist, A. De Rujula, H. D. Politzer, and S. L. Glashow, *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975), 265; M. S. Chanowitz, *Phys. Rev.*, **D12** (1975), 918; L. B. Okun and M. B. Voloshin, Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Report No. ITEP-95-1976, 1976 (Unpublished); S. J. Brodsky, T. A. De Grand, R. R. Horgan and D. G. Coyne, *Phys. Lett.*, **73B** (1978), 203; K. Koller and T. Walsh, *Nucl. Phys.*, **B140** (1978), 449.

[9] P. K. Kabir and A. J. G. Hey, *Phys. Rev.*, **D13** (1976), 3161.
[10] B. A. Li and Q. X. Shen, *Phys. Lett.*, **126B** (1983), 125.
[11] 郁 宏等,高能物理与核物理, **8**(1984), 284.
[12] Barnes, *Z. Phys.*, **10** (1981), 275.
[13] Barnes et al., *Phys. Lett.*, **110B** (1981), 159; *Nucl. Phys.*, **B198** (1982), 380.

PRODUCTION OF A 3^{-+} GLUEBALL IN J/ψ RADIATIVE DECAY

Shen Qi-xing Li Bing-an Yu Hong Zhang Mei-man
(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

Abstract

The multiple angular-correlation function for the sequential decays $J/\psi \to \gamma + G(3^{-+})$, $G(3^{-+}) \to M_1M_2$, where G is a $J^{pc} = 3^{-+}$ state and M_1 and M_2 are spinless mesons, is deduced. A 3^{-+} glueball state is discussed and the ratios of the helicity amplitudes of $J/\psi \to \gamma + G(3^{-+})$ are calculated. One ratio is independent of the glueball's mass and very small.