第 14 卷 第 3 期　　高能物理与核物理　　Vol. 14, No. 3
1990 年 3 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Mar., 1990

快报

G(1590) 作为 0^{++} 胶子球候选者的一个直接的检验*

郁　宏

(中国科学院高能物理研究所,北京)

摘　要

本文用推广的矩分析法[1]研究了在～1.7 GeV 处 J/ψ 辐射衰变产生的宽共振峰的结构,提供了一个检测是否此峰中可能同时存在 $\theta/f_2(1720)$ 和 G(1590) 态的方法.如果 G(1590) 确实存在,则是对 G(1590) 作为胶子球候选者的一个直接的检验.

G(1590) 作为一个 0^{++} 胶子球的候选者已引起了普遍的关注,但迄今只在 π^- 束轰击质子靶的强子碰撞实验中找到了它的踪迹[2]. 而对它的衰变方式的研究[3]使得人们相信它可能是一个 0^{++} 胶子球. 但是,G(1590) 作为胶子球的一个直接的检验,它应该在 J/ψ 辐射衰变——胶子球产生的最佳通道中露面. 不幸的是,不管是 MARK III 组还是 DM2 组均未在 J/ψ 辐射衰变中探测到它.

$\theta/f_2(1720)$ 作为 2^{++} 胶子球的候选者基本上已经获得认可,但仍是不无疑问的.1988 年 8 月 29 日—9 月 1 日在 BNL 召开的一个会议上,对 θ/f_2 的自旋就有过一番讨论,并认为,虽然自旋 2 仍为人们所倾向接受,但同时指出: 一个足够大的自旋为零的分量不能排除[4]. 文献[5]经分析指出原有的实验数据也不足以对 θ/f_2 的自旋为 2 还是 0 给出确定的结论.

我们注意到 $\theta/f_2(1720)$ 的宽度达 $\Gamma=(138\pm11)$ MeV, 而 G(1590) 的宽度竟达 $\Gamma=(280\pm40)$ MeV. 因此我们认为,虽然 θ/f_2 (1720) 可勉强和 $f_2'(1525)$ 分开[6] ($f_2'(1525)$ 的宽度为 $\Gamma=(76\pm10)$ MeV), 但和 G(1590) 可能分不开, 即 J/ψ 辐射衰变产生在～1.7GeV 处的宽共振峰中可能包含着二个态 θ/f_2 (1720) 和 G(1590). 如果是这样,那么对于这个共振峰的处理若仅把它作为单个 θ/f_2 共振峰而用最大似然法去拟合[7]显然是不妥的. 我们必须取 J/ψ 辐射衰变产生 0^{++} 和 2^{++} 态的角分布公式的迭加去拟合实验数据,但是二者的权重各是多少? 是个未知数.

在文献[1]中,我们用推广的矩分析法讨论了诸如 ν-E 疑难等问题. 这里,我们试图用这个方法于 θ/f_2-G 的分析.

* 本工作得到国家科学基金的资助. 本文 1989 年 10 月 23 日收到.

由文献[1]我们知道,过程 $e^+ + e^- \to J/\psi \to \gamma + X$, $X \to P + \bar{P}$ 的角分布为

$$W_{J_X}(\theta_\gamma, \theta, \phi) \sim \sum_{\lambda_\gamma, \Lambda, \Lambda'} I_{\lambda_J, \lambda_J'}(\theta_\gamma) A^{J_X}_{\lambda_\gamma \Lambda} A^{J_X}_{\lambda_\gamma \Lambda'} D^{J_X^*}_{-\Lambda,0}(\phi,\theta,0) \cdot {}^{l} D^{J_X}_{-\Lambda',0}(\phi,\theta,0), \tag{1}$$

其中, $A^{J_X}_{\lambda_\gamma \Lambda} \sim \langle \gamma_{\lambda_\gamma} X_\Lambda | T | \phi_{\lambda_J} \rangle$ 是螺旋度振幅, λ_γ、Λ 和 λ_J 分别是光子、X和 J/ψ 粒子的螺旋度;

$$I_{\lambda_J, \lambda_J'}(\theta_\gamma) \sim \frac{1}{4} \sum_{\gamma,\gamma'} \langle \phi_{\lambda_J} | T | e^+_\gamma e^-_{\bar{\gamma}'} \rangle \langle \phi_{\lambda_J'} | T | e^+_\gamma e^-_{\bar{\gamma}'} \rangle^*, \tag{2}$$

(θ, ϕ) 描写 X 静止系中 P 粒子动量的方向,光子出射方向取为坐标系的 z 轴, e^+e^- 束流在 x-z 平面内.

过程的矩的光子角分布被定义为

$$H_{J_X}(\theta_\gamma, LM) = \int W_{J_X}(\theta_\gamma, \theta, \phi) D^L_{M0}(\phi, \theta, 0) \sin\theta d\theta d\phi, \tag{3}$$

这是一个实验上可测量的量. 把(1)式代入(3)式,我们有

$$H_{J_X}(\theta_\gamma, LM) = \frac{4\pi}{2J+1} \sum_{\lambda_\gamma \Lambda \Lambda'} I_{\lambda_J \lambda_J'}(\theta_\gamma) \cdot A_{\lambda_\gamma \Lambda} A_{\lambda_\gamma \Lambda'} (J_X - \Lambda' L M | J_X - \Lambda)$$
$$\cdot (J_X\, 0\, L 0 | J_X 0). \tag{4}$$

定义螺旋度振幅比

$$x = \frac{A_{11}}{A_{10}}, \quad y = \frac{A_{12}}{A_{10}}. \tag{5}$$

我们可得到:

$$H_0(\theta_\gamma, 00) \approx 2p^2(1 + \cos^2\theta_\gamma),$$
$$H_2(\theta_\gamma, 00) \approx 2p^2(1 + 2y^2 + 2x^2)\left(1 + \frac{1 + 2y^2 - 2x^2}{1 + 2y^2 + 2x^2}\cos^2\theta_\gamma\right), \tag{6}$$

$$H_0(\theta_\gamma, 2M) = 0,$$
$$H_2(\theta_\gamma, 20) \approx \frac{16}{35}\pi p^2(1 - y^2 + x^2)\left(1 + \frac{1 - y^2 - x^2}{1 - y^2 + x^2}\cos^2\theta_\gamma\right),$$
$$H_2(\theta_\gamma, 21) = -H_2(\theta_\gamma, 2-1) \approx -\frac{4\sqrt{2}}{35}\pi p^2 x(1 - \sqrt{6}\, y)\sin 2\theta_\gamma,$$
$$H_2(\theta_\gamma, 22) = H_2(\theta_\gamma, 2-2) \approx -\frac{16}{35}\pi p^2 y(1 - \cos^2\theta_\gamma). \tag{7}$$

对于我们讨论的 θ/f_2-G 问题,总的角分布公式为

$$W_{J_X}(\theta_\gamma, \theta, \phi) = aW_0(\theta_\gamma, \theta, \phi) + bW_2(\theta_\gamma, \theta, \phi). \tag{8}$$

用公式(3),对于矩的光子角分布,我们有

$$H_{J_X}(\theta_\gamma, LM) = aH_0(\theta_\gamma, LM) + bH_2(\theta_\gamma, LM). \tag{9}$$

而由(7)式,我们得到

$$H_{J_X}(\theta_\gamma, 2M) = bH_2(\theta_\gamma, 2M), \quad M = 0, \pm 1, \pm 2, \tag{10}$$

由(6)式,我们有

$$H_{J_X}(\theta_\gamma, 00) = aH_0(\theta_\gamma, 00) + bH_2(\theta_\gamma, 00) \approx 2p^2 a \left\{ \left[1 + (1 + 2y^2 + 2x^2)\ \frac{b}{a} \right] + \left[1 + (1 + 2y^2 - 2x^2)\ \frac{b}{a} \right] \cos^2\theta_\gamma \right\}. \tag{11}$$

可见，$J_X = 0$ 的成份(即 G(1590)) 对 $H_{J_X}(\theta_\gamma, 2M)$ 没有贡献．于是，由(10)式用实验数据去拟合 $H_{J_X}(\theta_\gamma,\ 2M)$，可以定出过程 $J/\psi \to \gamma + \theta$ 的螺旋度振幅比 x 和 y (若峰含有 G(1590)，则它显然不同于文献[7]由 $W_2(\theta_\gamma, \theta, \phi)$ 用最大似然法定出的 x 和 y)．然后，用上面定出的 x 和 y 值代入(11)式，并用实验数据去拟合 $H_{J_X}(\theta_\gamma, 00)$，则可定出 b/a 这个参数．如果 $b/a \gg 1$，则表明宽共振峰中含有极少的 G(1590) 成份，我们定出的 x 和 y 值就应该和文献[7]给出的 x 和 y 值基本相等．否则，就要修改以往的结果；同时也就对进一步确认 G(1590) 作为 0^{++} 胶子球提供了更直接的一个证据．

如果在辨认X共振态时，区分不同的衰变道，如 $\eta\eta$、$K\bar{K}$、$\pi\pi$ 等，那么对于这些不同的衰变道，x 和 y 值不会改变，但比例参数 b/a 会发生变化．

首先从总体上检验 J/ψ 辐射衰变产生的在 ～1.7GeV 处宽共振峰中是否存在 G(1590)，这是我们所期待的，所以可先不考虑区分不同的衰变道．然而，区分各衰变道，作更进一步的细致分析将涉及对 $\theta/f_2(1720)$ 和 G(1590) 的衰变机制的认识，对于了解 $\theta/f_2(1720)$ 和 G(1590) 的性质也是极重要的．

参 考 文 献

[1] Yu Hong, *Commun. Theor. Phys.*, 12(1989), 229.
[2] F. Binon et al., *Nuovo Cim.*, **78**A(1983), 313.
D. Alde et al., *Nucl. Phys.*, **B269**(1986), 485.
[3] S. S. Gershtein et al., *Z. Phys.*, **C24**(1984), 305.
[4] S. U. Chung, CERN COURIER 28(1988) No. 10, 25.
[5] T. Z. Ruan, T. J. Wang, W. G. Yan, H. Yu and M. Zheng, Proceedings of the BIMP Symposium on heavy flavor physics. 11—20.
August (1989)410, by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
[6] L. Köpke, XXIII Int. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, Calif. July 1986, ed. by S. Loken (World Scientific, Singapore, 1987), and SCIPP 86/74(1986),
B. Jean-Marie, Orsay preprint LAL 86/21(1986).
[7] R. M. Baltrusaitis et al., *Phys. Rev.*, **D35**(1987), 2077.

A DIRECT CHECK FOR G(1590) AS THE O^{++} GLUEBALL CANDIDATE

Yu Hong

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

In this paper by using the generalized moment analysis[1] we have studied the structure of the wide resonance peak at about 1.7Gev produced in J/ψ radiative decay. It provides a method to test whether there exist the $\theta/f_2(1720)$ and the G(1590) states simultaneously in the peak. If the G(1590) exists indeed it is a direct check for G(1590) as the O^{++} glueball candidate.

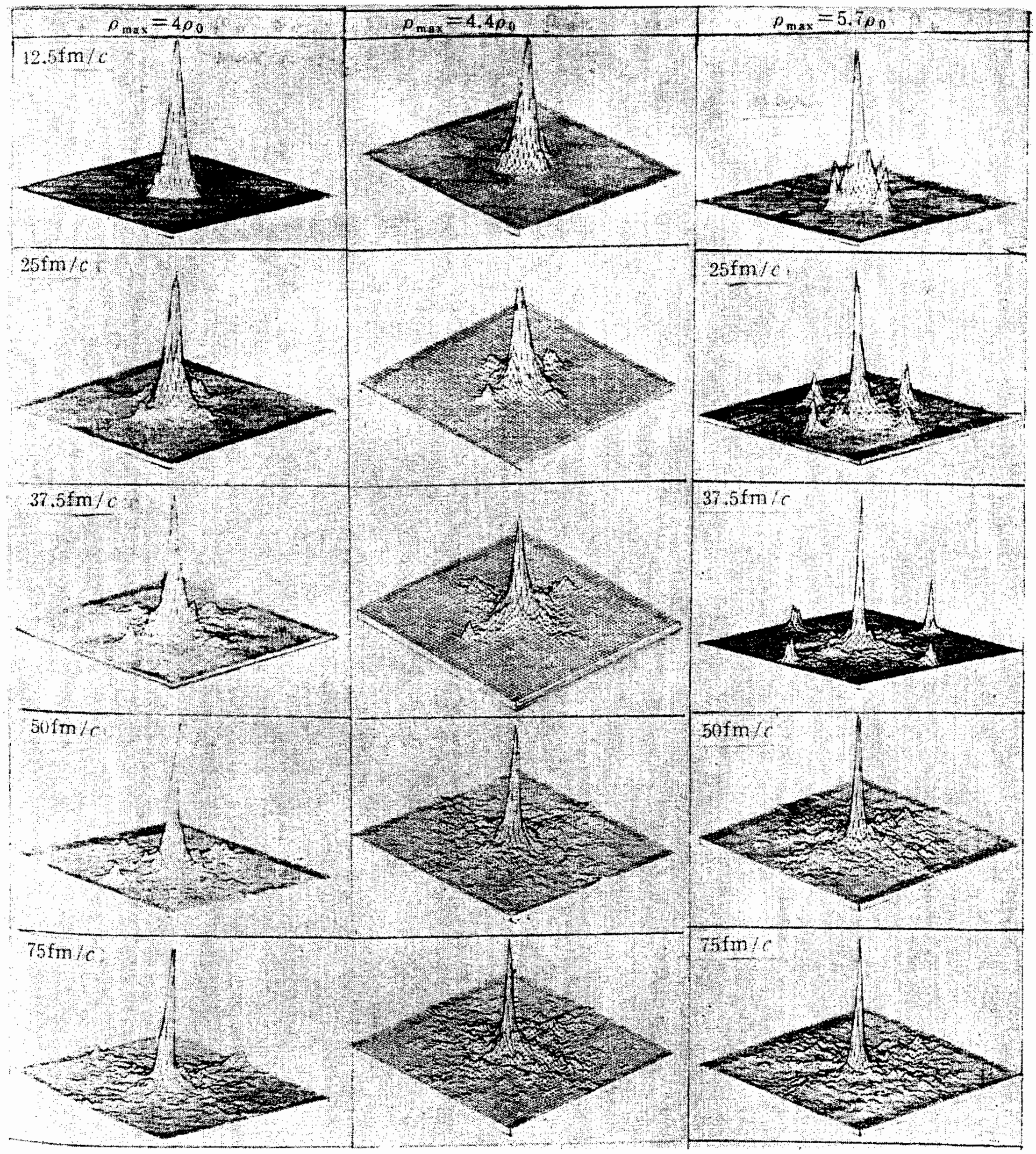

图 1　固定 $T = 15\mathrm{MeV}$，在三个不同压缩密度时计算的 x-z 反应平面内(对 y 积分 $60\times60\ \mathrm{fm}^2$) 系统的密度分布随时间发展

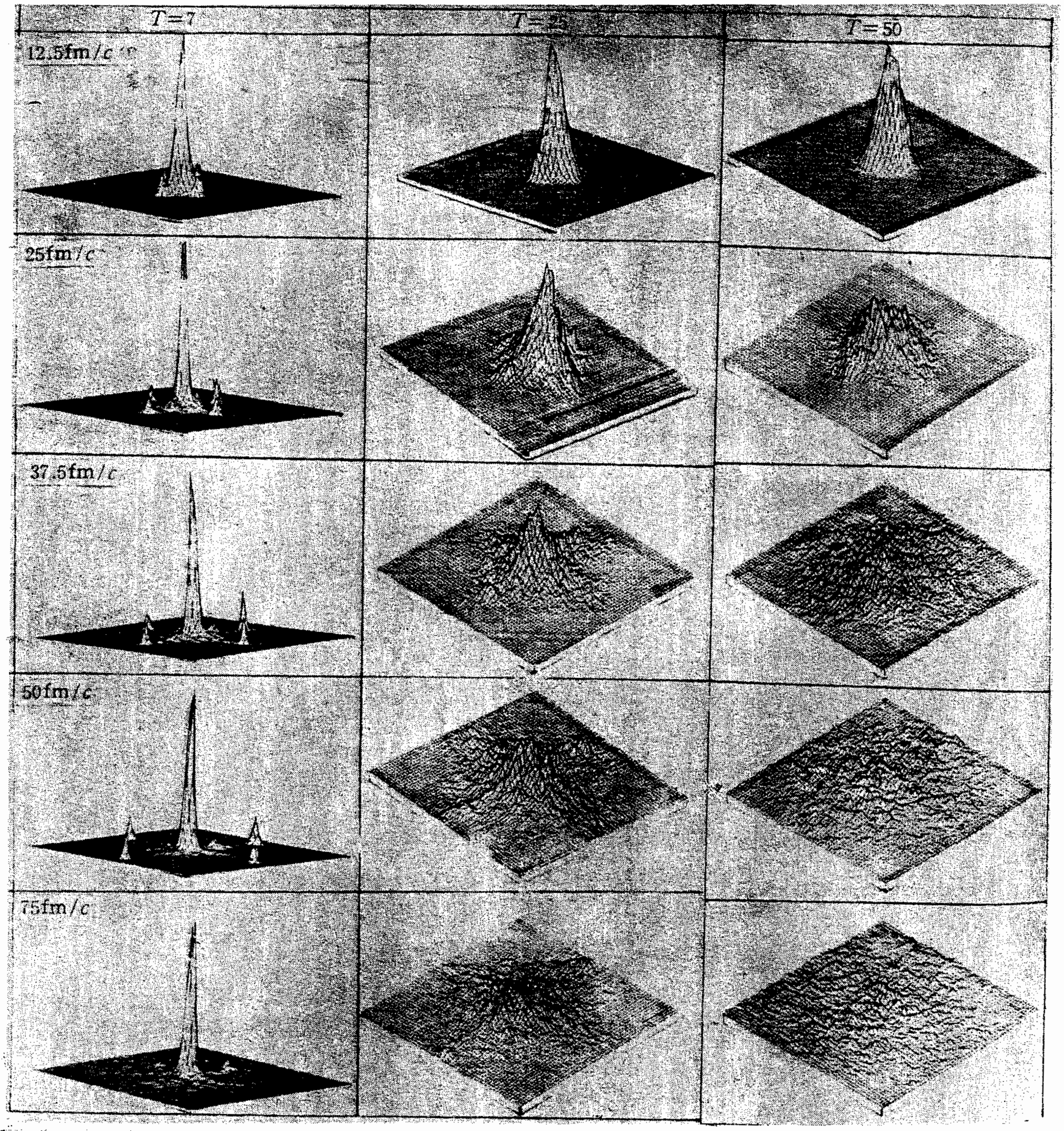

图 2　固定压缩密度 $\rho = 4.4\rho_0$，在三个不同的温度系数时，计算的 x-z 反应平面内（对 y 积分 $60 \times 60\ \mathrm{fm}^2$）系统的密度分布随时间发展