

## 关于 $\psi(2S)$ 与 $J/\psi$ 衰变率比值 估算的讨论\*

李新华 顾以藩

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 鉴于微扰量子色动力学预言包含的不确定性,利用现有实验数据计算了 $\psi(2S)$ 与 $J/\psi$ 强衰变分支比的比值;在此基础上还讨论了若干遍举衰变道中有关压制效应对于这个比值的修正.

**关键词**  $\psi(2S)$   $J/\psi$  衰变率 压制效应

$\psi(2S)$ 相对于 $J/\psi$ 遍举强衰变率的反常表现是粲夸克偶素物理中的一个悬案<sup>[1]</sup>,多年来没有令人满意的解答<sup>[2,3]</sup>.最近几年里北京谱仪(BES)在 $\psi(2S)$ 物理方面的实验研究进展<sup>[4,5]</sup>使这个问题更加突出起来.

按照微扰量子色动力学理论(PQCD)<sup>[6]</sup>, $J/\psi$ 或 $\psi(2S)$ (以下用 $\psi$ 作为两者的统称)衰变到三个无质量胶子类似于电子偶素衰变到三个光子的情形,其衰变宽度可写为

$$\Gamma(\psi \rightarrow ggg) = \frac{10}{9\pi^2} (\pi^2 - 9) \alpha_s^3 e_c^6 N_c \frac{|\Psi(0)|^2}{M_\psi^2}, \quad (1)$$

上式中的零点波函数 $\Psi(0)$ 也出现在 $J/\psi$ 或 $\psi(2S)$ 的电磁衰变宽度中,即

$$\Gamma(\psi \rightarrow 1^+1^-) = \frac{16}{3} \pi \alpha^2 e_c^2 N_c \frac{|\Psi(0)|^2}{M_\psi^2}, \quad (2)$$

式中 $1 = e$ 或 $\mu$ .联合以上关系, $\psi(2S)$ 与 $J/\psi$ 的分支比之比为

$$Q_h \equiv \frac{B(\psi(2S) \rightarrow ggg)}{B(J/\psi \rightarrow ggg)} = \frac{\alpha_s^3(\psi(2S)) B(\psi(2S) \rightarrow 1^+1^-)}{\alpha_s^3(J/\psi) B(J/\psi \rightarrow 1^+1^-)} = (14.6 \pm 2.2)\%, \quad (3)$$

式中假定 $J/\psi$ 与 $\psi(2S)$ 处的 $\alpha_s$ 值相等并采用了1996年粒子数据表<sup>[7]</sup>给出的 $e^+e^-$ 衰变的分支比数值.

理论预期的这个关系在1983年MARK II实验的大部分测量结果中得到了证明;但同时发现了两个例外情况,即在 $J/\psi$ 衰变中两个分支比较大的衰变道 $J/\psi \rightarrow \rho\pi$ 和 $K^\pm K^{*\mp}$ 却在 $\psi(2S)$ 衰变中观察不到,与理论之间存在着明显分歧<sup>[1]</sup>.BES合作组应用其在北京正负电子对撞机上采集的国际上最大的 $\psi(2S)$ 数据样本,在更高的实验灵敏度水平

1997-04-11收稿

\* 国家自然科学基金资助(19290400)

上证实了  $\rho\pi / K^\pm K^{*\mp}$  疑难, 测量结果偏离理论预期的 15% 关系分别达到 50 倍和 20 倍以上<sup>[4]</sup>; 此外, 还在  $\psi(2S) \rightarrow \omega f_2, \rho a_2$  及  $K^{*0} \bar{K}_2^{*0} + c.c.$  三例末态为矢量-张量介子组合的  $\psi(2S)$  衰变中观察到反常压制现象<sup>[5]</sup>. 北京谱仪的发现在理论上提出了新的挑战<sup>[8,9]</sup>.

需要指出, 在  $\psi(2S)$  与  $J/\psi$  强衰变率比值  $Q_h$  的上述理论计算中包含了若干明显的近似: a) 跑动耦合常数  $\alpha_s$  在  $J/\psi$  与  $\psi(2S)$  处的数值应有差别; b) 微扰论的高阶修正未予考虑, 这种修正难以计算, 但修正量不一定小, 例如取  $\alpha_s(m_{J/\psi}) \approx 0.2$ , 对于  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$  分支比的一级修正可达 50%<sup>[10]</sup>; c) 还存在相对论效应的修正,  $J/\psi$  与  $\psi(2S)$  的质量相差近 20%, 由于粲能区  $\langle v^2/c^2 \rangle \approx 0.25$ , 这一修正可能与最低阶相当<sup>[10]</sup>; d) 各种非微扰动力学的效应更难计算. 因此, 要定量地估计公式 (3) 给出的  $Q_h$  值的实际不确定性是很困难的; 式中标示的误差仅仅是由  $J/\psi$  及  $\psi(2S)$  的  $e^+e^-$  的衰变分支比的测量误差决定的.

本文尝试利用现有实验数据来计算这个比值. 原则上, 可以通过两种不同的途径来进行计算. 途径之一是从  $J/\psi$  和  $\psi(2S)$  的总衰变率中扣去无关衰变道分支比入手. 已知在 QCD 最低级图上,  $J/\psi$  或  $\psi(2S)$  的衰变都有四种模式: 除强衰变 (ggg) 外, 还有电磁衰变 ( $\gamma^*$ ), 辐射衰变 ( $\gamma gg$ ) 以及粲素跃迁 ( $c\bar{c}$ ), 可以写成

$$B(\text{ggg}) + B(\gamma gg) + B(\gamma^*) + B(c\bar{c}) = 1, \quad (4)$$

$J/\psi$  的电磁衰变包括强子,  $e^+e^-$  和  $\mu^+\mu^-$ , 由粒子数据表<sup>[7]</sup>得到它们的总分支比

$$B(J/\psi \rightarrow \gamma^*) = (29.0 \pm 2.0)\%. \quad (5)$$

$\psi(2S)$  的电磁衰变除了以上三个模式外还有  $\tau^+\tau^-$  模式, BES 合作组的测量<sup>[11]</sup> 给出  $B(\psi(2S) \rightarrow \tau^+\tau^-) = (0.35 \pm 0.09)\%$ , 因此得到总分支比

$$B(\psi(2S) \rightarrow \gamma^*) = (4.9 \pm 0.5)\%. \quad (6)$$

对于粲素衰变跃迁到其家族的其它成员,  $J/\psi$  只有  $\gamma\eta_c$  模式, 利用粒子数据表给出的分支比得到

$$B(J/\psi \rightarrow c\bar{c}) = (1.3 \pm 0.4)\%. \quad (7)$$

$\psi(2S)$  的粲素衰变跃迁包括  $\gamma\eta_c, \pi^+\pi^- J/\psi, \pi^0\pi^0 J/\psi, \eta J/\psi, \pi^0 J/\psi, \gamma\chi_{c0}, \gamma\chi_{c1}, \gamma\chi_{c2}, \gamma\eta'_c$  以及  $1^1P_1$ . 忽略最后两个分支比甚小的模式, 对于其余所有模式都采用粒子数据表的数值, 得到  $\psi(2S)$  粲素衰变跃迁的总分支比

$$B(\psi(2S) \rightarrow c\bar{c}) = (79.7 \pm 4.0)\%. \quad (8)$$

在扣除电磁衰变和粲素跃迁的贡献后得到

$$B(J/\psi \rightarrow \text{ggg}) + B(J/\psi \rightarrow \gamma gg) = (69.7 \pm 2.1)\%, \quad (9)$$

$$B(\psi(2S) \rightarrow \text{ggg}) + B(\psi(2S) \rightarrow \gamma gg) = (15.4 \pm 4.0)\%, \quad (10)$$

以及它们之间的比值

$$\frac{B(\psi(2S) \rightarrow \text{ggg}) + B(\psi(2S) \rightarrow \gamma gg)}{B(J/\psi \rightarrow \text{ggg}) + B(J/\psi \rightarrow \gamma gg)} = (22.1 + 5.8)\%. \quad (11)$$

考虑到在  $J/\psi$  和  $\psi(2S)$  的情况下  $\gamma gg$  与  $\text{ggg}$  衰变模式的分支比之间具有基本相同的关系<sup>[10,12]</sup>, 因此 22% 的比值对于强衰变和辐射衰变能分别成立.

另外一种途径是将  $J/\psi$  和  $\psi(2S)$  的遍举强衰变道分支比分别累加起来以求得它们总的强衰变率. 对于  $J/\psi$  和  $\psi(2S)$  的遍举衰变, 粒子数据表<sup>[7]</sup>给出了  $3(\pi^+\pi^-)\pi^0, 2(\pi^+\pi^-)\pi^0, \pi^+\pi^-\pi^0, \pi^+\pi^-K^+K^-, \pi^+\pi^-\bar{p}\bar{p}, \bar{p}\bar{p}, \bar{p}\bar{p}\pi^0$  以及  $K^+K^-$  的分支比, 它们的总贡献分别为

$$\sum_{i=1}^8 B_i(J/\psi \rightarrow f_i) = (9.44 \pm 0.72)\%, \quad (12)$$

$$\sum_{i=1}^8 B_i(\psi(2S) \rightarrow f_i) = (0.952 \pm 0.181)\%. \quad (13)$$

这样得到的遍举衰变的比值

$$\sum_{i=1}^8 B_i(\psi(2S) \rightarrow f_i) / \sum_{i=1}^8 B_i(J/\psi \rightarrow f_i) = (10.1 \pm 2.1)\% \quad (14)$$

比从前一种途径得出的 22% 比值低了一倍。

以上两种计算结果不能自治的原因主要在于第二种方法。对于这种方法, 目前实际能够用于计算的遍举衰变道数据有限, 而在少数几个衰变道中, 象  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  和  $2(\pi^+ \pi^-) \pi^0$  在  $J/\psi$  衰变中约占一半宽度的道在  $\psi(2S)$  衰变中因包含有压制的中间过程(如  $\rho\pi$ ,  $\omega f_2$  及  $\rho a_2$ ) 而减小分支比。因此, 利用粒子数据表现有数据通过第二种途径的计算实际上是不可行的。

对于第一种计算结果, 在应用到具体遍举强子衰变道  $h$  时, 可以合理地预期<sup>[3]</sup>

$$\frac{B(\psi(2S) \rightarrow ggg)}{B(J/\psi \rightarrow ggg)} \approx \frac{B(\psi(2S) \rightarrow h)}{B(J/\psi \rightarrow h)}, \quad (15)$$

同时还有必要讨论多种可能的压制效应。

一种形式的效应来自强子螺旋度守恒(HHC)定理<sup>[13]</sup>: 在大动量传递过程中反应末态的强子螺旋度之和与初态的相等, 即

$$\sum_{\text{initial}} \lambda_h - \sum_{\text{final}} \lambda_h = 0. \quad (16)$$

这个选择定则是胶子自旋效应的直接表现, 在微扰理论  $\alpha_s$  的各个量级上都成立, 其近似程度为  $O(m/Q)$ 。对于 HHC 定理在粲能区的有效性是有争议的。Brodsky 认为一个关键性的实验检验是测量衰变角分布<sup>[13]</sup>。  $J/\psi$  或  $\psi(2S)$  通过三胶子衰变到同位旋为零的末态, PQCD 理论中衰变振幅的主要贡献保持强子螺旋度, 因此螺旋度相反 ( $\lambda = -\bar{\lambda} = \pm \frac{1}{2}$ ) 的

重子对衰变的角分布为  $1 + \beta^2 \cos^2 \theta_{\text{cm}}$ , 螺旋度为零的介子对衰变的角分布为  $\sin^2 \theta_{\text{cm}}$ 。

实际上, 关于  $J/\psi$  衰变的角分布已经有过一些测量。我们的调查表明, Mark I, DASP, Mark II, DM2, 和 Mark III 实验组分别观察了  $J/\psi$  衰变到  $p\bar{p}$ ,  $\Lambda\bar{\Lambda}$ ,  $\Sigma^0\bar{\Sigma}^0$  的角分布, 除了 Mark I 组测量的  $p\bar{p}$  的角分布与 HHC 定理预言的形式在 1.5 倍标准偏差范围内符合以外, 其余所有实验结果都在 1 倍标准偏差内符合<sup>[14]</sup>。对于介子对衰变的情形, Mark III 组观察到  $J/\psi \rightarrow K_S^0 K_L^0$  符合  $\sin^2 \theta$  的角分布<sup>[15]</sup>。HHC 定理预言的角分布符合实验数据, 这是支持 QCD 胶子矢量理论的重要证据, 并表明 HHC 定理在粲能区成立。

用 HHC 定理来考察  $J/\psi$  与  $\psi(2S)$  有关遍举衰变道, 可以看到:  $J/\psi$  或  $\psi(2S)$  衰变到  $\omega f_2$ ,  $\rho a_2$  以及  $K^{*0} \bar{K}_2^{*0} + \text{c. c.}$  是 HHC 定理容许的过程, 而  $J/\psi$  或  $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$  以及  $K^* \bar{K} + \text{c. c.}$  是 HHC 定理禁戒的过程<sup>[8]</sup>。对于辐射衰变, 光子能直接与轻夸克或粲夸克耦合, 螺旋度守恒不涉及光子,  $\gamma\eta$  和  $\gamma\eta'$  衰变是 HHC 定理容许的过程。HHC 定理禁戒的遍举过程以  $m^2/E_{\text{cm}}^2$  的幂压低, 这对于  $\psi(2S)$  衰变道与  $J/\psi$  相应衰变分支比的比值来说将贡

献一个压制因子  $M_{J/\psi}^2 / M_{\psi(2S)}^2 = 0.71$ .

其次,  $\omega f_2, \rho a_2, K^{*0} \bar{K}_2^{*0} + c.c., b_1^+ \pi^-$  以及  $\gamma f_2$  衰变道都涉及到张量或轴矢量介子处于轨道角动量子数  $L = 1$  的角动量态, 按照微扰 QCD 理论<sup>[13]</sup>, 对于涉及到夸克或者胶子处于较高角动量态的高动量传递的遍举过程, 将按照  $E_{cm}^2$  的  $L$  次幂而被压低. 因此, 这些  $P$  波态模式在  $\psi(2S)$  和  $J/\psi$  的衰变中都以因子  $1/E_{cm}^2$  压低, 因而  $\psi(2S)$  与  $J/\psi$  对应衰变道的比值  $Q_1$  将以另一个因子  $M_{J/\psi}^2 / M_{\psi(2S)}^2 = 0.71$  压低.

另外一个压制效应源于渐近形状因子<sup>[13]</sup>, 压制程度对于辐射衰变是  $M_{J/\psi}^2 / M_{\psi(2S)}^2$ , 对于介子对衰变末态是  $M_{J/\psi}^4 / M_{\psi(2S)}^4$ , 对于重子对衰变末态则是  $M_{J/\psi}^8 / M_{\psi(2S)}^8$ .

表 1  $\psi(2S)$  相对于  $J/\psi$  遍举衰变分支比比值  $B(\psi(2S))/B(J/\psi)$  的计算结果与实验数据的对比\*

衰变道	相空间	HHC	轨道角动量	形状因子	计算比值 (%)	实验比值 (%)
$p\bar{p}$	1.08	1	1	0.25	5.9	$8.9 \pm 2.4$ <sup>[7]</sup>
$\rho\pi$	1.06	0.71	1	0.50	8.3	$< 0.28$ <sup>[4]</sup>
$K^\pm K^{*\mp}$	1.12	0.71	1	0.50	9.0	$< 0.50$ <sup>[4]</sup>
$K^0 \bar{K}^{*0}$	1.12	0.71	1	0.50	9.0	$< 2.9$ <sup>[4]</sup>
$\rho a_2$	1.12—1.76	1	0.71	0.50	8.7—13.8	$2.8 \pm 1.8$ <sup>[5]</sup>
$\omega f_2$	1.11—1.68	1	0.71	0.50	8.7—13.2	$< 2.2$ <sup>[5]</sup>
$K^{*0} \bar{K}_2^{*0}$	1.18—2.29	1	0.71	0.50	9.2—18.0	$< 2.8$ <sup>[5]</sup>
$b_1^+ \pi^-$	1.06	1	0.71	0.50	8.2	$10.0 \pm 3.7$ <sup>[5]</sup>
$\gamma\eta'$	1.09	1	1	0.71	17.1	$< 2.6$ <sup>[16]</sup>
$\gamma\eta$	1.03	1	1	0.71	16.2	$< 1.8$ <sup>[16]</sup>
$\gamma f_2$	1.06—1.34	1	0.71	0.71	11.7—14.9	$9 \pm 3$ <sup>[16]</sup>

\* 实验比值上限置信度均为 90%

表 1 列出了以上各项压制效应在有关各遍举衰变道中贡献的压制因子以及这些因子会同相空间因子对 22% 比值的修正结果, 在各道的计算比值中包含了式 (11) 中的 26% 的

相对误差; 两体衰变相空间分布贡献一个  $\left( \frac{M_{J/\psi} \cdot p_{\psi(2S)}^*}{M_{\psi(2S)} \cdot p_{J/\psi}^*} \right)^{2l+1}$  的修正因子,  $p^*$  是质心系中衰

变动量,  $l$  是指末态二体之间的相对轨道角动量. 对于  $p\bar{p}$  和  $b_1^+ \pi^-$  衰变道  $l = 0$ ; 对于  $\rho\pi, K^\pm K^{*\mp}, K^0 \bar{K}_2^{*0} + c.c., \gamma\eta'$  和  $\gamma\eta$  衰变道  $l = 1$ ; 对于  $\rho a_2, \omega f_2, K^{*0} \bar{K}_2^{*0} + c.c.$  和  $\gamma f_2$  衰变道  $l = 0$  或者 2, 由于两种波比率的不确定性, 表中列出了相空间修正的范围. 表中同时列出了对应的实验测量结果. 可以看到,  $p\bar{p}, b_1\pi$  及  $\gamma f_2$  衰变末态经过修正后的计算比值与实验数据基本上符合, 但是矢量-赝标量介子末态, 矢量-张量介子末态以及辐射衰变到赝标量介子末态的实验结果明显低于计算修正值. 我们的分析确认了在矢量-赝标量和矢量-张量模式中  $\psi(2S)$  相对于  $J/\psi$  衰变的反常压制现象.

诚挚地感谢加州理工学院 M. Wise 教授, F. Porter 教授, 斯坦福大学 S. J. Brodsky 教授, 北京大学赵光达教授的有益讨论, 中国科学院高能物理研究所物理一室同事们的支持以及何泽慧先生的关心.

## 参 考 文 献

- [1] Franklin M E B et al. Phys. Rev. Lett., 1983, **51**: 11
- [2] Hou W S, Soni A. Phys. Rev. Lett., 1983, **50**: 569; Karl A, Roberts W. Phys. Lett., 1984, **B144**: 263; Chaichian M et al. Nucl. Phys., 1989, **B323**: 75; Pinsky S S. Phys. Lett., 1990, **B236**: 479; Li X Q et al. Phys. Rev., 1997, **D55**: 1241
- [3] Brodsky S J et al. Phys. Rev. Lett., 1987, **59**: 621
- [4] BES Collaboration. High Energy Phys. and Nuclear Phys. (in Chinese), 1996, **20**: 481 (BES 合作组. 高能物理与核物理, 1996, **20**: 481)
- [5] BES Collaboration. High Energy Phys. and Nuclear Phys. (in Chinese), 1995, **19**: 93; 1997, **21**: 89 (BES 合作组. 高能物理与核物理, 1995, **19**: 93; 1997, **21**: 89)
- [6] Applequist T, Politzer D. Phys. Rev. Lett., 1975, **34**: 43
- [7] Particle Data Group. Phys. Rev., 1996, **D54**, Part I
- [8] Gu Y F, Tuan S F. Mod. Phys. Lett., 1995, **A10**: 615
- [9] Chao K T. Physics in Charm Energy Region. In: Zheng Zhi-Peng, Chen He-Sheng ed. 17th Intern. Symp. on Lepton-Photon Interactions. Singapore: World Scientific, 1996. 106—129
- [10] Kwong W. Phys. Rev., 1988, **D37**: 3210
- [11] BES Collaboration. High Energy Phys. and Nuclear Phys. (in Chinese), 1995, **19**: 577 (BES 合作组. 高能物理与核物理, 1995, **19**: 577)
- [12] Appelquist T et al. Phys. Rev. Lett., 1975, **34**: 363; Chanowitz M. Phys. Rev., 1975, **D12**: 918; Brodsky S J et al. Phys. Lett., 1978, **B73**: 203; Koller K, Walsh T. Nucl. Phys., 1978, **B140**: 449
- [13] Brodsky S J, Lepage G P. Phys. Rev., 1981, **D24**: 2848; Perturbative Quantum Chromodynamics. Singapore: World Scientific, 1989
- [14] Peruzzi I et al. Phys. Rev., 1978, **D17**: 2901; Brandelik R et al. Z. Phys. 1979, **C1**: 233; Eaton M W et al. Phys. Rev., 1984, **D29**: 804; Pallin D et al. Nucl. Phys., 1987, **B292**: 653; Brown J S. PhD Thesis, University of Washinton, UMI 84-19117-MC (unpublished)
- [15] Baltrusaitis R M et al. Phys. Rev., 1985, **D32**: 566
- [16] Lee R A. SLAC-PUB-3676, May 1985

## Comments on the Ratio of Hadronic Decay Rates of $\psi(2S)$ to $J/\psi$ \*

Li Xinhua Gu Yifan

(*Institute of High Energy Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039*)

**Abstract** The perturbative QCD prediction of "15% rule" for the ratio of  $\psi(2S)$  to  $J/\psi$  hadronic decay rates suffers several apparent approximations. Calculations using existing experimental data are made in this paper; further corrections to this ratio for a number of exclusive decay channels are also discussed.

**Key words**  $\psi(2S)$ ,  $J/\psi$ , decay rate, suppression factors

---

Received 11 April 1997

\* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19290400)