

$\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 及 $\psi(2S) \rightarrow K\bar{K}^*$ 衰变的研究*

BES 合作组

白景芝¹ O. Bardon⁶ I. Blum¹¹ A. Breakstone⁹ T. Burnett¹² 陈刚¹³
陈光培¹ 陈宏芳⁴ J. Chen⁵ 陈少敏¹ 陈雅清¹ 陈宇¹
陈元柏¹ 程宝森¹ R. F. Cowan⁶ 崔象宗¹ 丁慧良¹ 杜志珍¹
W. Dunwoodie⁸ 范晓舫¹ 方建¹ M. Fero⁶ 高翠山¹ 高美丽¹
高树琦¹ P. Gratton¹¹ 顾建辉¹ 顾树棣¹ 顾维新¹ 顾以藩¹
过雅南¹ 韩世温¹ 韩纓¹ F. A. Harris⁹ M. Hatanaka³ 何炬¹
何瑁⁷ D. G. Hitlin³ 胡贵云¹ 胡涛¹ 胡晓庆¹ 胡源¹⁴
黄德强¹ 黄因智¹ J. M. Izen¹¹ Q. P. Jia⁵ 姜春华¹ 金山¹ 金艳¹
L. Jones³ 康书辉¹ 柯尊建¹ M. H. Kelsey³ B. K. Kim¹¹ D. Kong⁹
赖元芬¹ 兰慧彬¹ 郎鹏飞¹ A. Lankford¹⁰ 李芳¹ 李金¹
李佩琴¹ 李群¹ 李如柏¹ 李蔚¹ 李卫东¹ 李卫国¹
李新华¹ 李小南¹ 林树子¹ 刘怀民¹ 刘靖¹ 刘经华¹
刘琦¹ 刘荣光¹ 刘延¹ 刘振安¹ X. C. Lou¹¹ B. Lowery¹¹
吕军光¹ 罗栓群¹ 罗勇¹ 马爱民¹ 马恩成¹ 马基茂¹
毛慧顺¹ 毛泽普¹ R. Malchow⁵ M. Mandelkern¹⁰ 孟祥承¹
倪蕙苓¹ 聂晶¹ S. L. Olsen⁹ J. Oyang³ D. Paluselli⁹
L. J. Pan⁹ J. Panetta³ F. Porter³ E. Prabhakar³ 漆纳丁¹ 阙友昆¹
J. Quigley⁶ 荣刚¹ M. Schernau¹⁰ B. Schmid¹⁰ J. Schultz¹⁰
邵毓莺¹ 沈本蔚¹ 沈定力¹ 沈红¹ 沈肖雁¹ 盛华义¹
史焕章¹ X. R. Shi³ A. Smith¹⁰ E. Soderstrom⁸ 宋晓非¹ J. Standifird¹¹
D. Stoker¹⁰ 孙舫¹ 孙汉生¹ 孙式军¹ J. Synodinos⁸ 谈益平¹
唐素秋¹ W. Toki³ 童国梁¹ E. Torrence⁶ 王锋¹ 王临洲¹
王灵淑¹ 王曼¹ 王萌¹ 王佩良¹ 王平¹ 王少敏¹
王泰杰¹ 王运永¹ 魏诚林¹ S. Whittaker² R. Wilson⁵ W. J. Wisniewski⁸
席德明¹ 夏小米¹ 谢佩佩¹ 熊伟军¹ 徐德之¹ 许榕生¹
徐芷菁¹ 薛生田¹ R. Yamamoto⁶ 颜洁¹ 严武光¹ 杨长友¹
杨春敏¹ 杨杰¹ 杨蔚¹ 叶铭汉¹ 叶诗章¹ 叶树伟⁴
叶沿林¹³ K. Young¹² 于传松¹ 喻纯旭¹ 郁忠强¹ 苑长征¹

* 国家自然科学基金资助; 中国科学院重大基础研究项目 K385.

张炳云¹ 张长春¹ 张达华¹ 张会领¹ 张 建¹ 张家文¹
 张良生¹ 张少强¹ 张 羽¹ 张月元¹ 赵棣新¹ 赵海文¹
 赵京伟¹ 赵 萌¹ 赵平德¹ 赵维仁¹ 郑建平¹ 郑林生¹
 郑志鹏¹ 周光谱¹ 周化十¹ 周 莉¹ 周小帆¹ 周月华¹
 朱启明¹ 祝玉灿¹ 朱永生¹ 庄保安¹ G. Zioulas¹⁰

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2 (Boston University, Boston, Massachusetts 02215, U.S.A.)

3 (California Institute of Technology, Pasadena, California 91125, U.S.A.)

4 (中国科学技术大学近代物理系 合肥 230026)

5 (Colorado State University, Fort Collins, Colorado 80523, U.S.A.)

6 (Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, U.S.A.)

7 (山东大学物理系 济南 250100)

8 (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, 94309, U.S.A.)

9 (University of Hawaii, Honolulu, Hawaii 96822, U.S.A.)

10 (University of California at Irvine, Irvine, California 92717, U.S.A.)

11 (University of Texas at Dallas, Richardson, Texas 75083-0688, U.S.A.)

12 (University of Washington, Seattle, Washington 98195, U.S.A.)

13 (北京大学技术物理系 北京 100871)

14 (华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430070)

1995-11-24 收稿

摘 要

利用在北京谱仪上获取的 $1.27 \times 10^6 \psi(2S)$ 事例研究了末态为矢量介子与赝标量介子的 $\psi(2S)$ 两体衰变过程, $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 及 KK^* , 得到它们的衰变分支比上限在 90% 置信度下分别为 $3.6 \times 10^{-5}(\rho\pi)$, $2.5 \times 10^{-5}(K^+ \bar{K}^* + c.c.)$ (c.c. 代表电荷共轭态) 及 $1.2 \times 10^{-4}(K^0 \bar{K}^0 + c.c.)$. 这些结果在新的实验灵敏度水平上证实了 $\psi(2S)$ 相对于 J/ψ 强衰变中的反常压制现象的存在.

关键词 $\psi(2S)$, 矢量, 赝标量, 衰变分支比, 反常压制.

1 引 言

按照微扰量子色动力学的预言^[1], 粲偶素 J/ψ 及其径向激发态 $\psi(2S)$ 的对应强衰变道衰变分支比的比值满足以下关系:

$$\frac{B(\psi(2S) \rightarrow h)}{B(J/\psi \rightarrow h)} = \frac{B(\psi(2S) \rightarrow e^+e^-)}{B(J/\psi \rightarrow e^+e^-)} = (14.7 \pm 2.3)\%, \quad (1.1)$$

式中 $\psi(2S)$ 与 J/ψ 的 e^+e^- 衰变分支比采用了最新版本粒子数据表^[2] 给出的数值.

MARK II 实验组 1982 年发现^[3], 在大多数 J/ψ 与 $\psi(2S)$ 强衰变道服从上述规律的同时, 有两个末态为矢量及赝标量介子组合的二体衰变道 $\rho\pi$ 与 $K^+ \bar{K}^{*-} + c.c.$ (c.c. 代表电荷共轭态) 明显违背了这个规律: 在 90% 置信度情况下, $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 和 $\psi(2S) \rightarrow K^+ \bar{K}^{*-} + c.c.$ 的衰变分支比上限分别为 8.5×10^{-5} 和 5.4×10^{-5} ¹⁾, 它们相对于 J/ψ 对应衰变道分支比的比值分别小于 0.7% 和 1.1%, 显著低于理论预期的 $\sim 15\%$ 的比值.

对于粲偶素物理中的这个强衰变疑难 (有人称为矢量-赝标量疑难), 实验上, 在 MARK II 之后仅有晶体球 (Crystal Ball) 和 MARK III 进行了有限的研究, 但是未曾发表任何正式的测量结果; 理论上, 则先后提出了若干解释方案, 它们是:

(I) 存在着一个量子数 $J^{PC}=1^{--}$ 而质量与 J/ψ 质量相近的矢量胶球, 它与 J/ψ 发生量子力学混合, 造成 J/ψ 到 $\rho\pi$ 与 $K\bar{K}^*$ 衰变的增强^[4].

(II) 强子形状因子的指数衰减导致 $\psi(2S)$ 相对于 J/ψ 的二介子衰变的压低. 这个解释方案预期 $\psi(2S)$ 到 $\rho\pi$ 的衰变分支比为 7.0×10^{-5} ^[5].

(III) 将 $\psi(2S)$ 到矢量-赝标量末态的强衰变与受阻 M_1 跃迁 $\psi(2S) \rightarrow \gamma\eta_c$ 联系起来, $\psi(2S)$ 的矢量-赝标量强衰变实际上等效于广义的禁戒 M_1 跃迁过程. 这种解释方案预言 $\psi(2S)$ 到 $\rho\pi$ 的衰变分支比为 4×10^{-5} ^[6].

以上这些理论模型由于缺乏充分的实验证据, 都未能成为令人信服的解释方案. 因此, 为了深入研究粲偶素强衰变疑难, 现有的数据资料是远远不够的, 必须开展更加细致系统的实验工作. 我们利用北京谱仪 (BES)^[7] 于 1993 年 12 月至 1994 年 1 月间在北京正负电子对撞机 (BEPC) 上获取的 $1.27 \times 10^6 \psi(2S)$ 事例对 $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 和 $\psi(2S) \rightarrow K^+ \bar{K}^{*-} + c.c.$ 两个衰变道进行了测量, 得到了新的分支比上限, 并首次给出了 $\psi(2S) \rightarrow K^0 \bar{K}^{*0}$ 分支比上限.

2 事例选择与分析

一般地, $\psi(2S)$ 到某一衰变模式的衰变分支比 B_i 可由下式确定:

$$B_i = \frac{N_i / \varepsilon_i}{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_f \cdot N_{\psi(2S)}}, \quad (2.1)$$

式中 N_i 和 ε_i 表示相应衰变道的观测事例数和效率; ε_i 是采集事例时的触发效率, ε_f 是离线数据处理时的过滤效率; $N_{\psi(2S)}$ 是 $\psi(2S)$ 样本的产生事例总数, 由 $\psi(2S) \rightarrow \pi^+ \pi^- J/\psi$, $J/\psi \rightarrow$ 任意末态定出为 $(1.27 \pm 0.11) \times 10^6$ ^[8]. 实验测量给出, 对两根带电径迹的强子事例, 触发和过滤效率分别为 $\varepsilon_{i1} = 0.99 \pm 0.01$ 和 $\varepsilon_{f1} = 0.985 \pm 0.002$, 而对四根带电径迹强子事例, 近似地有 $\varepsilon_{i2} = 1.00$ 和 $\varepsilon_{f2} = 1.00$.

当观测事例数 n 很小时, 其相对误差很大, 通常不用最可几数和 68% 置信区间表示, 而改用在 90% 置信水平下的上限值. 一般地, 事例数为 n 的概率密度函数可表示

1) 需要指出, 粒子数据表中长期沿用的由 Mark II 给出的 $\psi(2S) \rightarrow K^+ \bar{K}^{*-} + c.c.$ 分支比上限数据 (90% 置信度) 1.79×10^{-5} 是错误的, 实际应为 5.4×10^{-5} .

为

$$P(n) = a \cdot S(n) + (1-a) \cdot B(n), \quad (2.2)$$

其中 $S(n)$ 和 $B(n)$ 分别为信号和本底的概率密度, a 和 $(1-a)$ 则分别为它们各自所占的比例. 当 $B(n)=0$ 时, $P(n)=S(n)$ 即为泊松分布概率密度函数^[2].

2.1 $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$

$\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 衰变分支比的测量是通过末态为 $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ 的事例进行分析实现的.

2.1.1 事例选择

要求事例中包含两根总电荷为零的好的带电径迹, 以及 2 到 8 个中性径迹. 带电径迹与束流方向间的夹角余弦 $|\cos \theta| \leq 0.8$. 利用飞行时间和 dE/dx 信息进行粒子分辨, 要求两根带电径迹均为 π 介子, 且它们的反冲质量小于 0.8GeV . 对中性径迹则经判选后要求有 2 到 3 个好光子. 对好光子的要求是, 在桶部簇射计数器中能量沉积大于 50MeV , 与带电径迹之间夹角大于 12° , 并且两光子间夹角大于 8° , 或它们的不变质量大于 30MeV . 为了去除轻子对事例, 要求两条带电径迹间夹角小于 170° . 当该夹角小于 160° 时, 要求它们在桶部簇射计数器中总沉积能量小于 1.6GeV , 且至少有一个带电径迹在 μ 计数器中击中层数小于 3; 而该夹角既小于 170° 又大于 160° 时, 则要求总沉积能量小于 0.8GeV , 并且两根带电径迹都不被 μ 计数器识别为 μ 子; 定义 $ERRE = E_{\text{cm}} - \sum_{i=1}^2 (m_\pi^2 + p_\pi^2)^{1/2} - (m_{\pi^0}^2 + p_{\text{miss}}^2)^{1/2}$, 式中 E_{cm} 为质心能量, m_π 和 p_π 分别为 π 介子质量和动量; m_{π^0} 为 π^0 的质量, p_{miss} 为两根带电径迹的动量之和, 对好事例要求 $|ERRE| < 0.2\text{GeV}$.

2.1.2 事例分析

对通过上述选择条件的事例, 在分别假定它们为 $\pi^+\pi^-\gamma\gamma$ 或 $K^+K^-\gamma\gamma$ 的条件下作四动量约束的运动学拟合, 选取拟合误差 χ^2 最小的事例并要求 $\chi_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma}^2 < \chi_{K^+K^-\gamma\gamma}^2$ 以及 $P(\chi_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma}^2) > 0.05$, 这里 $P(\chi_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma}^2)$ 为运动学拟合中 $\chi_{\pi^+\pi^-\gamma\gamma}^2$ 的概率.

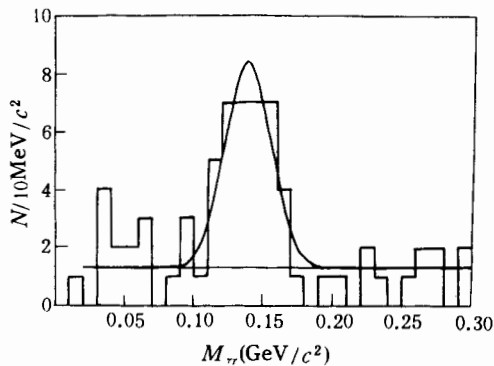
这样得到的两光子不变质量分布如图 1 所示, 由图可见明显的 π^0 质量峰. 利用高斯分布加常数项本底拟合两光子不变质量谱, 得到 π^0 事例数为 29 ± 6 .

令 $|M_{\gamma\gamma} - M_{\pi^0}| < 50\text{MeV}/c^2$, 得到 $\pi\pi$ 不变质量谱如图 2 所示, 在 ρ 质量区域看不到明显的 ρ 信号. 采用以下方法对 $\pi\pi$ 不变质量谱进行拟合:

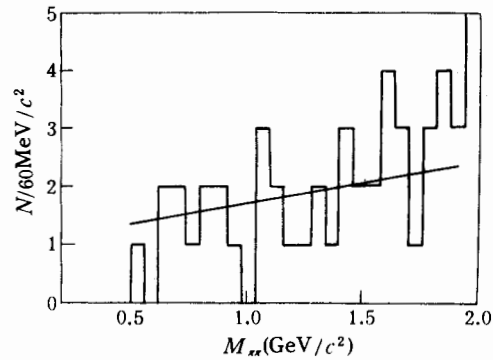
1) ρ 粒子质量及宽度采用粒子数据表所给出的数值^[2], 而质量分辨则由 Monte-Carlo 模拟给出为 $10.1\text{MeV}/c^2$;

2) 由于在所选择事例中, π^0 事例数与本底之比约为 3:1, 所以在 $\pi\pi$ 不变质量谱中相应于 ρ 事例的本底形状主要由 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 事例所决定; Monte-Carlo 模拟表明在 $0.5-1.9\text{GeV}/c^2$ 区域内 $\pi^+\pi^-\pi^0$ 事例的 $\pi\pi$ 不变质量谱形状可以很好地用一次多项式逼近.

用 Breit-Wigner 函数卷积质量分辨函数并加一次项本底拟合图 2 中在 $0.5-1.9\text{GeV}/c^2$ 区域内的不变质量谱, 得到最可几 ρ 事例数为 0; 从而由概率密度函数得到 90% 置信度下的 ρ 事例数上限值为 5.7.

图1 $\gamma\gamma$ 不变质量谱

图中曲线为高斯分布加常数项本底拟合的结果。

图2 $\pi\pi$ 不变质量谱

利用 Monte-Carlo 模拟得到对 $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 事例和 $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 事例的探测效率分别为 13.9% 和 12.8%。于是根据式(2.1)得到 $\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ 的分支比为

$$B(\psi(2S) \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0) = (1.7 \pm 0.3 \pm 0.3) \times 10^{-4},$$

以及在 90% 置信度下 $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 的分支比上限值为

$$B(\psi(2S) \rightarrow \rho\pi) < 3.6 \times 10^{-5}.$$

2.2 $\psi(2S) \rightarrow K\bar{K}^*$

2.2.1 $\psi(2S) \rightarrow K^+K^{*-} + c.c.$

通过两种衰变末态测量了它的分支比上限, 即

$$\psi(2S) \rightarrow K^+ \bar{K}^{*-} + c.c. \rightarrow K^+ K^- \pi^0 \rightarrow K^+ K^- \gamma \gamma$$

和

$$\psi(2S) \rightarrow K^+ \bar{K}^{*-} + c.c. \rightarrow K_S^0 \pi^+ K^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ K^-.$$

2.2.1.1 事例选择

对于 $K^+K^-\pi^0$ 末态, 选择包含两根具有相反电荷的好带电径迹和 2 至 6 个光子的事例, 而对 $\pi^+\pi^-\pi^+K^-$ 则选择总电荷为零的四根带电径迹事例。对这两类事例都要求带电径迹与束流方向之间的夹角余弦 $|\cos \theta| \leq 0.8$; 径迹横动量大于 $0.1 \text{ GeV}/c$ 。所有被判别为包含电子或 μ 子的事例均被去掉。

对 $K^+K^-\pi^0$ 事例, 利用两带电径迹间飞行时间差及顶点限制来排除宇宙线本底。由于两径迹间具有明显的共线性, 故通过限制它们之间的夹角 α ($-0.99 \leq \cos \alpha \leq -0.8$) 来排斥其他本底。为了选择 π^0 衰变产生的光子, 要求光子能量大于 50 MeV , 光子与带电径迹之间的夹角 $\theta_{\gamma c}$ 满足 $\cos \theta_{\gamma c} < 0.98$, 并且要求两光子间夹角 $\theta_{\gamma\gamma}$ 满足 $0.6 \leq \cos \theta_{\gamma\gamma} \leq 0.98$, 以及两光子总能量大于或等于 0.2 GeV 。为了弥补 BES 对较高动量 (大于 $0.7 \text{ GeV}/c$) 带电粒子鉴别性能不佳的缺点, 采用了如下选择条件:

- 1) 假定两带电粒子皆为 K, 限定它们的反冲质量在 π^0 质量附近;

对所选择的包含四根带电径迹的事例, 将不是来自 K_S^0 的两条径迹中动量大于 $1.5\text{GeV}/c$ 的当做 K 介子, 另一条则为 π 介子. 在假定它们是 $\pi^+\pi^-\pi^+K^-$ 事例的条件下做四动量约束运动学拟合, 并要求 $P(\chi^2) > 0.05$. 在 $K_S^0 \pi^\pm$ 不变质量谱中, 在 $K^\pm(892)$ 附近未找到任何事例, 故给出在 90% 置信度下事例数的上限值为 2.3.

Monte-Carlo 模拟给出, 对衰变 $\psi(2S) \rightarrow K^+\bar{K}^{*-} + \text{c.c.} \rightarrow K_S^0\pi^+K^-$ 的探测效率为 $\epsilon_{d2} = 10.7\%$, 还利用前面给出的对四根带电径迹的触发和过滤效率 ϵ_{t2} 和 ϵ_{f2} , 得到在 90% 置信度下 $\psi(2S) \rightarrow K^+\bar{K}^{*-} + \text{c.c.}$ 的衰变分支比上限为

$$B(\psi(2S) \rightarrow K^+\bar{K}^{*-} + \text{c.c.}) < 5.07 \times 10^{-5}.$$

合并以上两种衰变末态所得结果, $\psi(2S) \rightarrow K^+\bar{K}^{*-} + \text{c.c.}$ 的衰变分支比上限为

$$B(\psi(2S) \rightarrow K^+\bar{K}^{*-} + \text{c.c.}) < \frac{2.3}{1/3(\epsilon_{d1} \cdot \epsilon_{t1} \cdot \epsilon_{f1} + \epsilon_{d2} \cdot \epsilon_{t2} \cdot \epsilon_{f2}) \cdot N_\psi} = 2.5 \times 10^{-5}.$$

2.2.2 $\psi(2S) \rightarrow K^0\bar{K}^{*0} + \text{c.c.}$

$\psi(2S) \rightarrow K^0\bar{K}^{*0} + \text{c.c.}$ 的衰变分支比也是通过 $\pi^+\pi^-\pi^+K^-$ 衰变末态进行测量的.

2.2.2.1 事例选择

除上节所用对四根带电径迹事例的选择条件外, 利用飞行时间和 dE/dx 信息对不是来自 K_S^0 衰变的两根径迹进行粒子分辨, 得出各径迹作为 π 或 K 的概率. 对 K_S^0 候选事例要求次级与初级顶点间距离大于 1cm ; 并要求来自 K_S^0 的两径迹动量之和大于 $1.5\text{GeV}/c$, 而另外两根径迹动量之和大于 $1.6\text{GeV}/c$.

2.2.2.2 事例分析

将不是来自 K_S^0 的两条径迹分别假定为 π^+K^- 或 π^-K^+ 作运动学拟合, 并利用运动学拟合和粒子鉴别的联合概率区分 $K^0K^+\pi^-$ 与 $K^0K^-\pi^+$ 事例; 当 $P(\chi_{\pi^+K^-}^2) + P_K^+ + P_\pi^- > P(\chi_{\pi^-K^+}^2) + P_\pi^+ + P_K^-$ 时认为是前者, 反之则为后者, 式中 P_b^a 为带 a 种电荷的粒子被判为 b 种粒子 (π 或 K) 的概率. 事例区分开后, 要求相应 $P(\chi^2) > 0.05$, $P_b^a > 0.01$. 如图 4 所示, $K^\pm\pi^\mp$ 不变质量谱中在 $\bar{K}^0(892)$ 质量附近有两个事例. 假定它们都是 $\psi(2S) \rightarrow K^0\bar{K}^{*0} + \text{c.c.}$ 事例, 则由泊松概率分布函数可得到事例数的上限值 (90% 置信度) 为 5.32. Monte-Carlo 计算给出对衰变 $\psi(2S) \rightarrow K^0\bar{K}^{*0} \rightarrow K_S^0K^+\pi^-$ 的探测效率为 $\epsilon = 10.5\%$. 故可计算出分支比上限值 (90% 置信度) 为

$$B(\psi(2S) \rightarrow K^0\bar{K}^{*0} + \text{c.c.}) < 1.2 \times 10^{-4}.$$

3 实验结果与讨论

以上所测 $\psi(2S)$ 各衰变道在 90% 置信度下的分支比列于表 1 中. 表中同时列出了粒

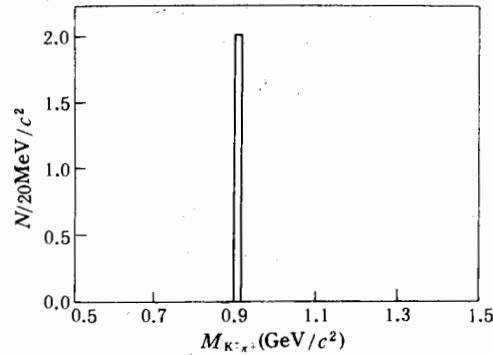


图 4 $K^\pm\pi^\mp$ 不变质量谱

子数据表给出的 J/ψ 的对应衰变道的分支比^[2], 以及 $\psi(2S)$ 与 J/ψ 相应衰变道的衰变分支比之间的比值.

表1 $\psi(2S)$ 与 J/ψ 矢量-赝标量衰变分支比的比较

衰变方式	$B(\psi(2S)) \times 10^{-5}$	$B(J/\psi) \times 10^{-3}$	$B(\psi(2S)) / B(J/\psi) (\%)$
$\pi^+\pi^-\pi^0$	$17 \pm 3 \pm 3$	15.0 ± 2.0	11 ± 3
$\rho\pi$	< 3.6	12.8 ± 1.3	< 0.28
$K^+K^{\bar{K}^0} + c.c.$	< 2.5	5.0 ± 0.4	< 0.50
$K^0K^{\bar{K}^0} + c.c.$	< 12.0	4.2 ± 0.4	< 2.90

我们的研究不仅证明了 MARK II 的实验结果, 而且进一步将 $\psi(2S) \rightarrow \rho\pi$ 和 $\psi(2S) \rightarrow K^+K^{\bar{K}^0} + c.c.$ 衰变道的衰变分支比上限相对于 MARK II 的结果分别下推了一倍以上, 给出这两个道当前国际上最低的分支比上限, 同时还首次定出了 $\psi(2S) \rightarrow K^0K^{\bar{K}^0} + c.c.$ 道的衰变分支比上限. 这样, $\psi(2S)$ 与 J/ψ 到 $\rho\pi$ 道和到 $K^+K^{\bar{K}^0} + c.c.$ 道衰变分支比的相对比值偏离微扰量子色动力学理论预期的比值分别达 50 倍和 30 倍以上. 理论与实验之间如此明显的分歧, 无疑是对粲偶素强衰变物理的了解提出了挑战.

我们的测量结果还指出: $\psi(2S)$ 到 $\rho\pi$ 衰变分支比实际上低于前述理论模型 II 的预言值, 并有可能低于理论模型 III 的预言值. 看来探求满意的解释方案仍是需要继续作出努力的一项任务.

感谢 BEPC 工作人员在数据获取过程中给予的大力支持与协作. 在数据处理与分析工作中得到了高能物理所计算中心工作人员的热情帮助与支持, 在此深表谢意.

参 考 文 献

- [1] T. Applequist, D. Politzer, *Phys. Rev. Lett.*, **34** (1975) 43.
- [2] Particle Data Group, *Phys. Rev.*, **D50** (1994) 3.
- [3] M.E.B. Franklin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **51** (1983) 11.
- [4] S. J. Brodsky, G. P. Lepage, S. F. Tuan, *Phys. Rev. Lett.*, **59** (1987) 621.
- [5] M. Chaichian, N. A. Tornqvist, *Nucl. Phys.*, **B323** (1989) 75.
- [6] S. Pinsky, *Phys. Lett.*, **B236** (1990) 479.
- [7] 丁慧良等, 高能物理与核物理, **16** (1992) 769;
J. Z. Bai *et al.*, *Nucl. Instr. & Method*, **A344** (1994) 319.
- [8] BES 合作组, 高能物理与核物理, **19** (1995) 577.

Study of $\psi(2S)$ Decays Into $\rho\pi$ and $K\bar{K}^*$

BES Collaboration

J. Z. Bai¹ O. Bardon⁶ I. Blum¹¹ A. Breakstone⁹ T. Burnett¹² G. Chen¹³
 G. P. Chen¹ H. F. Chen⁴ J. Chen⁵ S. M. Chen¹ Y. Chen¹ Y. B. Chen¹
 Y. Q. Chen¹ B. S. Cheng¹ R. F. Cowan⁶ X. Z. Cui¹ H.L.Ding¹ Z.Z.Du¹
 W. Dunwoodie⁸ X. L. Fan¹ J. Fang¹ M. Fero⁶ C. S.Gao¹ M. L.Gao¹
 S.Q. Gao¹ P. Gratton¹¹ J. H. Gu¹ S. D. Gu¹ W. X.Gu¹ Y. F. Gu¹
 Y. N. Guo¹ S. W. Han¹ Y. Han¹ F. A. Harris⁹ M. Hatanaka³ J. He¹
 M. He⁷ D. G. Hitlin³ G. Y. Hu¹ T. Hu¹ X. Q. Hu¹ Y. Hu¹⁴ D.Q.Huang¹
 Y. Z. Huang¹ J. M. Izen¹¹ Q. P. Jia⁵ C. H. Jiang¹ S. Jin¹ Y. Jin¹
 L. Jones³ S. H.Kang¹ Z. J. Ke¹ M. H. Kelsey³ B. K. Kim¹¹ D. Kong⁹
 Y. F. Lai¹ H. B. Lan¹ P. F. Lang¹ A. Lankford¹⁰ F. Li¹ J. Li¹ P.Q.Li¹
 Q. Li¹ R. B. Li¹ W. Li¹ W. D. Li¹ W. G. Li¹ X. H. Li¹ X. N. Li¹
 S. Z. Lin¹ H. M. Liu¹ J. Liu¹ J. H. Liu¹ Q. Liu¹ R. G. Liu¹ Y. Liu¹
 Z. A. Liu¹ X. C. Lou¹¹ B. Lowery¹¹ J. G. Lu¹ S. Q. Luo¹ Y. Luo¹
 A. M. Ma¹ E. C. Ma¹ J. M. Ma¹ H. S. Mao¹ Z. P. Mao¹ R. Malchow⁵
 M. Mandelkern¹⁰ X. C. Meng¹ H. L. Ni¹ J. Nie¹ S. L. Olsen⁹ J. Oyang³
 D. Paluselli⁹ L. J. Pan⁹ J. Panetta³ F. Porter³ E. Prabhakar³ N. D. Qi¹
 Y. K. Que¹ J. Quigley⁶ G. Rong¹ M. Schernau¹⁰ B. Schmid¹⁰ J. Schultz¹⁰
 Y. Y. Shao¹ B. W. Shen¹ D. L. Shen¹ H. Shen¹ X. Y. Shen¹ H. Y. Sheng¹
 H. Z. Shi¹ X. R. Shi³ A. Smith¹⁰ E. Soderstrom⁸ X. F. Song¹ J.Standifird¹¹
 D. Stoker¹⁰ F. Sun¹ H. S. Sun¹ S. J. Sun¹ J. Synodinos⁸ Y. P. Tan¹
 S. Q. Tang¹ W. Toki⁵ G. L. Tong¹ E. Torrence⁶ F. Wang¹ L. S. Wang¹
 L. Z. Wang¹ Man Wang¹ Men Wang¹ P. Wang¹ P. L. Wang¹ S.M.Wang¹
 T. J. Wang¹ Y. Y. Wang¹ C. L. Wei¹ S. Whittaker² R. Wilson⁵
 W. J. Wisniewski⁸ D. M. Xi¹ X. M. Xia¹ P. P. Xie¹ W. J. Xiong¹
 D. Z. Xu¹ R. S. Xu¹ Z. Q. Xu¹ S. T. Xue¹ R. Yamamoto⁶ J. Yan¹
 W. G. Yan¹ C. M. Yang¹ C. Y. Yang¹ J. Yang¹ W. Yang¹ M. H. Ye¹
 S. W. Ye⁴ S. Z. Ye¹ Y. L. Ye¹³ K. Young¹² C. S. Yu¹ C. X. Yu¹
 Z. Q. Yu¹ C. Z. Yuan¹ B.Y. Zhang¹ C. C. Zhang¹ D. H. Zhang¹
 H. L. Zhang¹ J. Zhang¹ J. W. Zhang¹ L. S. Zhang¹ S. Q. Zhang¹
 Y. Zhang¹ Y. Y. Zhang¹ D. X. Zhao¹ H. W. Zhao¹ J. W. Zhao¹
 M. Zhao¹ P. D. Zhao¹ W. R. Zhao¹ J. P. Zheng¹ L. S. Zheng¹
 Z. P. Zheng¹ G. P. Zhou¹ H. S. Zhou¹ L. Zhou¹ X. F. Zhou¹ Y.H.Zhou¹
 Q. M. Zhu¹ Y. C. Zhu¹ Y. S. Zhu¹ B. A. Zhuang¹ G. Zioulas¹⁰

- 1 (Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)
- 2 (Boston University, Boston, Massachusetts 02215, U. S. A.)
- 3 (California Institute of Technology, Pasadena, California 91125, U. S. A.)
- 4 (Department of Modern Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)
- 5 (Colorado State University, Fort Collins, Colorado 80523, U. S. A.)
- 6 (Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, U. S. A.)
- 7 (Department of Physics, Shandong University, Jinan 250100)
- 8 (Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, 94309, U. S. A.)
- 9 (University of Hawaii, Honolulu, Hawaii 96822, U. S. A.)
- 10 (University of California at Irvine, Irvine, California 92717, U. S. A.)
- 11 (University of Texas at Dallas, Richardson, Texas 75083-0688, U. S. A.)
- 12 (University of Washington, Seattle, Washington 98195, U. S. A.)
- 13 (Department of Technical Physics, Beijing University, Beijing 100871)
- 14 (Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430070)

Received 24 November 1995

Abstract

From a study of $\psi(2S)$ decays into vector-pseudoscalar final states, $\rho\pi$ and $K\bar{K}^*$, based on a sample of 1.27×10^6 produced $\psi(2S)$ events, we have set upper limits at 90% confidence level on the branching fractions into $\rho\pi$ of 3.6×10^{-5} , into $K^+\bar{K}^{*-} + \text{c.c.}$ of 2.5×10^{-5} , and into $K^0\bar{K}^{*0} + \text{c.c.}$ of 1.2×10^{-4} . We find that all these decays are substantially suppressed relative to the corresponding J/ψ decays in comparison with PQCD predictions. Our results confirm the MARK II measurements at an improved sensitivity level.

Key words $\psi(2S)$, vector, pseudoscalar, branching fraction, anomalous suppression.