

通过 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 衰变研究 N^* 的理论公式[†]

梁伟红^{1,3} 沈彭年^{1,2} 邹冰松^{1,2}

1(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2(中国高等技术中心 北京 100080)

3(广西师范大学物理与电子科学系 桂林 541004)

摘要 给出了利用 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 研究 N^* 分波分析理论公式. 结合BES的 58M J/ψ 事例, 将对可能存在的低激发态 N^* 进行研究.

关键词 J/ψ 衰变 核子激发态 分波分析法

原子谱和原子核谱的研究对人们认识物质世界的本质带来了飞跃. 作为我们能直接观测到的构成物质世界最小单元的强子谱的研究, 也必然大大地丰富人们对强子结构和强相互作用的认识. 量子色动力学(QCD)理论的提出为强子谱和强相互作用的研究奠定了理论基础. 作为能唯象地描述非微扰QCD效应的夸克模型已被人们广为接受. 这类模型较成功地解释了重子的大部分性质和重子-重子相互作用, 但部分理论预言的重子激发态与实验数据仍有较大的差距^[1], 如: 理论上还不能很好地解释实验上已确认的核子激发态 $N^*(1440)$ 和 $N^*(1535)$, 一些夸克模型预言的激发态在实验中从未被观测到^[2,3].

近年来, LHC, TJNAF^[4], ELSA^[5]和GRAAL等大型加速器装置的建成和投入运行, 为重子谱的研究提供了新的数据. 特别是作为北京谱仪(BEPC)改造完成后运行的成果, 已采集到踞世界首位的 58M J/ψ 事例. 它将为进一步研究重子谱, 寻找新重子态提供又一个新的场所. 通过 J/ψ 的强衰变过程研究重子谱的优点是^[6,7]: 1) $J/\psi \rightarrow \bar{p}N^*$ 过程中 N^* 的同位旋只能为 $\frac{1}{2}$, 单一的同位旋结构使数据分析变得相对容易; 2) J/ψ 的强衰变的丰胶子特征, 使 $J/\psi \rightarrow \bar{p}N^*$ 过程中的 N^* 既可以是通常意义上的 3 个夸克核子共振态, 也可以是含有胶子自由度的混杂态. 这样, 人们可通过 $J/\psi \rightarrow \bar{p}N^*$ 过程, 同时研究由 3 个夸克 N^* 和混杂态 N^* ; 3) 与 N^* 的光生过程 $\gamma p \rightarrow N^*$ 相比, 理论上 $J/\psi \rightarrow \bar{p}N^*$ 为研究 N^* 内部夸克-胶子结构提供了一种新方法. 这两种过程的内部机制很不相同, 它们探测的是重子内部的不同侧面.

[†] 国家自然科学基金(10075057, 90103020, 19991487, 19905011, 10147202)和中国科学院知识创新项目(KJCX2-N11)资助

这有利于我们检验不同的夸克模型^[8]. 通过对衰变道 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 进行分析, 可研究作为中间共振态的核子激发态 N^* 的性质, 并寻找“失踪”重子激发态.

通常采用分波分析法对 J/ψ 强衰变数据进行分析. 根据对分波振幅的不同写法, 分波分析法分为螺旋度分析法和张量分析法两种. 本文将给出基于相对论协变张量分析法分析 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 过程实验数据得理论公式.

$J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的基本 Feynman 图 (如图 1), 这一衰变道主要研究质量在 1.72—2.16 GeV 范

围内的 N^* 共振态. 在目前的分析中只考虑 $J^P = \left(\frac{1}{2}\right)^{\pm}, \left(\frac{3}{2}\right)^{\pm}$ 和 $\left(\frac{5}{2}\right)^{\pm}$ 的 N^* 共振态.

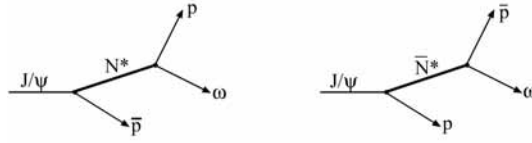


图 1 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的基本 Feynman 图

自旋 $\frac{1}{2}$ 粒子和自旋 1 粒子的波函数分别是 Dirac 旋量 $u(\mathbf{p}, \lambda)$ 和极化矢量 $\varepsilon^\mu(\mathbf{p}, \lambda)$, 它们的投影算符如下:

$$P^{(\frac{1}{2})} = \sum_{\lambda} u(\mathbf{p}, \lambda) \bar{u}(\mathbf{p}, \lambda) = \frac{\gamma^\mu p_\mu + m}{2m}, \quad (1)$$

$$P_{\mu\nu}^{(1)} = \sum_{\lambda} \varepsilon_{\mu}(\mathbf{p}, \lambda) \varepsilon_{\nu}^*(\mathbf{p}, \lambda) = \tilde{g}_{\mu\nu}(p), \quad \tilde{g}_{\mu\nu}(p) = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{p^2}. \quad (2)$$

利用 C-G 系数, 自旋为整数 n 的粒子的波函数和投影算符可写为^[9,10]

$$\varepsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(\mathbf{p}, n, \lambda) = \sum_{\lambda_{n-1}, \lambda_n} \langle n-1, \lambda_{n-1}; 1, \lambda_n | n, \lambda \rangle \varepsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_{n-1}}(\mathbf{p}, n-1, \lambda_{n-1}) \varepsilon_{\mu_n}(\mathbf{p}, \lambda_n), \quad (3)$$

$$P_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n, \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^{(n)} = \sum_{\lambda} \varepsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(\mathbf{p}, n, \lambda) \varepsilon_{\nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^*(\mathbf{p}, n, \lambda). \quad (4)$$

自旋 $n + \frac{1}{2}$ 粒子的波函数和投影算符是

$$\psi_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n} \left(\mathbf{p}, n + \frac{1}{2}, \lambda \right) = \sum_{\lambda_n, \lambda_{n+1}} \left\langle n, \lambda_n; \frac{1}{2}, \lambda_{n+1} \middle| n + \frac{1}{2}, \lambda \right\rangle \varepsilon_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n}(\mathbf{p}, n, \lambda_n) u(\mathbf{p}, \lambda_{n+1}), \quad (5)$$

$$P_{\mu_1 \mu_2 \dots \mu_n, \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^{(n+\frac{1}{2})} = \frac{n+1}{2n+3} \frac{\gamma^\mu p_\mu + m}{2m} \gamma^\alpha \gamma^\beta P_{\alpha \mu_1 \mu_2 \dots \mu_n; \beta \nu_1 \nu_2 \dots \nu_n}^{(n+1)}. \quad (6)$$

自旋 $n + \frac{1}{2}$ 的共振态传播子为

$$G_R^{(n+\frac{1}{2})} = P^{(n+\frac{1}{2})} \frac{2M_R}{P_R^2 - M_R^2 + iM_R \Gamma_R}, \quad (7)$$

其中 M_R , P_R 和 Γ_R 分别是共振态的质量、四动量和宽度.

构造等效重子—介子—重子顶角等价于构造一个等效的相互作用拉氏量

$$L = \bar{\psi}_1 \Gamma \psi_2 A, \quad (8)$$

其中 Γ 为等效顶角, ψ 和 A 分别是费米子场和玻色子场. 相互作用拉氏量必须满足基本的对称性: i) Lorentz 不变性; ii) CPT 不变性; iii) C 不变; iv) T 不变. 因而, Γ 应满足

$$\Gamma = \zeta_A C (\gamma_0 \Gamma^\dagger \gamma_0)^T C^{-1}, \quad \Gamma = -\eta_1^* \eta_2 \eta_A \gamma_0 \Gamma^P \gamma_0, \quad (9)$$

其中 C 为电荷共扼算符, η_A 和 ζ_A 分别是 A 场的宇称和 C 宇称, η 是 ψ 场的宇称. 构造出的等效顶角列于表 1 中, 其中系数 f_i 是自由参数, 可由拟合实验数据确定.

表 1 图 1 中的等效顶角

Particles	effective vertices
$J/\psi(P, M)_\mu - N^* \left[\frac{1}{2}^+ \right] - \bar{p}(p_2, m_p):$	$\Gamma_\mu = f_1 \gamma_\mu + f_2 \sigma_{\mu\nu} p_2^\nu$
$N^* \left[\frac{1}{2}^+ \right] - p(p_1, m_p) - \omega(p_3, m_\omega)_\alpha:$	$\Gamma_\alpha = f_3 \gamma_\alpha + f_4 \sigma_\alpha \beta p_1^\beta$
$J/\psi(P, M)_\mu - N^* \left[\frac{1}{2}^- \right] - \bar{p}(p_2, m_p):$	$\Gamma_\mu = f_5 \gamma_\mu \gamma_5 + f_6 \sigma_{\mu\nu} p_2^\nu \gamma_5$
$N^* \left[\frac{1}{2}^- \right] - p(p_1, m_p) - \omega(p_3, m_\omega)_\alpha:$	$\Gamma_\alpha = f_7 \gamma_\alpha \gamma_5 + f_8 \sigma_\alpha \beta p_1^\beta \gamma_5$
$J/\psi(P, M)_\mu - N^* \left[\frac{3}{2}^+ \right] - \bar{p}(p_2, m_p):$	$\Gamma_{\mu\nu} = f_9 g_{\mu\nu} \gamma_5 + f_{10} \gamma_\mu p_{2\nu} \gamma_5 + f_{11} p_{2\mu} p_{2\nu} \gamma_5$
$N^* \left[\frac{3}{2}^+ \right] - p(p_1, m_p) - \omega(p_3, m_\omega)_\alpha:$	$\Gamma_{\alpha\beta} = f_{12} g_{\alpha\beta} \gamma_5 + f_{13} \gamma_\alpha p_{1\beta} \gamma_5 + f_{14} p_{1\alpha} p_{1\beta} \gamma_5$
$J/\psi(P, M)_\mu - N^* \left[\frac{3}{2}^- \right] - \bar{p}(p_2, m_p):$	$\Gamma_{\mu\nu} = f_{15} g_{\mu\nu} + f_{16} \gamma_\mu p_{2\nu} + f_{17} p_{2\mu} p_{2\nu}$
$N^* \left[\frac{3}{2}^- \right] - p(p_1, m_p) - \omega(p_3, m_\omega)_\alpha:$	$\Gamma_{\alpha\beta} = f_{18} g_{\alpha\beta} + f_{19} \gamma_\alpha p_{1\beta} + f_{20} p_{1\alpha} p_{1\beta}$
$J/\psi(P, M)_\mu - N^* \left[\frac{5}{2}^+ \right]_{\nu\sigma} - \bar{p}(p_2, m_p):$	$\Gamma_{\mu\nu\sigma} = f_{21} g_{\mu\nu} p_{2\sigma} + f_{22} \gamma_\mu p_{2\nu} p_{2\sigma} + f_{23} p_{2\mu} p_{2\nu} p_{2\sigma}$
$N^* \left[\frac{5}{2}^+ \right]_{\beta\rho} - p(p_1, m_p) - \omega(p_3, m_\omega)_\alpha:$	$\Gamma_{\alpha\beta\rho} = f_{24} g_{\alpha\beta} p_{1\rho} + f_{25} \gamma_\alpha p_{1\beta} p_{1\rho} + f_{26} p_{1\alpha} p_{1\beta} p_{1\rho}$
$J/\psi(P, M)_\mu - N^* \left[\frac{5}{2}^- \right]_{\nu\sigma} - \bar{p}(p_2, m_p):$	$\Gamma_{\mu\nu\sigma} = f_{27} g_{\mu\nu} p_{2\sigma} \gamma_5 + f_{28} \gamma_\mu p_{2\nu} p_{2\sigma} \gamma_5 + f_{29} p_{2\mu} p_{2\nu} p_{2\sigma} \gamma_5$
$N^* \left[\frac{5}{2}^- \right]_{\beta\rho} - p(p_1, m_p) - \omega(p_3, m_\omega)_\alpha:$	$\Gamma_{\alpha\beta\rho} = f_{30} g_{\alpha\beta} p_{1\rho} \gamma_5 + f_{31} \gamma_\alpha p_{1\beta} p_{1\rho} \gamma_5 + f_{32} p_{1\alpha} p_{1\beta} p_{1\rho} \gamma_5$

利用以上的波函数、等效顶角和传播子, 根据 Feynman 规则写出衰变过程 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 对各种 J_N^P 模式的分波振幅 A_j . 总的衰变振幅是各分波振幅的迭加,

$$A = \sum_j c_j A_j, \quad (10)$$

其中系数 c_j 是包含着耦合常数信息的自由参数. 微分截面可写为

$$d\sigma \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 d\Phi_3(P; p_1, p_2, p_3), \quad (11)$$

其中 $d\Phi_3$ 是 Lorentz 不变的三体相空间,

$$d\Phi_3(P; p_1, p_2, p_3) = \delta^4(P - p_1 - p_2 - p_3) \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3 p_2}{(2\pi)^3 2E_2} \frac{d^3 p_3}{(2\pi)^3 2E_3}, \quad (12)$$

于是可以得到衰变道 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 的角分布、不变质量分布和 Dalitz 图分布等表达式,

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\beta)} \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 dE_1 dE_3 d\alpha d\gamma, \quad (13)$$

$$\frac{d\sigma}{dm_{13}} \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 \left| \mathbf{p}_1^* \right| \left| \mathbf{p}_2 \right| d\Omega_1^* d\Omega_2, \quad (14)$$

$$\frac{d\sigma}{dm_{13}^2 dm_{23}^2} \propto \left| \sum_j c_j A_j \right|^2 d\alpha d(\cos\beta) d\gamma, \quad (15)$$

其中 (α, β, γ) 为说明衰变产物系相对于衰变母粒子的方位的 3 个欧拉角, $(|\mathbf{p}_2|, \Omega_2)$ 是 \bar{p} 在衰变母粒子 J/ψ 静止系中的动量, $(|\mathbf{p}_1^*|, \Omega_1^*)$ 是 p 和 ω 静止系中 p 的动量, $m_{jk}(j, k=1, 2, 3)$ 则表示第 j 个粒子和第 k 个粒子间的不变质量, 有 $m_{jk}^2=(p_j+p_k)^2$.

通过拟合 BES 上获取的 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 实验数据, 即可获取在 1.72—2.16 GeV 能区内的 N^* 共振态的信息. 为使分析的结果更为可靠, 背景道的贡献的分析, 如离壳的 p -pole 图及各种不同的重子-介子-重子顶角形状因子对截面的贡献的分析, 是有必要的. 目前, 我们正在研究背景道的贡献及分析 BES 已采集的 $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ 衰变道的实验数据, 进而研究在该能区可能存在的“失踪”重子激发态.

参考文献(References)

- 1 Isgur N, Karl G. Phys.Lett., 1997, **B72**: 109; Phys. Rev., 1981, **D23**: 817
- 2 Faiman D, Hendry W. Phys. Rev., 1968, **173**: 1720; Phys. Rev., 1969, **180**: 1609
- 3 Capstick S. Phys. Rev., 1999, **D60**: 111501; nucl-th/0008028
- 4 Grunder H A. Nucl.Phys., 1997, **A623**: 10c
- 5 Klempt E. Baryon'98, ed. Menze D, Metsch B. World Scientific, 1999. 25
- 6 ZOU B S. Nucl.Phys., 2000, **A675**: 167; Nucl.Phys., 2001, **A684**: 330
- 7 ZOU B S, LI H B. BES Collaboration, hep-ph/0004220, in Excited Nucleons and Hadronic Structure, Proc. of NSTAR2000 Conf. at Jefferson Lab, Eds. Burkert V et al. World Scientific, 2001, 155; LI H B et al. Nucl. Phys., 2000, **A675**: 189
- 8 Isgur N, Karl G. Phys. Rev., 1978, **D18**: 4178; Capstick S, Isgur N. Phys.Rev., 1986, **D34**: 2809; LIU K F, Wong C W. Phys. Rev., 1983, **D28**: 170; Barnes T, Close F E. Phys. Lett., 1983, **B123**: 89; Bijker R et al. Ann. Phys., 1994, **236**: 69; Glozman L Y, Riska D O. Phys. Rep., 1996, **268**: 1; SHEN P N et al. Phys. Rev., 1997, **C53**: 2024; Kaiser N, Waas T, Weise W. Nucl.Phys., 1997, **A612**: 297; DONG Y B et al. Phys. Rev., 1999, **C60**: 035203
- 9 Chung S U. Spin Formalisms, 1971, CERN 71-8; Phys. Rev., 1993, **48**: 1225
- 10 ZHU J J, Tunan R, Communi. Theor. Phys., 1999, **32**: 293; Communi. Theor. Phys., 1999, **32**: 435

Theoretical Formalism for N^* Study via $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ Decay Process[†]

LIANG Wei-Hong^{1,3} SHEN Peng-Nian^{1,2} ZOU Bing-Song^{1,2}

1 (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

2 (CCAST(World Lab.), Beijing 100080, China)

3 (Department of Physics, Guangxi Normal University, Guilin 541004, China)

Abstract Theoretical Formalism for N^* study via $J/\psi \rightarrow p\bar{p}\omega$ decay process is given. By analyzing 58M J/ψ events collected at BES, possible existing lower-lying N^* states can be explored.

Key words J/ψ decay, excited nucleon state, partial wave analysis

[†] Supported by National Natural Science Foundation of China(10075057, 90103020, 19991487, 19905011, 10147202) and The CAS Knowledge Innovation Project(KJCX2-N11)