

基于分子态构型研究单粲味五夸克态的产生*

邢晔 李娜† 杨翎彬 胡晓会

(中国矿业大学材料与物理学院, 徐州 221116)

(2024 年 3 月 30 日收到; 2024 年 5 月 11 日收到修改稿)

基于有效拉氏量方法, 本文研究了自旋宇称为 $J^P = 1/2^-$ 的单粲味五夸克态的产生. 本文根据强子可能的分子态图像, 分别以 ND_s 或 ND_s^* 不同的分子态构型, 讨论了 B_s 介子产生单粲味五夸克态 $c\bar{s}uud$ 和十重态重子 $\bar{\Delta}$, 以及该五夸克态的两体强衰变过程. 通过复合粒子判据, 计算出与单粲味五夸克态 $c\bar{s}uud$ 相关的强耦合常数. 借助于强子的有效拉氏量方法, 最终得到了单粲味五夸克态的产生分支比. 结果表明, 在单粲味五夸克态 $c\bar{s}uud$ 为 ND_s 的构型下, 具有 Cabibbo 允许的衰变过程: $\bar{B}_s \rightarrow P_{cs}\bar{\Delta}$ 的分支比可以达到 10^{-5} 量级, 而在 ND_s^* 的构型下, 该过程的分支比仅为 10^{-8} 量级. 本文的研究结果可以为单粲味五夸克态的实验搜寻和深入研究提供参考, 并期望在将来的实验探测诸如 LHCb, Belle II, BaBar 等 B 工厂中得到验证.

关键词: 单粲味五夸克态, 分支比, 有效拉氏量

PACS: 14.20.Mr, 14.20.Pt, 13.20.He

DOI: 10.7498/aps.73.20240447

1 引言

2015 年, 欧洲 LHCb 合作组发现了多种不同的隐粲五夸克候选粒子, 包括在 $A_b^0 \rightarrow J/\Psi p K^-$ 衰变过程中发现的 $P_c(4380)$, $P_c(4312)$, $P_c(4440)$, $P_c(4457)$ ^[1,2], 以及 $\Xi_b^- \rightarrow J/\Psi \Lambda K^-$ 和 $B_s \rightarrow J/\Psi p \bar{p}$ 衰变过程中发现的 $P_{cs}(4459)$ 和 $P_{cs}(4337)$ ^[3,4]. 自此之后, 五夸克态的研究迅速成为理论与实验的研究热点之一. 关于五夸克态的研究当前已经有许多可行的研究手段^[5-12], 如量子色动力学 (QCD) 求和规则方法可以有效地计算五夸克态的非微扰量, 非相对论的夸克模型可以较好地计算五夸克态的质量谱. 然而在打开重夸克味道的五夸克态的搜寻 (如单粲味五夸克态), 以及五夸克态可能的内部结构和复杂的非微扰动力学认识等方面还需要进一步努力. 关于五夸克的内部结构, 复合分子态的图像是当前最被广泛接受的假设之一, 文献

[13-20] 发现 $P_c(4440)$, $P_c(4457)$ 和 $P_c(4380)$ 可以很好地用 $\bar{D}^{(*)}\Sigma_c^{(*)}$ 分子态来解释, 而 $P_c(4459)$ 和 $P_c(4337)$ 被认为是分子态 $\bar{D}^*\Xi_c$ 和 $\Xi_c\bar{D}$ 的候选者. 虽然大部分已发现的五夸克态候选者都是通过 Λ_b 重子衰变产生, 但 $P_{cs}(4337)$ ^[4] 的 B_s 介子产生过程表明, 基于底介子的衰变产生五夸克态也是一种新的途径. 据此本文将尝试利用 B_s 介子的衰变来产生单粲味五夸克态 $c\bar{s}uud$.

文献 [19-27] 利用不同的研究手段, 研究了自旋宇称 $J^P = 1/2^-$ 的单粲味五夸克态 $c\bar{s}uud$ 的质量谱, 发现在 triquark-diquark 模型^[25]、有效拉氏量方法^[19,23] 和 Quark Delocalization Color Screening 模型^[26] 中, $c\bar{s}uud$ 的质量接近阈值 ND_s , 然而在 QCD 求和规则^[24] 和轻介子交换^[28] 方法下其质量更接近阈值 ND_s^* , 这表明了单粲味五夸克态可能具有重子-介子的分子态构型. 故本文将关注具有分子态构型的 $c\bar{s}uud$, 并借助有效拉氏量方法, 系统地研究具有分子态 ND_s 或 ND_s^* 的单粲味五夸

* 国家自然科学基金 (批准号: 12005294) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: TS22180005A31@cumt.edu.cn

克态的产生和衰变行为.

有效拉氏量方法可以有效地描述强子间的相互作用, 首先通过建立具有规范不变的唯象层次的有效拉氏量, 来描述分子态与其组分间的相互作用, 利用标准的场算符分别描述分子态和相应的组成粒子, 再通过强子分子态的裸量-复合粒子判据^[29], 确定强子分子与其组分重子-介子之间的耦合强度. 利用强子层次上的相互作用拉氏量, 构造包含强子分子态的跃迁矩阵元, 并通过计算矩阵元最终确定强子的跃迁过程.

本文首先利用复合分子态判据, 给出具有 ND_s 和 ND_s^* 两类分子态构型的单粲味五夸克态 $c\bar{s}uud$ 与其组成组分之间的耦合值, 之后利用有效拉氏量方法计算出单粲味五夸克态 $c\bar{s}uud$ 的产生和衰变分支比, 并列出了计算结果, 给出结论.

2 单粲味五夸克

本文主要关注于单粲味五夸克态的产生过程 $\bar{B}_s^0 \rightarrow P_{c\bar{s}uud}^{++} \bar{\Delta}^-$. 根据轻夸克味道对称性分析, 单粲味五夸克可能形成稳定的 15 重态^[23], 记为 $P_{c\bar{s}}$. 在考虑其味道空间的波函数, 以及 CKM 允许的底夸克衰变过程 $b \rightarrow c\bar{u}d$ 下, 利用 SU(3) 对称性分析, 并根据末态强子的重建效率, 筛选出具有 Cabibbo 允许且满足相空间的两体衰变过程 $\bar{B}_s^0 \rightarrow P_{c\bar{s}uud}^{++} \bar{\Delta}^-$. 根据对称性分析, 三体末态则有 $\bar{B}_s^0 \rightarrow P_{c\bar{s}uud}^{++} \bar{p}\pi^-$ 过程, 虽然核子 $N(1/2^+)$ 相对于 $\Delta(3/2^+)$, 在实验上更容易被探测到, 但考虑到三体过程的相空间压低效应, 此外由于 Δ 很容易衰变到 $N\pi$, 这便于实验的重建, 因此本文主要关注具有更大分支比的两

体 $\bar{B}_s^0 \rightarrow P_{c\bar{s}uud}^{++} \bar{\Delta}^-$ 过程. 五夸克态系统的内部可能是具有疏松的分子态构型, 也可能是通过紧密强相互作用的束缚态, 而 QCD 求和规则和夸克模型计算, 暗示其质量更接近 ND_s 或 ND_s^* 阈值^[23,27]. 因此本文主要考虑单粲味五夸克的分子态构型, 并分别研究其具有 ND_s 或 ND_s^* 的分子构型. 一般来说, 在弱的结合能量 ε 下, 单粲味五夸克分子态的质量可以表示为

$$m_{P_{c\bar{s}}} = m_{D_s^{(*)}} + m_N - \varepsilon. \quad (1)$$

在计算中, ε 取 5, 20, 50 MeV. 根据单粲味五夸克态的质量, 可以计算其与介子 $D_s^{(*)}$ 和重子 N 的耦合.

描述单粲味五夸克态 ($P_{c\bar{s}}$) 与其组分 ($ND_s^{(*)}$) 之间耦合的有效拉氏量为^[16,19]

$$\mathcal{L}_{P_{c\bar{s}}ND_s}(x) = g_{P_{c\bar{s}}ND_s} P_{c\bar{s}}(x) \int dy \Phi(y^2) N^\dagger \times \left(x + \frac{y}{2}\right) D_s \left(x - \frac{y}{2}\right), \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{P_{c\bar{s}}ND_s^*}(x) = g_{P_{c\bar{s}}ND_s^*} P_{c\bar{s}}(x) \gamma^5 \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m_{P_{c\bar{s}}}^2}\right) \gamma^\nu \times \int dy \Phi(y^2) N^\dagger \left(x + \frac{y}{2}\right) D_s^{*\mu} \left(x - \frac{y}{2}\right), \quad (3)$$

其中, $\Phi(y^2)$ 具有高斯形式^[30]. 弱结合能 ε 下的截断参数通常取 $\bar{\Lambda} < 1.0 \text{ GeV}$ ^[19]. 耦合常数 $g_{P_{c\bar{s}}ND_s^{(*)}}$ 可以根据复合粒子的判据^[31,32],

$$Z_{P_{c\bar{s}}} = 1 - \frac{d\Sigma_{P_{c\bar{s}}}^{(i)}(p)}{d\not{p}} \Big|_{\not{p}=m_{P_{c\bar{s}}}} = 0. \quad (4)$$

具有 $ND_s^{(*)}$ 分子态构型的单粲五夸克 $P_{c\bar{s}}$ 的质量算符 $\Sigma_{P_{c\bar{s}}}^{(i)}(p)$ 可以用图 1 自能图来描述, 形式为

$$\Sigma_{P_{c\bar{s}}}(p) = g_{P_{c\bar{s}}ND_s}^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \tilde{\Phi}^2(-k^2) \frac{(k + \not{p}/2 + m_N)}{\left[(k + p/2)^2 - m_N^2\right] \left[(k - p/2)^2 - m_{D_s}^2\right]}, \quad (5)$$

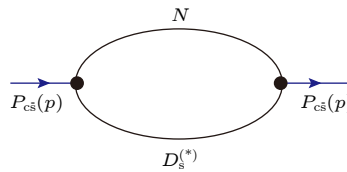


图 1 具有 $ND_s^{(*)}$ 分子态构型的单粲味五夸克态的自能图

Fig. 1. Self-energy diagram of singly charm pentaquark as hadronic molecules $ND_s^{(*)}$.

$$\begin{aligned} \Sigma'_{P_{\text{cs}}}(p) = & g_{P_{\text{cs}}ND_s^*}^2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \tilde{\Phi}^2(-k^2) \frac{\gamma^\nu (\not{k} + \not{p} - m_p) \gamma^\rho}{[(k+p/2)^2 - m_N^2][(k-p/2)^2 - m_{D_s^*}^2]} \\ & \times \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m_{P_{\text{cs}}}^2} \right) \left(g_{\sigma\rho} - \frac{p_\sigma p_\rho}{m_{P_{\text{cs}}}^2} \right) \left[-g^{\mu\sigma} + \frac{(k-p/2)^\mu (k-p/2)^\sigma}{m_{D_s^*}^2} \right]. \end{aligned} \quad (6)$$

因此, 耦合常数可以表示为

$$\begin{aligned} \frac{1}{g_{P_{\text{cs}}ND_s^*}^2} = & \frac{1}{16\pi^2} \int_0^1 d\alpha \int_0^\infty \frac{d\beta}{(1+\beta)^2} \tilde{\Phi}^2(\Delta) \left\{ \frac{1+2\beta(1-\alpha)}{2(\beta+1)} + \frac{\beta \not{p}(\beta+1) - \beta^2 \not{p}(2\alpha-1)^2}{\Lambda_1^2(\beta+1)} \right. \\ & \times \left. \left[\frac{\not{p} + 2\beta \not{p}(1-\alpha)}{2(\beta+1)} + m_N \right] \right\}, \\ \frac{1}{g_{P_{\text{cs}}ND_s^*}^2} = & \frac{d}{d\not{p}} \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \tilde{\Phi}^2(-k^2) \frac{\gamma^\nu \left(\not{k} + \frac{\not{p}}{2} - m_p \right) \gamma^\rho}{[(k+p/2)^2 - m_N^2][(k-p/2)^2 - m_{D_s^*}^2]} \\ & \times \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{m_{P_{\text{cs}}}^2} \right) \left(g_{\sigma\rho} - \frac{p_\sigma p_\rho}{m_{P_{\text{cs}}}^2} \right) \left[-g^{\mu\sigma} + \frac{(k-p/2)^\mu (k-p/2)^\sigma}{m_{D_s^*}^2} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

其中,

$$\Delta = \beta \left(m_{D_s}^2 - \alpha m_{D_s}^2 + m_N^2 - \frac{p^2}{4} + \frac{\beta p^2}{4+4\beta} - \frac{4\alpha\beta p^2}{4+4\beta} + \frac{4\alpha^2\beta p^2}{4+4\beta} \right),$$

$k \pm p/2$ 为重子 N 和介子 $D_s^{(*)}$ 的动量.

3 理论框架

3.1 有效拉氏量和非微扰形状因子

本文采用有效拉氏量方法来研究单粲味五夸克态 P_{cs} 的产生. 如图 2 所示, \bar{B}_s 介子首先衰变为粲介子 $D_s^{(*)}$ 和轻介子 M (π 或 ρ), 然后与重子 N

交换产生反十重态重子 $\bar{\Delta}$ 和单粲味五夸克态 P_{cs} , 可以用 $\bar{B}_s \rightarrow D_s^{(*)} M \xrightarrow{N} P_{\text{cs}} \bar{\Delta}$ 来描述. 通过插入完备态将两体衰变矩阵元 $\langle P_{\text{cs}} \bar{\Delta} | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle$ 进一步拆分为弱衰变跃迁矩阵元 $\langle D_s^{(*)} M | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle$ 和强耦合矩阵元 $\langle N \bar{\Delta} | \mathcal{L}_1 | M \rangle$ 和 $\langle P_{\text{cs}} | \mathcal{L}_2 | N D_s^{(*)} \rangle$, 具体表示如下:

$$\begin{aligned} \langle P_{\text{cs}} \bar{\Delta} | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle = & \sum_\lambda \langle P_{\text{cs}} | \mathcal{L}_2 | N D_s^{(*)} \rangle \\ & \times \langle N \bar{\Delta} | \mathcal{L}_1 | \pi(\rho) \rangle \langle D_s^{(*)} M | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle, \end{aligned} \quad (8)$$

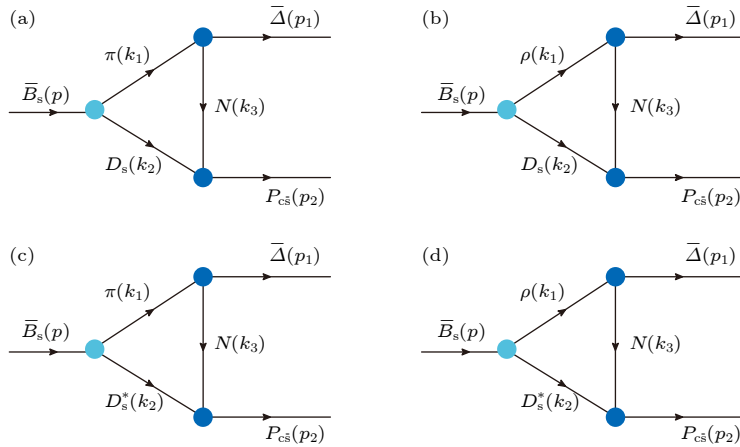


图 2 \bar{B}_s 介子产生单粲五夸克的三角图 (a), (b) 具有 ND_s 分子态构型的单粲五夸克; (c), (d) 具有 ND_s^* 分子态构型的单粲五夸克
Fig. 2. Triangle diagrams of singly charm pentaquark produced by \bar{B}_s meson: (a), (b) Singly charm pentaquark with ND_s molecular state configuration; (c), (d) singly charm pentaquark with ND_s^* molecular state configuration.

其中, M 表示介子 π 或 ρ . \mathcal{L}_1 , \mathcal{L}_2 分别表示强相互作用有效拉氏量 $\mathcal{L}_{P\bar{s}ND_s^{(*)}}$ 和 $\mathcal{L}_{N\Delta M}$ [32]:

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{N\Delta\pi} &= \frac{g_{N\Delta\pi}}{m_\pi} (\bar{\Delta}^\mu N + \bar{N} \Delta^\mu) \partial_\mu \pi, \\ \mathcal{L}_{N\Delta\rho} &= -i \frac{g_{N\Delta\rho}}{m_\rho} (\bar{\Delta}^\mu \gamma^5 \gamma^\nu N - \bar{N} \gamma^5 \gamma^\nu \Delta^\mu),\end{aligned}\quad (9)$$

其中, 耦合常数 $g_{N\Delta\pi} = 2.127$, $g_{N\Delta\rho} = 16.03$ [33].

如图 3 所示, 弱衰变过程 $\langle D_s^{(*)} M | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle$ 可以通过 W 发射过程发生, 有效哈密顿量为

$$\begin{aligned}\mathcal{H}_{\text{eff}} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} (C_1(\mu) (\bar{c}_\alpha b_\beta)_{V-A} (\bar{d}_\beta u_\alpha)_{V-A} \\ &\quad + C_2(\mu) (\bar{c}_\alpha b_\alpha)_{V-A} (\bar{d}_\beta u_\beta)_{V-A}) + \text{h.c.}\end{aligned}\quad (10)$$

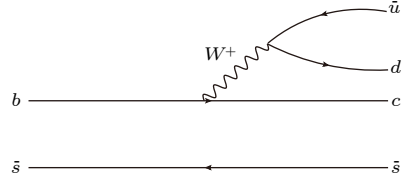


图 3 \bar{B}_s 介子弱衰变过程的 W 发射图

Fig. 3. W emission diagram of \bar{B}_s meson weak decay.

其中 G_F , $C_{1,2}(\mu)$ 和 $O_{1,2}(\mu)$ 分别是费米常数、威尔逊系数和费米子算符.

弱衰变过程的跃迁矩阵元 $\langle D_s^{(*)} M | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle$ 可以约化为威尔逊系数、非微扰形状因子和衰变常数的乘积,

$$\langle D_s^{(*)} M | \mathcal{H}_{\text{eff}} | \bar{B}_s \rangle = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb}^* V_{ud} a_1 \langle D^{(*)} | (\bar{c}b)_{V-A} | \bar{B}_s \rangle \langle M | (\bar{d}u)_{V-A} | 0 \rangle, \quad (11)$$

其中有效威尔逊系数 $a_1 = C_1 + C_2/N_c$, N_c 表示颜色的数目.

非微扰形状因子 $\bar{B}_s \rightarrow D_s$ [34] 和 $\bar{B}_s \rightarrow D_s^*$ [35] 的定义为

$$\begin{aligned}\langle D_s(k_2) | (\bar{c}b)_{V-A} | \bar{B}_s(p) \rangle &= F_1(k_1^2) \left(p^\mu + k_2^\mu - \frac{m_{B_s}^2 - m_{D_s}^2}{k_1^2} k_1^\mu \right) + F_2(k_1^2) \left(\frac{m_{B_s}^2 - m_{D_s}^2}{k_1^2} k_1^\mu \right), \\ \langle D_s^*(k_2) | (\bar{c}b)_{V-A} | \bar{B}_s(p) \rangle &= \frac{2iA_0(k_1^2)}{m_{B_s} + m_{D_s^*}} \varepsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \varepsilon_\nu^* k_{2\rho} p_\sigma - 2m_{D_s^*} A_1(k_1^2) \frac{\varepsilon^*(k_2) \cdot k_1}{k_1^2} k_1^\mu - (m_{B_s} + m_{D_s^*}) \\ &\quad \times A_2(k_1^2) \left(\varepsilon^{*\mu}(k_2) - \frac{\varepsilon^*(k_2) \cdot k_1}{k_1^2} k_1^\mu \right) + A_3(k_1^2) \frac{\varepsilon^*(k_2) \cdot k_1}{m_{B_s} + m_{D_s^*}} \left(p^\mu + k_2^\mu - \frac{m_{B_s}^2 - m_{D_s^*}^2}{k_1^2} k_1^\mu \right).\end{aligned}\quad (12)$$

其中, p 和 k_2 分别表示介子 \bar{B}_s 和 $D_s^{(*)}$ 的动量. ε^* 表示矢量介子 D_s^* 的极化矢量, 并且转移动量 $k_1 = p - k_2$.

介子 π 或 ρ 与真空之间的矩阵元 [36] 定义为

$$\langle \rho(k_1, \varepsilon_\mu^*) | (\bar{d}u)_{V-A} | 0 \rangle = m_\rho f_\rho \varepsilon_\mu^*, \quad \langle \pi(k_1) | (\bar{d}u)_{V-A} | 0 \rangle = i f_\pi k_{1\mu}. \quad (13)$$

其中 f_π 和 f_ρ 分别为介子 π 和 ρ 的衰变常数, ε_μ^* 为介子 ρ 的极化矢量.

3.2 衰变宽度和分支比

利用有效拉氏量方法和非微扰形状因子, 计算出了图 2(a)—(d) 中 $\bar{B}_s \rightarrow P_{\bar{s}} \bar{\Delta}$ 的振幅:

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_a &= i f_\pi \int \frac{d^4 k_3}{(2\pi)^4} g_{N\Delta\pi} g_{P\bar{s}ND_s} \frac{\bar{u}_{P\bar{s}}(p_2) (\not{k}_3 + m_N) \not{k}_1 \nu_\Delta^\mu(p_1)}{(k_1^2 - m_\pi^2) (k_2^2 - m_{D_s}^2) (k_3^2 - m_N^2)} \mathcal{F}^2(k_3^2) \\ &\quad \times \left[(2p_2 + p_1 - k_3) \cdot (p_1 + k_3) F_1(k_1^2) - (m_{B_s}^2 - m_{D_s}^2) F_1(k_1^2) + (m_{B_s}^2 - m_{D_s}^2) F_2(k_1^2) \right],\end{aligned}\quad (14)$$

$$\begin{aligned}\mathcal{M}_b &= f_\rho m_\rho \int \frac{d^4 k_3}{(2\pi)^4} g_{N\Delta\pi} g_{P\bar{s}ND_s} \frac{\bar{u}_{P\bar{s}}(p_2) (\not{k}_3 + m_N) (\gamma^\nu k_{1\mu} - \not{k}_1 g_{\nu\mu}) \nu_\Delta^\mu(p_1)}{(k_1^2 - m_\rho^2) (k_2^2 - m_{D_s}^2) (k_3^2 - m_N^2)} \\ &\quad \times \left(-g_{nm} + \frac{k_1^n k_1^m}{m_\rho^2} \right) \mathcal{F}^2(k_3^2) \left[(p + k_2)_m F_1(k_1^2) \right],\end{aligned}\quad (15)$$

$$\mathcal{M}_c = i f_\pi \int \frac{d^4 k_3}{(2\pi)^4} g_{N\Delta\pi} g_{P_{cs}ND_s^*} \frac{\bar{u}_{P_{cs}}(p_2) \gamma^5 \gamma^\mu (\not{k}_3 + m_N) \not{k}_1 \nu_\Delta^\mu(p_1) \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_{2\mu} p_{2\nu}}{m_{P_{cs}}^2} \right) \left(-g^{\alpha\mu} + \frac{k_2^\mu k_2^\alpha}{m_{D_s^*}^2} \right)}{(k_1^2 - m_\pi^2)(k_2^2 - m_{D_s^*}^2)(k_3^2 - m_N^2)} \times \left[-2m_{D_s^*} A_1(k_1^2) k_{1\alpha} + A_3(k_1^2) \frac{k_{1\alpha}}{m_{B_s} + m_{D_s^*}} (p \cdot k_1 + k_2 \cdot k_1 - m_{B_s}^2 + m_{D_s^*}^2) \right] \mathcal{F}^2(k_3^2), \quad (16)$$

$$\mathcal{M}_d = f_\rho m_\rho \int \frac{d^4 k_3}{2\pi^4} g_{N\Delta\pi} g_{P_{cs}ND_s^*} \frac{\bar{u}_{P_c}(p_2) \gamma^\nu (\not{k}_3 - m_N) (\gamma^n k_{1\beta} - \not{k}_1 g_{n\beta}) \nu_\Delta^\beta(p_1)}{(k_3^2 - m_N^2)(k_2^2 - m_{D_s^*}^2)(k_1^2 - m_\rho^2)} \times \left[\frac{2iA_0(k_1^2)}{m_B + m_{D_s^*}} \varepsilon_{m\zeta\sigma\nu} k_2^\rho p^\sigma - A_2(k_1^2) g_{m\zeta} (m_{B_s} + m_{D_s^*}) + A_3(k_1^2) \frac{k_{1\zeta}}{m_{B_s} + m_{D_s^*}} (p + k_2)_m \right] \times \mathcal{F}^2(k_3^2) \left(g_{\mu\nu} - \frac{p_{2\mu} p_{2\nu}}{m_{P_{cs}}^2} \right) \left(-g^{\mu\zeta} + \frac{k_2^\mu k_2^\zeta}{m_{D_s^*}^2} \right) \left(-g^{mn} + \frac{k_1^m k_1^n}{m_\rho^2} \right). \quad (17)$$

其中, m_N 和 k_3 表示交换重子 N 的质量和动量, 动量定义见图 2. 由于强子并不是真正的点粒子, 因此在有效拉式量方法中, 引入形状因子来描述强子态在空间中的分布, 并消除圈图计算中的紫外发散的行为. 为了充分考虑形状因子的影响, 分别考虑具有单极点 [19]、双极点 [37] 和特殊形式的形状因子 [38]:

$$\mathcal{F}_1(q^2) = \frac{m_q^2 - \Lambda^2}{q^2 - \Lambda^2}, \mathcal{F}_2(q^2) = \left(\frac{m_q^2 - \Lambda^2}{q^2 - \Lambda^2} \right)^2, \\ \mathcal{F}_3(q^2) = \frac{\Lambda^4}{(m^2 - q^2)^2 + \Lambda^4}, \quad (18)$$

其中 Λ 表示硬标度, 用来压低强子在短距离的贡献, 并吸收有效拉式量方法中未包含的强子自由度. 通常 Λ 是没有固定的取值和表示形式的, 实际中, Λ 可以用标度参数 α 来表示 ($\Lambda = m + \alpha$), 可以利用已知的强子过程来拟合相应的标度参数 α , 如对于 πNN 和 $\Delta N\pi$ 的耦合, 通过相关过程拟合得到 α 分别接近 130 MeV 与 168 MeV. 为了方便讨论, 在当前的工作中对不同的形状因子以及不同的过程, 统一取 α 从 10 MeV 变动到 200 MeV.

通过重新计算发现, 在相同 α 的情况下, 通常单极点的形状因子 $\mathcal{F}_1(q^2)$ 具有最小的分支比, 而双极点 $\mathcal{F}_2(q^2)$ 的分支比会略微增大, 在特殊形状因子的方案下 $\mathcal{F}_3(q^2)$, 分支比会得到显著增强. 这主要是由于采用了统一的标度参数的缘故, 原则上我们需要在不同的形状因子下, 拟合出相应的不同的标度参数.

$\bar{B}_s \rightarrow P_{cs} \bar{\Delta}$ 的两体衰变宽度可以表示为

$$\Gamma(\bar{B}_s \rightarrow P_{cs} + \bar{\Delta}) = \frac{|\mathbf{P}_f|}{8\pi m_{\bar{B}_s}^2} |\mathcal{M}|^2,$$

其中, \mathcal{M} 表示由 \bar{B}_s 介子衰变产生单粲味五夸克态 P_{cs} 的振幅. $|\mathbf{P}_f| = \frac{1}{2m_{\bar{B}_s}} \sqrt{\lambda(m_{\bar{B}_s}^2, m_{P_{cs}}^2, m_{\bar{\Delta}}^2)}$, 其中 $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2ab - 2bc - 2ac$.

4 数值分析

用 Bourely-Caprini-Lellouch (BCL) 方法 [34,35] 对非微扰形状因子 $F_1(k^2)$, $F_2(k^2)$ 和 $A_i(k^2)$ ($i = 1, 2, 3$) 参数化:

$$F_1(k^2) = \frac{1}{1 - k^2/m_{B_c}^2} \sum_{n=0}^2 a_n z^n, \quad F_2(k^2) = \frac{1}{1 - k^2/m_{B_c}^2} \sum_{n=0}^2 a_n \left(z^n - \frac{(-1)^{n-3} n}{3} z^3 \right), \\ A_i(k^2) = \left[\frac{\sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - k^2} + \sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - m_{\text{pole}}^2}}{\sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - k^2} - \sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - m_{\text{pole}}^2}} \right] \sum_{n=0}^3 a_n z_1^n, \quad (19)$$

其中 m_{pole} 表示 B_c 介子的物理极值, 拟合的参数 $a_{0,1,2,3}$ 和 m_{pole} 值如表 1 所列, 系数 z 和 z_1 的表达式为

$$z = \frac{\sqrt{(m_B + m_D)^2 - k^2} - \sqrt{(m_B + m_D)^2}}{\sqrt{(m_B + m_D)^2 - k^2} + \sqrt{(m_B + m_D)^2}}, \quad z_1 = \frac{\sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - k^2} - \sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - (m_{B_s} - m_{D_s^*})^2}}{\sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - k^2} + \sqrt{(m_B + m_{D^*})^2 - (m_{B_s} - m_{D_s^*})^2}}. \quad (20)$$

此外, 介子 π 和 ρ 的衰变常数^[33]、CKM 矩阵元素、有效威尔逊系数^[39,40] 和强耦合系数^[41] 为

$$\begin{aligned} f_\pi &= 0.130 \text{ GeV}, f_\rho = 0.216 \text{ GeV}, |V_{cb}| = 0.0408, \\ |V_{ud}| &= 0.974, G_F = 1.166 \times 10^{-5}, \\ a_1 &= 1.07, \tau_{B_s} = 1.520 \times 10^{-12} \text{ s}, \\ g_{P_{\bar{c}s}\Lambda_c K} &= -0.419, g_{P_{\bar{c}s}\Sigma_c K} = -0.419, \\ g_{P_{\bar{c}s}pD_s} &= -0.419. \end{aligned}$$

根据复合粒子判据, 单粲味五夸克态与其组分重子-介子的耦合可通过计算 (7) 式得到: $g_{P_{\bar{c}s}ND_s} =$

$$2.209, g_{P_{\bar{c}s}ND_s^*} = 0.293.$$

在 ND_s 或 ND_s^* 的五夸克态分子构型下, 我们采用标度参数 α 为 100 MeV, 并考虑结合能 ε 为 5, 20 和 50 MeV, 来讨论单粲味五夸克的产生 $\bar{B}_s \rightarrow P_{\bar{c}s}\bar{\Delta}$, 及其强衰变 $\bar{B}_s \rightarrow P_{\bar{c}s}(\rightarrow \mathcal{BP})\bar{\Delta}$, 其中 $\mathcal{BP} = \Lambda_c K, \Sigma_c K, pD_s$. 得到的产生分支比如表 2 所列, 结果表明在 ND_s 分子态的构型下, 从 B_s 介子产生 $P_{\bar{c}s}$ 的分支比具有可观的大小 ($\varepsilon = 20$ MeV 时可以达到 3.137×10^{-5}). 其中三角 (图 2(a)) $\bar{B}_s \rightarrow \pi D_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}\bar{\Delta}$ 占主导贡献, 分支比为 2.352×10^{-5} .

表 1 形状因子 $F_1(k^2)$, $F_2(k^2)$ 和 $A_i(k^2)$ ($i = 1, 2, 3$) 的拟合展开参数 a_i 和 m_{pole} ^[34,35]

Table 1. Fitted parameters a_i and pole mass m_{pole} of form factors $F_1(k^2)$, $F_2(k^2)$ and $A_i(k^2)$ ($i = 1, 2, 3$)^[34,35].

参数	$\bar{B}_s \rightarrow D$		$\bar{B}_s \rightarrow D^*$			
	$F_1(k_1)$	$F_2(k_1)$	$A_0(k_1)$	$A_1(k_1)$	$A_2(k_1)$	$A_3(k_1)$
a_0	0.666	0.666	0.100	0.105	0.055	0.059
a_1	-0.206	-3.236	-0.180	-0.430	-0.010	-0.110
a_2	-0.106	-0.075	-0.006	-0.100	-0.030	-0.250
a_3	0.00	-0.00	0.00	-0.030	0.060	-0.050
$m_{\text{pole}}/\text{GeV}$	—	—	6.335	6.275	6.745	6.745

表 2 单粲味五夸克态的产生分支比 ($\alpha = 100$ MeV)

Table 2. Production branching ratio of singly charm pentaquark state ($\alpha = 100$ MeV).

分子态	产生道	分支比 ($\times 10^{-6}$)		
		ε/MeV		
		5	20	50
ND_s	$\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}\bar{\Delta}$	29.40	31.37	24.51
	$\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}(\rightarrow \Lambda_c K)\bar{\Delta}$	0.223	0.194	0.137
ND_s^*	$\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}\bar{\Delta}$	0.055	0.408	1.570
	$\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}(\rightarrow \Lambda_c K)\bar{\Delta}$	0.0006	0.0041	0.0157
	$\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}(\rightarrow \Sigma_c K)\bar{\Delta}$	0.0004	0.0024	0.0072
	$\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}(\rightarrow pD_s)\bar{\Delta}$	0.0002	0.0015	0.0050

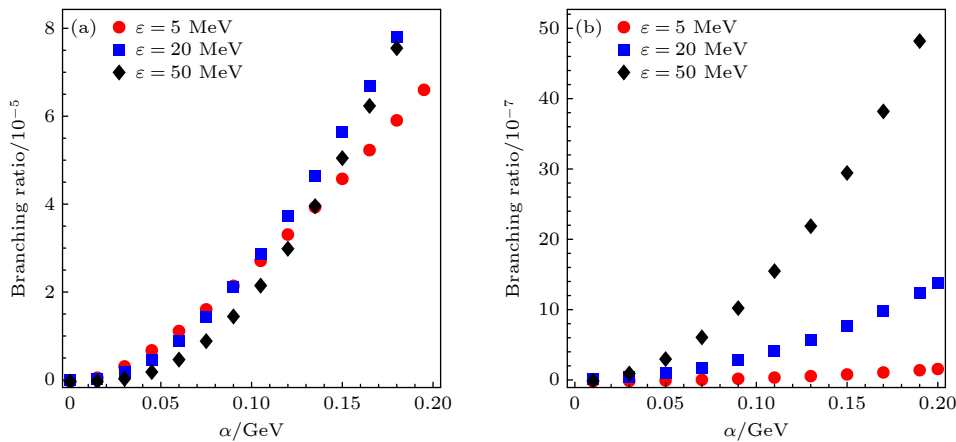


图 4 $\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}\bar{\Delta}$ 的分支比随参数 α 的变化曲线 (a) $P_{\bar{c}s}$ 为 ND_s 分子态; (b) $P_{\bar{c}s}$ 为 ND_s^* 分子态

Fig. 4. Branching ratios of $\bar{B}_s \xrightarrow{N} P_{\bar{c}s}\bar{\Delta}$ vary with the parameter α : (a) $P_{\bar{c}s}$ as hadronic molecule ND_s ; (b) $P_{\bar{c}s}$ as hadronic molecule ND_s^* .

对于 ND_s^* 分子态构型, 由于受到耦合系数 $g_{P_{cs}ND_s^*}$ 的压低, 当 ε 取 20 MeV 时, 其产生分支比仅为 4.08×10^{-7} , 其中图 2(c) 和图 2(d) 具有相当的贡献. 此外图 4 中还绘制了单粲五夸克态 P_{cs} 的分支比随参数 α (10—200 MeV 范围内) 的变化曲线.

5 结 论

本文关注于 B_s 介子产生单粲味五夸克态 P_{cs} 的过程, 在单粲五夸克的分子态构型下, 分别以 ND_s 和 ND_s^* 两种不同的分子态假设, 利用有效拉式量方法, 详细计算了产生过程的分支比大小. 在分子态假设下, 首先简单讨论了单粲五夸克态的质量与其分子态组分以及并合能量 ε 的关系, 再根据复合粒子判据以及单粲味五夸克的有效拉式量, 计算了单粲味五夸克态与其组分粒子之间的耦合常数, 这为五夸克态的强耦合描述提供了支撑. 之后对底介子的弱产生顶点进行了研究, 在简单因子化方案下, 弱过程可以因子化为类时的形状因子与衰变常数两部分, 根据底介子到 D 或 D^* 的形状因子的定义, 利用 BCL 参数化将形状因子延拓到物理区域, 再考虑介子衰变常数的定义, 容易得到底介子弱产生过程的描述. 除此之外, 由于强子在空间中并不是真正的点粒子, 有效拉式量中需要引入交换强子的形状因子, 以吸收有效拉氏量方法中所忽略的强子自由度. 在选择相关标度参数 α (10—200 MeV) 以及弱的并合能量 ε (5, 20, 50 MeV) 之后, 可以完成 $\bar{B}_s \rightarrow P_{cs} \bar{\Delta}$ 三角图的计算, 通过 \bar{B}_s 介子衰变产生单粲味五夸克 P_{cs} 的振幅, 并代入输入参数, 最终计算出 \bar{B}_s 介子产生单粲味五夸克 $\bar{B}_s \rightarrow P_{cs} \bar{\Delta}$ 的分支比. 分析分支比的计算结果, 发现分支比会随着标度参数 α 和并合能量 ε 的增大而增大, 具有 ND_s 分子组分的 P_{cs} 可以良好地通过 \bar{B}_s 的衰变产生, 即使在稀松构型的五夸克分子态下, 即并合能量较小, 其分支比仍然能够达到 10^{-5} , 而在 ND_s^* 的构型下, 该过程的分支比由于受到强耦合常数的压低, 相对较小, 仅为 10^{-8} 量级. 期望本文的研究结果能够为单粲味五夸克态的实验搜寻, 以及五夸克态理论的深入研究提供帮助.

参考文献

- [1] Aaij R, Advea B, Adinolfi M, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 072001
- [2] Aaij R, Abellán Beteta C, Adeva B, et al. 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 222001
- [3] Aaij R, Abellán Beteta C, Ackernley T, et al. 2021 *Sci. Bull.* **66** 1278
- [4] Aaij R, Abdelmotteleb A S W, Abellán Beteta C, et al. 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 062001
- [5] Santopinto E, Giachino A 2017 *Phys. Rev. D* **96** 014014
- [6] Deng C R, Ping J L, Huang H X, Wang F 2017 *Phys. Rev. D* **95** 014031
- [7] Azizi K, Sarac Y, Sundu H 2023 *Phys. Rev. D* **107** 014023
- [8] Chen R, Liu X, Li X Q, Zhu S L 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 132002
- [9] Guo F K, Meißner Ulf-G, Wang W, Yang Z 2015 *Phys. Rev. D* **92** 071502
- [10] Branz T, Gutsche T, Lyubovitskij V E 2021 *Phys. Rev. D* **104** 114028
- [11] Lebed R F, Martinez S R 2022 *Phys. Rev. D* **106** 074007
- [12] Zhang Y, He G Z, Ye Q X, Y D C, Hua J, Wang Q 2024 *Chin. Phys. Lett.* **41** 021301
- [13] Chen H X, Chen W Z, Shi L 2019 *Phys. Rev. D* **100** 051501
- [14] Liu M Z, Pan Y W, Peng F Z, Sánchez Sánchez M, Geng L S, Hosaka A, Pavon V M 2019 *Phys. Rev. Lett.* **122** 242001
- [15] Zhu J T, Kong S Y, He J 2023 *Am. Phys. Soc.* **107** 034029
- [16] Wu Q, Chen D Y 2019 *Phys. Rev. D* **100** 114002
- [17] Peng F Z, Yan M J, Sánchez Sánchez M, Valderrama M P 2021 *Eur. Phys. J. C* **81** 666
- [18] Xiao C W, Wu J J, Zou B S 2021 *Phys. Rev. D* **103** 054016
- [19] Lu J X, Liu M Z, Shi R X, Geng L S 2021 *Phys. Rev. D* **104** 034022
- [20] Wu Q, Chen D Y, Ji R 2021 *Chin. Phys. Lett.* **38** 071301
- [21] Ye Q X, He G C, Wang Q 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 201401 (in Chinese) [叶全兴, 何广朝, 王倩 2023 物理学报 **72** 201401]
- [22] Shi P P, Baru Vadim, Guo F K, Hanhart C, Nefediev A 2024 *Chin. Phys. Lett.* **41** 031301
- [23] Li N, Xing Y, Hu X H 2023 *Eur. Phys. J. C* **83** 1013
- [24] Huang Y, Xiao C J, Lü Q F, Wang R, He J, Geng L S 2018 *Phys. Rev. D* **97** 094013
- [25] Zhu H Q, Ma N N, Huang Y 2020 *Eur. Phys. J. C* **80** 1184
- [26] Yan Y, Hu X H, Huang H X, Ping J L 2023 *Phys. Rev. D* **108** 094045
- [27] Xin Q, Yang X, Wang Z G 2023 *Int. J. Mod. Phys. A* **38** 2350123
- [28] Yan M J, Peng F Z, Pavon V M 2024 *Phys. Rev. D* **109** 014023
- [29] Steven W 1963 *Phys. Rev.* **130** 776
- [30] Tanja B, Thomas G, Valery E L 2009 *Phys. Rev. D* **79** 014035
- [31] Xiao C J, Huang Y, Dong Y B, Geng L S, Chen D Y 2019 *Phys. Rev. D* **100** 014022
- [32] Shen C W, Wu J J, Zou B S 2019 *Phys. Rev. D* **100** 056006
- [33] Yalikul N, Zou B S 2022 *Phys. Rev. D* **105** 094026
- [34] McLean E, Davies C T H, Koponen J, Lytle A T 2020 *Phys. Rev. D* **101** 074513
- [35] Harrison J D, Christine T H 2022 *Phys. Rev. D* **105** 094506
- [36] Heng H Y 1997 *Phys. Rev. D* **56** 2799
- [37] Thomas G, Mikhail A I, Jürgen G K, et al. 2015 *Phys. Rev. D* **91** 074001
- [38] Wu S M, Wang F, Zou B S 2023 *Phys. Rev. C* **108** 045201
- [39] Li H N, Lu C D, Yu F S 2012 *Phys. Rev. D* **86** 036012
- [40] Xing Y, Xing Z P 2019 *Chin. Phys. C* **43** 073103
- [41] Xu Y J, Cui C Y, Liu Y L, Huang M Q 2020 *Phys. Rev. D* **102** 034028

Production of single charm pentaquark based on molecular configuration*

Xing Ye Li Na[†] Yang Ling-Bin Hu Xiao-Hui

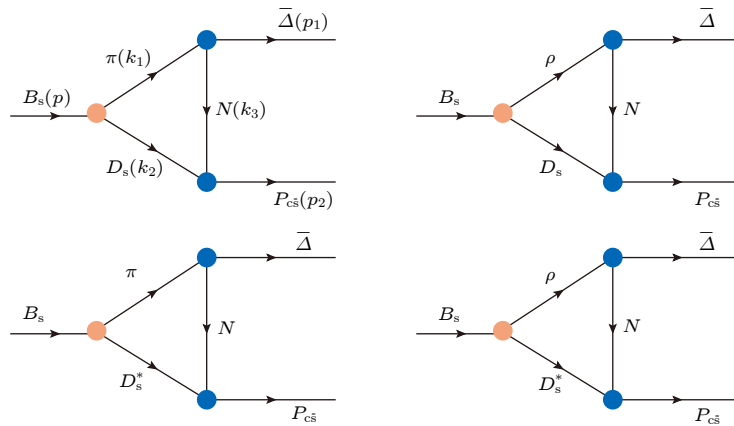
(School of Materials Science and Physics, China University of Mining and Technology, Xuzhou 221116, China)

(Received 30 March 2024; revised manuscript received 11 May 2024)

Abstract

In this work, the authors use the effective Lagrangian method to investigate the production of singly charm pentaquark state with spin parity $J^P = 1/2^-$. Based on the possible molecular state images of hadrons, the author discusses the production of singly charm pentaquark state $c\bar{s}uud$ and decuplet baryon $\bar{\Delta}$ by B_s meson with different molecular state configurations of ND_s or ND_s^* . To determine the coupling between pentaquark and their constituents in the molecular scheme, the authors follow the Weinberg compositeness condition to estimate the self-energy diagram of the singly charmed pentaquark. Further study on the production of pentaquark from B_s meson can be propoled by computing the transition matrix elements, or the triangle diagrams, which can be careful divided into two part subprocess, one associated with weak transition can be represented into form factor and decay constant, another one related to strong coupling of hadrons can be described by effective Lagrangian. Selecting the scale parameter α (10–200 MeV) and binding energy ε (5, 20, 50 MeV), the authors can find the branching ratio of the production $\bar{B}_s \rightarrow P_{c\bar{s}}\bar{\Delta}$. Under the configuration of ND_s molecule, the branching ratio of the Cabibbo allowed process $\bar{B}_s \rightarrow P_{c\bar{s}}\bar{\Delta}$ can reach to order of 10^{-5} . Moreover, the production branching ratio of ND_s^* molecule is only at the order of 10^{-8} .

A increasing scale parameter α can significantly improve the production branching ratio of the singly charm pentaquark. In addition, the binding energy and the coupling constants will also affect the magnitude of production. Therefore, considering the above factors, the production branching ratio of singly charm pentaquark in B_s decays have considerable results, which is worth experimental and theoretical research in the future. The findings of our work can provide a reference for the experimental search and study of singly charm pentaquark, and it is hoped that they will be verified in future experimental detections at B factories such as LHCb, Belle, and BaBar.



Keywords: singly charm pentaquark, branching ratio, effective Lagrangian

PACS: 14.20.Mr, 14.20.Pt, 13.20.He

DOI: 10.7498/aps.73.20240447

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12005294).

[†] Corresponding author. E-mail: TS22180005A31@cumt.edu.cn



基于分子态构型研究单粲味五夸克态的产生

邢晔 李娜 杨翎彬 胡晓会

Production of single charm pentaquark based on molecular configuration

Xing Ye Li Na Yang Ling-Bin Hu Xiao-Hui

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 131401 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240447

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240447>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

五氟吡啶激发态非绝热弛豫过程中的分子结构

Molecular structures in the non-adiabatic relaxation processes of excited states of pentafluoropyridine

物理学报. 2024, 73(4): 043101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231570>

色味锁夸克物质与夸克星

Quark matter and quark star in color-flavor-locked phase

物理学报. 2024, 73(5): 052101 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231649>

外磁场中的粲偶素

Charmonia in an external magnetic field

物理学报. 2021, 70(17): 170302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210262>

赝局域有效介质理论

Pseudo-local effect medium theory

物理学报. 2020, 69(15): 154203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200196>

表面单分子量子态的探测和调控研究进展

Advances in detection and regulation of surface-supported molecular quantum states

物理学报. 2022, 71(6): 060701 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212324>

自旋-轨道耦合玻色-爱因斯坦凝聚体激发谱及其有效调控

Excitation spectrum of tunable spin-orbit coupled Bose-Einstein condensates and its effective regulation

物理学报. 2023, 72(6): 060302 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222306>