

Nuovi risultati teorici nei decadimenti del B_c

Nicola Losacco



Dipartimento Interateneo di Fisica “M. Merlin”,
Università e Politecnico di Bari,
Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Bari



IFAE 2023, Incontri Di Fisica delle Alte Energie
Catania, 12-14 Aprile 2023

In collaborazione con: P. Colangelo, F. De Fazio, F. Loparco, M. Novoa-Brunet

P. Colangelo, F. De Fazio, F. Loparco, N.L., and M. Novoa-Brunet, Relations among $B_c \rightarrow J/\psi, \eta_c$ form factors, JHEP 09 (2022) 028

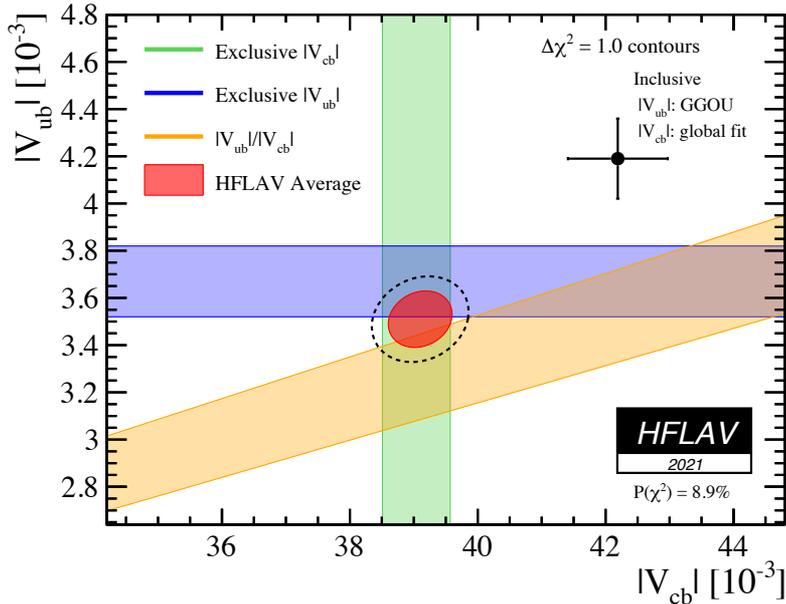
P. Colangelo, F. De Fazio, F. Loparco, N.L., and M. Novoa-Brunet, Semileptonic B_c decays to P-wave charmonium and the nature of $\chi_{c1}(3872)$, Phys. Rev. D 106 (2022) 094005

N.L., Nonleptonic B_c decay rates from model independent relations, [arXiv:2302.12534 [hep-ph]] accettato su MPLA

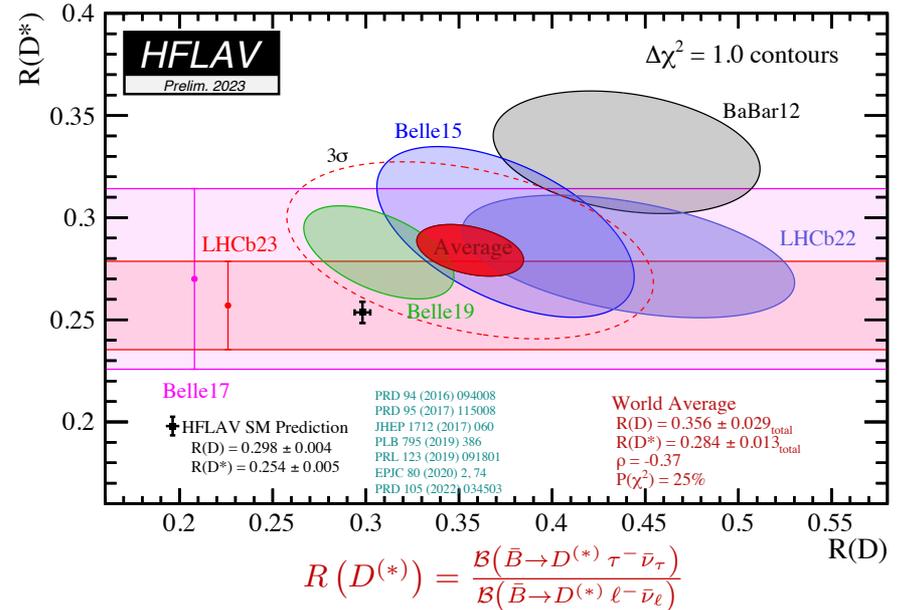
Perché il B_c ?

Anomalie nelle transizioni $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell$

Due determinazioni di $|V_{cb}|$ e $|V_{ub}|$ ottenute da decadimenti inclusivi ed esclusivi del B in tensione



Violazione dell' Universalità del Sapore Leptonico (LFUV)



Necessario ridurre l'incertezza adronica per distinguere segnali di nuova fisica

$B_c \rightarrow J/\psi(\eta_c)\ell \bar{\nu}$

Hamiltoniana efficace per il processo $b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell$

$$\begin{aligned}
 H_{eff}^{b \rightarrow c \ell \bar{\nu}_\ell} = & \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} [(1 + \epsilon_V^\ell)(\bar{c}\gamma_\mu(1 - \gamma_5)b)(\bar{\ell}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_\ell) \text{ --- SM} \\
 & + \epsilon_R^\ell (\bar{c}\gamma_\mu(1 + \gamma_5)b)(\bar{\ell}\gamma^\mu(1 - \gamma_5)\nu_\ell) + \epsilon_S^\ell (\bar{c}b)(\bar{\ell}(1 - \gamma_5)\nu_\ell) \\
 & + \epsilon_P^\ell (\bar{c}\gamma_5b)(\bar{\ell}(1 - \gamma_5)\nu_\ell) + \epsilon_T^\ell (\bar{c}\sigma_{\mu\nu}(1 - \gamma_5)b)(\bar{\ell}\sigma^{\mu\nu}(1 - \gamma_5)\nu_\ell)] \text{ --- BSM}
 \end{aligned}$$

$\epsilon_i^\ell \neq 0$ per tenere conto di effetti di nuova fisica

Gli elementi di matrice di questi operatori sono parametrizzati tramite fattori di forma adronici

Esempio I: $\langle V(p', \epsilon) | \bar{Q}' \gamma_\mu Q | B_c(p) \rangle = - \frac{2V^{B_c \rightarrow V}(q^2)}{m_{B_c} + m_V} i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon^{*\nu} p^\alpha p'^\beta$

Esempio II: $\langle V(p', \epsilon) | \bar{Q}' \sigma_{\mu\nu} Q | B_c(p) \rangle = T_0^{B_c \rightarrow V}(q^2) \frac{\epsilon^* \cdot q}{(m_{B_c} + m_V)^2} \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha p'^\beta$
 $+ T_1^{B_c \rightarrow V}(q^2) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p^\alpha \epsilon^{*\beta} + T_2^{B_c \rightarrow V}(q^2) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} p'^\alpha \epsilon^{*\beta}$

$$B_c \rightarrow J/\psi(\eta_c) \ell \bar{\nu}$$

Due scale di energia: m_b e m_c



Possibile esprimere il campo del quark pesante in un'espansione $1/m_Q$

A.F. Falk and M. Neubert, Phys. Rev. D 47 (1993) 2965

Heavy quark expansion

$$Q(x) = e^{-im_Q v \cdot x} \left(1 + \sum_{n=0}^{\infty} \left(-\frac{iv \cdot D}{2m_Q} \right)^n i \not{D}_{\perp} \right) \psi_+(x)$$

Componente di energia positiva del campo

v 4-velocità del mesone a cui il quark pesante appartiene

$$p = m_{B_c} v$$

$$p' = m_{J/\psi(\eta_c)} v'$$

NRQCD usata per descrivere la dinamica di mesoni con due quark pesanti



Power counting in termini di \tilde{v} , velocità fra i quark pesanti del mesone



$$D \sim \tilde{v}^2$$

$$D_{\perp} \sim \tilde{v}$$

G.P. Lepage, L. Magnea, C. Nakhleh, U. Magnea and K. Hornbostel, Phys. Rev. D 46 (1992) 4052

$B_c \rightarrow J/\psi(\eta_c)\ell \bar{\nu}$

Espansione della corrente all'ordine $\mathcal{O}(\tilde{v}^3)$ e $\mathcal{O}(1/m_Q^2)$

$$\bar{Q}'(x)\Gamma Q(x) = J_0 + \left(\frac{J_{1,0}}{2m_Q} + \frac{J_{0,1}}{2m_{Q'}} \right) + \left(-\frac{J_{2,0}}{4m_Q^2} - \frac{J_{0,2}}{4m_{Q'}^2} + \frac{J_{1,1}}{4m_Q m_{Q'}} \right)$$

$$J_0 = \bar{\psi}'_+ \Gamma \psi_+$$

$$J_{2,0} = \bar{\psi}'_+ \Gamma \left(i v \cdot \vec{D} \right) i \vec{D}_\perp \psi_+$$

$$J_{1,0} = \bar{\psi}'_+ \Gamma i \vec{D}_\perp \psi_+$$

$$J_{0,2} = \bar{\psi}'_+ i \overleftarrow{D}'_\perp \left(i v' \cdot \overleftarrow{D} \right) \Gamma \psi_+$$

$$J_{0,1} = \bar{\psi}'_+ \left(-i \overleftarrow{D}'_\perp \right) \Gamma \psi_+$$

$$J_{1,1} = \bar{\psi}'_+ \left(-i \overleftarrow{D}'_\perp \right) \Gamma \left(i \vec{D}_\perp \right) \psi_+$$

$$B_c \rightarrow J/\psi(\eta_c)\ell \bar{\nu}$$

La simmetria di spin dei quark pesanti, espressa tramite il formalismo di traccia, permette di parametrizzare gli elementi di matrice tramite **funzioni universali** in vicinanza del punto di rinculo nullo $w = 1$

$$\langle M'(v') | J_0 | M(v) \rangle = -\Delta(w) \text{Tr} [\bar{H}'(v') \Gamma H(v)]$$

$w = v \cdot v' = \frac{m_M^2 + m_{M'}^2 - q^2}{2m_M m_{M'}}$

$H'(v')$ e $H(v)$ matrici 4×4 che descrivono il mesone

$$H(v) = \frac{1+\not{v}}{2} [B_c^{*\mu} \gamma_\mu - B_c \gamma_5] \frac{1-\not{v}}{2}$$

$$H'(v') = \frac{1+\not{v}'}{2} [\Psi_c^{*\mu} \gamma_\mu - \eta_c \gamma_5] \frac{1-\not{v}'}{2}$$

$B_c \rightarrow J/\psi(\eta_c)\ell\bar{\nu}$

Conseguenze:

- Relazioni tra fattori di forma
- Funzioni universali

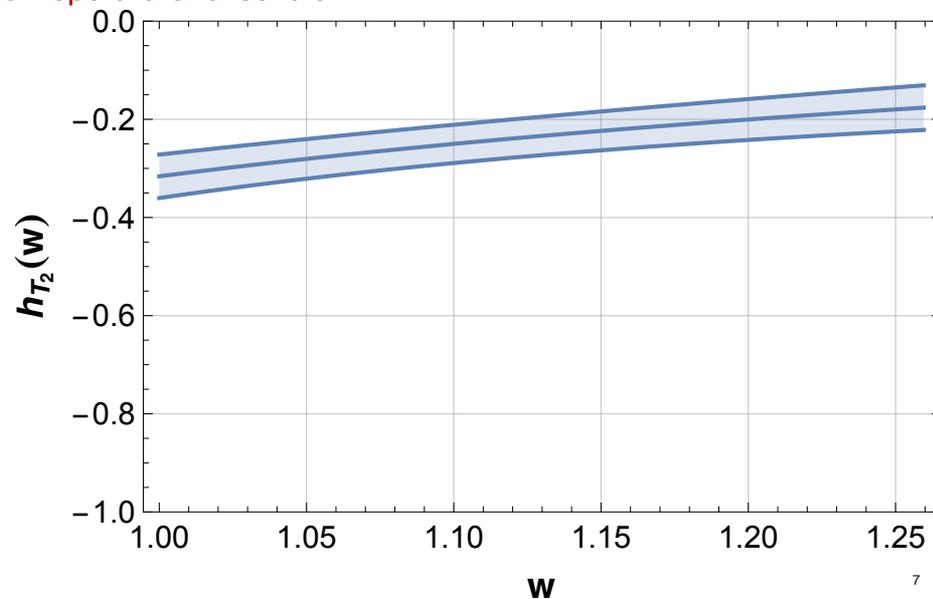
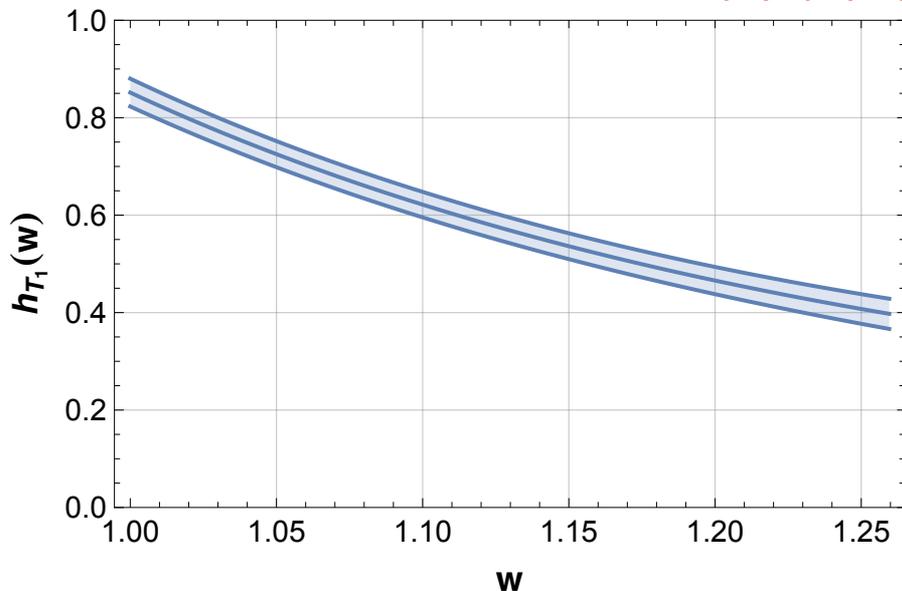
Test di determinazioni dei fattori di forma

Fattori di forma incogniti a partire da quelli noti, p.e. da QCD su reticolo

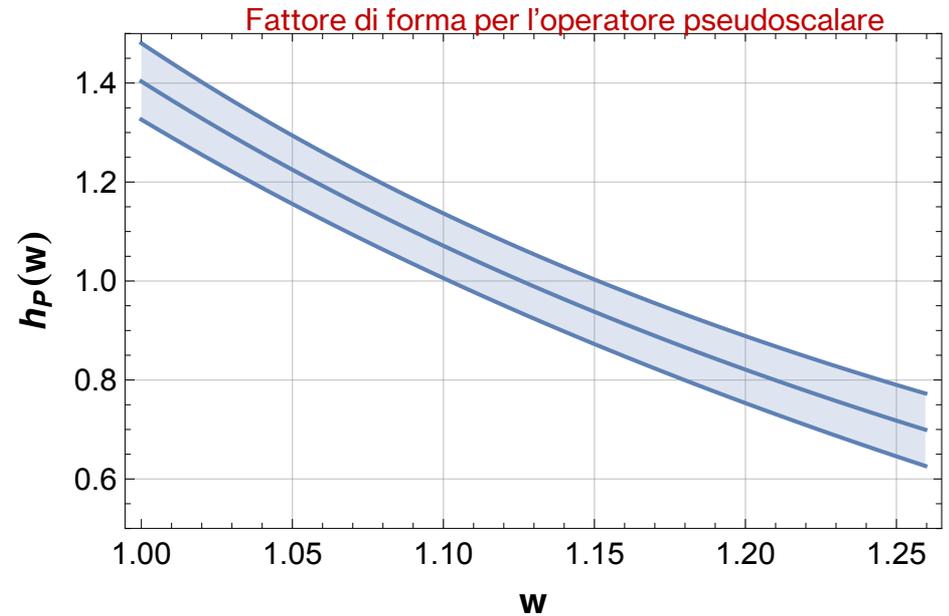
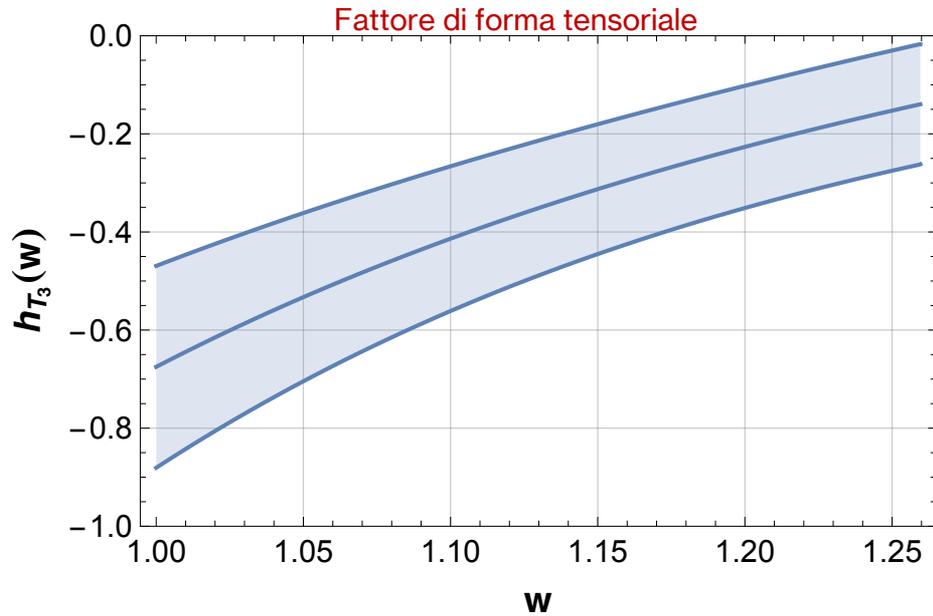
HPQCD collaboration, Phys. Rev. D 102 (2020) 094518

▪ $B_c \rightarrow J/\psi$

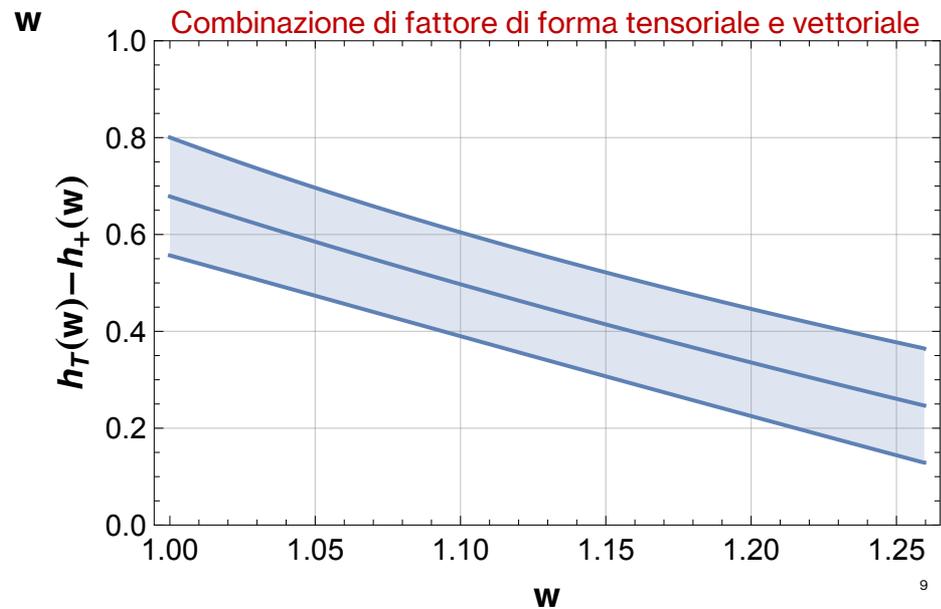
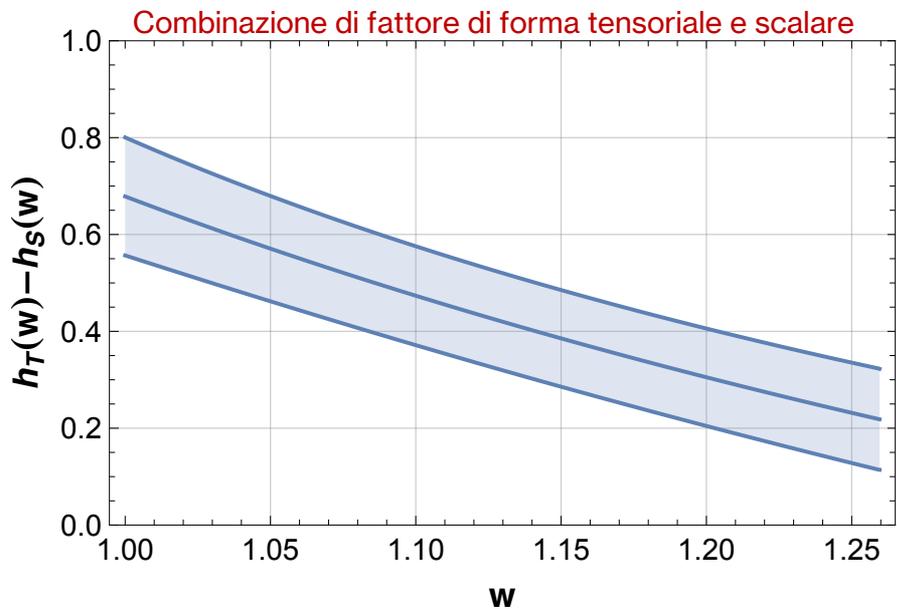
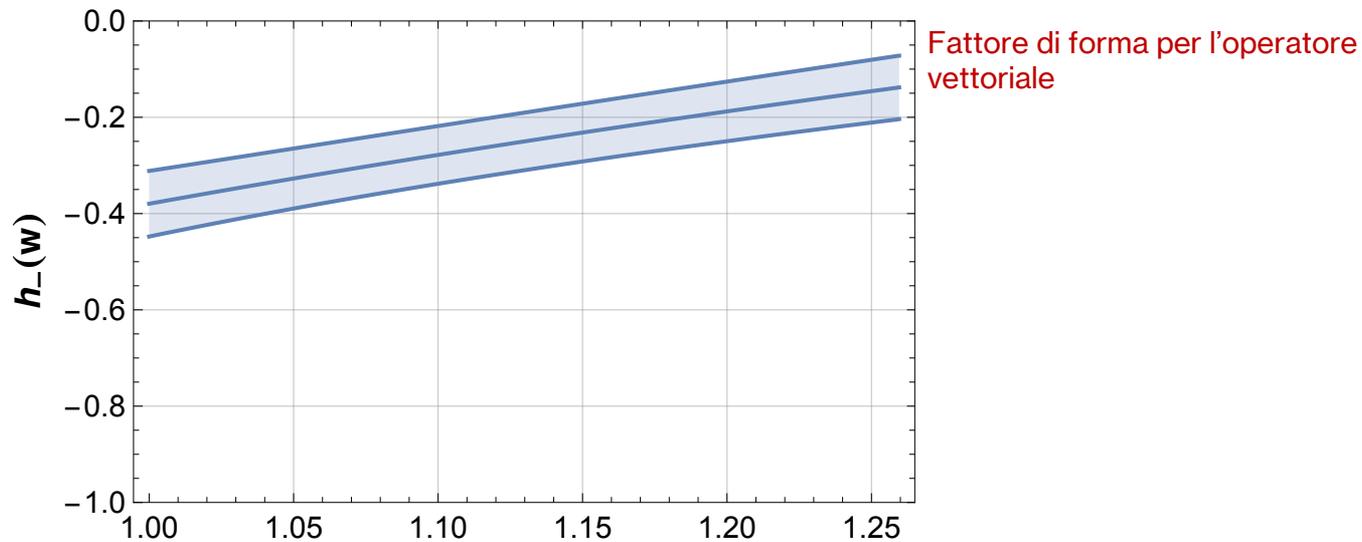
Fattori di forma per l'operatore tensoriale



$$B_c \rightarrow J/\psi(\eta_c)\ell\bar{\nu}$$



■ $B_c \rightarrow \eta_c$



$$B_c \rightarrow \chi_{cJ}(h_c) \ell \bar{\nu}$$

Il formalismo può essere applicato alla transizione

$$B_c \rightarrow \chi_{cJ}(h_c) \ell \bar{\nu}$$

Gli stati di charmonio in onda P sono descritti da:

$$\mathcal{M}^\mu(v') = \frac{1+\phi'}{2} \left[\chi_{c2}^{\mu\nu} \gamma_\nu + \frac{1}{\sqrt{2}} \chi_{c1,\gamma} \epsilon^{\mu\alpha\beta\gamma} v'_\alpha \gamma_\beta + \frac{1}{\sqrt{3}} \chi_{c0} (\gamma^\mu - v'^\mu) + h_c^\mu \gamma_5 \right] \frac{1-\phi'}{2}$$

R. Casalbuoni, A. Deandrea, N. Di Bartolomeo, R. Gatto, F. Feruglio, and G. Nardulli, Phys. Lett. B 309, 163 (1993)

Le relazioni ottenute sono valide anche
per le eccitazioni radiali



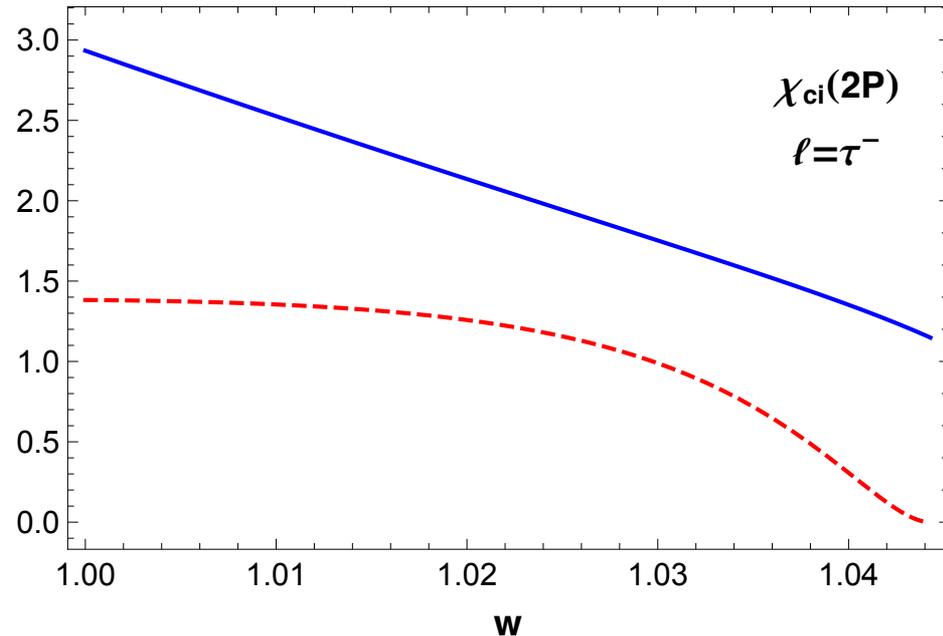
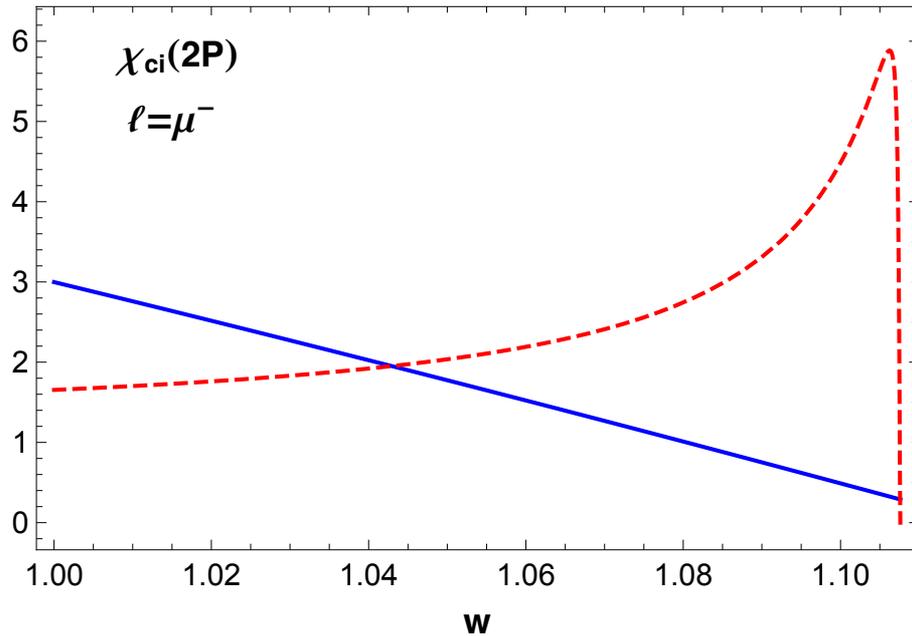
Utili per ottenere informazioni sulla
struttura dello stato $\chi_{c1}(3872) J^{PC} = 1^{++}$

$X(3872)$: tetraquark,
stato molecolare

$\chi_{c1}(2P)$: stato eccitato
radialmente del
charmonio in onda P

$$B_c \rightarrow \chi_{cJ}(h_c) \ell \bar{\nu}$$

Supponendo che $\chi_{c1}(3872)$ sia lo stato 2P: rapporti $\frac{d\Gamma(B_c \rightarrow \chi_{c1} \ell \bar{\nu})/dw}{d\Gamma(B_c \rightarrow \chi_{c0} \ell \bar{\nu})/dw}$ e $\frac{d\Gamma(B_c \rightarrow \chi_{c2} \ell \bar{\nu})/dw}{d\Gamma(B_c \rightarrow \chi_{c1} \ell \bar{\nu})/dw}$



Deviazioni



Struttura esotica dello stato $\chi_{c1}(3872)$

Decadimenti non leptonici del B_c

In corso di pubblicazione su Modern
Physics Letters A

Applicazione della fattorizzazione di QCD
per decadimenti non leptonici



Ampiezza di decadimento dipende da
fattori di forma e costanti di decadimento

$$B_c \rightarrow \chi_{cJ}(h_c) M$$

M è un mesone leggero
pseudoscalare o vettoriale

Caso Pseudoscalare (π^+ o K^+):

$$f_0^{\chi_{c0}}(q^2) = -\frac{((m_{B_c} - m_{\chi_{c0}})^2 - q^2)((m_{B_c} + m_{\chi_{c0}})^2 - q^2)}{4\sqrt{3}(m_{B_c} - m_{\chi_{c0}})(m_{B_c} m_{\chi_{c0}})^{3/2}} \Xi(q^2),$$

$$A_0^{\chi_{c1}}(q^2) = 0,$$

$$A_0^{h_c}(q^2) = -i \frac{(m_{B_c} - m_{h_c})((m_{B_c} + m_{h_c})^2 - q^2)}{4(m_{B_c} m_{h_c})^{3/2}} \Xi(q^2),$$

$$A_0^{\chi_{c2}}(q^2) = i \frac{m_{B_c} + m_{\chi_{c2}}}{2\sqrt{m_{B_c} m_{\chi_{c2}}}} \Xi(q^2),$$

Caso Vettoriale (ρ^+ o K^{*+}):

$$f_+^{\chi_{c0}}(q^2) = -\frac{((m_{B_c} + m_{\chi_{c0}})^2 - q^2)(m_{B_c} - m_{\chi_{c0}})}{4\sqrt{3}(m_{B_c} m_{\chi_{c0}})^{3/2}} \Xi(q^2),$$

$$V^{\chi_{c1}}(q^2) = -\frac{((m_{B_c} + m_{\chi_{c1}})^2 - q^2)(m_{B_c} + m_{\chi_{c1}})}{4\sqrt{2}(m_{B_c} m_{\chi_{c1}})^{3/2}} \Xi(q^2),$$

$$A_1^{\chi_{c1}}(q^2) = -\frac{m_{B_c}^4 + (m_{\chi_{c1}} - q^2)^2 - 2m_{B_c}^2(m_{\chi_{c1}}^2 + q^2)}{4\sqrt{2}(m_{B_c} m_{\chi_{c1}})^{3/2}(m_{B_c} + m_{\chi_{c1}})} \Xi(q^2),$$

$$A_2^{\chi_{c1}}(q^2) = \frac{(m_{B_c}^2 - m_{\chi_{c1}}^2 - q^2)(m_{B_c} + m_{\chi_{c1}})}{4\sqrt{2}(m_{B_c} m_{\chi_{c1}})^{3/2}} \Xi(q^2),$$

$$V^{\chi_{c2}}(q^2) = \frac{m_{B_c} + m_{\chi_{c2}}}{2\sqrt{m_{B_c} m_{\chi_{c2}}}} \Xi(q^2),$$

$$A_1^{\chi_{c2}}(q^2) = i \frac{((m_{B_c} + m_{\chi_{c2}})^2 - q^2)}{2\sqrt{m_{B_c} m_{\chi_{c2}}}(m_{B_c} + m_{\chi_{c2}})} \Xi(q^2),$$

$$A_2^{\chi_{c2}}(q^2) = i \frac{m_{B_c} + m_{\chi_{c2}}}{2\sqrt{m_{B_c} m_{\chi_{c2}}}} \Xi(q^2),$$

$$V^{h_c}(q^2) = 0,$$

$$A_1^{h_c}(q^2) = 0,$$

$$A_2^{h_c}(q^2) = i \frac{m_{h_c}(m_{B_c} + m_{h_c})^2}{2(m_{B_c} m_{h_c})^{3/2}} \Xi(q^2).$$

Decadimenti non leptonici del B_c

Predizioni sui rapporti di frazioni di decadimento

	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} \pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c \pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} \pi^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c \pi^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \pi^+)}$		$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} K^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} K^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c K^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} K^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c K^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} K^+)}$
1P	0.658	2.429	1.597	1P	0.663	2.482	1.645
2P	0.583	2.746	1.601	2P	0.586	2.845	1.668

	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \rho^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} \rho^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \rho^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \rho^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} \rho^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \rho^+)}$		$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} K^{*+})}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} K^{*+})}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} K^{*+})}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} K^{*+})}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} K^{*+})}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} K^{*+})}$
1P	0.206	0.122	0.590	1P	0.276	0.157	0.570
2P	0.315	0.159	0.503	2P	0.422	0.203	0.481

	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c \rho^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} \rho^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c \rho^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} \rho^+)}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c \rho^+)}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} \rho^+)}$		$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c K^{*+})}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c0} K^{*+})}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c K^{*+})}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c1} K^{*+})}$	$\frac{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow h_c K^{*+})}{\mathcal{B}(B_c^+ \rightarrow \chi_{c2} K^{*+})}$
1P	2.226	10.790	1.312	1P	2.159	7.834	1.231
2P	2.449	7.770	1.232	2P	2.350	5.568	1.131

stato χ_{c1} soppresso



Se $\chi_{c1}(3872)$ non è uno stato di puro charmonio non è soppresso

Conclusioni

- Formalismo fondato su **simmetria di spin** e **conteggio di potenze** della NRQCD:
 - Trattazione sistematica dei fattori di forma
 - **Relazioni** tra i fattori di forma. Controllo dei fattori di forma ottenuti tramite metodi non perturbativi. (QCD su reticolo, QCD Sum Rules, relativistic quark models, Light Cone Sum Rules, ...)
- Applicazioni:
 - **Nuovi** fattori di forma nei canali J/ψ e η_c usando come input QCD su reticolo
 - Relazioni tra fattori di forma per i canali χ_{cJ} e h_c negli stati $1P$ e $2P$  implicazioni nello studio dello stato $\chi_{c1}(3872)$
 - All'**ordine leading** tutti i fattori di forma nello stesso multipletto di spin sono descritti da **un'unica funzione universale** \oplus fattorizzazione di QCD  **predizioni** su rapporti di frazioni di decadimento per i canali con χ_{cJ} e h_c ed un mesone leggero



**GRAZIE PER LA
VOSTRA
ATTENZIONE**