

Рождение P -волновых кваркониев в адронных взаимодействиях

(по материалам кандидатской диссертации)

Станислав Пославский

Институт Физики Высоких Энергий, Протвино

15 Апреля 2014

Содержание работы

Введение. НРКХД.

Глава 1. Рождение P -волновых чармониев в адронных экспериментах при высоких энергиях

Глава 2. Рождение P -волновых боттомониев в адронных экспериментах при высоких энергиях

Глава 3. Рождение чармониев в протон-антипротонной аннигиляции в эксперименте PANDA

Глава 4. Аналитические расчеты в системе компьютерной алгебры Redberry

Масштабы в физике кваркониев

- Иерархия масштабов: $M^2 \gg (Mv)^2 \gg (Mv^2)^2$

M	Mv	Mv^2
λ_{Compton}	$\lambda_{\text{de Broglie}}$	
рождение/ аннигиляция пары $Q\bar{Q}$	адронизация пары $Q\bar{Q}$	расщепление уровней (n, L)

- Простейший подход: Color Singlet Model [*Kartvelishvili et al, SJNP 28 (1978) 678*]:
 - рождение бесцветной пары $Q\bar{Q}$ (перт. КХД) и адронизация с вероятностью $\sim |R(0)|^2$ (потенциальный модель)
 - эффекты ненулевой v пренебрегаются
- Оценка поправок по v : для потенциала $V(r) \equiv -\frac{4}{3} \frac{\alpha_S(1/r)}{r} + a^2 r$ при $a = 450 \text{ ГэВ} \ll M$ кулоновский член доминирует. Из теоремы вириала:

$$v \sim \alpha_S(Mv) \gtrsim \alpha_S(M)$$

$\Rightarrow$ Поправки по v важнее поправок по $\alpha_S(M)$

- Подход НРКХД [*Bodwin et al, Phys. Rev. D 51, 1125, (1995)*]:
 - последовательный учет поправок по v

НРКХД: эффективный лагранжиан

- Построение эффективного лагранжиана

$$\mathcal{L}_{QCD} = \mathcal{L}_{\text{light}} + \bar{\Psi}(i\not{D} - m)\Psi, \quad \Psi = \begin{pmatrix} \psi \\ \chi \end{pmatrix}$$

- Интегрирование степеней свободы с $|k| \gtrsim M\nu$
- Диагонализация: $\Psi \rightarrow \exp\left(-i \vec{\gamma} \cdot \vec{D} / 2m\right) \Psi$

- Эффективный лагранжиан:

$$\mathcal{L}_{NRQCD} = \mathcal{L}_{\text{light}} + \mathcal{L}_{\text{heavy}} + \delta\mathcal{L}_{\text{bilinear}} + \delta\mathcal{L}_{\text{4-interaction}} + \dots$$

$$\mathcal{L}_{\text{heavy}} = \psi^\dagger \left(iD_0 + \frac{\vec{D}^2}{2m} \right) \psi + \chi^\dagger \left(iD_0 - \frac{\vec{D}^2}{2m} \right) \chi$$

$$\begin{aligned} \delta\mathcal{L}_{\text{bilinear}} = \psi^\dagger & \left[\frac{c_1}{8m^3} (\vec{D}^2)^2 + \frac{c_2}{8m^2} (\vec{D} \cdot g\vec{E} - g\vec{E} \cdot \vec{D}) + \right. \\ & \left. + \frac{c_3}{8m^2} (\vec{D} \times g\vec{E} - g\vec{E} \times \vec{D}) \cdot \vec{\sigma} + \frac{c_4}{2m} (g\vec{B} \cdot \vec{\sigma}) \right] \psi + \text{c.c.} + \dots \end{aligned}$$

- Зависимость от ν :

α_S	ψ, χ	D_0	$\vec{D}$	$g\vec{E}$	$g\vec{B}$	$g\phi_{\text{Coulomb}}$	$g\vec{A}_{\text{Coulomb}}$
ν	$(M\nu)^{3/2}$	$M\nu^2$	$M\nu$	$M^2\nu^3$	$M^2\nu^4$	$M\nu^2$	$M\nu^3$

- Спиновая симметрия не нарушается до $O(\nu^2)$

НРКХД: структура фоковского столбца кваркониев

- В самом общем случае:

$$\begin{aligned}
 |Q [^{2S+1}L_J]\rangle = & \underbrace{O(1)|Q\bar{Q} [^{2S+1}L_J^{[1]}]\rangle}_{\text{Color Singlet}} + \underbrace{O(v)|g Q\bar{Q} [^{2S+1}(L\pm 1)_{J'}^{[8]}]\rangle}_{\text{E1-переход}} + \\
 & + \underbrace{O(v^2)|g Q\bar{Q} [^{2(S\pm 1)+1}L_{J'}^{[8]}]\rangle}_{\text{M1-переход}} + \underbrace{O(v^2)|gg Q\bar{Q} [^{2S+1}L_J^{[1,8]}]\rangle}_{\text{E1}\times\text{E1-переход}} + \dots
 \end{aligned}$$

- ▶ Электрические переходы ($\Delta L = \pm 1, \Delta S = 0$)

$$\Delta E = P_{Q\bar{Q}g} \times E_{Q\bar{Q}g} \sim \frac{1}{M} \langle H | \int d^3x \left(-ig \vec{A} \psi^\dagger \vec{\nabla} \psi \right) | H \rangle \sim Mv^2 \Rightarrow P_{Q\bar{Q}g} \sim O(1, v^2)$$

- ▶ Магнитные переходы ($\Delta L = 0, \Delta S = \pm 1$)

$$\Delta E = P_{Q\bar{Q}g} \times E_{Q\bar{Q}g} \sim \frac{c_4}{M} \langle H | \int d^3x \left(-\psi^\dagger g \vec{B} \vec{\sigma} \psi \right) | H \rangle \sim Mv^4 \Rightarrow P_{Q\bar{Q}g} \sim O(v^2, v^4)$$

НРКХД: инклюзивные распады

- Аннигиляция $Q\bar{Q}$ в легкие кварконии происходит на $\lambda_{\text{Compton}} \sim 1/M$
 $\Rightarrow$ не может быть описана в НРКХД
 - с др. стороны $\Gamma(Q\bar{Q} \rightarrow \text{l.h.}) = 2 \text{Im } \mathcal{M}(Q\bar{Q} \rightarrow Q\bar{Q})$ (оптическая теорема)
- 4-х фермионное взаимодействие

$$\delta\mathcal{L}_{4\text{-interaction}} = \sum_n \frac{f_n}{M^{d_n-4}} (\psi^\dagger \mathcal{K}_i \chi) (\chi^\dagger \mathcal{K}'_i \psi) = \frac{f_1(^1S_0)}{M^2} \psi^\dagger \chi \chi^\dagger \psi +$$

$$+ \frac{f_1(^3S_1)}{M^2} \psi^\dagger \vec{\sigma} \chi \cdot \chi^\dagger \vec{\sigma} \psi + \frac{f_8(^1S_0)}{M^2} \psi^\dagger T^a \chi \chi^\dagger T^a \psi + \frac{f_8(^3S_1)}{M^2} \psi^\dagger T^a \vec{\sigma} \chi \cdot \chi^\dagger T^a \vec{\sigma} \psi + \dots$$

- Факторизация: $\Gamma(H \rightarrow \text{l.h.}) = 2 \text{Im } \langle H | \delta\mathcal{L}_{4\text{-interaction}} | H \rangle = \sum_n \frac{2 \text{Im} f_n}{M^{d_n-4}} \langle H | \mathcal{O} | H \rangle$
 - ▶ $\Gamma(h_c \rightarrow \text{l.h.}) = \frac{2 \text{Im } f_1(^1P_1)}{M^4} \langle h_c | \mathcal{O}_1(^1P_1) | h_c \rangle + \frac{2 \text{Im } f_8(^1S_0)}{M^2} \langle h_c | \mathcal{O}_8(^1S_0) | h_c \rangle + O(v^4)$
- Определение локальных коэффициентов:

$$\mathcal{M}(Q\bar{Q} \rightarrow Q\bar{Q}) \Big|_{\text{пКХД}} = \sum_n \frac{2 \text{Im} f_n}{M^{d_n-4}} \langle Q\bar{Q} | \mathcal{O} | Q\bar{Q} \rangle \Big|_{\text{пНРКХД}}$$

НРКХД: инклюзивное рождение

- Рождение $Q\bar{Q}$ происходит на $\lambda_{\text{Compton}} \sim 1/M$
 $\Rightarrow$ выглядит локально в НРКХД
 $\Rightarrow$ НРКХД отвечает за адронизацию пары:

$$\begin{aligned} \sum_X |\mathcal{M}(Q\bar{Q} \rightarrow H + X)|^2 &= \sum_X \langle 0 | Q\bar{Q} | H + X \rangle \langle H + X | Q\bar{Q} | 0 \rangle = \\ &= \langle 0 | \chi^\dagger \mathcal{K}_n \psi \left(\sum_X |H + X\rangle \langle H + X| \right) \psi^\dagger \mathcal{K}'_n \chi | 0 \rangle = \langle 0 | \chi^\dagger \mathcal{K}_n \psi \left(a_H^\dagger a_H \right) \psi^\dagger \mathcal{K}'_n \chi | 0 \rangle \end{aligned}$$

- Факторизация: $\sigma(H) = \sum_n \frac{F_n}{M^{d_n-4}} \langle 0 | \mathcal{O}_n^H | 0 \rangle$

$$\blacktriangleright \sigma(h_c) = \frac{F_1(^1P_1)}{M^4} \langle 0 | \mathcal{O}_1^{h_c} (^1P_1) | 0 \rangle + \frac{F_8(^1S_0)}{M^2} \langle 0 | \mathcal{O}_8^{h_c} (^1S_0) | 0 \rangle$$

- Определение локальных коэффициентов

$$\sigma(Q\bar{Q}) \Big|_{\text{нКХД}} = \sum_n \frac{F_n}{M^{d_n-4}} \langle 0 | \mathcal{O}_n^{Q\bar{Q}} | 0 \rangle \Big|_{\text{нНРКХД}}$$

- Фактически F_n — просто сечения рождения $Q\bar{Q}$ с нужными квантовыми числами

Рождение χ -мезонов в НРКХД

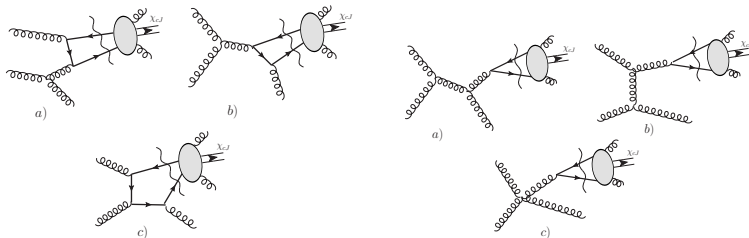
- Релевантные состояния $Q\bar{Q}$:

$$|\chi_{cJ}\rangle = O(1) |Q\bar{Q} [{}^3P_J^{[1]}]\rangle + O(1) |g Q\bar{Q} [{}^3S_1^{[8]}]\rangle + \\ + O(v^2) |g Q\bar{Q} [{}^1P_1^{[8]}]\rangle + O(v^2) |gg Q\bar{Q} [{}^3P_{J'}^{[1,8]}]\rangle + \dots$$

- 3 независимых параметра, т.к.:

$$\langle 0 | \mathcal{O}_n^{\chi_{cJ}} | 0 \rangle = (2J+1) \langle 0 | \mathcal{O}_n^{\chi_{c0}} | 0 \rangle, \quad \langle 0 | \mathcal{O}_8^{\chi_{c0}} ({}^3P_J) | 0 \rangle = \langle 0 | \mathcal{O}_8^{\chi_{c0}} ({}^3P_0) | 0 \rangle \\ \langle 0 | \mathcal{O}_8^{\chi_{c0}} ({}^3P_0) | 0 \rangle = \langle 0 | \mathcal{O}_8^{\chi_{c0}} ({}^1P_1) | 0 \rangle (1 + O(v^2))$$

- В жесткой реакции в LO рождение со значительным p_T достигается в процессах с излучением жесткого глюона: $gg \rightarrow g + Q\bar{Q}$:



Адронные сечения

- Адронное сечение:

$$d\sigma(pp \rightarrow \chi_c + X) = \sum_n \frac{1}{M^{d_n-4}} \left(\int dx_1 dx_2 f_g(x_1) f_g(x_2) d\hat{\sigma}(gg \rightarrow [Q\bar{Q}]_n + g) \right) \langle 0 | \mathcal{O}_n^{\chi_c} | 0 \rangle$$

(Монте-Карло генератор <http://bitbucket.org/ihep/qgenerator>)

- Асимптотическое поведение сечений:

	$^3P_1^{[1]}$	$^3P_{0,2}^{[1]}$	$^1P_1^{[8]}, ^3P_{J'}^{[8]}$	$^3S_1^{[8]}$
$p_T \ll M$	$\sim p_T$	$\sim 1/p_T$	$\sim 1/p_T$	$\sim p_T$
$p_T \gg M$	$\sim 1/p_T^5$	$\sim 1/p_T^5$	$\sim 1/p_T^5$	$\sim 1/p_T^3$

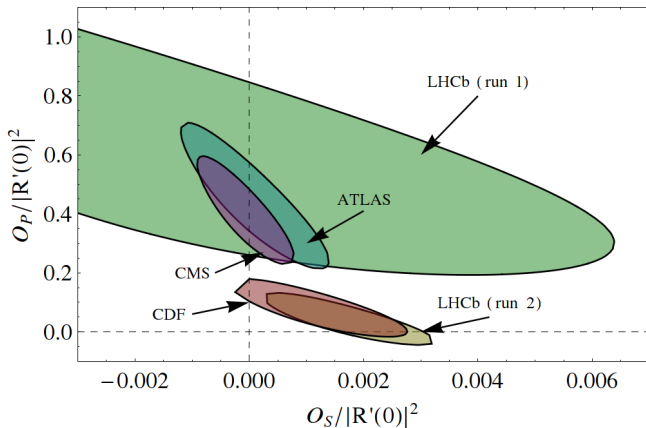
- Сечение $^3P_1^{[1]}$ зануляется при малых p_T (теорема Ландау-Янга)
- S -волновой октет должен доминировать при больших p_T
- Асимптотическое поведение отношения $r_{21} = \frac{d\sigma(\chi_{c2})/dp_T}{d\sigma(\chi_{c1})/dp_T}$:
 - Растет при малых $p_T \lesssim M$: $r_{21} \sim 1/p_T$
 - Если S -волновой октет доминирует, то при $p_T \gg M$, $r_{21} \rightarrow 5/3$
 - Если S -волновой октет подавлен, то при $p_T \gg M$, $r_{21} \rightarrow 1/3$

Рождение χ_c в Тэватрон и БАК

- Для определения непертурбативных параметров НРКХД необходимо фитировать экспериментальные данные
- Существующие данные по спектру:
 - ▶ [CDF] F. Abe et al., Phys.Rev.Lett. 79 (1997) 578
 - ▶ [ATLAS] ATLAS-CONF-2013-095 (2013)
- Существующие данные по отношению $\frac{d\sigma(\chi_{c2})/dp_T}{d\sigma(\chi_{c1})/dp_T}$:
 - ▶ [CDF] A. Abulencia et al., Phys.Rev.Lett. 98 (2007) 232001
 - ▶ [LHCb] R. Aaij et al., Phys.Lett.B 714 (2012) 215
 - ▶ [CMS] S. Chatrchyan et al., Eur.Phys.J. C 72 (2012) 2251
 - ▶ [LHCb] R. Aaij et al., JHEP 1310 (2013) 115
 - ▶ [ATLAS] ATLAS-CONF-2013-095 (2013)

Фитирование отношения $\sigma(\chi_{c2})/\sigma(\chi_{c1})$

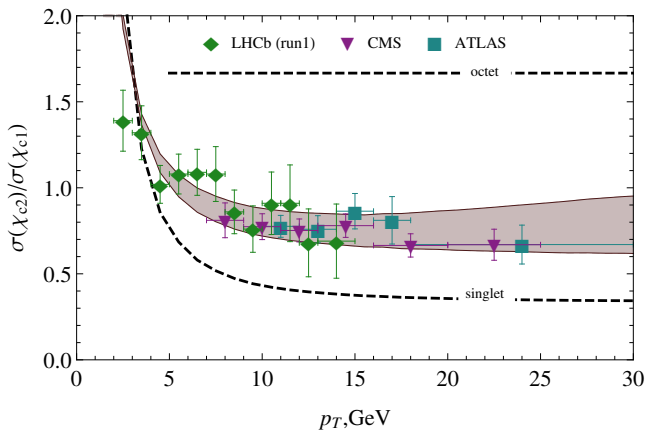
- Доверительные интервалы ($\chi^2/DOF \leq \text{Min}[\chi^2/DOF] + 1$):



- Данные разбиваются на две группы:
 - LHCb (run 1), ATLAS, CMS
 - LHCb (run 2), CDF

Фитирование отношения $\sigma(\chi_{c2})/\sigma(\chi_{c1})$

- Первая группа (LHCb (run 1), ATLAS, CMS):

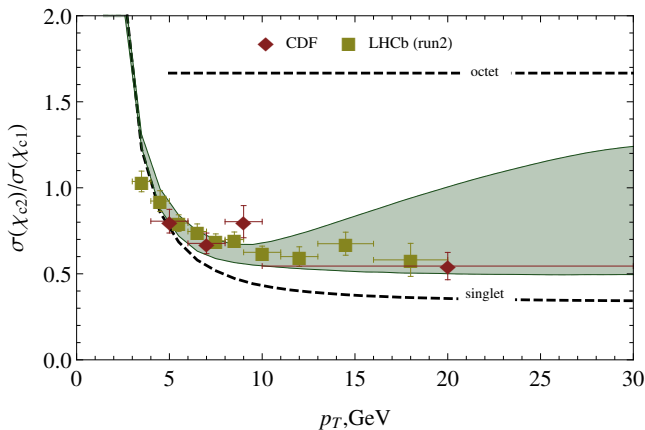


- НРКХД параметры ($\chi^2/\text{DOF} = 1.3$):

$$O_S/|R'(0)|^2 = (0.0 \pm 0.0007) \text{ GeV}^{-2} \quad O_P/|R'(0)|^2 = 0.42 \pm 0.12$$

Фитирование отношения $\sigma(\chi_{c2})/\sigma(\chi_{c1})$

- Вторая группа (LHCb (run 2), CDF):



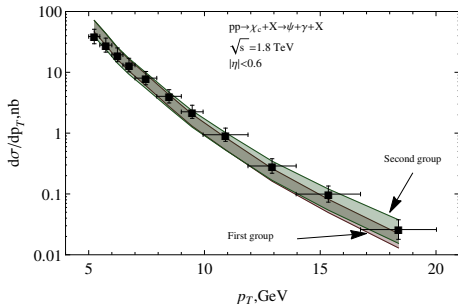
- НРКХД параметры ($\chi^2/DOF = 4.5$):

$$O_5/|R'(0)|^2 = (0.002 \pm 0.002) \text{ GeV}^{-2} \quad O_P/|R'(0)|^2 = 0.048 \pm 0.048$$

Полный фит: отношение и спектр

- Для определения абсолютных значений НРКХД параметров, мы использовали данные CDF по рождению J/ψ в радиационных распадах χ_c :

$$p + p \rightarrow \chi_c + X \rightarrow J/\psi + \gamma + X$$



Результаты:

1: Первая группа (CDF-spectrum, LHCb (run 1), ATLAS, CMS):

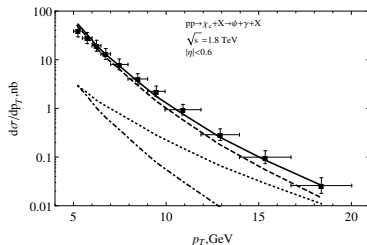
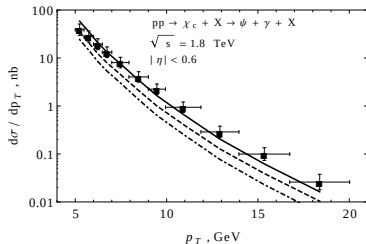
$$\begin{aligned}\chi^2/DOF &= 1.24 \\ |R'(0)|^2 &= (0.27 \pm 0.05) \text{ GeV}^5 \\ O_S &= (0 \pm 1) \times 10^{-4} \text{ GeV}^3 \\ O_P &= (0.11 \pm 0.03) \text{ GeV}^5\end{aligned}$$

2: Вторая группа (CDF-spectrum, LHCb (run 2), CDF-ratio):

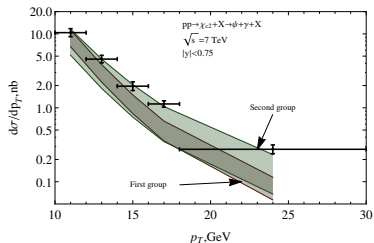
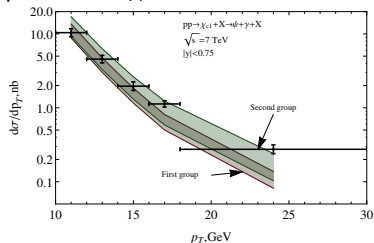
$$\begin{aligned}\chi^2/DOF &= 2.64 \\ |R'(0)|^2 &= (0.38 \pm 0.09) \text{ GeV}^5 \\ O_S &= (7 \pm 5) \times 10^{-4} \text{ GeV}^3 \\ O_P &= (0.01 \pm 0.02) \text{ GeV}^5\end{aligned}$$

Полный фит: отношение и спектр

- Сравнение с данными CDF (вклады различных состояний):



- Сравнение с данными ATLAS:



Рождение боттомониев

- Крайне мало данных по рождению χ_b (p_T -зависимости):
 - ▶ CMS χ_{c2}/χ_{c1} отношение [CMS-PAS-BPH-13-005]
 - ▶ LHCb χ_{c2}/χ_{c1} отношение [закрытый доступ]
- Невозможно определить НРКХД параметры из фита
- Для определения параметров можно использовать НРКХД-оценки:

$$M_{\chi_b}^2 \frac{O_S^{\chi_b}}{|R'_{\chi_b}(0)|^2} \approx M_{\chi_c}^2 \frac{O_S^{\chi_c}}{|R'_{\chi_c}(0)|^2} \quad \text{и} \quad \frac{O_P^{\chi_b}}{v_{\chi_b}^2 |R'_{\chi_b}(0)|^2} \approx \frac{O_P^{\chi_c}}{v_{\chi_c}^2 |R'_{\chi_c}(0)|^2}$$

- Для определения отношения χ_{c2}/χ_{c1} размерный анализ:

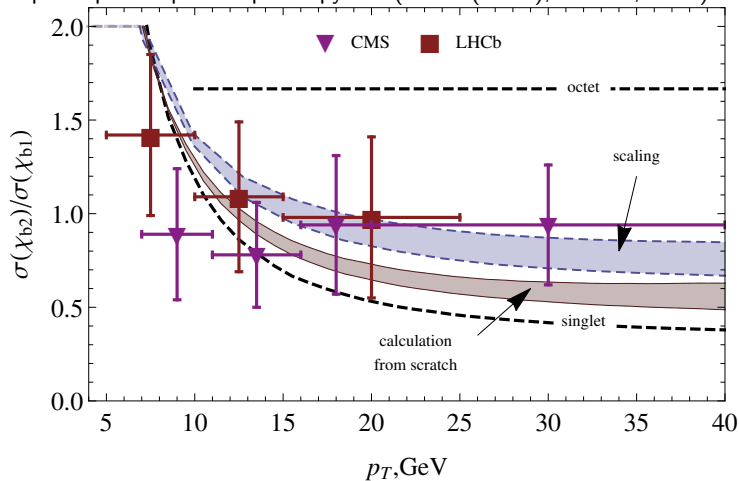
$$\frac{d\sigma_2(z^2s, zp_T, zM)}{dp_T} \bigg/ \frac{d\sigma_1(z^2s, zp_T, zM)}{dp_T} = \frac{d\sigma_2(s, p_T, M)}{dp_T} \bigg/ \frac{d\sigma_1(s, p_T, M)}{dp_T},$$

$$\Rightarrow \frac{d\sigma_{b2}(p_T; s)}{dp_T} \bigg/ \frac{d\sigma_{b1}(p_T; s)}{dp_T} = \frac{d\sigma_{c2}(p_T; s)}{dp_T} \bigg/ \frac{d\sigma_{c1}(p_T; s)}{dp_T} \bigg|_{p_T \rightarrow (M_{\chi_b}/M_{\chi_c})p_T}$$

- ▶ Если P -волновой октет подавлен, то соотношение становится точным и в НРКХД

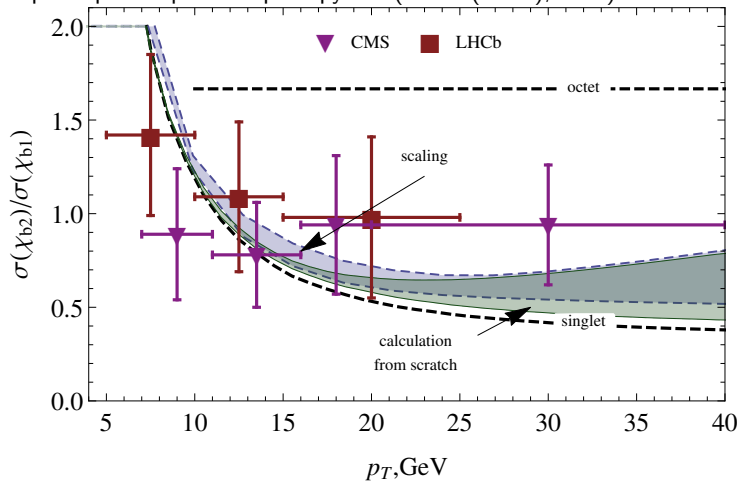
Предсказание $\sigma(\chi_{b2})/\sigma(\chi_{b1})$

- Параметры из фита первой группы (LHCb (run 1), ATLAS, CMS):



Предсказание $\sigma(\chi_{b2})/\sigma(\chi_{b1})$

- Параметры из фита второй группы (LHCb (run 2), CDF):



Результаты

- Получены предсказания сечений рождения $\chi_{c,b}$ для ускорителей БАК и Тэватрон в различных кинематических режимах
- Отношение $\sigma(\chi_2)/\sigma(\chi_1)$ крайне чувствительно к относительным вкладам различных состояний НРКХД разложения
- Найдена простая связь (приближенная) отношения $\sigma(\chi_2)/\sigma(\chi_1)$ для чармониев и боттомониев
- Показано, что экспериментальные данные свидетельствуют о полном доминировании синглета
- Теория предсказывает рост отношения при малых p_T , что объясняется теоремой Ландау-Янга, которая приводит к уменьшению сечения аксиального состояния при малых p_T :

$$\frac{d\sigma(\chi_{c2})/dp_T}{d\sigma(\chi_{c1})/dp_T} \sim \frac{1/p_T (\text{CS}) + p_T (\text{S-wave CO}) + 1/p_T (\text{P-wave CO}) + \dots}{p_T (\text{CS}) + p_T (\text{S-wave CO}) + 1/p_T (\text{P-wave CO}) + \dots}$$

- ▶ Это также подтверждается экспериментом для χ_c (CDF and LHCb)
- ▶ Такое поведение скорее всего сохранится в высших порядках α_S
- ▶ Теория предсказывает аналогичный рост для отношения $\sigma(\chi_{b2})/\sigma(\chi_{b1})$

Обсуждение результатов

- Найдённое $|R'(0)|^2$ оказывается в ~ 4 раза больше феноменологического значения 0.075 ГэВ^5 (известного из 2-х фотонной ширины χ_{c2})
 - ▶ возможно связано с пренебрежением v при таком расчете $|R'(0)|^2$ ($e^+e^- \rightarrow J/\psi\eta$ at Belle [A.E. Bondar et al Phys.Lett. B612 (2005) 215-222])
- Несогласованное разложение НРКХД: S -волновой СО подавлен (тогда как должен быть одного порядка с CS), а P -волновой СО значителен (в то время как должен быть значительно подавлен по v)
- Необходимо больше данных при больших p_T , где S -волновой СО должен доминировать
- Открытый вопрос о наличии двух непересекающихся областей параметров

Список публикаций

- [A1] A. V. Luchinsky, S. V. Poslavsky, Inclusive charmonium production at PANDA experiment // Phys. Rev. D — 2012. — Vol. 85 — P. 074016. — arXiv:1110.4989 [hep-ph].
- [A2] A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky and S. V. Poslavsky Production of χ_b -mesons at LHC // Phys. Rev. D — 2012. — Vol. 86 — P. 074027. arXiv:1203.4893 [hep-ph].
- [A3] А. К. Лиходед, А. В. Лучинский, С. В. Пославский, Адронное рождение χ_c -мезонов на LHC // Ядерная Физика — 2014. — Том 77.— Стр. 1-8. — arXiv:1305.2389 [hep-ph].
- [A4] D. A. Bolotin and S. V. Poslavsky, Introduction to Redberry: a computer algebra system designed for tensor manipulation // arXiv:1302.1219 [cs.SC], (*принята к печати в Computer Physics Communications*), Feb 2013.
- [A5] V. V. Braguta, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky and S. V. Poslavsky, Analytical calculation of heavy quarkonia production processes in computer // Proceedings of 15th Workshop on advanced computing and analysis techniques in physics, arXiv:1309.3093 [hep-ph], Sep 2013.