

## بررس سطح مقطع تولید $\Upsilon(1S)$ در Tevatron Run II و LHC با در نظر گرفتن

### اسپین کوآرک

رضا سپهوند\*، ساره دادفر

دانشگاه لرستان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، خرمآباد، ایران

### چکیده

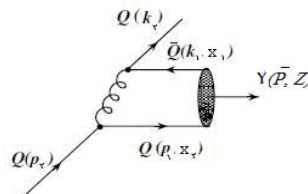
در این مقاله اثر سمنگیری اسپین کوآرک اولیه و نهایی روی تابع ترکش در LO در  $a_s$  را مطابق [۱] انجام داده و به محاسبه توزیع تکانه ی عرضی سطح مقطع دیفرانسیلی و سطح مقطع کل بر روی تولید مزون سنگین  $\Upsilon(1S)$  در ترکش مستقیم از کوآرک سنگین  $b$  در برخورد  $p\bar{p}$  پرداخته‌ایم. برای این منظور تولید این مزون را در انرژیهای  $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$  و  $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$  محاسبه نمودیم و نتایج بدست آمده با دادههای تجربی حاصل از LHC و Tevatron Run I مقایسه شدند.

### ۱. مقدمه

تولید حالت‌های کوآرکونیوم سنگین در برخورد دهنده‌های هادرونی بیش مفیدی در مورد ماهیت برهم کنشهای قوی فراهم میکند و دریچه ای به مرز ناحیه بین QCD اختلالی و غیر اختلالی فراهم می آورد. تا کنون توصیف کوآرکونیومهای سنگین و محاسبه توابع ترکش و سطح مقطع تولید آنها از لحاظ نظری و تجربی [۴-۲] توجه بسیاری از محققین فیزیک ذرات بنیادی را به خود جلب نموده است. مقایسه بین پیشبینیهای نظری و دادههای تجربی سطح مقطع دیفرانسیلی کوآرکونیومها در مدل‌های مختلف نشان میدهد که تولید آنها در تکانههای عرضی بالا از طریق ترکش نسبت به سایر روش‌ها غالب است. در کار [۱] نقش سمنگیری اسپین کوآرک سنگین اولیه و کوآرک جت نهایی را در تولید کوآرکونیوم سنگین  $\Upsilon(1S)$  محاسبه نمودهایم. در این کار با استفاده از نتایج کار قبلیمان [۱] سطح مقطع تولید آن را در برخورددهنده های هادرونی LHC و Tevatron Run I بدست می‌آوریم.

### ۲. محاسبه سطح مقطع

فرآیند ترکش عبارت است از شکل گیری یک هادرون H در داخل جت تولید شده از یک پارتون اولیه  $Q_i$  را بیان می کند که با  $D(z, \mu_0)$  نشان داده می شود. به منظور محاسبه ی توابع ترکش، مدل ساده ای در چارچوب تکانه بی نهایت و در مرتبه LO بر اساس دیاگرام فاینمن شکل (۱) در نظر گرفتیم. برای سادگی سمنگیری اسپین  $\frac{1}{2} + (\frac{1}{2} -)$  را با علامت  $\uparrow$  ( $\downarrow$ )، برای کوآرک اولیه و جت کوآرک نهایی در نظر میگیریم علاوه بر این برای حالتی که روی اسپین کوآرک اولیه متوسط گیری و روی اسپین جت کوآرک نهایی جمع میزنیم با  $(A.S)$  نشان میدهم.



شکل ۱. نمودار فاینمن تولید مزون  $\Upsilon$  در پایین ترین مرتبه

جزئیات محاسبات تابع ترکش و تحلیل روابط در کار قبلیمان [1] ارائه شده است. توابع ترکش محاسبات شده برای هادرونهاى سنگین هنگامی قابل تفسیر هستند که بتوانیم با استفاده از آن‌ها یک کمیت تجربی مانند سطح مقطع پراکندگی را بدست آوریم. بنابراین باید توابع ترکش اولیه در مقیاس  $\mu_0$ ، به انرژیهای بالاتر یا مقیاس بالاتر  $\mu = 2\mu_R$  تحول داده شوند. این کار توسط معادله آلتزلی-پاریزی [5] صورت میگیرد.

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{Q \rightarrow Q\bar{Q}}(z, \mu) = \int_z^1 \frac{dy}{y} P_{Q \rightarrow Q} \left( \frac{z}{y}, \mu \right) D_{Q \rightarrow Q\bar{Q}}(y, \mu) \quad (1)$$

که در آن تابع انشعاب  $P_{Q \rightarrow Q}(x = \frac{z}{y}, \mu)$ ، در LO بر حسب  $\alpha_s$  میباشد. به این ترتیب میتوان سطح مقطع دیفرانسیلی تولید یک کوارکونیم را بر حسب توابع ترکش تحول یافته با استفاده از روش عامل بندی به صورت زیر به دست آورد [6]

$$\frac{d\sigma}{dp_T}(\text{pp} \rightarrow Q\bar{Q} + X) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j dz f_i^p(x_i, Q) f_j^p(x_j, Q) \hat{\sigma}_{ij}(z, \mu_T + \dots) \quad (2)$$

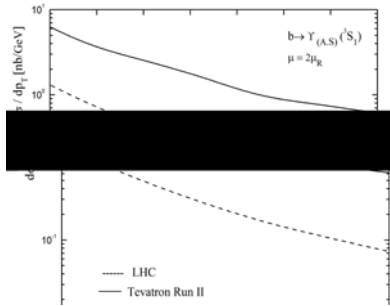
که در آن  $f_{i,j}$ ها توابع توزیع پارتونی با کسر تکانه های  $x_i$  و  $x_j$  مربوط به پروتون‌ها،  $\hat{\sigma}$  سطح مقطع پراکندگی سخت تولید کوارک سنگین اولیه و  $D_{Q\bar{Q}}(z, \mu)$  تابع ترکش تحول یافته مربوط به کوارکونیم در مقیاس  $\mu$  است. قابل ذکر است که در معادله بالا همه مقیاسهای بازهنجارش، عاملبندی و ترکش یکسان در نظر گرفته شده است. به منظور محاسبه سطح مقطع کل برای تولید مزون کافی است در رابطه سطح مقطع (۲) نسبت به  $p_T$  انتگرالگیری کنیم

### ۳. بحث و نتیجه گیری

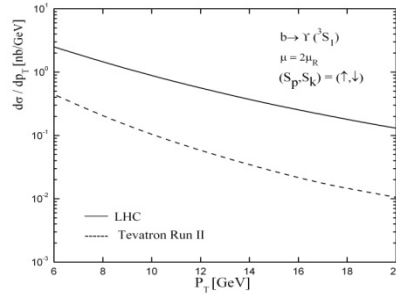
محاسبه سطح مقطع برای حالت‌های مختلف و توزیع دیفرانسیلی تکانه عرضی سطح مقطع برای مزون  $Y$  همراه با یک کوارک سنگین در دو انرژی ۱۴ TeV و ۱/۹۶ TeV مربوط به شتاب دهندهای LHC و Tevatron Run I,II انجام گرفته است و نتایج حاصله در شکل‌های (۲) و (۳) و جداول (۱) نشان داده شده است. مقادیر محاسبه شده با داده‌های تجربی در تکانه‌های بین ۱۰ تا ۱۵ GeV برای حالت  $(\uparrow, \downarrow)$  توافق خوبی دارد. همچنین طبق محاسبات ما، آهنگ تولید مزونهای برداری  $Y$  برای حالت  $(\uparrow, \downarrow)$  بیشتر از سایر حالتها است. این نسبت تقریباً ۲ برابر می باشد. مطابق شکل (۲) سطح مقطع دیفرانسیلی باتمونیم تولید شده در کلیه حالت‌ها در تکانه های ۶-۲۰ GeV برای LHC سهم بزرگتری نسبت به Tevatron Run II دارد. البته علاوه بر انرژی شتابدهندهها پارامترهای دیگری مانند  $p_T^{\text{cut}}$  و  $|y^{\text{cut}}|$ ، که مربوط به آشکارسازهای این برخورد دهندهای هادرونی هستند میتواند تأثیر گذار باشد. محاسبات ما در محدوده  $10^1$  تا  $10^{-1}$  می باشد. جرم کوارکها پارامتر تعیین کنندهای در احتمال ترکش و نیز سطح مقطع کل میباشد. لا زم به ذکر است که ما بر روی تولید مستقیم این مزونها تنها از طریق ترکش کوارکها کار کرده‌ایم و سهم ترکش گلثونی و فرایندهای فوزیونی دیگر در تولید مستقیم مزون  $Y$  را در نظر نگرفته‌ایم. سهم عمده تولید این مزون-ها در تکانه‌های عرضی پایین از طریق ترکش گلثونی و فرایندهای فوزیونی  $g-g, q-q$  یا  $q-g$  صورت می-گیرد که توسط گروه CDF اندازه گیری شده است. علاوه بر اینها خطاهای محاسبات میتواند ناشی از نادیده گرفتن تصحیحات نسبیته و نادیده گرفتن سهمهای مراتب بالاتر نیز باشد. با در نظر گرفتن این خطاها محاسبات به نتایج آزمایشی نزدیکتر خواهد شد.

جدول (۱): مقایسه‌ی  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \Upsilon + b)$  (in nb) در انرژیهای مختلف تواترون و LHC

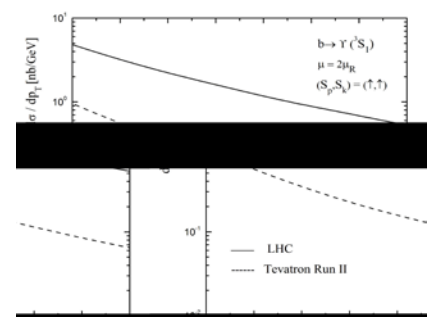
Tevatron Run I	Tevatron Run II	LHC	Meson states $\Upsilon$ (1S)
0.34	0.37	14.5	$^3S_1(\uparrow, \uparrow)$
0.63	0.68	24.3	$^3S_1(\uparrow, \downarrow)$
0.90	0.96	16.5	$^3S_1(\text{total})$
1.12±0.12±0.22 [9]		92[11]	$^3S_1(\text{total})$ reported by CDF



(a)

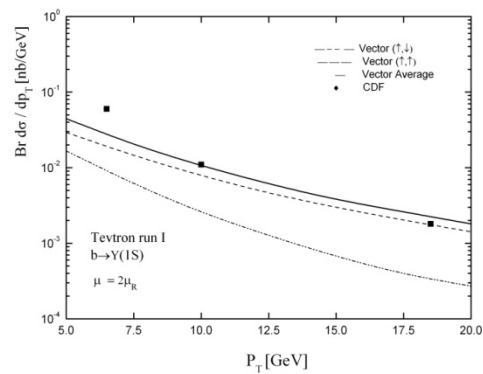
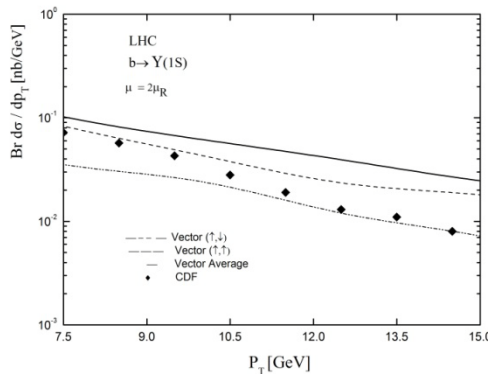


(b)



(c)

شکل (۲): مقایسه سطح مقطع دیفرانسیلی در LHC و Tevatron Run II برای حالت‌های مختلف سمتگیری اسپین کوارک اولیه و نهایی



شکل (۳): توزیع تکانه عرضی سطح مقطع دیفرانسیلی برای حالت برداری  $\Upsilon$  در LHC و Tevatron Run II

## Ref

- [1] R. Sepahvand, S. Dadfar, Nucl Phys A 848(2010) 218
- [2] G. T. Bodwin, E. Braaten, G. P. Lepage, Phys. Rev. D 51 (1995) 1125
- [3] P. Cho, A. K. Leibovich, Phys. Rev. D 53 (1996) 6203
- [5] A.F. Falk, M. Luke, M.J. Savage, M.B. Wise, Phys. Lett. B 312 (1993) 486
- [4] M. Suzuki, Phys. Rev. D 33 (1986) 676
- [6] J. C. Collins, D. E. Soper, G. Sterman, Nucl Phys B, 261 (1985)104
- [7] G. T. Bodwin, Phys. Rev D 31 (1985) 2616
- [8] Nucl. Phys. B 850 (2011) 387
- [9] S. Abachi .et al.,  $\bar{D}_0$  Collaboration ,FERMILAB-CONF-95-206-E, C95-07-27.1
- [10] Phys. Rev D 71 (2005) 032001
- [11] Eur. Phys. J. C 72, 6 (2012)
- [12] F. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3704
- [13] J. Ph. Lansberg, Int. J. Mod. Phys. A, 21, (2006) 3857
- [14] A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling, Phys. Rev.D 50 (1994) 6734