

محاسبه سطح مقطع تولید مزون D_s

سپه وند، رضا؛ حیدری، نسیم

گروه فیزیک دانشگاه لرستان، خرم آباد، ایران

چکیده

در این تحقیق با استفاده از توابع ترکشی که توسط معادله تحول آلترلی پاریزی به مراتب انرژی های بالا تحول یافته اند سطح مقطع تولید مزون D_s را در مقیاس های دو شتابدهنده LHC و $Tevatron Run II$ محاسبه نموده ایم. همچنین از میان کانال های واپاشی مختلف مزون D_s سطح مقطع را با در نظر گرفتن سهم ۲٪ $Br(D_s \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-) = 2\%$ محاسبه نموده ایم.

The calculation of production cross-section of D_s meson

Sepahvand, Reza; Heidari, Nasim

Department of Physics, University of Lorestan, Iran

Abstract

In this research, we have calculated the production cross-section of D_s meson in the scales of LHC and Tevatron Run II accelerators using the fragmentation functions which evaluated into high energies using altarelli-parisi equation. Also through the different decay channels of D_s meson, the cross-section is calculated considering $Br(D_s \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-) = 2\%$ portion.

PACS No. 13

مقدمه

در برخورد دهنده هادرونی بزرگ LHC در مرکز CERN امکانات جدیدی برای مطالعه تولید و خواص هادرونیهای سنگین فراهم شده است. این شتابدهنده با انرژی مرکز جرم ۱۴ TeV پروتون و پروتون را با شدت باریکه $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ برخورد میدهد. حاصل این برخورد پر انرژی می تواند کوآرک های b و c با انرژی های بالا باشد. محاسبات ما در زمینه ی تولید هادرون های سنگین هنگامی قابل تفسیر است که بتوانیم سطح مقطع آنها را بدست آوریم. مزون های D که در ساختار کوآرکی خود حاوی کوآرک c (کوآرک چارم) هستند دارای اهمیت فراوانی هستند چرا که قسمت اعظم سطح مقطع تولید کوآرک چارم به این مزون ها تعلق دارد. [۱] در این کار به محاسبه و مقایسه سطح مقطع تولید

مزون D_s با ساختار کوآرکی $c\bar{s}$ در دو شتابدهنده LHC و

Tevatron Run II پرداخته ایم و نیز میزان سطح مقطع این مزون در کانال واپاشی $Br(D_s \rightarrow \phi\pi^+ \rightarrow K^+K^-) = 2\%$ [۲] را محاسبه کرده ایم.

رویکرد ترکش

وقتی در انرژی های بالا یکی از پارتون های موجود در یک هادرون مورد اصابت پرتابه ای قرار می گیرد، در نهایت با انتقال تکانه جتی از هادرون ها ایجاد می شود، این پدیده که به پدیده ترکش معروف است به وسیله تابع بدون بعدی به نام تابع ترکش توصیف می شود. در واقع این تابع از یک طرف چگونگی فرایند پیچیده تبدیل یک کوآرک یا گلئون را به هادرون ها نشان می دهد و از طرف دیگر می توان به کمک آن سطح مقطع تولید هادرون

$$D^p(z, \mu_0) = \frac{\pi^2 m_2^2 c_f^2 f_M^2 \alpha_s \alpha_2}{12 z m_1^6 g^2(z) f^2(z)} \left\{ \left[\frac{z(m_2^2 + k_T^2)}{8 M m_1} + \frac{M}{8 z m_1} \right] \times \left[\frac{z(m_1^2 + k_T^2)}{2(1-z) M m_2} + \frac{(1-z) M}{2 z m_2} \right] \right. \\ + \frac{a}{2} \left[\frac{z(m_2^2 + k_T^2)}{2 M m_1} + \frac{M}{2 z m_1} \right] + \left[\frac{z(m_1^2 + k_T^2)}{8(1-z) M m_2} + \frac{(1-z) M}{8 z m_2} \right] \times \left[\frac{M}{2 z m_1} + \frac{z(m_2^2 + k_T^2)}{2 M m_1} \right] \\ - b \left[\frac{z(m_1^2 + k_T^2)}{8(1-z) M m_2} + \frac{(1-z) M}{8 z m_2} \right] + \left[\frac{(m_1^2 + k_T^2)}{8(1-z) m_1 m_2} + \frac{(1-z) \times (m_2^2 + k_T^2)}{8 m_1 m_2} - \frac{k_T^2}{4 m_1 m_2} \right] \\ - a \left[\frac{M}{2 z m_1} + \frac{z(m_2^2 + k_T^2)}{2 M m_1} \right] + b \left[\frac{z(m_1^2 + k_T^2)}{4(1-z) M m_2} + \frac{(1-z) M}{4 z m_2} \right] + a^2 \left[\frac{M}{4 z m_1} + \frac{z(m_2^2 + k_T^2)}{4 M m_1} \right] \\ \left. \times \left[\frac{z(m_2^2 + k_T^2)}{2 M m_1} + \frac{M}{2 z m_1} \right] + \frac{1}{4} \right\} \quad (3)$$

در این رابطه k_T تکانه عرضی کوارک اولیه است که کاملاً به پاد کوارک نهایی منتقل می شود چون ما مسئله را در حالتی بررسی می کنیم که اجزای مزون نسبت به هم حرکت نمی کنند. M نیز برابر با مجموع جرم اجزای مزون است. برای بدست آوردن تابع ترکش در مقیاس های بالای انرژی باید از معادله های تحول استفاده کنیم. می توان نشان داد که توابع ترکش در معادله تحول آلترلی-پاریزی صدق میکند [۳]. بنابراین معادله تحول آلترلی-پاریزی برای توابع ترکش پارتون i به هادرون H بصورت زیر می باشد:

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{i \rightarrow H}(z, \mu) = \sum_i \int_z^1 \frac{dy}{y} P_{ij} \left(\frac{z}{y}, \mu \right) D_{i \rightarrow H}(y, \mu) \quad (4)$$

$P_{ij} \left(\frac{z}{y}, \mu \right)$ تابع آلترلی-پاریزی برای انشعاب پارتون نوع i به پارتون نوع j با کسر تکانه طولی $x = \frac{z}{y}$ و z کسر تکانه پارتون نسبت به هادرون می باشد و در پایین ترین مرتبه α_s شکل زیر را دارد:

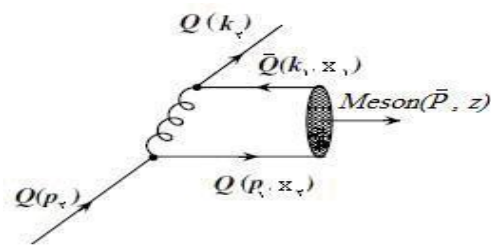
$$P_{Q \rightarrow Q}^{(x, \mu)} = \frac{4 \alpha_s(\mu)}{3 \pi} \left(\frac{1+x^2}{1-x} \right) \quad (5)$$

و $\alpha_s(\mu)$ از روابط زیر به دست می آید:

$$\alpha(\mu) = \frac{\alpha_s(M_z)}{1 + 8 \pi b_0 \alpha_s(M_z) \text{Ln} \left(\frac{\mu}{M_z} \right)} \quad (6)$$

$$b_0 = \frac{33 - 2 n_f}{48 \pi^2} \quad (7)$$

مورد نظر در شتابدهنده ها را پیش بینی کرد. شکل زیر نمودار ترکش کوارک سنگین را به یک مزون در مرتبه LO نشان می دهد.



شکل ۱: دیاگرام فاینمن ترکش کوارک c به مزون D_s در مرتبه LO

محاسبه تابع ترکش

ترکش یک کوارک سنگین به یک مزون از رابطه زیر به دست می آید:

$$D(z, \mu_0) = \frac{1}{2} \sum_s \int |T_M|^2 \delta^3(\vec{p} + \vec{k}_2 - \vec{p}_2) d^3 \vec{p} d^3 \vec{k}_2 \quad (1)$$

که در این رابطه ضریب $1/2$ به معنای متوسط اسپین های اولیه، \sum_s به معنای جمع روی اسپین نهایی، μ_0 مقیاس ترکش، z کسر تکانه ای است که مزون از کوارک ترکش یافته می گیرد.

انتگرال روی فضای فاز و $|T_M|^2$ مربع دامنه برای تولید مزون های سنگین از کوارک اولیه می باشد که از رابطه زیر به دست می آید:

$$T_M = \frac{g^2 m_1 m_2 c_f f_M}{4 \sqrt{6} \bar{p}^0 p_2^0 k_2^0} \times \frac{1}{(k_1 + k_2)} \times \frac{\Gamma}{(\bar{p}^0 + k_2^0 - p_2^0)} \quad (2)$$

در این رابطه m_1 و m_2 به ترتیب جرم اجزای مزون، g ثابت تزویج برهمکنش قوی، c_f ضریب رنگ، f_M ثابت واپاشی مزون، عبارت $\frac{1}{(k_1 + k_2)}$ انتشارگر گلتونی و Γ نشان

دهنده قسمتی از دامنه است که در بر گیرنده ماتریسهای گاما و

اسپینورهای دیراک است و قسمت اسپینوری دامنه نامیده می

شود. جمله $(\bar{p}^0 + k_2^0 - p_2^0)$ نیز مخارج انرژی می باشد. پس از

جایگزینی همه عبارات فوق و محاسبه انتگرال های فضای فاز تابع

ترکش در مقیاس اولیه شکل کلی زیر را خواهد داشت:

شبه سازی تولید کوارکهای سنگین

برنامهی شبه سازی که برای محاسبهی توزیع سطح مقطع دیفرانسیلی و سطح مقطع کل مزون های سنگین از آن استفاده می شود دارای توابع ساختاری است که مربوط به گروه MRS [۵] می باشند که در آن توابع تا مرتبه ی NLO محاسبه شده اند. ورودی های لازم برای این شبه سازی، جرم کوارک های سنگین m_Q ، انرژی در سیستم مرکز جرم شتاب دهنده ی هادرونی یعنی \sqrt{s} ، برش تکانه ی عرضی یا p_T^{Cut} ، برش سرعت $|y(Cut)|$ و توابع ترکش تحول یافته ی $D_{Q \rightarrow Q\bar{Q}}(z, \mu)$ هستند. مقدار $|y(Cut)|$ با استفاده از رابطه ی زیر تعریف می شود:

$$y = \frac{1}{2} \text{Log} \left[\frac{E - p_L}{E + p_L} \right] \quad (11)$$

این برش ها کمیت های تجربی بوده و در اصل به آشکارساز اجازه می دهند تا ذراتی در محدوده برش ها را آشکار کنند.

بحث و نتیجه گیری

با جایگزینی $m_1 = m_s = 0.5 \text{Gev}$ و $m_2 = m_c = 1.27 \text{Gev}$ و

و $c_f = \frac{4}{3}$ ، $f_M = 0.26$ ، $\alpha_s = 0.22$ [۷] در تابع ترکش احتمال

تولید و متوسط پارامتر ترکش را به دست آورده ایم:

جدول ۱: احتمال کل ترکش و مقدار متوسط پارامتر ترکش

فرایند	$\langle z \rangle_{\mu=\mu_R}$	$\langle z \rangle_{\mu=2\mu_R}$	احتمال کل ترکش $\times 10^{-4}$
$c \rightarrow D_s$	0/60	0/47	0/1

شکل زیر رفتار تابع ترکش در مقیاس اولیه یعنی $D(z, \mu_0)$ و

تابع ترکش تحول یافته یعنی $D(z, \mu = 2\mu_0)$ را نشان میدهد:

n_f تعداد طعمهای کوارک زیر مقیاس انرژی μ می باشد.

سطح مقطع تولید و رویکرد ترکش

محاسبات نظری سطح مقطع تولید ذرات در برخورددهنده های هادرونی انرژی بالا بر ایده عاملبندی مدل پارتونی استوار است. یعنی در محاسبه سطح مقطع پراکندگی هادرونها از طریق ترکش کوارکهای سنگین با دو قسمت درگیر هستیم. یکی تولید کوارکهای سنگین از طریق برخورد هادرونها بعنوان پراکندگی سخت و دیگری ترکش این کوارکهای سنگین به هادرونها که فرآیند نرم نام دارد. قسمت تولید پارتونی (تولید کوارک c) مطابق معادله زیر به دو عامل توابع ساختار پروتونهای برخوردکننده و سطح مقطع پراکندگی سخت تولید کوارکهای سنگین از پارتونهای اولیه i و j وابسته است.

$$\sigma_{AB}^{Q\bar{Q}} = \sum_{ij} f_i^A(x_i, Q^2) \otimes f_j^B(x_j, Q^2) \otimes \hat{\sigma}_{ij \rightarrow Q\bar{Q}} \quad (8)$$

به این ترتیب می توان رابطه سطح مقطع پراکندگی دیفرانسیلی تولید مزون های D در برخورد پروتون-پروتون را به صورت زیر نوشت

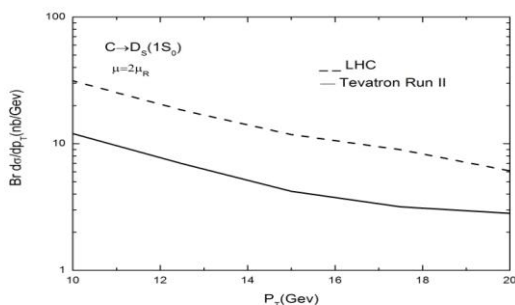
$$\frac{d\sigma}{dp_T} (pp \rightarrow D + X) = \sum_{i,j} \int dx_i dx_j dz f_i^P(x_i, \mu) f_j^P(x_j, \mu) [\hat{\sigma}_{ij}(i, j \rightarrow Q(p_T/z + X, \mu))] D_Q^D(z, \mu) \quad (9)$$

که در آن توابع توزیع پارتونی با کسر تکانه های x_j و x_i می باشد. $\hat{\sigma}$ سطح مقطع پراکندگی سخت تولید کوارک سنگین اولیه و $D_Q^D(z, \mu)$ تابع ترکش تحول یافته در مقیاس μ است. [۴] همچنین μ بر حسب انتخاب اولیه ی ما از مقیاس μ_R که به صورت زیر تعریف می شود:

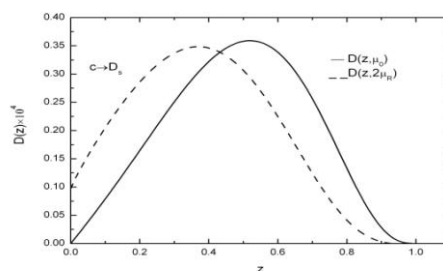
$$\mu_R = \sqrt{p_T^Q (\text{parton})^2 + m_Q^2} \quad (10)$$

این انتخاب مقیاس، که از مرتبه p_T پارتون است، باعث جلوگیری از بزرگ شدن لگاریتمهایی مانند $Ln(p_T/\mu)$ و $Ln(m_Q/\mu)$

در فرآیند میشود. به منظور محاسبه سطح مقطع کل برای تولید مزون های مذکور در رابطه (۹) نسبت به p_T انتگرال گرفته می شود.



شکل ۲: رفتار تابع ترکش در فرایند $c \rightarrow D_S$ در مقیاس های $2\mu_R$ و μ_0



شکل ۳: تغییرات سطح مقطع برحسب توزیع تکانه عرضی در فرایند $c \rightarrow D_S$ در مقادیر کمیت های مورد نیاز در برنامه شبیه سازی تولید کوارک های سنگین برای دو شتابدهنده هادرونی آورده شده است.

جدول ۱: پارامترهای بسیار مهم برخورد دهنده های هادرونی

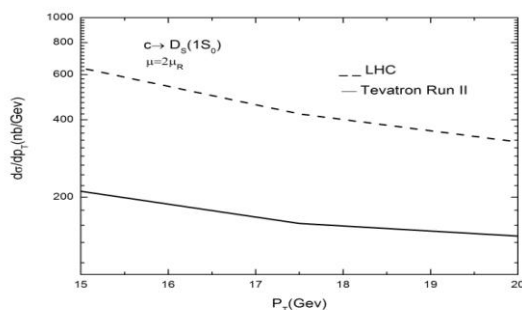
Tevatron Run II	LHC	پارامتر مهم برخورد دهنده
۱۹۶۰	۱۴۰۰۰	\sqrt{s} (Gev)
۶	۱۰	P_T^{cut} (Gev)
۱ [۲]	۰/۵ [۹]	$ y (cut)$

با قرار دادن مقادیر فوق در برنامه، مقدار سطح مقطع مزون D_S مطابق با جدول زیر به دست می آید:

جدول ۲: مقدار سطح مقطع تولید مزون های D_S برحسب nb

مزون	LHC	Tevatron Run II
D_S	۱۸۲۰	$۶۲۸ = ۰/۶۲۸ \mu b$

در شکل های زیر نمودارهای سطح مقطع بر حسب توزیع تکانه عرضی این مزون نشان داده شده است.



شکل ۴: تغییرات سطح مقطع بر حسب توزیع تکانه عرضی در فرایند $c \rightarrow D_S$

همانطور که مشاهده می شود قله تابع ترکش تحول یافته نسبت به تابع ترکش اولیه به سمت Z های کوچکتر متمایل است چون در انرژی های بالا احتمال تولید مزون در اثر ترکش مستقیم در کسر تکانه های پایین تر Z محتمل تر است. علاوه بر این شیب نمودارهای سطح مقطع با افزایش p_T کاهش می یابد زیرا هرچه تکانه عرضی مزون کمتر باشد سطح مقطع تولید آن کمتر میشود.

سطح مقطع گزارش شده این مزون در [۲] در شتابدهنده Tevatron Run II با مشخصات $p_T \geq 8, |y| \leq 1$ برابر

با $۰/۷۵ \mu b$ است که با نتایج ما همخوانی مناسبی دارد. در این تحقیق سهم ترکش گلنونی و مراتب بالاتر نادیده گرفته شده است، که با در نظر گرفتن آنها نتایج ما همخوانی بیشتری خواهد داشت.

همچنین اندازه سطح مقطع در LHC نیز بیشتر از Tevatron Run II است زیرا در این شتابدهنده انرژی برخورد بیشتر است.

مرجع ها

[1]. Andre David, phys.lett. B644(2007)224-227
 [2] Acosta, D; Kenneth Bloom and Fermi lab collaboration, 'Measurement of prompt charm meson production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 1.96 Tev$ (2003), paper 46
 [3]. G. Alterli and G. Parisi, Nucl. Phys. B 126, 298 (1977).
 [4] arxiv:hep-ph/0609123v1 13 sep 2006
 [5] A. D. Martin, R. G. Roberts, W. J. Stirling, phys. Rev. D50(1994)6734
 [6] D. Griffiths, "Introduction to elementary particles", by J. Wiley & Sons (1987)
 [7]. M. E. Bracco†, A. Loz'ea, A. Cerqueira Jr.†, M. Chiapparini †, and M. Nielsen, Brazilian Journal of Physics, vol. 37, no. 1 March, 2007
 [8]. M. A. Gomshi Nobary, J. Phys G: Nucl. part. phys 27(2001)21
 [9] arxiv:1111.1553v2 [hep-ex] 5 Jan 2012