D_s محاسبه سطح مقطع توليد مزون سپه وند، رضا؛ حيدری، نسيم گروه فیزیک دانشگاه لرستان ، خرم آباد ، ایران

چکیدہ

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 **D** و **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٪ = $Br(D_s o \phi \pi^+ o K^+ K^-)$ 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

مزون D_s با ساختار کوارکی \overline{cs} در در دو شتابدهنده LHC مزون D_s مزون ترمیزان سطح مقطع این Tevatron Run II پرداخته ایم و نیز میزان سطح مقطع این مزون در کانال واپاشی ۲٪ = $(T_s \to \phi \pi^+ \to K^+ K^-) = 1$ [۲] را محاسبه کرده ایم.

رويکرد 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 کوارک یا گلئون را به هادرون ها نشان می دهد واز طرف دیگر می توان به کمک آن سطح مقطع تولید هادرون CERN در برخورد دهنده هادرونی بزرگ LHC در مرکز CERN امکانات جدیدی برای مطالعه تولید و خواص هادرونهای سنگین امکانات جدیدی برای مطالعه تولید و خواص هادرونهای سنگین فراهم شده است. این شتابدهنده با انرژی مرکز جرم ۱۹۳۷ در ورد پروتون و پروتون را با شدت باریکه $^{-1}$ s $^{-1}$ ۰۰ برخورد میدهد.حاصل این برخورد پر انرژی می تواند کوارک های $d \ c$ $d \ c$ های سنگین های بالا باشد. محاسبات ما در زمینه ی تولید هادرون های سانرژی های سلح مقطع آنها را با شدت آوریم. می تواند کوارک های $d \ c$ های سنگین هنگامی قابل تفسیر است که بتوانیم سطح مقطع آنها را بدست آوریم.مزون های $D \ c$ که در ساختار کوارکی خود حاوی کوارک مای در وزانی هستند چرا بدست آوریم.مزون های مطح مقطع تولید کوارک مای در این موز ها که قلیم می تولید کوارک مای در این می تولید می تواند کوارک مای در می تواند کوارک مای در معام معلع تولید کوارک چارم به این مزون ها که قطع تولید کوارک چارم به این مزون ها تولید کوارک چارم به این مزون ها

مقدمه

 $D^{p}(z,\mu_{0}) = \frac{\pi^{2}m_{2}^{2}C_{f}^{2}f_{M}^{2}\alpha_{1x}\alpha_{2x}}{12zm_{1}^{6}g^{2}(z)f^{2}(z)f^{2}(z)} \left\{ -\left[\frac{z(m_{2}^{2}+k_{T}^{2})}{8Mm_{1}} + \frac{M}{8zm_{1}}\right] \times \left[\frac{z(m_{1}^{2}+k_{T}^{2})}{2(1-z)Mm_{2}} + \frac{(1-z)M}{2zm_{2}}\right] \right. \\ \left. + \frac{a}{2} \left[\frac{z(m_{2}^{2}+k_{T}^{2})}{2Mm_{1}} + \frac{M}{2zm_{1}}\right] + \left[\frac{z(m_{1}^{2}+k_{T}^{2})}{8(1-z)Mm_{2}} + \frac{(1-z)M}{8zm_{2}}\right] \times \left[\frac{M}{2zm_{1}} + \frac{z(m_{2}^{2}+k_{T}^{2})}{2Mm_{1}}\right] \right] \\ \left. - b \left[\frac{z(m_{1}^{2}+k_{T}^{2})}{8(1-z)Mm_{2}} + \frac{(1-z)M}{8zm_{2}}\right] + \left[\frac{(m_{1}^{2}+k_{T}^{2})}{8(1-z)m_{1}m_{2}} + \frac{(1-z)\times(m_{2}^{2}+k_{T}^{2})}{8m_{1}m_{2}} - \frac{k_{T}^{2}}{4m_{1}m_{2}}\right] \right] \\ \left. - a \left[\frac{M}{2zm_{1}} + \frac{z(m_{2}^{2}+k_{T}^{2})}{2Mm_{1}}\right] + b \left[\frac{z(m_{1}^{2}+k_{T}^{2})}{4(1-z)Mm_{2}} + \frac{(1-z)M}{4zm_{2}}\right] + a^{2} \left[\frac{M}{4zm_{1}} + \frac{z(m_{2}^{2}+k_{T}^{2})}{4Mm_{1}}\right] \right] \\ \left. \times \left[\frac{z(m_{2}^{2}+k_{T}^{2})}{2Mm_{1}} + \frac{M}{2zm_{1}}\right] + \frac{1}{4}\right\}$ (W)

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:

$$\mu \frac{\partial}{\partial \mu} D_{i \to H}(z, \mu) = \sum_{i} \int_{z}^{l} \frac{dy}{y} P_{ij}(\frac{z}{y}, \mu) D_{i \to H}(y, \mu)$$
(*)

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

$$P_{Q \to Q}^{(x,\mu)} = \frac{4\alpha_s(\mu)}{3\pi} (\frac{1+x^2}{1-x})$$
 (b)

و
$$lpha_{s}\left(\mu
ight)$$
از روابط زیر به دست می آید:

$$\alpha(\mu) = \frac{\alpha_{s}(M_{z})}{1 + 8\pi b_{o}\alpha_{s}(M_{z}) \ln(\frac{\mu}{M_{z}})}$$
(9)

$$b_{\circ} = \frac{33 - 2n_{\rm f}}{48\pi^2}$$
 (V)

مقاله نامه کنفرانس فیزیک ایران ۱۳۹۳

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.



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

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

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

که در این رابطه ضریب ۱/۲ به معنای متوسط اسپین های اولیه، $\frac{1}{2}$ 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 $\left| \frac{1}{M} \right|^2$ مربع دامنه برای تولید مزون های سنگین از کوارک اولیه می باشد که از رابطه زیر به دست می آید: (۲) $\frac{1}{M}$

$$T_{M} = \frac{8 \operatorname{M}_{1}\operatorname{M}_{2}\operatorname{M}_{2}}{4\sqrt{6\overline{p}^{0}p_{2}^{0}k_{2}^{0}}} \times \frac{1}{(k_{1}+k_{2})} \times \frac{1}{(\overline{p}^{0}+k_{2}^{0}-p_{2}^{0})} (\Upsilon)$$

$$(\Upsilon)$$

مقاله نامه کنفرانس فیزیک ایران ۱۳۹۳

شبیه سازی تولید کوارکهای سنگین برنامهی شبیه 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 آمی باشند که در آن توابع تا مرتبه ی NLO محاسبه شده اند. [۵]می باشند که در آن توابع تا مرتبه ی ال ورودی های لازم برای این شبیه سازی، جرم کوارک های سنگین m، انرژی در سیستم مرکز جرم شتاب دهنده ی هادرونی یعنی s√، برش تکانه ی عرضی یا p^{Cut} ، برش سرعت |y(Cut] و توابع ترکش تحول یافته ی سرعت ایر(cut) و توابع ترکش تحول یافته ی

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

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

بحث ونتيجه گيرى

 $m_2 = m_c = 1.27 Gev$ و $[\mathcal{P}]m_1 = m_s = 0.5 Gev$ با جایگزینی $e_c = m_c = 1.27 Gev$ و $\mathcal{P}_1 = m_s = 0.5 Gev$ احتمال و $e_f = \frac{4}{3}$ ، $c_f = -\frac{4}{3}$ ، $c_f = -\frac{4}{3}$ و احتمال احتمال و ومتوسط پارامتر ترکش را به دست آورده ایم:

فرايند	$\langle z \rangle_{\mu=\mu_R}$	$\langle z \rangle_{\mu=2\mu_R}$	احتمال کل ترکش× ^{۴-} ۱۰
$c \rightarrow D_s$	0/60	0/47	0/1

جدول ۱: احتمال کل ترکش ومقدار متوسط پارامتر ترکش

شکل زیر رفتار تابع ترکش در مقیاس اولیه یعنی $D(z,\mu_{\circ})$ و تابع ترکش تحول یافته یعنی $D(z,\mu=2\mu_{\circ})$ را نشان میدهد: . تعداد طعمهای کوارک زیر مقیاس انرژی μ می باشد n_f

سطح مقطع تولید و رویکرد ترکش

$$\sigma_{AB}^{Q\overline{Q}} = \sum_{ij} f_i^A(x_i, Q^2) \otimes f_j^B(x_j, Q^2) \otimes \hat{\sigma}_{ij \to Q\overline{Q}} \qquad (A)$$

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

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}p_{\mathrm{T}}}(\mathrm{p}\mathrm{p}\!\rightarrow\!D+\mathrm{X}) = \sum_{\mathrm{i},\mathrm{j}} \int \mathrm{d}\mathrm{x}_{\mathrm{i}} \,\mathrm{d}\mathrm{x}_{\mathrm{j}} \,\mathrm{d}\mathrm{z} \,\mathrm{f}_{\mathrm{i}}^{\mathrm{p}}(\mathrm{x}_{\mathrm{i}},\mu) \tag{9}$$

$$\begin{split} & f_{j}^{p}(x_{j},\mu)[\hat{\sigma}_{ij}\left(i,j\rightarrow Q(p_{T}/z+X,\mu\right)]D_{Q}^{D}\left(z,\mu\right)\\ & \text{ So a conductive for a conductive state of a conductive of a conductive state of a conductive sta$$

$$\mu_R = \sqrt{p_T^Q(parton)^2 + m_Q^2}$$
 (1.)

این انتخاب مقیاس، که از مرتبه \mathcal{P}_{T} پارتون است، باعث جلوگیری $Ln({}^{p_{T}}/_{\mu})$ و $Ln({}^{p_{q}}/_{\mu})$

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→D در مقیاس های 4 و 2µ و c→2 در مقیاس های 40 و c→2 در جدول زیر مقادیر کمیت های مورد نیاز در برنامه شبیه سازی تولید کوارک های سنگین برای دو شتابدهنده هادرونی آورده شده است.

جدول۱: پارامترهای بسیار مهم برخورد دهنده های هادرونی

Tevatron Run II	LHC	پارامتر مهم برخورد دهنده
198.	14	$\sqrt{S}(Gev)$
۶	۱.	$P_T^{cut}(Gev)$
۱ [۲]	•/۵ [٩]	y(cut)

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

nb جدول : مقدار سطح مقطع توليد مزون هاى D_{s} برحسب

مزون	LHC	Tevatron Run II
D_{s}	1820	971-1/971 μb







شکل ۴: تغییرات سطح مقطع برحسب توزیع تکانه عرضی در مقدار $c o D_s$ درفرایند $Br(D_s o K^- K^+ \pi^+) = 2\%$

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 T_{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 الا مشخصات 1 کا الا الا الا الا الا با مشخصات 1 کا الا الا الا الات با ملا ۵/۷۰ است که با نتایج ما همخوانی مناسبی دارد. در این که با در نظر گرفتن آنها نتایج ما همخوانی مناسبی دارد. در این همچنین اندازه سطح مقطع در LHC نیز بیشتر از است. الا است زیرا در این شتابدهنده انرژی برخورد بیشتر است.

[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*
- $\sqrt{s} = 1.96Tev$ (2003), paper 46
- $\sqrt{s} = 1.967 eV$ (2003), paper 10 [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.stiriling, 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, PhysG: Nucl. part, phys27(2001)21
- [9]arxiv:1111.1 553v2 [hep-ex] 5 Jan 2012