پژوهشهای نوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)

محاسبهٔ پدیدهشناسی تابع ترکش مزون B تا تقریب دوم اختلال در نظریه QCD

مریم سلیمانی نیا؛ پژوهشگاه دانشهای بنیادی (IPM)، پژوهشکده ذرات و

شتابگرها

سید محمد موسوی نژاد*؛ دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک

پذیرش: ۹۸/۱۰/۱۵

دریافت: ۹۷/۷/۴

چکیدہ

در این مقاله در رهیافت پدیدهشناسی و به کمک دادههای نابودی الکترون-پوزیترون، تابع ترکش غیر اختلالی مزون B (مزون با طعم کوارک باتم) را تا مرتبه دوم اختلال در نظریه QCD تعیین می کنیم. جهت این محاسبه از برازش کلیه دادههای آزمایشگاهی موجود از گروههای ALEPH، OPAL، SLD2002 و DELPHI استفاده می کنیم. همچنین به کمک رهیافت Hessian، خطا در تعیین توابع ترکش را محاسبه کرده و در یک مثال کاربردی از نتایج به دست آمده، تابع توزیع انرژی مزون B تولید شده از واپاشی کوارک تاپ را تعیین خواهیم نمود. بررسی طیف انرژی مزون B کانال مناسبی برای بررسی خواص کوارک تاپ و به خصوص جستجوی فیزیک جدید در آزمایشگاههایی مانند سرن خواهد بود.

واژهگان کلیدی: تابع ترکش، مزون B، نابودی الکترون-پوزیترون، کوارک تاپ

مقدمه

یکی از مباحث مهم و جذاب در فیزیک ذرات بنیادی، بررسی چگونگی تبدیل پارتونهای رنگدار (کوارکها و گلوئونها) به هادرونهای مشاهدهپذیر بدون رنگ است. در واقع پارتونهای تولید شده در فرآیندهای انرژی بالا به صورت جتهای هادرونی متحول میشوند. یکی از کمیتهای بسیار مهم برای پیشگوییهای تئوری در برخورددهندههای هادرونی مانند LHC¹ یا برخورددهندهٔ بزرگ الکترون-هادرون (CHeC¹) سطح مقطع/نرخ واپاشی یک فرآیند پراکندگی/واپاشی است. در محاسبهٔ هر دو کمیت به تابع ترکش مزون یا هادرون خروجی نیاز است. تابع ترکش بیانگر بخش غیراختلالی گذار پارتون به هادرون بوده و به چگالی احتمال تولید هادرون از پارتون اولیه اشاره دارد. از مهمترین ویژگیهای توابع ترکش، جهانی بودن^۳ آنها است به این معنی که احتمال ترکش به دست آمده

*نویسندهٔ مسئول: mmoosavi@yazd.ac.ir

³ Universality

¹ Large hadron collider (LHC)

² Large hadron-electron collider (LHeC)

برای آنها وجود دارد جهت استخراج توابع ترکش کمک گرفت و سپس توابع ترکش بهدست آمده را در هر فرایند دیگر به کار گرفت.

چارچوب تحلیلی حل مسأله

همان گونه که گفته شد، از آنجایی که توابع ترکش کمیتهای جهانی هستند لذا میتوان از آزمایشهایی که دقیقترین و بیشترین دادههای تجربی برای آنها موجود است جهت استخراج این توابع کمک گرفت. از میان همهٔ فرایندهای فیزیکی موجود، فرایند نابودی زوج

$$e^{\bar{e}} e^+ \to (Z, \gamma^*) \to i\bar{i} \to B + X \tag{1}$$

که از طریق فوتون مجازی یا بوزون Z میتواند رخ دهد، بهترین و تمیزترین فرایند ممکن در تعیین تابع ترکش غیراختلالی مزون B است چرا که حضور کمیتهای غیراختلالی دیگر مانند تابع توزیع پارتونها (که در برخورد پروتون-پروتون یا الکترون-پروتون ظاهر میشوند) منتفی است. در رابطهٔ (۱)، X نمایندهٔ جتهای هادرونی مشاهده نشده در حالت نهایی است. جهت محاسبهٔ سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی فرایند فوق (یعنی کمیت $d\sigma/dx_B$) در QCD اختلالی، از قضیه جداسازی⁶ به صورت [۱۳]

⁴Two-Higgs-Doublet Model(2HDM)

⁵ Factorization theorem

محاسبهٔ پدیدهشناسی تابع ترکش مزون B تا تقریب دوم اختلال در نظریه QCD

$$\frac{d\sigma(\mathbf{x}_{B},s)}{dx_{B}} = \sum_{i=q,g} \int_{x_{B}}^{b} (\frac{dx_{i}}{x_{i}}) \frac{d\hat{\sigma}}{dx_{i}} (x_{i},\mu) D_{i}^{B}(\frac{x_{B}}{x_{i}},\mu)$$
(7)

استفاده می کنیم که در آن $d\hat{\sigma}/dx$ سطح مقطع تولید پارتونی و $D_i^B(z,\mu)$ توابع ترکش پارتونی هستند که در ادامه، با جزییات توضیح داده خواهند شد. در رابطهٔ (۲)، متغیرهای بهنجار شدهٔ $X_i = rE_i/\sqrt{s}$ و $X_i = rE_B/\sqrt{s}$ ، به ترتیب، متناسب با کسری از انرژی برخورد ($s = Q^r$) هستند که توسط پارتون i (کوارک یا گلوئون) و هادرون نهایی B حمل میشوند. در این رابطه، همچنین پارامتر μ مقیاس تولید هادرون B است که مقدار آن تابع فرآیند نبوده و به طور اختیاری انتخاب میشود. در واقع در مرتبه دوم اختلال، پارامتر μ مقیاسی را معرفی کند که در آن واگرائیهای مرتبط با تابش گلوئون همراستا^ع با کوارک یا پادکوارک بدون جرم حذف خواهند شد. در مورد مقدار انتخابی این منجه، در ادامه، توضیح خواهیم داد. همانگونه که اشاره شد، در رابطهٔ (۲)، (M_i , M_i , M_i) سطح مقطع تولید پارتونی فرایند ($g = e^+ \rightarrow ii$) در نظریه (MLO) و دوم اختلال (LO) و در نظریه مقداه، ما تعیین شده است. در مرتبهٔ دوم اختلال، سهم گلوئون در محاسبهٔ سطح مقطع پارتونی وارد خواهد شد. در این مقاله، ما از رهیاف بدون جرم^v کمک می گیریم که در آن از جرم همهٔ کوارکها و مزون خروجی صرفنظر میشود. در این مقاله، ما رهیافت و تا مرتبهٔ دوم اختلال، سهم گلوئون در محاسبهٔ سطح مقطع پارتونی وارد خواهد شد. در این مقاله، ما رهیافت و تا مرتبهٔ دوم اختلال، سهم گلوئون در محاسبهٔ سطح مقطع پارتونی وارد خواهد شد. در این مقاله، ما رهیافت و تا مرتبهٔ دوم اختلال، سطح مقطع پارتونی وارد خواهد شد. در این مقاله، ما

$$\frac{d\sigma_{q_i}}{dx_q}(x_q,\mu) = N_c \sigma_o (V_{q_i}^{\gamma} + A_{q_i}^{\gamma}) \left\{ \delta(1 - x_q) + \frac{\alpha_s(\mu)}{\gamma \pi} \left[P_{q \to q}^{(o,T)}(x_q) \ln \frac{s}{\mu^{\gamma}} + C_q(x_q) \right] \right\},$$

$$\frac{d\sigma_g}{dx_g}(x_g,\mu) = \gamma N_c \sigma_o \sum_{i=1}^{n_f} (V_{q_i}^{\gamma} + A_{q_i}^{\gamma}) \frac{\alpha_s(\mu)}{\gamma \pi} \left[P_{q \to g}^{(o,T)}(x_g) \ln \frac{s}{\mu^{\gamma}} + C_g(x_g) \right].$$
(Y)

اینجا، $N_c = m^- \mu^- \mu^- \mu^-$ سطح مقطع کل فرایند $P_c^* = e^+ \to \mu^- \mu^- \mu^-$ (به ازای میونهای $N_c = m_c$ اینجا، $N_c = m_c$ (به ازای میونهای $N_c = m_c$ (به ازای میونهای برداری (بدون جرم) است که در آن α ثابت ساختار ریز است. در رابطهٔ فوق، $V_{q_i}^{r}$ و $V_{q_i}^{r}$ جفت شدگیهای برداری و برداری - محوری مؤثر کوارک (q_i با فوتون و بوزون Z هستند که در مرجع [۱۴] داده شدهاند. همچنین $P_{a \to b}^{(\circ,T)}$ توابع شکافتگی شبهزمانی (در مرتبهٔ اول اختلال هستند (18–18):

$$P_{q \to q}^{(\circ,T)}(y) = C_F \left[\frac{r}{r} \delta(1-y) + \frac{1+y^r}{(1-y)_+} \right],$$

$$P_{q \to g}^{(\circ,T)}(y) = C_F \frac{1+(1-y)^r}{y}.$$
(£)

⁶ Collinear gluon radiation

⁷ Zero-mass

⁸ Wilson coefficients

⁹ Axial-vector coupling

¹⁰ Time-like splitting functions

پژوهشنوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)

$$\begin{split} C_{q}(y) &= C_{F} \Bigg[(-\frac{\vartheta}{\tau} + \frac{\tau}{\tau} \pi^{\tau}) \delta(\vartheta - y) - \frac{\tau}{\tau} (\frac{\vartheta}{\vartheta - y})_{+} + \tau \Bigg[\frac{\ln(\vartheta - y)}{\vartheta - y} \Bigg]_{+} + \frac{\vartheta}{\tau} - \frac{\tau}{\tau} y \\ &+ \tau \frac{\ln y}{\vartheta - y} - (\vartheta + y) \Big[\tau \ln y + \ln(\vartheta - y) \Big] \Bigg], \end{split}$$

$$\begin{aligned} C_{g}(y) &= C_{F} \frac{\vartheta + (\vartheta - y)^{\tau}}{y} \Big[\tau \ln y + \ln(\vartheta - y) \Big], \end{aligned}$$

$$(\diamond)$$

که $\Gamma_F = 4$ فاکتور رنگ بوده و نسخهٔ "+"^{۱۱} یک تابع هم به طور مرسوم تعریف می شود. همان گونه که اشاره شد، پارامتر µ مقیاس تولید هادرون B است که مقدار آن به طور اختیاری انتخاب می شود. جهت حذف جملات (s/μ^r) در رابطه (۳)، ما به طور قراردادی $\sqrt{s} = \mu$ را انتخاب می کنیم. در رابطهٔ (۲)، $D_q^B(z,\mu)$ تابع ترکش کوارک p به مزون B در مقیاس انرژی µ بوده که به احتمال تولید مزون از کوارک والد اشاره می کند و تابع ترکش کوارک p به مزون C در مقیاس انرژی µ بوده که به احتمال تولید مزون از کوارک والد اشاره می کند و Occ 2 یانگر کسر انرژی منتقل شده از کوارک p به مزون B در چارچوب مرکز جرم فرایند است. در نظریهٔ Occ 2 وابستگی z توابع ترکش به طور تحلیلی قابل محاسبه نیست، هر چند، هرگاه مقدار آنها در مقیاس اولیه مµ داده شود می توان به کمک معادلات تحول آلتارلی-پاریسی [۵]-۹]:

$$\frac{d}{d\ln\mu^{\tau}}D_{q}(z,\mu) = \frac{\alpha_{s}(\mu)}{\tau\pi} \sum_{q'} \int_{z}^{t} \frac{dy}{y} P_{q \to q'}^{T}(y,\alpha_{s}(\mu)) D_{q'}(\frac{z}{y},\mu)$$
(7)

مقدار آنها را در مقیاسهای بالاتر ترکش تعیین نمود. در این مقاله، مطابق مرسوم، ما مقدار $\mu_{\circ} = m_{c}$ را برای $\mu_{\circ} = m_{c}$ و مقدار $q = g, u, \overline{u}, d, \overline{d}, s, \overline{s}, c, \overline{c}$ و مقدار $\mu_{\circ} = m_{b}$ را برای کوارکهای $q = b, \overline{b}$ در نظر می گیریم.

دادههای آزمایشگاهی

در این کار از برازش کلی بر روی همهٔ دادههای موجود در تولید مزون B در فرآیند فراگیر نابودی الکترون-پوزیترون استفاده می کنیم. دادههای آزمایشگاهی که در این برازش مورد استفاده قرار گرفته است توسط گروه [۱۰] SLD در SLAC و گروههای DELPHI، ALEPH و DPA در CERN گزارش شدهاند [۸،۹،۱۱]. تمامی این دادهها از سایت ^{۱۲} Hepdata قابل دسترس هستند. آزمایشهای مربوط به این دادهها در مقیاس انرژی ۹۱/۲ (مقیاس رزونانس بوزون Z) صورت گرفتهاند. از بین این دادهها جدیدترین داده مربوط به گروه IDELPHI است که تاکنون در محاسبه توابع ترکش مزون B استفاده نشده است [۷و۸] و برای اولین بار در این برازش به کار گرفته میشود و نتایج آنالیزهای قبلی نیز بروز خواهند شد. همه این دادهها از نوع سطح مقطع دیفرانسیلی بهنجار شده به سطح مقطع کل

¹¹ Plus prescription

¹² https://www.hepdata.net/

مرتبهٔ اول و دوم اختلال آورده شده است. به منظور اجتناب از رفتارهای پارامتری توابع ترکش در z های کوچک، برخی از دادهها را در این ناحیه حذف میکنیم. دادههای حذف شده از گروه ALEPH در ناحیهٔ z < ./75، از گروه DELPHI در ناحیهٔ SLD در ناحیهٔ OPAL در ناحیهٔ z < ./75 و از گروه ماکتند. برای دادههای به کار گرفته است. بازرش در ناحیهٔ z مالا در ناحیهٔ SLD در ناحیهٔ SLD در ناحیهٔ OPAL در ناحیهٔ COPAL در ناحیهٔ J c < ./76 در ناحیهٔ J c < ./76 در ناحیهٔ C < ./76 در ناحیهٔ SLD در ناحیهٔ OPAL در ناحیهٔ J c < ./76 در این برازش در ناحیهٔ J c < ./76 در این برازی در ناحیهٔ J c < ./76 در این محاد در این محاسبات پس از اعمال برش J c < ./76 داده است. این آنالیز در رهیافت بدون جرم با تعداد طعم متغیر (^{۳۳} ZM-VFNS) انجام شده است که در آن تعداد طعم فعال J c = ./66 در آمر گرفته میشود.

پارامتربندی تابع ترکش تا مرتبهٔ دوم اختلال

از آنجایی که توابع ترکش مربوط به بخش غیراختلالی فرایند هستند لذا جهت محاسبهٔ آنها در روشهای پدیده شناسی، ابتدا یک شکل پارامتربندی مناسب در مقیاس اولیه برای آنها در نظر گرفته می شود و سپس با کمک داده های آزمایشگاهی موجود، پارامترهای این توابع در مقیاس اولیه ترکش تعیین می شوند. آن گاه با استفاده از دستهٔ معادلات تحول آلتارلی-پاریسی این توابع در مقیاس های انرژی دیگر استخراج می شوند. فرمهای پارامتربندی شده متفاوتی برای توابع ترکش پیشنهاد شده است که از مهم ترین آنها می توان به مدل های زیر اشاره نمود:

$$Peterson \ Model [[\mathsf{N} \mathsf{Y}] : \qquad D_Q^H (z, \mu_\circ) = N \frac{z(\mathsf{N} - z)^{\mathsf{Y}}}{\left[(\mathsf{N} - z)^{\mathsf{Y}} + \varepsilon z \right]^{\mathsf{Y}}},$$

$$Bowler \ Model [[\mathsf{N} \mathsf{A}] : \qquad D_Q^H (z, \mu_\circ) = N z^{-(\mathsf{N} + \mathsf{Y}^{\mathsf{Y}})} (\mathsf{N} - z)^{\alpha} e^{\frac{-y^{\mathsf{Y}}}{z}},$$

$$Kartvelishvi \ Model [[\mathsf{N} \mathsf{S}] : \qquad D_Q^H (z, \mu_\circ) = (\mathsf{N} + \alpha) (\mathsf{Y} + \alpha) z^{\mathsf{Y}} (\mathsf{N} - z),$$

$$Power \ Model [[\mathsf{Y} \cdot] : \qquad D_Q^H (z, \mu_\circ) = N z^{\alpha} (\mathsf{N} - z)^{\beta}.$$

$$(\mathsf{V})$$

در این مقاله، توابع ترکش مزون B در مقیاس اولیهٔ انرژی هم در مرتبهٔ LO و هم NLO را به صورت زیر پارامتری می نماییم [۲۰]:

$$D_{i}^{H}(z,\mu_{\circ}^{2}) = N_{i} z^{\alpha_{i}} (1-z)^{\beta_{i}}.$$
 (A)

این انتخاب "مدل ساده توانی^۱" نامیده میشود. سپس با استفاده از دادههای آزمایشگاهی فرآیند نابودی الکترون-پوزیترون به برازش این فرم پارامتری و استخراج پارامترهای آزاد آن می پردازیم. توان α_i که مربوط به جملهی z میشود، نواحی z های کوچک را کنترل میکند و توان β_i که مربوط به جملهی (z - 1) میشود نواحی z های بزرگ را کنترل میکند. مقیاس اولیهٔ انرژی در نظر گرفته شده برابر با جرم کوارک باتم (f/0 GeV) در نظر گرفته شده است. در این مقیاس انرژی، ترکش کوارک باتم به صورت رابطهٔ (۸) تعریف میشود که توصیف کنندهٔ گذار کوارک

¹³ Zero-mass variable-flavor-number-scheme (ZM-VFNs)

¹⁴ Simple power model

b/b به مزون B میباشد و برای بقیهٔ کوارکها و همچنین گلوئون، تابع ترکش در مقیاس اولیه صفر در نظر گرفته میشود. با استفاده از معادلات تحول آلتارلی-پاریسی توابع ترکش هر یک از کوارکهای سبک، سنگین و گلوئون در انرژیهای بالاتر سهمی را دریافت خواهند کرد. پارامترهای آزاد مدل در نظر گرفته شده پس از بهترین برازش، در جدول ۲ گزارش شدهاند. این نتایج یک بار برای مرتبهٔ اول اختلال و بار دیگر در مرتبهٔ دوم اختلال در این جدول گزارش شدهاند.

دادههای آزمایشگاهی	مقياس انرژي	تعداد دادهها	LO	NLO
	(GeV)			
ALEPH [٢]	٩١/٢	۱۸	۶۵/۹۱۷	14/878
DELPHI [٣]	٩ ١/٢	٨	۳۵/۶۷۹	٧/۵۳۵
OPAL [۴]	٩١/٢	۱۵	204/8NV	30/29F
SLD[1]	٩ ١/٢	۱۸	191/497	20/820
Total		۵۹	۵۴۷/۷۸۲	۸۳/۱۸۰
χ^{γ} / d.o.f			۹/۷۸ ۱	۱/۴۸۵

جدول۱: دادههای آزمایشگاهی استفاده شده در آنالیز برای محاسبه توابع ترکش مزون B در مرتبه LO و NLO.

جدول۲: پارامترهای محاسبه شده در رابطه (۸) مربوط به کوارک b/b در تولید مزون B در دو مرتبه LO و NLO.

پارامترهای تابع ترکش	Ν	α	β
LO	Υλωγω/λλγ	21/228	٣/٠٨٩
NLO	2020/014	10/474	۲/۳۹۴

روش محاسبه خطا در رهیافت Hessian (مینیمم کردن ^۲))

پارامترهای آزاد در توابع ترکش مزون B که در رابطهی (۸) معرفی شدهاند توسط مینیمم کردن تابع χ^{r} برای سطح مقطع دیفرانسیلی تعیین می شوند. برای محاسبهٔ این تابع، پیشگوییهای نظری محاسبه شده از مدل ما در همان Z و انرژی داده ی آزمایشگاهی باید محاسبه شود و همانطور که قبلاً اشاره کردیم، تحول به انرژیهای بالاتر توسط معادلات تحول انجام می شود. در فرایند آنالیز، هریک از دسته دادههای آزمایشگاهی دارای یک مقدار χ^{r} مخصوص به خود هستند که از رابطهٔ زیر تعیین می شوند. از مدل ما در همان کر و معاند که از مایشگاهی بالاتر توسط معادلات معادلات می شود. در فرایند آنالیز، هریک از دسته دادههای آزمایشگاهی دارای یک مقدار χ^{r} مخصوص به خود هستند که از رابطهٔ زیر تعیین می شوند [۳].

$$\chi^{r} = \sum_{j=1}^{k} \left(\frac{E_{j} - T_{j}}{\sigma_{j}^{E}} \right)^{r}$$
(9)

در این رابطه T_j و T_j به ترتیب مقادیر تئوری و آزمایشگاهی کمیت $(\sqrt[1]{\sigma_{tot}})(d\sigma/dz)$ مربوط به فرایند نابودی الکترون-پوزیترون هستند. همچنین σ_j^E مقدار خطای کل محاسبه شده مربوط به دادههای آزمایشگاهی است به

طوری که این کمیت شامل هم خطاهای سیستماتیک و هم آماری دادهها میشود: $(\sigma_j^{sys})^2 + (\sigma_j^{sys})^2 + (\sigma_j^{sys})^2$, مقادیر خطا توسط گروههای مختلف آزمایشگاهی (OPAL و ALEPH، DELPHI، SLD و OPAL) و OPAL) معتاد در رابطهٔ (۹)، لم تعداد کل دادههای تجربی مربوط به یک گروه است. بهینهسازی و تعیین بهترین مقدار χ نیز توسط برنامه MINUIT سرن [۲۱] انجام میشود که به صورت عام در اختیار همه قرار دارد. مقادیر به دست آمده از ۲۱] انجام میشود که به صورت عام در اختیار همه قرار دارد. مقادیر به دست آمده از $\chi^r/d.o.f$ و در مرتبهٔ NLO برابر NLO از دسته دادههای آزمایشگاهی گزارش مده است. مقدار تربهٔ OL میشود از ۲۸ نیز توسط مقادیر به دست آمده از آرمان از ۲۸ میشود که به صورت عام در اختیار همه قرار دارد. مقادیر به دست آمده از ۲۱] انجام میشود که به صورت عام در اختیار همه قرار دارد.

بررسی کیفیت برازش، مقایسه با نتایج سایر گروهها

در این بخش، نتایج آنالیز تابع ترکش کوارک باتم به مزون ${
m B}$ در دو مرتبهٔ اول و دوم اختلال را ارائه خواهیم کرد. نتایج مدلمان را با جدیدترین مدل نظری مطالعه شده در مرتبه دوم اختلال [۷] و همچنین با دادههای آزمایشگاهی مقایسه خواهیم کرد. همان طور که قبلا توضیح داده شد، در مرجع [۷] تابع ترکش مزون B تا مرتبه دوم اختلال و بدون محاسبه خطا تعیین شده است. در کار حاضر با در نظر گرفتن دادههای جدید گروه DELPHI تابع ترکش مزون را به همراه خطای مربوطه تعیین کردهایم. در شکل ۱ تابع ترکش کوارک باتم ($\mathrm{D}^{\mathrm{B}}_{\mathrm{b}}(\mathrm{z},\mu)$) در مقیاس اولیه انرژی B بر حسب متغیر z نشان داده شده است. در این شکل، نمودار سمت راست تابع ترکش را در مرتبه اول $\mu_\circ=4.5{
m GeV}$ اختلال نشان می دهد و در نمودار سمت چپ، این تابع در مرتبه دوم اختلال رسم شده است. در هر دو نمودار خطای محاسبه نیز نشان داده شده است. نتایجمان در مرتبه دوم اختلال با نتایج پدیدهشناسی گروه KKSS [۷] نیز مقایسه شده است که حاکی از سازگاری این دو آنالیز است. در شکل ۲ با استفاده از توابع ترکش محاسبه شده در شکل۱، سطح مقطع دیفرانسیلی بهنجار شده در مرتبه اول اختلال را پیشگویی کرده و با دادههای آزمایشگاهی استفاده شده در برازش مقایسه کردهایم. همانگونه که انتظار میرفت، در این مرتبه از اختلال پیشگویی تئوری بدلیل نادیده گرفتن سهم گلوئون در تولید مزون ${
m B}$ ، با داده های آزمایشگاهی همخوانی مناسبی ندارد. این عدم تطابق در ناحیه ${
m z}$ های میانی تا z های کوچک افزایش مییابد. به همین دلیل برای مقدار پارامتر تعیین کننده کیفیت برازش (X^r/d.o.f) عدد بزرگی به دست آمده است: $\chi^{r}/d.o.f = 9/VA1$. با اضافه شدن سهم گلوئون و کوارکهای دیگر در تولید m B مزونها در مرتبه دوم اختلال، در شکل ۳ نتایج برازش بهبود یافته است. همانگونه که از شکل ۲ و نتیجه برازش در این مرتبه ($\chi^{r}_{
m NLO}$ / d.o.f = ۱/ ۴۸۵)) ملاحظه می شود همخوانی خوبی بین نتایج تئوری و آزمایشگاهی وجود دارد. جهت مقایسه کیفی برازش انجام شده، نتایج این برازش با نتایج ارائه شده توسط گروه KKSS [۷] در مرتبه دوم اختلال (نمودار خط چین) مقایسه شده است که حکایت از برازش بهتر کارمان دارد. با مقایسه شکل ۲ و شکل ۳، علاوه بر بهبود نتایج در عبور از دادههای آزمایشگاهی، باند خطای محاسبه شده در مرتبه دوم اختلال نیز نسبت به مرتبه اول کاهش یافته است که مؤ یّد اثر مهم تصحیحات QCD اختلالی در بهبود نتایج تئوری است. انتظار داریم با گذار به مرتبه سوم و بالاتر اختلال نتایج همخوانی بهتری با دادههای آزمایشگاهی داشته باشند که انجام این محاسبات مستلزم داشتن ضرایب ویلسون فرایند $\overline{ii} o e^- e^+ o ii$ در مراتب بالاتر اختلال است. در این مقاله، محاسبه تئوری سطح مقطع و همچنین توابع ترکش توسط برنامهای به زبان فرترن انجام شده است. همچنین بهینهسازی پارامترهای مجهول به کمک کدی بنام MINUIT که در سایت سرن قابل دسترس است، انجام شده است.



شکل۱: تابع ترکش کوارک b / b در مقیاس اولیه انرژی Q₀ = ۴.۵GeV در دو مرتبه LO و NLO. در شکل سمت چپ نتایج با مدل پدیدهشناسی گروه KKSS نیز مقایسه شده است. در هر دو مرتبه، خطای محاسبه تابع ترکش کوارک باتم محاسبه شده است.



شکل۲: مقایسه نتایج تئوری برای سطح مقطع دیفرانسیلی بهنجار شده (۱/ σ_{tot} × dσ^B / dz) در مرتبه اول اختلال با دادههای آزمایشگاهی گزارش شده از گروههای ALEPH، ALEPH، مطح د



شکل۳: مقایسه نتایج تئوری برای سطح مقطع دیفرانسیلی بهنجار شده (۵ / 5 / 5 / 0 / 0 (۱ / ۵ مر تبه دوم اختلال با دادههای آزمایشگاهی گزارش شده از گروههای OPAL، DELPHI ، ALEPH و SLD. همچنین پیشگویی مدلمان (۸) در این مر تبه اختلال با پیشگویی مدل KKSS (نمودار خط-چین) [۶] در همین مر تبه مقایسه شده است.

طیف انرژی مزون B از واپاشی کوارک تاپ در مدل استاندارد و مدلهای ماورای آن کوارک تاپ به عنوان سنگینترین ذره مدل استاندارد فیزیک ذرات، طول عمر بسیار کوتاهی دارد (حدود ^{۲۰}-۰۱×٥/٥ ثانیه [۲۲]) و لذا نمیتواند در تشکیل هیچ ساختار مقیدی شرکت کند. بنابراین اطلاعات اسپینی آن بدون تغییر به ذرات حاصل از واپاشی آن منتقل میشود. این خاصیت، شرایط منحصر بفردی را ایجاد میکند که میتوان با مطالعه توزیع انرژی محصولات واپاشی آن به تعیین هرچه دقیقتر خواص آن از جمله جرم آن پی برد. برخورد دهنده بزرگ هادرونی (LHC) در سرن به عنوان کارخانه تولید کوارک تاپ شناخته میشود. در این برخورد دهنده در شرایط طراحی شده (انرژی مرکز جرم $\sqrt{S} = 167 e c$ و درخشندگی^{۵۱ ا-3} ^{۲۰} میان این برخورد میلیون زوج *T* تولید میشود [۳۲]. تولید این تعداد زیاد کوارک تاپ امکان تعیین دقیق خواص این ذره از جمله جرم، نرخ واپاشی کل (۲٫) و کسر انشعاب^{۱۹} آن به محصولات مختلف را فراهم می کند.

با توجه به عنصر ۹۹۹، $= V_{tb} = V_{tb}$ از ماتریس ترکیب کابیبو- کوبایاشی- ماسکاوا (CKM)، در پایین ترین مرتبه اختلال، کوارک تاپ در مدل استاندارد فیزیک ذرات بنیادی در فرایند دو جسمی $W \to W^+ = 0$ واپاشیده شده و در مدلهای ماورای مدل استاندارد به صورت $H \to bH^+$ وامیپاشد (با فرض $m_t \ge m_{H^+}$). بوزونهای هیگز باردار سبک در سناریوهای متفاوتی از جمله مدلهای سه گانه (۲۹] و دوگانه-هیگز-دوتایی [۲۵] پیشبینی شدهاند. در ادامه، بوزونها H / W به زوج لپتون-نوترینو (یا زوج کوارک-آنتی کوارک) واپاشیده میشوند. همچنین کوارک باتم قبل از واپاشی، در فرایند هادرونی شدن (۱۰ به هادرون نهایی بیرنگ و قابل مشاهده تبدیل شده که در اکثر موارد مزون B میباشد. بنابراین میتوان با مطالعهٔ توزیع انرژی مزون تولید شده در فرایند واپاشی کوارک تاپ، کمیتهای وابسته به این کوارک را تعیین کرد.

در این مقاله، با توجه به تعیین تابع ترکش B
ightarrow b در مرتبهٔ دوم اختلال، به مطالعهٔ توزیع انرژی مزون B تولید شده از واپاشی کوارک تاپ در مدل استاندارد و مدل هیگز دوتایی خواهیم پرداخت. از نتایج این کار میتوان به عنوان کانال جدید برای مطالعه خواص کوارک تاپ و همچنین تعیین دقیق تر توابع ترکش پارتونی در آزمایشگاههایی مانند سرن استفاده کرد. از آنجایی که هنوز داده آزمایشگاهی برای مزونهای تولیدی از واپاشی کوارک تاپ وجود ندارد لذه این تاله با توجه برای میتوان به عنوان کانال جدید برای مطالعه خواص کوارک تاپ و محل هیگز دوتایی خواهیم پرداخت. از نتایج این کار میتوان به عنوان کانال استفاده کرد. از آنجایی که هنوز داده آزمایشگاهی برای مزونهای تولیدی از واپاشی کوارک تاپ وجود ندارد لذا در حال حاضر نتایج تئوری، قابل مقایسه با دادههای آزمایشگاهی نیست.

جهت مطالعهٔ توزیع انرژی مزون B، به تعیین تابع توزیع انرژی بهنجار شده این مزون یعنی کمیت جهت مطالعهٔ توزیع انرژی می مرون B، به تعیین تابع توزیع انرژی بهنجار شده این مزون یعنی کمیت $(m_t^r(1-\omega))$ جهت مطالعهٔ توزیع انرژی می در آن $\omega = m_W^r / m_t^r / m_t^r$ (یا $w = m_H^r / m_t^r / m_t^r$) به گونهای که $N \ge 2E_B / (m_t(1-\omega))$ است که مطابق با آن، نرخ واپاشی فرآیند که $N \ge N_B \ge 0$ است که مطابق با آن، نرخ واپاشی فرآیند که $N \ge N_B \ge N_B$ (یا $M_t^r / m_t^r / m_t^r / m_t^r / m_t^r$) به گونهای خده ان $N \ge N_B \ge 0$ (یا $M_t^r / m_t^r / m_t^r / m_t^r / m_t^r / m_t^r)$) و که $N \ge N_B \ge 0$ (یا $N_B \ge 0$ (یا $M_t^r / m_t^r / m_t^r)$) و خده ان $N \ge 0$ (یا $N \ge 0$) ایند پارتونی $N \ge 0$ (یا $N \ge 0$) می از ایند پارتونی $N \ge 0$ (یا $M \ge 0$) می از ایند پارتونی $N \ge 0$) و نام در ان $N \ge 0$ (یا $M \ge 0$) می از ایند پارتونی $N \ge 0$) می از ایند (M \ge 0) می از ایند پارتونی (M \ge 0) (از این مطالعه که در آن (M \ge 0)) و غیراختلالی (توصیف کنندهٔ گذار $N \ge 0$) تورند (M \ge 0)

$$\frac{d\Gamma}{dx_B}(t \to BW^+ / H^+ + Jets) = \int_{x^{\min}}^{x^{\max}} \frac{dx_b}{x_b} \frac{d\Gamma}{dx_b}(\mu_R, \mu_F) D_b^B(\frac{x_B}{x_b}, \mu_F)$$
(1.)

¹⁵ Luminosity

¹⁶ Branching ratio

¹⁷ Higgs triplets

¹⁸ Hadronization process

در این رابطه، $d\Gamma / dx_b$ نرخ واپاشی دیفرانسیلی فرایند پارتونی ${}^{+}M + bW^{+} / H$ مقیاس فاکتوربندی و ${}^{H}M$ مقیاس بازبهنجارش ثابت دوم اختلال در مراجع ${}^{-75}$ داده شده است، همچنین ${}^{\mu}M$ مقیاس فاکتوربندی و ${}^{\mu}M$ مقیاس بازبهنجارش ثابت جفتشدگی قوی است. مقادیر این مقیاسها اختیاری هستند و در این مقاله ما فرض ${}^{\mu}m_{F} = m_{F} = m_{I}$ را انتخاب میکنیم. در رابطه (۱۰)، ${}^{-7}M_{b}^{B}(Z, \mu_{F})$ تابع ترکش غیراختلالی توصیف کنندهٔ گذار ${}^{B}M = {}^{\mu}M_{I}$ را انتخاب ${}^{\mu}M_{c} = {}^{\mu}m_{I}$ (۱)، ${}^{\mu}M_{b}^{B}(Z, \mu_{F})$ را انتخاب توصیف کنندهٔ گذار ${}^{B}M = {}^{\mu}M_{I}$ را در مقیاس میکنیم. در رابطه (۱۰)، ${}^{B}M_{b}^{C}(Z, \mu_{F})$ تابع ترکش غیراختلالی توصیف کنندهٔ گذار ${}^{B}N = {}^{\mu}M_{I}$ را در مقیاس میکنیم. در رابطه (۱۰)، ${}^{B}M_{b}^{C}(Z, \mu_{F})$ تابع ترکش را در مقیاس ${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{b}$ (۲) میتوان تابع ترکش را در مقیاس ${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{F}$ (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{b}$) را در مقیاس ${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{b}$ (۲) میتوان تابع ترکش را در مقیاس ${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{c}$ (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{b}$) را در مقیاس ${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{c}$ (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{c}$) میتوان تابع ${}^{I}M_{c}$ (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{c}$) میتوان تابع ${}^{I}M_{c}$ (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{c}$) میتوان ${}^{I}M_{c}$ (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{c}$) میتوان تابع در مدل استادارد و مدل هیگز دوتای در شکل ${}^{I}M_{c}$ (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_{c}$) (${}^{I}M_{c} = {}^{I}M_$



شکل ۴: طیف انرژی مزون B ناشی از واپاشی کوارک تاپ در مدل استاندارد (خط ممتد) و مدل هیگز دوتایی (نمودار خط چین) با در نظر گرفتن $m_{H^+} = 1$ ۰،GeV، $m_{H^+} = 1$ ۰،GeV

نتيجەگىرى

QCD در این مقاله به مطالعه توابع ترکش پارتونی برای تولید مزون B در مرتبه اول و دوم اختلال در نظریه QCD پرداختیم. جهت استخراج پارامترهای آزاد مدل پیشنهادی تابع ترکش، از برازش تمام دادههای ازمایشگاهی موجود از فرآیند نابودی جفت الکترون-پوزیترون استفاده نمودیم. نسبت به نتایج مراجع $[Y_0A]$ ، تازگی و نوآوری کار ما در استفاده از جدیدترین دادههای فرآیند نابودی الکترون-پوزیترون است که توسط گروه PELPHI گزارش شده است که منجر به بهبود برازش گردید. همچنین در این کار، خطای محاسبه توابع ترکش را تعیین کردیم و در ادامه، به عنوان منجر به بهبود برازش گردید. همچنین در این کار، خطای محاسبه توابع ترکش را تعیین کردیم و در ادامه، به عنوان مناح کاربردی از نتایج به دست آمده، تابع توزیع انرژی مزون B در فرایندهای واپاشی $t \to BW^+ + X$ (در مدل متال کاربردی از نتایج به دست آمده، تابع توزیع انرژی مزون B در فرایندهای واپاشی $t \to BW^+ + X$ (در مدل متال کاربردی از نتایج به دست آمده، تابع توزیع انرژی مزون J در فرایندهای واپاشی $t \to BW^+ + X$ (در مدل

توزیع انرژی مزون خروجی در فرایند $X \to BW^+ + X$ در آزمایشگاهی مانند سرن میتوان خصوصیات دقیق تر کوارک تاپ از جمله جرم آن را اندازه گیری نمود. همچنین از مقایسه توزیع انرژی مزون خروجی در آزمایشگاه با نتایج تئوری به دست آمده از فرایند $X \to BW^+ + X$ میتوان به سیگنالهایی از فیزیک جدید دست یافت. در واقع هرگونه انحراف قابل توجه از نتایج تئوری میتواند به فرایند $X \to BH^+ + X$ نسبت داده شود. محاسبهٔ توزیع انرژی مزون از واپاشی کوارک تاپ قطبیده نیز به همین طریق امکان پذیر است که در این رابطه، نیاز به ضرایب ویلسون واپاشی تاپ قطبیده است که در مراجع [۲۹–۲۹] قابل دسترس هستند.

منابع

1. V. Bertone et al. [NNPDF Collaboration], Eur. Phys. J. C 78 (2018) no. 8, 651.

2. V. Bertone et al. [NNPDF Collaboration], Eur. Phys. J. C 77 (2017) no. 8, 516.

3. M. Soleymaninia, H. Khanpour and S. M. Moosavi Nejad, Phys. Rev. D 97 (2018) no. 7, 074014.

4. M. Soleymaninia, M. Goharipour and H. Khanpour, Phys. Rev. D 98 (2018) no. 7, 074002.

 S. M. Moosavi Nejad, M. Soleymaninia, A. Maktoubian, Eur. Phys. J. A 52 (2016) no.10, 316.

6. A. Mohamaditabar, F. Taghavi-Shahri, H. Khanpour and M. Soleymaninia, arXiv:1808.09255 [hep-ph].

7. B.A. Kniehl, G. Kramer, I. Schienbein, H. Spiesberger, Phys. Rev. D 77 (2008) 014011.

8. J. Binnewies, B. A. Kniehl, and G. Kramer, Phys. Rev. D 58 (1998) 034016.

9. A. Heister et al. (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B 512 (2001) 30.

10. G. Abbiendi et al. (OPAL Collaboration), Eur. Phys. J. C 29 (2003) 463.

11. K. Abe et al. (SLD Collaboration), Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 4300;

Phys. Rev. D 65 (2002) 092006; 66 (2002) 079905(E).

12. J. Abdallah et al. [DELPHI Collaboration], Eur. Phys. J. C 71 (2011) 1557.

13. J. C. Collins, Phys. Rev. D66 (1998) 094002.

14. G. Altarelli, R.K. Ellis, G. Martinelli, S.-Y. Pi, Nucl. Phys. B 160 (1979) 301.

15. V. N. Gribov, L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys. 15 (1972) 438 [Yad. Fiz. 15 (1972) 781].

16. G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B 126 (1977) 298.

17. C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D 27 (1983) 105.

18. M. G. Bowler, Z. Phys. C 11 (1981) 169.

V.G. Kartvelishvili, A.K. Likhoded, Yad. Fiz. 42 (1985) 1306 [Sov. J. Nucl. Phys. 42(1985)
 823].

20. M. Salajegheh, S. M. Moosavi Nejad, H. Khanpour, B. A. Kniehl, M. Soleymaninia, Phys.

Rev. D 99 (2019) 114001.

21. F. James and M. Roos, Comput. Phys. Commun. 10 (1975) 343.

22. K.G. Chetyrkin, R. Harlander, T. Seidensticker, and M. Steinhauser, Phys. Rev. D 60 (1999) 114015.

- 23. S. Moch, P. Uwer, Phys. Rev. D 78 (2008) 034003.
- 24. T.P. Cheng and L.-F. Li, Phys. Rev. D 22 (1980) 2860.
- 25. T.D. Lee, Phys. Rev. D 8 (1973) 1226.
- 26. B.A. Kniehl, G. Kramer and S.M. Moosavi Nejad, Nucl. Phys. B 862 (2012) 720.
- 27. S. Mohammad Moosavi Nejad, S. Abbaspour, JHEP 1703 (2017) 051.
- 28. S. Mohammad Moosavi Nejad, Eur. Phys. J. C72 (2012) 2224.
- 29. S. M. Moosavi Nejad, M. Balali, Phys. Rev. D90 (2014) no.11, 114017.
- 30. S.M. Moosavi Nejad and M. Balali, Eur. Phys. J. C 76 (2016), 173.
- 31. S.M. Moosavi Nejad, Nucl. Phys. B 905 (2016), 217-230.
- 32. S. M. Moosavi Nejad, Phys. Rev. D 88 (2013) 094011.
- 33. S.M. Moosavi Nejad and S. Abbaspour, Nucl. Phys. B921 (2017) 86-103.
- 34. S. Abbaspour, S.M. Moosavi Nejad and M. Balali, Nucl. Phys. B932 (2018) 505-528.