

## B

(IPM)

mmoosavi@yazduni.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۹۱/۸/۲۳؛ پذیرش: ۱۳۹۱/۱۲/۱۳)

QCD

(LHC)

$B^-(S_0)$

جداسازی (عامل بندی)<sup>۱</sup> و معادلات تحول آلتارلی-پاریسی قابل محاسبه است [۲۰۱]. اهمیت توابع ترکش در پیش بینی های مستقل از مدل برای سطح مقطع تولید هادرون های مختلف در شتاب دهنده ها از جمله شتاب دهنده بزرگ هادرونی<sup>۲</sup> است. همچنین از توابع ترکش می توان در آزمون های QCD همانند مقایسه پیش بینی های نظری با اندازه گیری های اخیر از برهم کنش پروتون- پروتون در برخورد دهنده یون سنگین<sup>۳</sup>، محاسبات مربوط به کسر انشعاب<sup>۴</sup> مدهای واپاشی ذرات و همچنین برای

در پراکندگی های سخت، پارتون ها در یک فرآیند غیر اختلالی به هادرون های بی رنگ قابل مشاهده در آزمایشگاه تبدیل می شوند. جهت توصیف نحوه گذار یک پارتون به هادرون نهایی از تابع ترکش استفاده می شود. در حقیقت، تابع ترکش بیانگر چگالی احتمالی تولید یک هادرون از پارتون اولیه است. نظریه QCD اختلالی ابزاری مناسب برای مطالعه فرآیندهای تولید هادرون مانند نابودی الکترون- پوزیترون، پراکندگی های غیرالاستیک لپتون- نوکلئون و برخوردهای هادرون- هادرون است. مشخص شده است در همه موارد، سطح مقطع تولید هادرون های نهایی در مقیاس های مختلف برهم کنش های قوی با استفاده از QCD اختلالی، قضیه

۱. Factorization Theorem

۲. Large Hadron Collider

۳. Relativistic Heavy Ion Collider

۴. Branching fraction

$$x_q = \frac{\sqrt{2}E_q}{Q}, \quad (3)$$

و

$$x_H = \frac{\sqrt{2}E_H}{Q}.$$

در رابطه (۲)،  $D_q^H$  تابع ترکش پارتون  $q$  (با انرژی  $Q^2$ ) به هادرون  $H$  و  $d\sigma/dx_q$  ضرایب ویلسون مربوط به پراکندگی سخت  $q\bar{q} \rightarrow e^-e^+$  هستند، که دقت محاسبه در تعیین تابع ترکش به میزان دقت در محاسبه این توابع تحلیلی بستگی دارد. همچنین پارامتر  $\mu$  سنجه جداسازی است که مقدار آن تابع فرآیند نیست و به طور اختیاری انتخاب می‌شود. در رهیافت پدیده‌شناسی، ابتدا مدلی شامل چندین پارامتر آزاد برای تابع ترکش پیشنهاد می‌شود، سپس با در اختیار داشتن ضرایب ویلسون فرآیند و با در نظر گرفتن داده‌های آزمایشگاهی موجود برای سطح مقطع دیفرانسیلی تولید هادرون، نتایج نظری (در حضور تابع ترکش پیشنهادی) با داده‌های آزمایشگاهی برآزش داده شده و پارامترهای موجود در تابع ترکش، در مقیاس اولیه‌ای که معمولاً جرم پارتون در نظر گرفته می‌شود، تعیین می‌گردند. در حضور جرم پارتون و هادرون، رابطه (۲) نیاز به تصحیح دارد. این رابطه اصلاح شده را می‌توان در مرجع [۹] یافت.

در رهیافت پدیده‌شناسی، اساس کار بر این نکته استوار است که تابع ترکش مستقل از فرآیند بوده و یک تابع جهانی است. از آنجایی که داده‌های زیاد و دقیقی برای فرآیند نابودی الکترون-پوزیترون جهت تشکیل یک هادرون (فرآیند ۱) موجود است، لذا این فرآیند بهترین گزینه برای برآزش جهت تعیین پارامترهای ترکش است. تاکنون چندین مدل برای توصیف تابع ترکش پیشنهاد شده است که مشهورترین آنها مدل پترسون<sup>۱</sup> [۱۰] و مدل توانی<sup>۲</sup> [۱۱] به ترتیب با دو و سه پارامتر آزاد هستند:

$$D(z, \mu_0^2) = N \frac{z(1-z)^\alpha}{[(1-z)^\alpha + \varepsilon z]^\beta} \quad \text{مدل پترسون} \quad (4)$$

$$D(z, \mu_0^2) = Nz^\alpha (1-z)^\beta \quad \text{مدل توانی}$$

در مرجع [۱۲]، نویسندگان تابع ترکش گذار کوارک  $b$  به

بررسی منشاء اسپین پروتون استفاده کرد. مستقل از مدل بودن، تابع ترکش به این معنی است که ابتدا از فرآیندهایی که بیشترین و دقیق‌ترین داده‌های آزمایشگاهی برای آنها موجود است این توابع را استخراج کرده، و آنگاه می‌توان آنها را در هر فرآیند گذار پارتون به هادرون نهایی مشابه به کار برد. امروزه برای تعیین توابع ترکش از مدل‌های پدیده‌شناسی در کنار رهیافت‌های کاملاً نظری بر مبنای مدل پارتونی استفاده می‌شود.

در ادامه، ابتدا به اختصار مدل‌های پدیده‌شناسی معروف در تعیین تابع ترکش را معرفی کرده، آنگاه رهیافت نظری مورد نظرمان را توضیح خواهیم داد. پیش از این، تابع ترکش کوارک سنگین در مراجع [۳-۶] محاسبه شده است. در این پژوهش، ابتدا محاسبه این تابع را با جزئیات توضیح داده آنگاه نتایج به دست آمده را با مدل‌های پدیده‌شناسی معروف مقایسه خواهیم کرد. نشان خواهیم داد توافق بسیار خوبی بین دو رهیافت وجود دارد. در ادامه، اثر جرم هادرون را برای اولین مرتبه در محاسبات اعمال خواهیم کرد و نشان خواهیم داد که این اثر جرمی تا چه حد نتایج را تغییر خواهد داد. محاسبات را با تاکید بر مزون سنگین  $B^- (b\bar{u})$  با جرم تقریبی  $m_B = 5.279 \text{ GeV}$  شرح خواهیم داد [۷]. بررسی‌ها نشان داده است که در انرژی‌های بالا مکانیسم تولید این مزون سنگین از طریق ترکش مستقیم کوارک‌های سنگین است. این مزون پس از تولید در فرآیندهایی مانند  $B^- \rightarrow K^- + J/\psi$  واپاشی خواهد کرد [۷].

در محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی تولید هادرون از نابودی الکترون-پوزیترون در فرآیند:

$$e^-e^+ \rightarrow \text{Hadron} + \text{Jets}, \quad (1)$$

مطابق با قضیه جداسازی داریم [۸]:

$$\frac{d\sigma}{dx_H} = \frac{d\sigma}{dx_q}(x_q, \mu) \otimes D_q^H\left(\frac{x_H}{x_q}, \mu\right), \quad (2)$$

که در آن متغیرهای بهنجار شده  $x_H$  و  $x_q$  متناسب با انرژی پارتون و هادرون پراکنده شده هستند و به صورت زیر تعریف می‌شوند:

۱. Peterson model

۲. Power model

جدول ۱. پارامترهای تابع ترکش  $b \rightarrow B$  در مقیاس اولیه  $\mu_0 = m_b = 4.5 \text{ GeV}$  برای دو مدل توانی و پترسون.

مدل	$N$	$\alpha$	$\beta$	$\varepsilon$
توانی	۴۶۸۴٫۱	۱۶٫۸۷	۲٫۶۲۸	-
پترسون	۰٫۰۶۶۳۴	-	-	۰٫۰۰۸۵۴۸

### B<sup>-</sup>

در شکل ۱ نمودار فاینمن ترکش کوآرک  $b$  به مزون  $B^-(b\bar{u})$  در اولین مرتبه اختلال  $O(\alpha_s^2)$  نشان داده شده است.

با در نظر گرفتن شکل ۱، چار-بردار تکانه کوآرک‌ها و مزون خروجی عبارتند از:

$$\begin{aligned} p'_\mu &= [p'_0, \vec{k}_\perp, p'_l] \quad , \\ p_\mu &= [p_0, \vec{0}, p_l] \quad , \\ k'_\mu &= [k'_0, \vec{k}_\perp, k'_l] \quad , \\ k_\mu &= [k_0, \vec{0}, k_l] \quad , \\ \bar{p}_\mu &= [\bar{p}_0, \vec{0}, \bar{p}_l] \quad , \end{aligned} \quad (5)$$

که مؤلفه  $\vec{k}_\perp$  به تصویر بردار تکانه کوآرک سنگین اولیه  $b$  و کوآرک سبک نهایی  $u$  در صفحه  $X-Y$  اشاره دارد.

تابع ترکش تولید مزون سنگین، طبق تعریف عبارت است از [۳-۵]:

$$\begin{aligned} D_i^H(z, \mu) &= \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(z)}{dz} \Rightarrow D_b^{B^-}(z, \mu_0) \\ &= \int |T_M|^2 \delta^4(\vec{p} + \vec{k} + \vec{k}' - \vec{p}') d^4\bar{p} d^4\bar{k} d^4\bar{k}' \quad , \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن  $\mu_0$  مقیاس اولیه ترکش بوده و پارامتر ترکش  $z$  به صورت زیر بیان می‌شود:

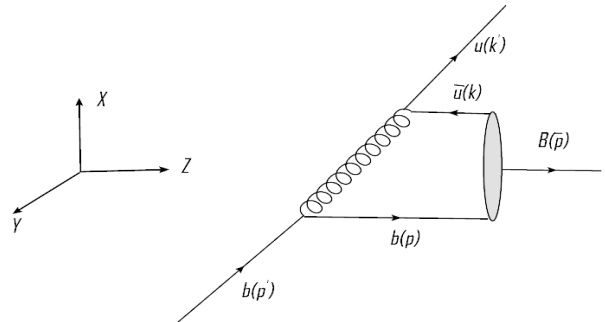
$$z = \frac{(E + p_{||})_B}{(E + p_{||})_b} = \frac{\bar{p}_0 + \bar{p}_l}{p'_0 + p'_l} \quad . \quad (7)$$

در حقیقت، پارامتر ترکش گویای کسری از انرژی یا تکانه کوآرک اولیه است که توسط مزون خروجی حمل می‌شود.

مطابق با رابطه (۶)، ترکش عبارت است از انتگرال مربع دامنه پراکندگی سخت  $T_M$  روی فضای فاز با احتساب پایستگی انرژی-تکانه. دامنه پراکندگی سخت مربوط به نمودار شکل ۱ است و به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$T_M = \int dx_1 dx_2 \delta(1 - x_1 - x_2) T_H(p_0, p'_0, k_0, k'_0) \Phi_B(x_i) \quad . \quad (8)$$

در این رابطه،  $x_i$  ( $i=1,2$ ) کسری از انرژی مزون (با انرژی  $\bar{p}_0$ ) است که توسط کوآرک‌های سازنده آن حمل می‌شود و به



شکل ۱. نمودار فاینمن ترکش کوآرک  $b$  به مزون سنگین  $B^-$  در اولین مرتبه اختلال.

هادرون  $B$  را تا مرتبه NLO در سنجه اولیه  $\mu_0 = m_b$  تعیین کرده‌اند. این پارامترها در جدول ۱ مرتب شده‌اند. اکنون با در اختیار داشتن تابع ترکش در مقیاس اولیه  $\mu_0$ ، به کمک معادلات تحول آلتارلی-پاریسی می‌توان تابع ترکش را در هر سنجه دلخواه  $\mu$  به دست آورد.

از آنجایی که جرم کوآرک‌های سازنده مزون‌های سبک کوچکتر از سنجه  $\Lambda_{QCD}^{LO} = 108 \text{ MeV}$  است، پارتون‌ها در یک فرآیند غیراختلالی به جت‌های نهایی تبدیل می‌شوند و QCD اختلالی نمی‌تواند جزئیات تشکیل این مزون‌های سبک را پیشگویی کند. اما از آنجایی که جرم کوآرک‌های سنگین از سنجه QCD بزرگتر است، فرآیند تولید هادرون از کوآرک سنگین را می‌توان در نظریه اختلال تجزیه و تحلیل کرد. در رهیافت نظری، مطابق با مراجع [۳-۶]، تابع ترکش کوآرک سنگین بدون در نظر گرفتن فرآیند پراکندگی خاص و تنها با تکیه بر مدل‌های پارتونی و نمودارهای فاینمن مناسب استخراج می‌گردد. در بخش بعد تابع ترکش کوآرک سنگین  $b$  به مزون  $B^-(b\bar{u})$  را محاسبه خواهیم کرد.

صورت زیر تعریف می‌گردد:

$$p_0 = x_1 \bar{p}_0, \quad k_0 = x_2 \bar{p}_0, \quad (9)$$

به گونه‌ای که  $x_1 + x_2 = 1$ . همانند مرجع [۴] فرض می‌کنیم انرژی مزون به نسبت جرم اجزای داخلی بین آنها تقسیم می‌شود، به گونه‌ای که  $x_1 = \frac{m_b}{M}$  و  $x_2 = \frac{m_u}{M}$  که در آن  $M$  جرم مزون سنگین  $B^-$  است. در رابطه (۸)، تابع موج حالت مقید مزونی  $\Phi_B$  بیانگر دامنه احتمال پیدا کردن کوارک‌های سازنده در حالت پایه مزون است. در تکانه‌های بسیار زیاد، با صرف نظر از حرکت فرمی اجزای تشکیل دهنده مزون، این تابع به صورت تابع دلتای دیراک بیان می‌شود [۴]:

$$\Phi_B(x_1) = \frac{f_M}{\sqrt{3}} \delta\left(x_1 - \frac{m_b}{M}\right), \quad (10)$$

که در آن  $f_M$  ثابت واپاشی حالت مقید بر حسب GeV می‌باشد. از ترکیب روابط (۸) و (۱۰)، برای دامنه پراکنندگی خواهیم داشت:

$$T_M = \frac{f_M}{\sqrt{3}} T_H\left(x_1 = \frac{m_b}{M}, x_2 = \frac{m_u}{M}\right). \quad (11)$$

بنابراین تابع ترکش عبارت‌اند از:

$$D_b^{B^-}(z, \mu_0) = \frac{f_M}{\sqrt{3}} \int |T_H|^2 \delta^3(\bar{p} + \bar{k} + \bar{k}' - \bar{p}') d^3 \bar{p} d^3 \bar{k} d^3 \bar{k}', \quad (12)$$

که در آن  $|T_H|^2$  متناسب با میانگین مربع عنصر ماتریس گذار  $|\overline{M}|^2$  برای نمودار فاینمن شکل ۱ می‌باشد، و به صورت زیر بیان می‌شود:

$$|T_H|^2 = \frac{m_b^2 m_u^2}{\Lambda^2 p_0' k_0' k_0''} \frac{|\overline{M}|^2}{(p_0 + k_0 + k_0' - p_0')^2}. \quad (13)$$

جزئیات این رابطه را می‌توان در مرجع [۱۳] یافت. با در نظر گرفتن نمودار شکل ۱، عنصر ماتریس گذار عبارت‌اند از:

$$M = -g_s^2 [\bar{u}(p, s_\gamma) \gamma^\mu u(p', s_1)] \times \frac{c_F}{(k+k')^2} [\bar{u}(k', s_\gamma) \gamma_\mu v(k, s_2)] \quad (14)$$

که در آن  $s$  برچسب اسپین کوارک‌ها و  $c_F$  ضریب رنگ است، که به ازای  $N_c = 3$  (رنگ کوارک‌ها) برابر است با  $c_F = (N_c^2 - 1)/(2N_c) = 4/3$ . میانگین مربع عنصر ماتریس گذار با جمع روی اسپین کل ذرات و میانگین گیری روی اسپین

ذره ورودی به دست می‌آید:

$$|\overline{M}|^2 = \frac{1}{1 + \sum_{S_i} s_{input}} \sum_{S_i} M \cdot M^* \quad (15)$$

با در نظر گرفتن روابط فوق، داریم:

$$|\overline{M}|^2 = \frac{c_F^2 g_s^4 s(z, k_\perp^2)}{2(k+k')^2 16 m_b^2 m_u^2}, \quad (16)$$

که در آن  $s(z, k_\perp^2)$  برابر است با:

$$s(z, k_\perp^2) = 64 m_u^2 m_b^2 - 32 m_u^2 (p' \cdot p) + 32 m_b^2 (k \cdot k') - 32 (p \cdot k)(p' \cdot k') - 32 (p' \cdot k)(p \cdot k'). \quad (17)$$

با در نظر گرفتن دستگاه مرجع تکانه بی‌نهایت، که در آن از جرم ذرات در مقابل تکانه بسیار زیاد آنها صرف نظر می‌شود، انرژی و تکانه طولی ذرات برابر بوده و پارامتر ترکش (رابطه (۷)) به صورت  $z = \bar{p}_0 / p_0'$  ساده می‌شود. در این حالت پارامتر ترکش معرف کسری از انرژی کوارک سنگین اولیه است که توسط مزون نهایی حمل می‌شود. با در نظر گرفتن رابطه (۹) و تعریف ساده شده پارامتر ترکش  $(z = \bar{p}_0 / p_0')$  می‌توان انرژی ذرات خروجی را بر حسب انرژی کوارک سنگین اولیه به صورت زیر نوشت:

$$p_0 = x_1 z p_0', \quad k_0 = x_2 z p_0', \quad k_0' = (1-z) p_0'. \quad (18)$$

بنابراین ضرب چار-بردارها در رابطه (۱۷) را می‌توان بر حسب پارامتر ترکش، جرم مزون، جرم کوارک‌ها و مربع تکانه عرضی کوارک سنگین اولیه  $(k_\perp^2)$  نوشت. به عنوان مثال داریم:

$$k' \cdot k = \frac{1}{2} \left[ \frac{1-z}{z} m_u m + \frac{z}{1-z} \frac{m_u}{m} (m_b^2 + k_\perp^2) \right]. \quad (19)$$

جهت محاسبه انتگرال فضای فاز در رابطه (۱۲)، می‌توان نوشت:

$$\int \frac{d^3 \bar{p} d^3 \delta^3(\bar{p} + \bar{k} + \bar{k}' - \bar{p}')}{p_0 (p_0 + k_0 + k_0' - p_0')^2} \approx \frac{p_0}{(k+k')^2}, \quad (20)$$

که از آنجا داریم:

$$\int d^3 k' \frac{s(z, k_\perp^2)}{[(k+k')^2]^2} = \int dk_\perp^2 d^2 k_\perp \frac{s(z, k_\perp^2)}{[(k+k')^2]^2} = k_0' \frac{s(z, <k_\perp^2>)}{m^2 m_u^2 J(z, <k_\perp^2>)}, \quad (21)$$

$$R = m_b[m_u^{\check{}} + m_b^{\check{}}(z-1)^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}}z^{\check{}}] \\ \times [m^{\check{}}(z-1)^{\check{}} + (m_u^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}})z^{\check{}}], \\ M = m_u m_b [m^{\check{}}(z-1)^{\check{}} + (m_u^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}})z^{\check{}}] \\ \times [m^{\check{}} + (m_b^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}})z^{\check{}}], \\ G = m_b^{\check{}} [m_u^{\check{}} + m_b^{\check{}}(z-1)^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}}z^{\check{}}].$$

در رابطه (۲۴)،  $N$  ضریب بهنجارش است.

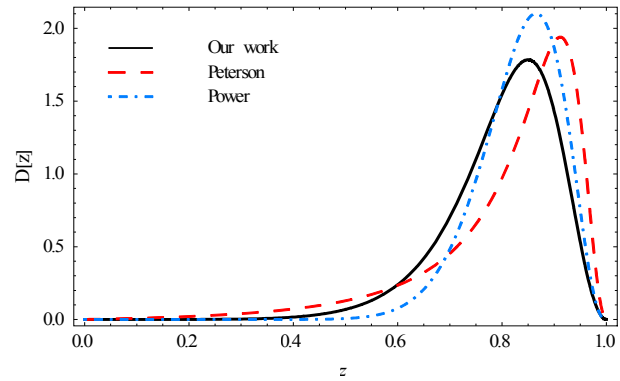
### ۵. نتایج عددی

در شکل ۲، تابع ترکش مزون B از واپاشی کوآرک  $b$  در مقیاس اولیه  $\mu_0 = m_b + m_u \approx 4/5 \text{ GeV}$  به ازای  $\langle k_{\perp}^{\check{}} \rangle = 1 \text{ GeV}^{\check{}}$  رسم شده است. جهت آزمودن نتیجه به دست آمده از رهیافت نظری، نتیجه را با دو مدل پدیده شناسی پترسون و توانی (رابطه (۴)) در مقیاس اولیه  $\mu_0 = m_b = 4/5 \text{ GeV}$  مقایسه کرده ایم. همان گونه که دیده می شود، نتایج حاصله با تقریب بسیاری خوبی با یکدیگر سازگارند. در آزمونی دیگر، ما همچنین مقدار متوسط پارامتر ترکش مزون B با تعریف:

$$\langle z \rangle (\mu) = \frac{1}{Br(\mu)} \int_0^1 z D_b^B(z, \mu) dz, \quad (25)$$

را در مقیاس اولیه ترکش محاسبه می کنیم. در تعریف فوق، مخرج کسر همان نسبت کسر انشعاب  $D_b^B(z, \mu)$  است. نتیجه به دست آمده از مدل نظری عبارت است از:  $\langle z \rangle_{b \rightarrow B} (\mu_0 = m_b) = 0.7942$ . این عدد به مقدار متوسط پارامتر ترکش مزون B در دو مدل پدیده شناسی پترسون و توانی بسیار نزدیک است [۱۲]. در جدول ۲ این نتایج عددی به همراه داده های به دست آمده از گروه های آزمایشگاهی ALEPH [۱۴]، OPAL [۱۵] و SLD [۱۶] مقایسه شده اند. مقایسه نتایج گویای صحت مدل نظری ما است.

پارامتر ترکش مطابق معمول به صورت  $z = (\bar{p}_0 + \bar{p}_1) / (p_0' + p_1') = \bar{p}^+ / p'^+$



شکل ۲. رفتار تابع ترکش مزون B به ازای  $\langle k_{\perp}^{\check{}} \rangle = 1 \text{ GeV}^{\check{}}$  در مدل های پدیده شناسی پترسون و توانی و مدل نظری پارتونی در مقیاس اولیه  $\mu_0 = m_b$ .

که در این رابطه، انتگرال گیری بر حسب تکانه عرضی با مقدار میانگین تکانه عرضی جایگزین شده است. تابع  $J(z, k_{\perp}^{\check{}})$  در رابطه فوق عبارت است از:

$$J(z, k_{\perp}^{\check{}}) = \left[ 1 - \frac{2m_u}{m} - \frac{1}{z} - \frac{m_u^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}}}{m^{\check{}}} \left( \frac{z}{1-z} \right) \right]^4. \quad (22)$$

از آنجایی که تکانه عرضی کوآرک های تشکیل دهنده مزون را صفر در نظر گرفته ایم، در فضای فاز، انتگرال روی تکانه کوآرک سازنده  $\bar{u}$  به صورت زیر در می آید:

$$\int d^3k \Rightarrow \int dk_{\perp} = k_{\perp} \quad (23)$$

با صرف نظر کردن از جرم کوآرک سبک  $\bar{u}$ ، می توان نوشت:  $k_{\perp} \approx k$ . بدین ترتیب تابع ترکش به صورت زیر بیان می شود:

$$D_b^{B^-}(z) = N \frac{f(z, \langle k_{\perp}^{\check{}} \rangle)}{z(1-z) J(z, \langle k_{\perp}^{\check{}} \rangle)}, \quad (24)$$

که در آن، تابع  $f(z, \langle k_{\perp}^{\check{}} \rangle)$  عبارت اند از:

$$f(z, k_{\perp}^{\check{}}) = m_b m_u \left[ \lambda m_b m_u - \frac{2m_u}{m} z(m_b^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}}) - \frac{2m_u m}{z} \right] \\ - \frac{W(z, k_{\perp}^{\check{}})}{m z(z-1)} + \frac{R(z, k_{\perp}^{\check{}})}{m(z-1)^2 z} - \frac{M(z, k_{\perp}^{\check{}})}{m^{\check{}} z(z-1)} \\ - 2 \frac{G(z, k_{\perp}^{\check{}})}{z-1},$$

و توابع  $W, R, M$  و  $G$  عبارت اند از:

$$W = m_b [m_u^{\check{}} + m_b^{\check{}}(z-1)^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}}z^{\check{}}] [m^{\check{}} + (m_b^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}})z^{\check{}}] \\ + 2m_u m_b^{\check{}} [m^{\check{}}(z-1)^{\check{}} + z^{\check{}}(m_u^{\check{}} + k_{\perp}^{\check{}})],$$

$$\bar{z} = \frac{\bar{p}_0 + \sqrt{\bar{p}_0^2 - m_B^2}}{2p'_0} \quad (28)$$

با جایگذاری تعریف قدیم پارامتر ترکش  $(z = \bar{p}_0 / p'_0)$  در رابطه (۲۸) داریم:

$$\bar{z} = \frac{z}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 - \left(\frac{m_B}{zp'_0}\right)^2} \right] \quad (29)$$

همان‌گونه که واضح است با صرف نظر از جرم مزون ( $m_B = 0$ ) متغیر جدید  $\bar{z}$  به متغیر قدیم  $z$  تبدیل می‌شود.

با در نظر گرفتن چار- بردارهای کوارک اولیه  $b$  (رابطه (۵) داریم:

$$m_b^2 = p'_{\mu} p'^{\mu} = p_0'^2 - (k_{\perp}^2 + p_l'^2) \quad (30)$$

از آنجایی که مزون سنگین خروجی (که به کندی در جهت محور  $z$  حرکت می‌کند) از ترکش کوارک سنگینی با تکانه عرضی بزرگ  $k_{\perp}$  تولید می‌شود بنابراین با تقریب خوبی می‌توان فرض کرد که  $k_{\perp} \gg p_l'$ . بنابراین می‌توان رابطه (۳۰) را به صورت  $m_b^2 = p_0'^2 - k_{\perp}^2$  نوشت، آنگاه:

$$\bar{z} = \frac{z}{2} [1 + \eta] \quad (31)$$

که در آن  $\eta$  برابر است با:

$$\eta = \sqrt{1 - \frac{m_B^2}{z^2 (m_b^2 + k_{\perp}^2)}} \quad (32)$$

اکنون برای به دست آوردن تابع ترکش جدید، به تعریف اصلی تابع ترکش (رابطه (۶)) بر می‌گردیم:

$$D_b^B(z, \mu) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(z)}{dz} \quad (33)$$

تابع ترکش با توجه به متغیر  $\bar{z}$  به صورت زیر باز تعریف می‌شود:

$$D_b^B(\bar{z}, \mu) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(\bar{z})}{d\bar{z}} \quad (34)$$

اما از آنجایی که مشاهده‌پذیر آزمایشگاهی کمیت  $D_b^B(z, \mu)$  است، رابطه قبل را به صورت زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$D_b^B(\bar{z}, \mu) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma(z(\bar{z}))}{dz} \frac{dz}{d\bar{z}} \quad (35)$$

$$\Rightarrow D_b^B(z, \mu) = D_b^B(\bar{z}, \mu) \frac{d\bar{z}}{dz}$$

بنابراین تابع ترکش در حضور جرم هادرون به صورت زیر اصلاح می‌گردد:

جدول ۲. مقدار متوسط پارامتر ترکش مزون  $B$  در مدل‌های نظری و پدیده‌شناسی به همراه نتایج آزمایشگاهی گزارش شده از ALEPH، OPAL و SLD. مقیاس ترکش  $\mu = 4.5 \text{ GeV}$  انتخاب شده است.

مدل	$\langle x \rangle(\mu)$
توانی	۰.۸۳۱۲
پترسون	۰.۸۰۹۸
نظری	۰.۷۹۴۲
ALEPH	$0.7361 \pm 0.0061(\text{Stat}) \pm 0.0056(\text{Syst})$
OPAL	$0.7193 \pm 0.0016(\text{Stat}) \pm 0.0036(\text{Syst})$
SLD	$0.709 \pm 0.003(\text{Stat}) \pm 0.003(\text{Syst})$

آن  $\bar{p}^+$  و  $p'^+$  مؤلفه‌های اول چار- بردار تکانه در دستگاه مختصات مخروط نوری<sup>۱</sup> هستند. در محاسبات قبل، با صرف نظر از جرم کوارک اولیه و مزون خروجی، پارامتر ترکش به صورت کسری از انرژی کوارک اولیه  $b$  که توسط هادرون خروجی  $B^-$  حمل می‌شود، تعریف شده بود  $(z = \bar{p}_0 / p'_0 = E_{B^-} / E_b)$ . همچنین جرم مزون خروجی برابر با مجموع جرم کوارک‌های سازنده مزون در نظر گرفته شده بود، در حالی که جرم مزون متشکل از کوارک  $q_1$  و پادکوارک  $\bar{q}_2$  عبارت است از [۱۷]:

$$m(q_1, \bar{q}_2) = m_1 + m_2 + \left[ \frac{a(\sigma_1, \sigma_2)}{m_1 m_2} \right] \quad (26)$$

که در آن  $\sigma_1$  و  $\sigma_2$  ماتریس‌های پائولی و  $a$  عدد ثابت مثبت و برابر است با:

$$a = \frac{2\pi}{3} (\alpha_s c_F) |\psi(0)|^2 \quad (27)$$

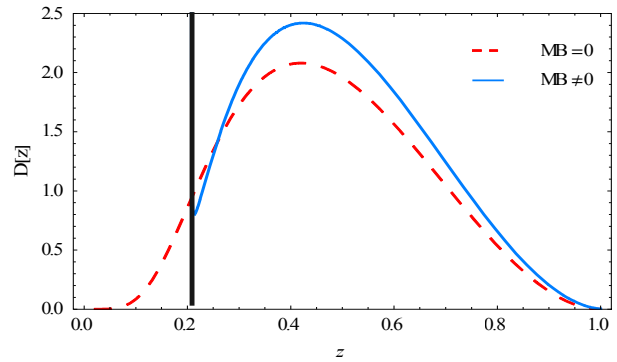
در رابطه فوق،  $\psi(0)$  تابع موج نسبی مزون در حالت  $l=0$  به ازای جدایی صفر ( $r=0$ ) کوارک‌های سازنده است.

اکنون قصد داریم اثر جرم مزون خروجی را در تابع ترکش وارد نماییم. به همین جهت ابتدا پارامتر ترکش را به صورت  $\bar{z} = (\bar{p}_0 + \bar{p}_l) / (2p'_0)$  باز تعریف می‌کنیم. بنابراین با در نظر گرفتن چار- بردار تکانه مزون (رابطه (۵)) می‌توان نوشت:

۱. Light cone coordinates

توابع ترکش توصیف کننده بخش غیر اختلالی فرآیندهای تولید هادرون هستند. جهت محاسبه آهنگ واپاشی یا سطح مقطع پراکندگی فرآیندهای هادرونی شکل تحلیلی این توابع مورد نیاز است. در تمامی رهیافت‌های موجود ابتدا این توابع در مقیاس اولیه ترکش محاسبه شده و سپس به کمک معادلات تحول آلتارلی-پاریسی در هر مقیاس دلخواه به دست می‌آیند.

در این پژوهش به کمک یک مدل نظری مبتنی بر نمودارهای فاینمن تابع ترکش تحلیلی مزون‌های سنگین (با تاکید بر مزون  $B^-$ ) را در شرایط انرژی بالای LHC به دست آوردیم. برای انجام این کار از QCD اختلالی استفاده کردیم و محاسبه را در پایین‌ترین مرتبه اختلال یعنی  $\alpha_s^2$  انجام دادیم و نتایج را با مدل‌های شناخته شده پدیده شناسی، مقایسه کردیم. همچنین جهت اطمینان از صحت مدل نظری، مقدار متوسط پارامتر ترکش را در مقیاس اولیه ترکش به دست آوردیم و با نتایج پدیده شناسی و آزمایشگاهی مقایسه کردیم. نتایج به دست آمده حاکی از سازگاری بسیار خوبی بین مدل نظری، مدل‌های پدیده شناسی و داده‌های آزمایشگاهی است. در ادامه، برای اولین بار اثر جرم مزون را در محاسبات وارد نمودیم و نشان دادیم که این اثر تا چه حد نتایج قبلی را بهبود می‌بخشد و همچنین نشان دادیم که حضور جرم هادرون آستانه‌ای را برای فرآیند ترکش ایجاد می‌کند.



شکل ۳. رفتار تابع ترکش مزون B در مقیاس اولیه  $\mu_0 = m_b$  به ازای  $M_B \neq 0$  و  $M_B = 0$ . آستانه ترکش در  $z = 0.21$  مشخص شده است.

$$D_b^B(z, \mu) = D_b^B(\bar{z}, \mu) \frac{1+\eta}{\eta}, \quad (36)$$

که در آن  $D_b^B(\bar{z}, \mu)$  تابع ترکش به دست آمده از رابطه (۲۴) به ازای متغیر  $\bar{z}$  (رابطه (۳۱)) است. همچنین اثر جرم هادرون در تابع ترکش منجر به مقادیر حداقلی برای تغییرات  $z$  خواهد شد (آستانه ترکش). به عبارتی مقادیر مجاز  $z$  عبارتند از:

$$\frac{m_B}{\sqrt{m_b^2 + k_{\perp}^2}} < z \leq 1. \quad (37)$$

در شکل ۳ رفتار تابع ترکش مزون B در دو حالت  $M_B = 0$  و  $M_B \neq 0$  رسم شده است. همانگونه که دیده می‌شود اعمال جرم مزون در محاسبات منجر به افزایش بیشینه تابع ترکش به ازای مقادیر میانه پارامتر ترکش می‌شود. همچنین در حضور جرم مزون، آستانه ترکش به ازای  $z = 0.21$  رخ می‌دهد.

۴ (۱۳۸۲) ۲۹۵.

7. K Nakamura et al., *J. Phys. G* **37** 075021 (2010).
8. J C Collins, *Phys. Rev. D* **66** (1998) 094002.
9. موسوی نژاد، سید محمد؛ خرمیان، علی نقی «اثر جرم هادرون در تابع توزیع انرژی هادرون»؛ مجله پژوهش فیزیک ایران، ۱۱، ۱ (۱۳۹۰) ۶۳.
10. C Peterson, D Schlatter, I Schmitt, and P M Zerwas, *Phys. Rev. D* **27** (1983) 105.
11. B Mele and P Nason, *Phys. Lett. B* **245** (1990) 635; G Colangelo and P Nason, *Phys. Lett. B* **285** (1992) 167.
12. B A Kniehl, G Kramer, I Schienbein, and H Spiesberger, *Phys. Rev. D* **77** (2008) 014011.

1. G Altarelli and G Parisi, *Nucl. Phys. B* **126** (1977) 298.
2. L N Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20** (1975) 95; V N Gribov and L N Lipatov, *J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438.
3. M Suzuki, *Phys. Rev. D* **33** (1986) 676.
4. M A Gomshi Nobary, *J. Phys. G* **20** (1994); M A Gomshi Nobary, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **27** (2001) 21.
5. M A Gomshi Nobary and T O'sati, *Mod. Phys. Lett. A* **74** (2000) 455.
6. گومشی نوباری، محمد علی؛ دوستی، مجتبی «ترکش مزون‌های سنگین در LHC»؛ مجله پژوهش فیزیک ایران، ۳،

16. K Abe *et al.*, (SLD Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 4300; *Phys. Rev. D* **65** (2002) 092006; *ibid. Phys. Rev. D* **66** (2002) 079905.
17. F Halzen and A Martin, "*Quarks & Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*", John Wiley & Sons (1984).
۱۳. آرمات، آیدا؛ «مطالعه و بررسی تابع ترکش در رهیافت نظری»، پایان نامه کارشناسی ارشد، (۱۳۹۱)، دانشگاه یزد.
14. A Heister *et al.*, *Phys. Lett B* **512** (2001) 30.
15. G Abbiendi *et al.*, *Eur. Phys. J. C* **29** (2003) 463.