

Research Paper

Direct Decay of the Z^0 Boson into Ω_{bcc} and Ω_{bbc} Baryons¹

Tawfigh Osati^{*2}

Received: 2024.12.23

Revised: 2025.02.22

Accepted: 2025.04.12

1. Introduction

Electron-positron annihilation experiments are crucial for testing the Standard Model due to their simplicity and the clarity of the initial state. Consequently, several lepton colliders are currently under consideration and construction, including the Circular Electron-Positron Collider (CEPC), the International Linear Collider (ILC), the Future Circular Electron-Positron Collider (FCC-ee), and the Muon Collider. One advantage of lepton colliders is their clean background, which makes them suitable for precise measurements of gauge boson properties, including those of the Z^0 boson.

These colliders enable the measurement of rare decays of the Z^0 boson, such as its decay into quarkonium and triply heavy baryons. When the center-of-mass energy reaches approximately 91 GeV, the Z^0 boson can be produced. This boson has a short half-life and decays into leptons, quarks, and hadrons. To date, 56 decay modes have been reported, with branching fractions measured for most of them. Since the contribution of primary radiation is minimized at the Z^0 pole, calculating the branching fractions of Z^0 decays into heavy triple baryons, as well as the production cross sections of these baryons around the Z^0 pole, holds unique significance in fundamental particle physics. An accurate description of the production rates of triply heavy baryons and their production cross sections in electron-positron annihilation at the Z^0 pole can significantly aid laboratory measurements of these particles. To achieve this goal, it is essential to calculate the fragmentation functions of these states. The fragmentation process is characterized by the global fragmentation function $D(z, \mu)$. Based on the reasons mentioned above, this article calculates the branching ratios of $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$, and $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$. To achieve

this, the fragmentation functions of $D_{b \rightarrow \Omega_{bbc}}$ and $D_{c \rightarrow \Omega_{bcc}}$ are first calculated using pQCD within the framework of the quark-diquark model. Subsequently,

¹ <https://doi.org/10.22051/ijap.2025.49306.1439>

² Assistant Professor, Department of Physics, University of Razi, Kermanshah, Iran. Email: t.osati@razi.ac.ir, a.osati1379@gmail.com

<https://ijap.alzahra.ac.ir>



the branching ratios of $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ and $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ are calculated using pQCD.

2. Methodology

Figure 1 shows the Feynman diagram for the fragmentation of heavy b or c quarks into triply heavy baryons Ω_{bbc} and Ω_{bcc} , respectively, in the quark-diquark model. It is assumed that the final state diquark D and the initial heavy quark Q move in parallel to form the baryonic bound state.

The fragmentation function for the production of a triply heavy baryon in the S- wave state, at the initial scale μ_0 is defined as follows [12,14]:

$$D_{Q \rightarrow B}(z, \mu_0) = \int |T_B|^2 \delta^3(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}' - \mathbf{p}') d^3p d^3k d^3k' \quad (1)$$

Where the integral is taken over the phase space of the final state. In this expression T_B is the amplitude of the production of the baryon bound state. After performing the necessary calculations, we obtained the fragmentation function of the heavy quark Q into triply heavy baryons, which is as follows:

$$D_{Q \rightarrow B}(z, \mu_0) = \frac{C_F^2 f_B^2 \pi^4 m_D^4 m_B \alpha_s^2}{m_Q^3} \frac{F(z)}{G(z)} \quad (2)$$

Where;

$$F(z) = ((-1+z)^5 z^3 (-1+\alpha)^4 \gamma^4 ((-1+\alpha)\alpha\beta^2 + 2z\alpha\beta^2(1-2\alpha+\alpha^2-\beta^2) - 2z^3(-1+\alpha)\alpha(-\alpha^3-\alpha^4+\alpha^5 + (1-2\beta^2)\delta^2 + \alpha(-2+\beta^2)\delta^2 + \alpha^2(1-2\beta^2 + \delta^2)) + z^4(-1+\alpha)(\alpha^2+\delta^2)(2\alpha^4-\delta^2+4\alpha\delta^2+\alpha^2(2-3\beta^2-5\delta^2) + 2\alpha^3(-2+\beta^2+\delta^2)) + z^2(-6\alpha^5+2\alpha^6+\beta^2\delta^2-\alpha(1+3\beta^2)\delta^2 + \alpha^3(-2+6\beta^2-3\delta^2) + \alpha^4(6-5\beta^2+\delta^2) + \alpha^2(2\beta^4+3\delta^2+\beta^2(-1+2\delta^2)))) \quad (3)$$

$$G(z) = \left[\begin{aligned} &2((-1+z\alpha)^2\beta^2 + z^2(-1+\alpha^2)\delta^2)^2 \times \\ &\left((-1+z)\alpha^2 + \beta^2 + z^2\delta^2 - \alpha(-1+z+z\beta^2+z^2\delta^2)\right)^2 \times \\ &\left((-1+z\alpha)^2\beta^2 + z(-1+\alpha)(-(-1+z)\gamma^2 + z(-1+\alpha)\delta^2)\right)^2 \end{aligned} \right] \quad (4)$$

Where $\beta = \frac{m_D}{m_B}$, $\delta = \frac{k_T'}{m_B}$, $\gamma = \frac{Q_s}{m_B}$. In figures (2) and (3), the behavior of fragmentation functions Ω_{bbc} and Ω_{bcc} in terms of z are given. The total fragmentation probability (F.P) and the average fragmentation parameter $\langle z \rangle$, two important parameters in the hadronization process, are given respectively as follows:



$$F.P = \int_0^1 D(z) dz \quad (5)$$

$$\langle z \rangle = \frac{\int_0^1 z D(z) dz}{\int_0^1 D(z) dz} \quad (6)$$

The values of these two parameters have been calculated according to equations 5 and 6, and the results are presented in Table 1. These values were determined based on full QCD in a previous [16]. The differential decay rate of Z^0 boson into triply heavy baryon through direct quark fragmentation can be written in terms of the fragmentations of heavy quarks into these baryons as follows [12]:

$$d\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega(P) + X) = \sum_i \int_0^1 dz \hat{\Gamma}(Z^0 \rightarrow i(\frac{P}{z}) + X, \mu) D_{i \rightarrow \Omega}(z, \mu) \quad (7)$$

Table 1 The total fragmentation probability (F.P) and the average fragmentation parameter $\langle z \rangle$ for processes $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ and $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ considering the values of $m_c = 1.25 GeV$, $m_b = 4.25 GeV$, $m_D = 5.5 GeV$ and $f_B = 0.25 GeV$,

Process	$Q_s (GeV)$	$(F.P) \times 10^{-6}$		$\langle z \rangle$	
		[16]	Our results	[16]	Our results
$b \rightarrow \Omega_{bbc}$	3.4	5.367	5.290	0.539	0.562
$c \rightarrow \Omega_{bcc}$	1.48	2.459	2.475	0.446	0.490

Where $\hat{\Gamma}$ is the decay rate of the Z^0 boson decay subprocess into $Q\bar{Q}$ pair. After the evolution of the fragmentation functions to the scale $\mu = \frac{M_Z}{2}$ and performing the calculations, the branching ratio of the Z^0 boson to the triply heavy baryons is equal to:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega + X)}{\Gamma_{tot}} = \int_0^1 dz \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})}{\Gamma_{tot}} D_{Q \rightarrow \Omega}(z, m_Q + m_D) \quad (8)$$

The decay rate corresponds to the subprocess of Z^0 decay into the $Q\bar{Q}$ pair is $\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})$, for which the branching fractions

$$\frac{\Gamma_{Z^0 \rightarrow c\bar{c}}}{\Gamma_{tot}} = (12.03 \pm 0.21)\% \quad \text{and} \quad \frac{\Gamma_{Z^0 \rightarrow b\bar{b}}}{\Gamma_{tot}} = (15.12 \pm 0.05)\% \quad \text{have been}$$

measured, which $\Gamma_{tot} = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$ is the total decay widths of Z^0 [6].

3. Results and Discussion

According to the parton model, a Z^0 boson is first produced in electron-positron annihilation or proton-proton collision, which subsequently decays into a heavy high-energy quark-antiquark pair. During the hadronization stage, this pair fragments into baryonic- bound states. Assuming that the dominant mechanism for the production of triply heavy baryons is the fragmentation of heavy b and c quarks. The main goal of this paper is to calculate the branching fractions of the Z^0 decay into triply heavy baryons via the direct fragmentation of b and c quarks. To achieve this, we first present the fragmentation functions of b and c quarks into baryons, calculated to the first order in QCD perturbation theory within the framework of the quark-diquark model. Subsequently, we calculate the branching fractions of the Z^0 decay into these baryons. In this article, the decay ratios of $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$

and $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ have been calculated according to relation (8), and the resulting data are provided in Table (2).

Table 2 The branching fractions $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ and $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$

considering the values of $m_c = 1.25 \text{ GeV}$, $m_b = 4.25 \text{ GeV}$, $m_D = 5.5 \text{ GeV}$, and $f_B = 0.25 \text{ GeV}$.

Process	$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{QQ'Q''} + X)}{\Gamma_{tot}} \%$
$b \rightarrow \Omega_{bbc}$	8.11×10^{-5}
$c \rightarrow \Omega_{bcc}$	2.95×10^{-5}

4. Conclusion

The main motivation for conducting this work is twofold. The first reason is that electron-positron annihilation experiments, due to their simplicity and clarity of the initial state, are important tools for testing the Standard Model. The second reason is the existence of various designs for constructing high-energy lepton-lepton colliders. Therefore, the results obtained from this research can provide useful guidance for researchers aiming to detect and produce these particles in such colliders. This is especially relevant as several lepton colliders are currently under examination and construction.



Keywords: *Fragmentation, Diquark, Branching Fraction, Heavy Quark.*

References

- [1] CEPC Study Group, "CEPC conceptual design report: Volume 2-physics & detector", *arXiv preprint arXiv:1811.10545*, 2018. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1811.10545>
- [2] Baer, H., Barklow, T., Fujii, K., Gao, Y., Hoang, A., Kanemura, S., List, J., Logan, H.E., Nomerotski, A., Perelstein, M. and Peskin, M.E., "The international linear collider technical design report-volume 2: physics." *arXiv preprint arXiv:1306.6352*, 2013. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.6352>
- [3] Abada, A.E.A., Abbrescia, M., AbdusSalam, S.S., Abdyukhanov, I., Abelleira Fernandez, J., Abramov, A., Aburaia, M., Acar, A.O., Adzic, P.R., Agrawal, P. and Aguilar-Saavedra, J.A., "FCC-ee: The lepton collider: Future circular collider conceptual design report volume 2", *The European Physical Journal Special Topics* 228, 261-623, 2019. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2019900045-4>
- [4] De Blas, J., Buttazzo, D., Capdevilla, R., Curtin, D., Franceschini, R., Maltoni, F., Meade, P., Meloni, F., Su, S., Vryonidou, E. and Wulzer, A., "The physics case of a 3 TeV muon collider stage", *arXiv preprint arXiv:2203.07261*, 2022. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.07261>
- [5] Black, K.M., Jindariani, S., Li, D., Maltoni, F., Meade, P., Stratakis, D., Acosta, D., Agarwal, R., Agashe, K., Aimè, C. and Ally, D., "Muon collider forum report", *Journal of Instrumentation* 19(02), T02015, 2024. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.01318>
- [6] Patrignani, C., Agashe, K., Aielli, G., Amsler, C., Antonelli, M., Asner, D.M., Baer, H., Banerjee, S., Barnett, R.M., Basaglia, T. and Bauer, C.W., "Review of particle physics", 2016. <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001>
- [7] Sjöstrand, T., "The lund monte carlo for jet fragmentation and e+ e- physics-jetset version 6.2", *Computer Physics Communications* 39(3), 347-407, 1986. [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(87\)90054-3](https://doi.org/10.1016/0010-4655(87)90054-3)
- [8] Suzuki, M., "Spin property of heavy hadron in heavy-quark fragmentation: A simple model", *Physical Review D* 33(3), 676, 1986. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.33>
- [9] Braaten, E. and Yuan, T.C., "Gluon fragmentation into heavy quarkonium", *Physical Review Letters* 71(11), 1673, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1673>
- [10] Braaten, E., Cheung, K. and Yuan, T.C., "Z 0 decay into charmonium via charm quark fragmentation", *Physical Review D* 48(9), 4230, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.4230>

- [11] Kühn, J.H. and Schneider, H., "Inclusive J/ψ 's in e^+e^- annihilations", *Physical Review D* 24(11), 2996, 1981. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.2996> ; Testing QCD through inclusive J/ψ production in e^+e^- annihilation, *Z. Phys. C* 11, 263, 1981.
- [12] Osati, T., "Direct Decay of The Higgs Boson into Upsilon Meson via Fragmentation", *Iranian Journal of Applied Physics* 12(2), 22-38, 2022. <https://doi.org/10.22051/ijap.2022.38455.1247>
- [13] Osati, T. and Abubakri, B., "Inclusive Cross Section Production of J/ψ in LEP", *Communications in Theoretical Physics* 67(2), 212, 2017. <https://doi.org/10.1088/0253-6102/67/2/212>
- [14] Nobary, M.G., Nikoobakht, B. and Naji, J., "Production of Ω_{bbc} and Ω_{bcc} baryons in quark-diquark model", *Nuclear Physics A* 789(1-4), 243-250, 2007. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.02.008>
- [15] Adamov, A. and Goldstein, G.R., "Fragmentation functions for baryons in a quark-diquark model", *Physical Review D* 56(11), 7381, 1997. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.7381>
- [16] Nobari, M.A. and Sepahvand, R., "Fragmentation Production of Triply Heavy Baryons at the CERN LHC", *arXiv preprint hep-ph/0406148*, 2004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.034024>
- [17] Osati, T., "Direct decay of the Higgs boson via fragmentation", *Journal of Nuclear Science, Engineering and Technology (JONSAT)* 44(1), 1-8, 2023. <https://doi.org/10.24200/nst.2023.1371>
- [18] Hirai, M., Kumano, S., Nagai, T.H. and Sudoh, K., "Determination of fragmentation functions and their uncertainties", *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology* 75(9), 094009, 2007. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.094009>
- [19] Osati, T. and Movlanaei, M., "Inclusive Production Λ_c in the e^+e^- Annihilation", *International Journal of Theoretical Physics* 55, 3911-3922, 2016. <https://doi.org/10.1007/s10773-016-3019-6>
- [20] Osati, T. and Movlanaei, M., "Diquark Fragmentation Contribution in Λ_b Production", *International Journal of Theoretical Physics* 56, 1429-1439, 2017. <https://doi.org/10.1007/s10773-017-3283-0>



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).



واپاشی مستقیم بوزون Z^0 به باریون‌های Ω_{bcc} و Ω_{bbc} ^۱توفیق اوسطی^۲

تاریخ دریافت: ۱۴۰۳/۱۰/۰۳

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۳/۱۲/۰۴

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۴/۰۱/۲۳

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال پانزدهم، پیاپی ۴۱، تابستان ۱۴۰۴

صص ۳۹ - ۵۱

چکیده:

آزمایش‌های واپاشی الکترون-پوزیترون به دلیل سادگی و وضوح حالت اولیه، یکی از ابزارهای مهم برای تست الگوی استاندارد است. بر این اساس هم‌اکنون چندین برخورد دهنده لپتونی گوناگونی چون برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون، برخورد دهنده خطی بین‌المللی، برخورد دهنده دایره‌ای آینده الکترون-پوزیترون و برخورد دهنده میون در دست کاوش و ساخت هستند. یکی از فرآیندهای ممکن در این برخورد دهنده‌ها نابودی الکترون-پوزیترون در انرژی‌های بالا، فرآیندهایی چون $e\bar{e} \rightarrow \gamma, Z^0 \rightarrow b\bar{b}, c\bar{c} \rightarrow h\bar{h} + X$ می‌باشد که به دلیل ساده و روشن بودن حالت‌های اولیه، یکی از ابزارهای مهم برای تست الگوی استاندارد است. در این سناریو زوج کوارک‌های سنگین $Q\bar{Q}$ در آغاز تولید می‌شوند که پس از این می‌توانند به صورت مستقیم به ترتیب به زوج باریون‌های سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} ترکش کنند. در این مقاله ابتدا توابع ترکش کوارک‌های سنگین b و c به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} در اولین مرتبه‌ی اختلال با استفاده از $pQCD$ محاسبه می‌شود. سپس نسبت‌های واپاشی Z^0 به این باریون‌ها، $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ محاسبه می‌گردد.

واژگان کلیدی: ترکش، دوکوارک، نسبت واپاشی، کوارک سنگین.

^۱ <https://doi.org/10.22051/ijap.2025.49306.1439>^۲ استادیار، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی، کرمانشاه، ایران. Email: t.osati@razi.ac.ir, a.osati1379@gmail.com

۱. مقدمه

آزمایش‌های انهدام الکترون-پوزیترون به دلیل ساده و روشن بودن حالت اولیه یکی از ابزارهای مهم برای آزمودن الگوی استاندارد است. بر این اساس هم اکنون چندین برخورد دهنده لپتونی در دست بررسی و ساخت هستند، به عنوان مثال، برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون (CEPC) [۱]، برخورد دهنده خطی بین‌المللی (ILC) [۲]، برخورد دهنده دایره‌ای آینده الکترون-پوزیترون (FCC-ee) [۳] و برخورد دهنده میون [۴ و ۵]. یکی از مزایای برخورد دهنده‌های لپتونی این است که پس‌زمینه تمیز آن است، از این رو، آن‌ها برای اندازه‌گیری دقیق ویژگی‌های بوزون‌های پیمانه‌ای از جمله بوزون Z^0 مناسب هستند. با این برخورد دهنده، برخی از واپاشی‌های نادر بوزون Z^0 ، مانند واپاشی آن به کوارک‌کونیوم و باریون‌های سه طعم سنگین ممکن است اندازه‌گیری شوند. چنانچه انرژی مرکز جرم به حدود 91 GeV برسد، بوزون Z^0 می‌تواند تولید شود. این بوزون نیمه‌عمر بسیار کوتاهی دارد و به لپتون‌ها، کوارک‌ها و هادرون‌ها واپاشی می‌کند و تاکنون ۵۶ مد واپاشی برای آن گزارش شده است که کسرهای انشعاب برای بیشتر آن‌ها اندازه‌گیری شده است [۶]. با توجه به اینکه سهم تابش‌های اولیه در قطب Z^0 به کمترین مقدار خود می‌رسد، از این رو محاسبه‌ی کسرهای انشعاب Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین و همچنین سطح مقطع‌های تولید این باریون‌ها اطراف قطب Z^0 جایگاه منحصربه‌فردی در فیزیک ذرات بنیادی دارد [۷]. داشتن بیان دقیقی از آهنگ‌های تولید هادرون‌های سه طعم سنگین و همچنین سطح مقطع‌های تولید آن‌ها در انهدام الکترون-پوزیترون در قطب Z^0 می‌تواند کمک بسیار مؤثری برای سنجش‌های آزمایشگاهی این ذرات باشد، که برای رسیدن به این هدف نیازمند محاسبه‌ی توابع ترکش این حالت‌ها هستیم. فرآیند ترکش با استفاده از تابع جهانی ترکش $D(z, \mu)$ بیان می‌شود. این تابع احتمال ترکش یک پارتون به هادرون مورد نظر افزون بر دیگر پارتون‌ها را نشان می‌دهد که در آن هادرون کسر z از انرژی-تکانه‌ی پارتون اولیه را در مقیاس μ حمل می‌کند. بر اساس الگوی پارتون، ابتدا در انهدام الکترون-پوزیترون بوزون Z^0/γ تولید می‌شود که پس از آن به یک جفت کوارک-پادکوارک سنگین $b\bar{b}$ یا $c\bar{c}$ با انرژی بالا واپاشی می‌کند. همچنین، در مرحله هادرونیزاسیون، به ترتیب به حالت‌های مقید باریونی Ω_{bcc} و Ω_{bbc} و سایر پارتون‌ها ترکش می‌کنند. تولید کوارک سنگین Q و پادکوارک سنگین $\bar{Q}$ با تکانه نسبی کوچک در واپاشی Z^0 یک فرآیند فاصله - کوتاه محسوب می‌شود. در حالی که، تشکیل حالت مقید باریونی یک فرآیند مربوط به اثرات فاصله - بلند که در برگیرنده تأثیرات غیراختلالی مکانیک کوانتومی رنگ (QCD) است، می‌باشد. مشخص شده است



هادرون‌هایی که شامل طعم‌های سنگین کوارک می‌باشند کسر بزرگی از تکانه‌ی کوارک سنگین اولیه را حمل می‌کنند [۸] و توابع ترکش آن‌ها را می‌توان در چارچوب نظریه اختلالی مکانیک کوانتومی رنگ (pQCD) محاسبه کرد [۹ و ۱۰]. با توجه به توضیحات ارائه شده توسط کوهن و شویندر و محاسبه‌ی نسبت‌های واپاشی Z^0 به حالت‌های چارمونیم و باتمونیم، روش مسلط در تولید مستقیم چارمونیم در واپاشی Z^0 مربوط به اثرات فاصله - بلند، یعنی ترکش مستقیم کوارک‌های b و c می‌باشد [۱۱ و ۱۲]. با توجه به این حقیقت که ترکش مستقیم کوارک c سهم غالب در تولید چارمونیم دارد، سطح مقطع تولید حالت‌های چارمونیم اطراف قطب Z^0 در فرآیند انهدام الکترون-پوزیترون نیز از راه ترکش مستقیم کوارک c محاسبه شده است [۱۳]. با این فرض که روش غالب در تولید باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} به ترتیب ترکش کوارک‌های سنگین b و c می‌باشد، محاسبه‌ی کسرهای انشعاب واپاشی Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} از راه ترکش مستقیم کوارک‌های b و c هدف اصلی در این مقاله می‌باشد. برای این منظور ابتدا توابع ترکش کوارک‌های b و c به ترتیب به باریون‌های Ω_{bbc} و Ω_{bcc} در اولین مرتبه اختلال QCD که در چارچوب الگوی کوارک-دوکوارک محاسبه شده است، ارائه می‌گردد [۱۴]. سپس کسرهای انشعاب Z^0 به این باریون‌ها، یعنی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ محاسبه می‌شود [۱۲]. از این‌رو، روش ارائه شده در این مقاله به صورت زیر است: در بخش (۲) توابع ترکش کوارک‌های سنگین b و c به ترتیب به باریون‌های Ω_{bbc} و Ω_{bcc} به صورتی که در مرجع [۱۴] محاسبه شده‌اند، ارائه می‌شود. در بخش (۳) واپاشی بوزون پیمانه‌ای Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} از راه ترکش مورد بررسی قرار گرفته و نسبت‌های انشعاب $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + x)}{\Gamma_{tot}}$ محاسبه شده است و سرانجام در بخش (۴) بحث و نتیجه‌گیری ارائه شده است.

۲. توابع ترکش باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc}

شکل (۱) نمودار فاینمن مربوط به ترکش کوارک‌های سنگین b و c به ترتیب به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} در چارچوب الگوی کوارک-دوکوارک نشان می‌دهد. فرض می‌شود که دوکوارک حالت نهایی D و کوارک سنگین اولیه Q برای تشکیل حالت مقید باریونی به صورت موازی هم حرکت می‌کنند. بنابراین از یک چارچوب تکانه‌ی بی‌نهایت که در آن همه‌ی

ذرات در یک امتداد و یک جهت حرکت می کنند استفاده می شود و به دلیل اینکه ترکش در تکه های بسیار بالا رخ می دهد، از حرکت فرمی اجزای تشکیل دهنده ی باریون نسبت به یکدیگر صرف نظر شده و فرض می شود که تکه های عرضی کوارک سنگین اولیه با استفاده از پاد دو کوارک نهایی حمل می گردد.

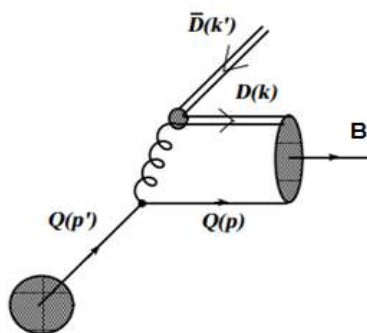


Fig. 1 The Feynman diagram of the production of triply heavy B in the heavy quark Q fragmentation in the quark-diquark model.

شکل ۱ نمودار فاینمن تولید باریون سه طعم سنگین B در ترکش کوارک سنگین Q در الگوی کوارک - دو کوارک. چهار- تکه ای ذرات را به صورت زیر معرفی می شود:

(۱)

$$k = (k_0, 0, \mathbf{k}_L), \quad p = (p_0, 0, \mathbf{p}_L), \quad P = (P_0, 0, \mathbf{P}_L), \quad k'_\mu = (k'_0, \mathbf{k}'_T, \mathbf{k}'_L), \quad p'_\mu = (p'_0, \mathbf{p}'_T, \mathbf{p}'_L)$$

کمیت ترکش Z که کسر انرژی- تکه ای طولی حمل شده توسط حالت باریونی را نشان می دهد، به صورت زیر تعریف می شود:

$$z = \frac{(P_0 + \mathbf{P}_L)_B}{(p_0 + \mathbf{p}_L)_Q} \quad (۲)$$

که در چارچوب تکه ای بی نهایت می توان آن را به صورت زیر نوشت:

$$z = \frac{E_B}{E'_Q} = \frac{P_0}{p'_0} \quad (۳)$$

با معرفی کمیت $\alpha = \frac{m_Q}{m_B}$ به عنوان کسری از انرژی باریون که توسط کوارک سنگین سازنده حمل می شود می توان کسر انرژی حمل شده توسط باریون و اجزای تشکیل دهنده ی آن را به صورت زیر نوشت.

$$P_0 = zp'_0, \quad p_0 = \alpha zp'_0, \quad k'_0 = (1-z)p'_0, \quad k_0 = (1-\alpha)zp'_0 \quad (۴)$$



در این رابطه، P_0 انرژی باریون، p_0' انرژی کوارک اولیه، p_0 انرژی کوارک سازنده، k_0 انرژی دوکوارک سازنده و k_0' انرژی دوکوارک خروجی می‌باشد. همچنین m_Q و m_B به ترتیب جرم کوارک سنگین و جرم باریون می‌باشند.

تابع ترکش برای تولید باریون در حالت موج S، با سه طعم سنگین در مقیاس اولیه‌ی ترکش μ_0 ، که برابر مجموع جرم ذرات نهایی است، به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۴]:

$$D_{Q \rightarrow B}(z, \mu_0) = \int |T_B|^2 \delta^3(\mathbf{p} + \mathbf{k} + \mathbf{k}' - \mathbf{p}') d^3p d^3k d^3k' \quad (5)$$

که در آن انتگرال روی فضای فاز حالت نهایی گرفته شده است. در این عبارت T_B دامنه‌ی تولید حالت مقید باریونی است. چون جرم کوارک سنگین m_Q و همچنین دوکوارک سنگین m_D از مقیاس برهم کنش‌های قوی Λ_{QCD} بزرگتر است. بنابراین می‌توان اثرات فاصله‌های کوتاه و بلند را از هم جدا کرد. به همین دلیل دامنه‌ی تولید یک هادرون به صورت حاصل ضرب یک قسمت پارتونی که از pQCD محاسبه می‌شود (T_H) و یک قسمت غیراختلالی (ϕ_B) که گذار کوارک‌های آزاد به هادرون حالت نهایی را توصیف می‌کند، نوشته می‌شود. در چارچوب الگوی کوارک غیرنسبیتی قسمت غیراختلالی با استفاده از روش‌های پتانسیل محاسبه می‌گردد. بخشی از دامنه که در چارچوب pQCD محاسبه می‌شود به بخش سخت دامنه‌ی پراکندگی معروف است (T_H)، از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$T_H(p', p, k, k') = \frac{4\pi\alpha_s(2m_Q)C_F}{2m_Q\sqrt{2p_0p_0'k_0k_0'}} \frac{\Gamma}{q^2 D_0} \quad (6)$$

که در این رابطه، Γ ترکیب مناسبی از انتشارگرها و اسپینورهای دیراک مربوط به تابع موج ذرات است که آن را قسمت اسپینوری دامنه می‌نامند. $D_0 = [p_0 + k_0 + k_0' - p_0']$ را مخرج انرژی گویند. همچنین C_F ضریب رنگ باریون و $\alpha_s(2m_Q)$ ثابت تزویج روان قوی است، که از جملات مربوط به رأس‌ها آشکار می‌گردد. در الگوی شبه پتانسیل، دامنه‌ی نوردای گذار یک کوارک سنگین به یک باریون T_B ، به صورت تلفیق ساده‌ای از دامنه‌ی قسمت اختلالی T_H ، و تابع موج حالت مقید باریونی ϕ_B می‌توان نوشت:

$$T_B = \int [dx] T_H(p', p, k, k') \phi_B(x_i, q^2) \quad (7)$$

که در آن q' تکانه‌ی نسبی کوآرک - دو کوآرک سازنده است، و φ_B دامنه‌ی احتمال برای اینکه کوآرک‌ها در حالت مقید باریونی تا مقیاس q'^2 موازی هم باشند. x_i ها کسر تکانه‌ی حمل شده با استفاده از پارتون‌های سازنده است، و همچنین $[dx] = dx_1 dx_2 dx_3 \delta(1-x_1-x_2-x_3)$ می‌باشد. برای حالت موج S ، T_H مستقل از تکانه‌ی نسبی کوآرک - دو کوآرک سازنده است. لذا پس از انتگرال‌گیری خواهیم داشت:

$$T_B = \frac{f_B 4\pi\alpha_s (2m_Q) C_F}{2m_Q \sqrt{2p_0 p'_0 k_0 k'_0}} \frac{\Gamma}{q^2 D_0} \quad (۸)$$

برای محاسبه‌ی بخش اسپینوری دامنه Γ ، به جریان‌های مربوط به رئوس کوآرک - کوآرک و دو کوآرک - پاد دو کوآرک نیاز است که به ترتیب در زیر داده شده است.

$$J_\mu^Q \sim g_s [\bar{u}(p') \gamma_\mu u(p)] e^{-i(p-p') \cdot x} \quad (۹)$$

$$J_s^\mu \sim g_s F_s(Q^2) q^\mu e^{-iQ \cdot x} \quad (۱۰)$$

Q_s^2 مربع قطب مربوط به عامل شکل دو کوآرک می‌باشد که مقادیر آن بالای ۱ GeV می‌باشد [۱۵]. با استفاده از جریان‌های داده شده بخش اسپینوری دامنه را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\Gamma = (k+k')^2 [\bar{u}(p') \gamma_\mu u(p)] = Q^\mu L_\mu^Q \quad (۱۱)$$

پس از انجام محاسبات لازم بصورتی که در مرجع [۱۴] داده شده است، تابع ترکش، کوآرک سنگین Q به باریون‌های سه طعم سنگین در مقیاس اولیه‌ی ترکش $\mu_0 = m_Q + m_D$ به صورت زیر بدست می‌آید.

$$D_{Q \rightarrow B}(z, \mu_0) = \frac{C_F^2 f_B^2 \pi^4 m_D^4 m_B \alpha_s^2}{m_Q^3} \frac{F(z)}{G(z)} \quad (۱۲)$$

که در آن،

$$\begin{aligned} F(z) = & ((-1+z)^5 z^3 (-1+\alpha)^4 \gamma^4 ((-1+\alpha)\alpha\beta^2 + 2z\alpha\beta^2 (1-2\alpha+\alpha^2-\beta^2) - \\ & 2z^3 (-1+\alpha)\alpha(-\alpha^3-\alpha^4+\alpha^5 + (1-2\beta^2)\delta^2 + \alpha(-2+\beta^2)\delta^2 + \alpha^2(1-2\beta^2 + \\ & \delta^2)) + z^4 (-1+\alpha)(\alpha^2+\delta^2)(2\alpha^4-\delta^2+4\alpha\delta^2+\alpha^2(2-3\beta^2-5\delta^2) + \\ & 2\alpha^3(-2+\beta^2+\delta^2)) + z^2 (-6\alpha^5+2\alpha^6+\beta^2\delta^2-\alpha(1+3\beta^2)\delta^2 + \alpha^3(-2+6\beta^2-3\delta^2) \\ & + \alpha^4(6-5\beta^2+\delta^2) + \alpha^2(2\beta^4+3\delta^2+\beta^2(-1+2\delta^2)))) \end{aligned} \quad (۱۳)$$



و

(۱۴)

$$G(z) = \frac{\left(2 \left((-1+z\alpha)^2 \beta^2 + z^2 (-1+\alpha^2) \delta^2 \right)^2 \left((-1+z)\alpha^2 + \beta^2 + z^2 \delta^2 - \alpha(-1+z+z\beta^2+z^2\delta^2) \right)^2 \right)}{\left((-1+z\alpha)^2 \beta^2 + z(-1+\alpha) \left((-1+z)\gamma^2 + z(-1+\alpha)\delta^2 \right) \right)^2}$$

که در آن، $\gamma = \frac{Q_s}{m_B}$ ، $\delta = \frac{k_T'}{m_B}$ ، $\beta = \frac{m_D}{m_B}$ است. احتمال کل ترکش (F.P) و کمیت متوسط ترکش

$\langle z \rangle$ دو کمیت مهم در فرآیند هادرونیزاسیون به ترتیب به صورت زیر داده می‌شوند.

$$F.P = \int_0^1 D(z) dz \quad (15)$$

$$\langle z \rangle = \frac{\int_0^1 z D(z) dz}{\int_0^1 D(z) dz} \quad (16)$$

در شکل‌های (۲) و (۳) رفتار توابع ترکش برحسب z داده شده است. افزون بر این‌ها، احتمال کل ترکش (F.P) و کمیت متوسط ترکش $\langle z \rangle$ ، برای فرآیندهای ترکشی $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ و $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ مطابق روابط (۱۵) و (۱۶) محاسبه شده است که به همراه مقادیر متناظر آن‌ها در [۱۶] که بر اساس الگوی کاملاً اختلالی محاسبه شده است در جدول (۱) داده شده است.

جدول ۱ احتمال کل ترکش (F.P) و کمیت متوسط ترکش $\langle z \rangle$ برای فرآیندهای ترکشی $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ و

$c \rightarrow \Omega_{bcc}$ با در نظر گرفتن مقادیر $m_c = 1.25 GeV$ ، $m_b = 4.25 GeV$ ، $f_B = 0.25 GeV$ و

$m_D = 5.5 GeV$.

Table 1 The total fragmentation probability (F.P) and the average fragmentation parameter $\langle z \rangle$ for processes $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ and $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ considering the values of

$m_c = 1.25 GeV$ $m_b = 4.25 GeV$ ، $m_D = 5.5 GeV$ and $f_B = 0.25 GeV$ ،

Process	$Q_s (GeV)$	$(F.P) \times 10^{-6}$		$\langle z \rangle$	
		[16]	Our results	[16]	Our results
$b \rightarrow \Omega_{bbc}$	3.4	5.367	5.290	0.539	0.562
$c \rightarrow \Omega_{bcc}$	1.48	2.459	2.475	0.446	0.490

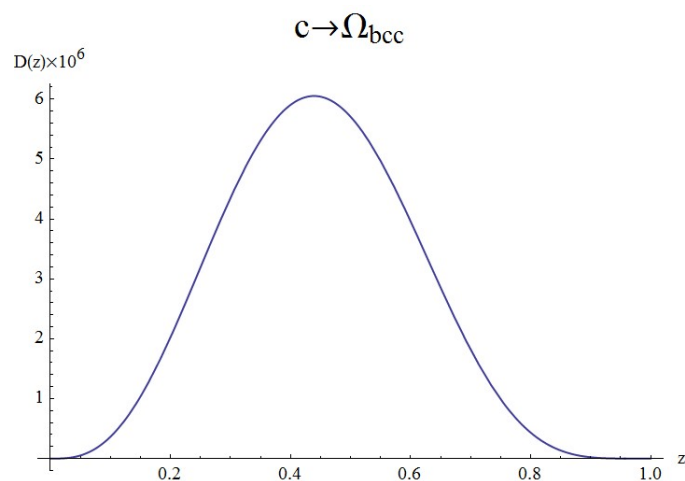


Fig. 2 The behavior of the fragmentation function $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ in terms of z .

شکل ۲ رفتار تابع ترکش $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ بر حسب z .

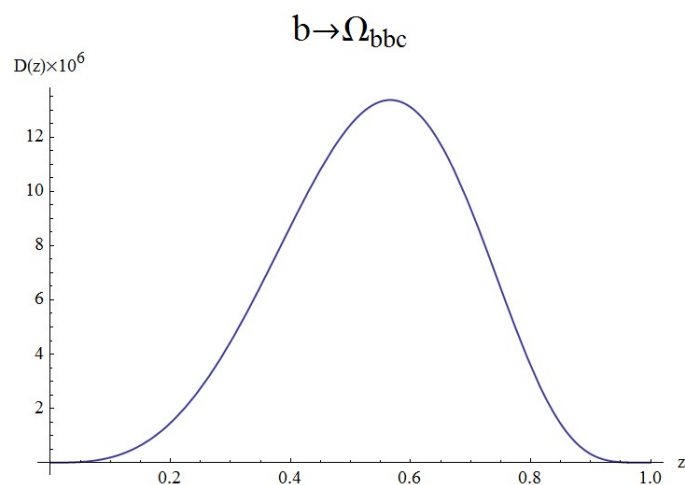


Fig. 3 The behavior of the fragmentation function $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ in terms of z .

شکل ۳ رفتار تابع ترکش $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ بر حسب z .



۳. محاسبه آهنگ واپاشی Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین

یکی از ابزارهای مهم به منظور دستیابی به شواهد فیزیکی مربوط به سامانه‌های هادرونی و آزمودن الگوی استاندارد استفاده از پیشگویی‌های دقیق الگوی استاندارد واپاشی و کسرهای برای آهنگ‌های انشعاب بوزون‌های پیمانه‌ای از جمله بوزون Z^0 به هادرون‌ها است. آهنگ واپاشی دیفرانسیلی بوزون Z^0 به باریون‌های سنگین به روش ترکش مستقیم کوارک‌ها را می‌توان برحسب توابع ترکش کوارک‌های سنگین به این باریون‌ها به صورت زیر نوشت [۱۲]:

$$d\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega(P) + X) = \sum_i \int_0^1 dz \Gamma(Z^0 \rightarrow i(\frac{P}{z}) + X, \mu) D_{i \rightarrow \Omega}(z, \mu) \quad (17)$$

مطابق این سناریو، در آغاز پارتون i با تکانه بزرگ $\frac{P}{z}$ تولید می‌شود که در مرحله بعد می‌تواند به باریون سه طعم سنگین Ω_{bcc} و یا Ω_{bbc} که کسر Z تکانه‌ی پارتون اولیه را حمل می‌کند، به صورت مستقیم ترکش کند. در اینجا روی پارتون‌های نوع i جمع بسته شده است و Z کسر تکانه‌ی باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} نسبت به پارتون اولیه Q است. با توجه به این حقیقت که سهم غالب در تولید باریون‌های سه طعم سنگین مربوط به ترکش کوارک‌های b و c است، از این رو، می‌توان رابطه‌ی (۱۷) را به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d\Gamma}{dz}(Z^0 \rightarrow \Omega(P) + X) = \Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q}) D_{Q \rightarrow \Omega}(z, \mu = \frac{M_Z}{2}) \quad (18)$$

در رابطه (۱۸)، مقیاس عامل‌بندی μ را برابر $\frac{M_Z}{2}$ قرار داده می‌شود. با توجه به این حقیقت، که برای تابع انشعاب در اولین مرتبه اختلال بر حسب α_s ، $\int_0^1 dx P_{c \rightarrow c}(x, \mu) = 0$ می‌باشد، از این رو، احتمال کل ترکش با تحول تابع ترکش تغییر نخواهد کرد [۷]. از این رو، می‌توان مقیاس عامل‌بندی μ را به جای $\frac{M_Z}{2}$ برابر $m_D + m_Q$ قرار داد. با انتگرال گرفتن از معادله‌ی (۱۸) نسبت به z ، نسبت آهنگ واپاشی Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω به آهنگ واپاشی Z^0 به زوج $Q\bar{Q}$ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega + X)}{\Gamma_{tot}} = \int_0^1 dz \frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})}{\Gamma_{tot}} D_{Q \rightarrow \Omega}(z, m_Q + m_D) \quad (19)$$

$\Gamma(Z^0 \rightarrow Q\bar{Q})$ آهنگ واپاشی مربوط به زیر فرآیند واپاشی Z^0 به جفت $Q\bar{Q}$ می‌باشد. که

کسر انشعاب‌های $\frac{\Gamma_{Z^0 \rightarrow c\bar{c}}}{\Gamma_{tot}} = (12.03 \pm 0.21)\%$ و $\frac{\Gamma_{Z^0 \rightarrow b\bar{b}}}{\Gamma_{tot}} = (15.12 \pm 0.05)\%$ برای

آن‌ها اندازه‌گیری شده است و در آن $\Gamma_{tot} = 2.4952 \pm 0.0023 \text{ GeV}$ پهنای واپاشی کل Z^0 است [۶]. با قراردادن آن‌ها در رابطه (۱۹) و انجام انتگرال‌های لازم نسبت‌های انشعاب $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ بدست می‌آیند. که نتایج آن در جدول (۲) داده شده است.

جدول ۲ کسرهای انشعاب $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ و $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ با در نظر گرفتن $m_c = 1.25 \text{ GeV}$ ، $f_B = 0.25 \text{ GeV}$ و $m_D = 5.5 \text{ GeV}$ ، $m_b = 4.25 \text{ GeV}$

Table 2 The branching fractions $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ and $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ considering the values of $m_c = 1.25 \text{ GeV}$ ، $m_b = 4.25 \text{ GeV}$ ، $m_D = 5.5 \text{ GeV}$ ، and $f_B = 0.25 \text{ GeV}$.

Process	$\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{QQ'Q''} + X)}{\Gamma_{tot}} \%$
$b \rightarrow \Omega_{bbc}$	8.11×10^{-5}
$c \rightarrow \Omega_{bcc}$	2.95×10^{-5}

۴. بحث و نتیجه‌گیری

در الگوی کوارک-دوکوارک باریون‌های سه طعم سنگین را می‌توان ترکیبی از کوارک و دوکوارک سازنده در نظر گرفت. بر این اساس در مورد Ω_{bcc} می‌توان آن را به صورت ترکیب دوکوارک نرده‌ای bc و کوارک c و برای Ω_{bbc} ترکیبی از کوارک سنگین b و دوکوارک نرده‌ای bc در نظر گرفت. در مرجع [۱۴] در چارچوب الگوی کوارک-دوکوارک باریون‌ها و با استفاده از pQCD، تابع ترکش کوارک‌های سنگین c و b به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} محاسبه شده است که شکل تحلیلی آن برابر با رابطه (۱۲) می‌باشد. بنابراین اگر در نمودار فاینمن شکل (۱)، کوارک سنگین اولیه، کوارک c باشد معادله (۱۲) تابع ترکش کوارک c به Ω_{bcc} را بدست می‌دهد. همچنین، اگر کوارک سنگین اولیه، کوارک سنگین b باشد از معادله (۱۲) تابع ترکش کوارک b به Ω_{bbc} را می‌توان بدست آورد. کمیت‌های ورودی در این تابع عبارتند از: m_Q جرم کوارک سازنده، m_D جرم دوکوارک سازنده، m_B جرم باریون سه طعم سنگین، Q_s مقدار قطب ضریب شکل دو کوارک، f_B ثابت واپاشی باریون، C_F ضریب رنگ



باریون و α_s ثابت جفت شدگی روان برهمکنش‌های قوی است. مقادیر در نظر گرفته شده برای جرم کوارک‌های c و b به ترتیب 1.25GeV و 4.25GeV است [۶]. جرم دوکوارک نرده‌ای bc در حد غیرنسبیتی برابر مجموع جرم کوارک‌های c و b و برابر 5.5GeV و جرم باریون‌های Ω_{bcc} و Ω_{bbc} در حد غیرنسبیتی برابر مجموع جرم دوکوارک bc و کوارک سنگین c یا b در نظر گرفته شده است، که در مورد Ω_{bcc} برابر 6.75GeV و برای Ω_{bbc} برابر 10.75GeV است.

در مورد ثابت جفت شدگی روان برهمکنش قوی، دو مقدار $\alpha_s(2m_c) = 0.26$ و $\alpha_s(2m_b) = 0.18$ استفاده شده است و برای ضریب رنگ باریون مقدار $C_F = \frac{4}{3}$ قرار داده شده است [۱۶]. تابع ترکش (۱۲) به Q_s ، قطب ضریب شکل حساس می‌باشد. نشان داده شده است که مقدار Q_s باید بیشتر از 1GeV باشد [۱۵ و ۱۹-۲۰]. از راه مساوی قرار دادن احتمال‌های ترکش بدست آمده از روش کاملاً اختلالی [۱۶] با احتمال‌های ترکش بدست آمده از محاسبات مرجع [۱۴]، در مورد $c \rightarrow \Omega_{bcc}$ ، $Q_s = 1.48\text{GeV}$ و در مورد $b \rightarrow \Omega_{bbc}$ ، $Q_s = 3.4\text{GeV}$ قرار داده شده است. با این مقادیر وردی، همچنانکه در جدول (۱) نشان داده شده است، احتمال‌های کل ترکش و کمیت متوسط ترکش بدست آمده از محاسبات مرجع [۱۴]، با نتایج مشابه در [۱۶] توافق بسیار خوبی را نشان می‌دهد.

هدف اصلی این مقاله محاسبه نسبت‌های انشعاب Z^0 به باریون‌های سه طعم سنگین Ω_{bcc} و Ω_{bbc} در فرآیند ترکش مستقیم کوارک‌ها b و c است. انگیزه اصلی برای انجام این کار به دو دلیل می‌باشد. دلیل اول اینکه آزمایش‌های انهدام الکترون-پوزیترون به دلیل ساده و روشن بودن حالت اولیه یکی از ابزارهای مهم برای آزمودن الگوی استاندارد است. دلیل دوم، وجود طرح‌های مختلف ساخت برخورددهنده‌های با انرژی بالای لپتون-لپتون می‌باشد. بنابراین نتایج بدست آمده از چنین پژوهش‌هایی می‌تواند راهنمای بسیار مناسبی برای پژوهشگرانی باشد که هدف آن‌ها آشکارسازی و تولید این ذرات در این گونه برخورد دهنده‌ها می‌باشد. به صورتی که هم اکنون چندین برخورد دهنده لپتونی در دست بررسی و ساخت هستند، به عنوان مثال، برخورد دهنده دایره‌ای الکترون-پوزیترون (CEPC) [۱]، برخورد دهنده خطی بین‌المللی (ILC) [۲]، برخورد دهنده دایره‌ای آینده الکترون-پوزیترون (FCC-ee) [۳] و برخورد دهنده میون [۴ و ۵]. با این برخورد دهنده، برخی از واپاشی‌های نادر بوزون Z^0 ، مانند واپاشی آن به کوارک کونیوم و باریون‌های سه طعم سنگین ممکن است اندازه‌گیری شوند. در این مقاله نسبت‌های واپاشی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bcc} + X)}{\Gamma_{tot}}$ و

برابر با روابطه (۱۹) محاسبه شده است و نتایج بدست آمده در جدول (۲) داده شده است.

همچنانکه که در بالا بیان شد، احتمالات ترکش به مقدار Q_s بسیار حساس می باشد. از این رو، به ازای مقادیری دیگری از Q_s نسبت های واپاشی Z^0 به باریون های سه طعم سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} محاسبه شد. در مورد واپاشی Z^0 به Ω_{bbc} به ازای $Q_s = 2.5 GeV$ نسبت واپاشی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}} = 7.84 \times 10^{-5} \%$ بدست آمده و برای واپاشی Z^0 به Ω_{bcc} به ازای

$Q_s = 1.25 GeV$ نسبت واپاشی $\frac{\Gamma(Z^0 \rightarrow \Omega_{bbc} + X)}{\Gamma_{tot}} = 5.96 \times 10^{-5} \%$ بدست می آید. این نتایج

نشان می دهند که احتمال واپاشی Z^0 به باریون های Ω_{bbc} و Ω_{bcc} کمابیش یکسان می باشد. نتایج بدست آمده از این پژوهش راهنمای مناسبی برای پژوهشگرانی است که به دنبال مشاهده و اندازه گیری آهنگ های واپاشی این باریون ها در آزمایش های مربوط به نابودی الکترون-پوزیترون و برخورد دهنده های لپتونی هستند. در چارچوب چنین الگوی محاسباتی واپاشی بوزون هیگز الگوی استاندارد به حالت های باتمونیم و چارمونیم مطالعه شده است که نتایج بسیار خوبی با داده های تجربی دارد [۱۲ و ۱۷].

منابع

- [1] CEPC Study Group, "CEPC conceptual design report: Volume 2-physics & detector", *arXiv preprint arXiv:1811.10545*, 2018. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1811.10545>
- [2] Baer, H., Barklow, T., Fujii, K., Gao, Y., Hoang, A., Kanemura, S., List, J., Logan, H.E., Nomerotski, A., Perelstein, M. and Peskin, M.E., "The international linear collider technical design report-volume 2: physics." *arXiv preprint arXiv:1306.6352*, 2013. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1306.6352>
- [3] Abada, A.E.A., Abbrescia, M., AbdusSalam, S.S., Abdyukhanov, I., Abelleira Fernandez, J., Abramov, A., Aburaia, M., Acar, A.O., Adzic, P.R., Agrawal, P. and Aguilar-Saavedra, J.A., "FCC-ee: The lepton collider: Future circular collider conceptual design report volume 2", *The European Physical Journal Special Topics* 228, 261-623, 2019. <https://doi.org/10.1140/epjst/e2019900045-4>
- [4] De Blas, J., Buttazzo, D., Capdevilla, R., Curtin, D., Franceschini, R., Maltoni, F., Meade, P., Meloni, F., Su, S., Vryonidou, E. and Wulzer, A., "The physics case of a 3 TeV muon collider stage", *arXiv preprint arXiv:2203.07261*, 2022. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2203.07261>
- [5] Black, K.M., Jindariani, S., Li, D., Maltoni, F., Meade, P., Stratakis, D., Acosta, D., Agarwal, R., Agashe, K., Aimè, C. and Ally, D., "Muon collider forum report", *Journal of Instrumentation* 19(02), T02015, 2024. <https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.01318>



- [6] Patrignani, C., Agashe, K., Aielli, G., Amsler, C., Antonelli, M., Asner, D.M., Baer, H., Banerjee, S., Barnett, R.M., Basaglia, T. and Bauer, C.W., "Review of particle physics", 2016. <http://dx.doi.org/10.1088/1674-1137/40/10/100001>
- [7] Sjöstrand, T., "The lund monte carlo for jet fragmentation and e+ e- physics-jetset version 6.2", *Computer Physics Communications* 39(3), 347-407, 1986. [https://doi.org/10.1016/0010-4655\(87\)90054-3](https://doi.org/10.1016/0010-4655(87)90054-3)
- [8] Suzuki, M., "Spin property of heavy hadron in heavy-quark fragmentation: A simple model", *Physical Review D* 33(3), 676, 1986. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.33>
- [9] Braaten, E. and Yuan, T.C., "Gluon fragmentation into heavy quarkonium", *Physical Review Letters* 71(11), 1673, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.71.1673>
- [10] Braaten, E., Cheung, K. and Yuan, T.C., "Z 0 decay into charmonium via charm quark fragmentation", *Physical Review D* 48(9), 4230, 1993. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.48.4230>
- [11] Kühn, J.H. and Schneider, H., "Inclusive J ψ 's in e+ e- annihilations", *Physical Review D* 24(11), 2996, 1981. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.24.2996> ; Testing QCD trough inclusive J/ ψ production in e^+e^- annihilation, Z. Phys. C11, 263, 1981.
- [12] Osati, T., "Direct Decay of The Higgs Boson into Upsilon Meson via Fragmentation1", *Iranian Journal of Applied Physics* 12(2), 22-38, 2022. <https://doi.org/10.22051/ijap.2022.38455.1247>
- [13] Osati, T. and Abubakri, B., "Inclusive Cross Section Production of J/ ψ in LEP", *Communications in Theoretical Physics* 67(2), 212, 2017. <https://doi.org/10.1088/0253-6102/67/2/212>
- [14] Nobary, M.G., Nikoobakht, B. and Naji, J., "Production of Ω_{bbc} and Ω_{bcc} baryons in quark-diquark model", *Nuclear Physics A* 789(1-4), 243-250, 2007. <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2007.02.008>
- [15] Adamov, A. and Goldstein, G.R., "Fragmentation functions for baryons in a quark-diquark model", *Physical Review D* 56(11), 7381, 1997. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.56.7381>
- [16] Nobari, M.A. and Sepahvand, R., "Fragmentation Production of Triply Heavy Baryons at the CERN LHC", *arXiv preprint hep-ph/0406148*, 2004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.71.034024>
- [17] Osati, T., "Direct decay of the Higgs boson via fragmentation", *Journal of Nuclear Science, Engineering and Technology (JONSAT)* 44(1), 1-8, 2023. <https://doi.org/10.24200/nst.2023.1371>
- [18] Hirai, M., Kumano, S., Nagai, T.H. and Sudoh, K., "Determination of fragmentation functions and their uncertainties", *Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology* 75(9), 094009, 2007. <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.75.094009>
- [19] Osati, T. and Movlanaei, M., "Inclusive Production Λ_c in the e+ e--Annihilation", *International Journal of Theoretical Physics* 55, 3911-3922, 2016. <https://doi.org/10.1007/s10773-016-3019-6>
- [20] Osati, T. and Movlanaei, M., "Diquark Fragmentation Contribution in Λ_b Production", *International Journal of Theoretical Physics* 56, 1429-1439, 2017. <https://doi.org/10.1007/s10773-017-3283-0>



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

