



TUYỂN TẬP BÁO CÁO HỘI NGHỊ TOÀN QUỐC

KHOA HỌC TRÁI ĐẤT VÀ TÀI NGUYÊN VỚI PHÁT TRIỂN BỀN VỮNG

Hà Nội, 12 - 11 - 2020

ERSD 2020



NHÀ XUẤT BẢN GIAO THÔNG VẬN TẢI



EARTH SCIENCES AND
NATURAL RESOURCES FOR
SUSTAINABLE DEVELOPMENT

TUYỂN TẬP BÁO CÁO HỘI NGHỊ TOÀN QUỐC
KHOA HỌC TRÁI ĐẤT VÀ TÀI NGUYÊN
VỚI PHÁT TRIỂN BỀN VỮNG

TIỂU BAN

KHOA HỌC CƠ BẢN
TRONG LĨNH VỰC KHOA HỌC
TRÁI ĐẤT VÀ MÔI TRƯỜNG

Quá trình sinh Higgs và U-hạt véc tơ từ va chạm $\mu^+ \mu^-$ trong mô hình Randall-Sundrum khi chùm μ^+, μ^- phân cực

Nguyễn Thị Hậu^{1,*}, Đào Thị Lê Thủy²
¹ Trường Đại học Mỏ - Địa chất
² Trường Đại học Sư phạm Hà nội

TÓM TẮT

Trong bài báo này, chúng tôi nghiên cứu quá trình tán xạ $\mu^+ \mu^- \rightarrow hU^\mu$ trong mô hình Randall-Sundrum khi chùm μ^+, μ^- phân cực. Sử dụng lý thuyết trường lượng tử với sự hỗ trợ của quy tắc Feynman để tính bình phương biên độ tán xạ theo các kênh s, t và u khi chùm μ^+, μ^- phân cực, sau đó dùng phần mềm mathematica để tính số và vẽ đồ thị. Các kết quả chỉ ra rằng, khi chùm μ^+, μ^- cùng phân cực phải thì tiết diện tán xạ thu được là lớn nhất theo kênh s. Theo các kênh t và u, khi chùm μ^+, μ^- cùng phân cực phải hoặc phân cực ngược nhau thì tiết diện tán xạ thu được nhỏ hơn rất nhiều so với kênh s. Do đó, đóng góp của U-hạt véc tơ khi chùm μ^+, μ^- cùng phân cực phải là lớn nhất. Hướng có lợi để thu được Higgs boson và U-hạt véc tơ là các chùm muon tới phải cùng chiều hoặc ngược chiều với nhau.

Từ khóa: Randall-Sundrum; U-hạt, muon; tiết diện tán xạ; phân cực.

1. Đặt vấn đề

Trong những năm gần đây, các nhà khoa học rất quan tâm tới việc tìm ra các hạt mới trên các máy gia tốc năng lượng cao như LHC (Large Hadron Collider) và CLIC (The Compact Linear Collider). U-hạt là một trong những ứng cử viên của các hạt mới và các dữ liệu thực nghiệm về U-hạt đã mang lại nhiều kỳ vọng cho việc chứng minh sự tồn tại của U-hạt (The CMS Collaboration, 2015; The CMS Collaboration, 2016; The CMS Collaboration, 2017; The CMS Collaboration, 2018). U-hạt được Howard Georgi đề xuất năm 2007 (Georgi, 2007; Georgi, 2007) dựa trên lý thuyết hiệu dụng. Lý thuyết U – hạt là lý thuyết năng lượng cao chứa cả các trường của mô hình chuẩn và các trường Banks – Zaks, các trường có tính chất bất biến tỉ lệ ở vùng hồng ngoại. Hai trường này tương tác với nhau thông qua việc trao đổi các hạt có khối lượng lớn M_U . U-hạt được chia làm ba loại là U-hạt vô hướng (spin = 0), U-hạt véc tơ (spin = 1) và U-hạt ten xơ (spin = 2).

Nhóm nghiên cứu của chúng tôi đã có một số kết quả nghiên cứu về U-hạt vô hướng và U-hạt véc tơ (Le Nhu Thuc và Dao Thi Le Thuy, 2020; Nguyen Thi Hau và Dao Thi Le Thuy, 2018; Nguyen Thi Hau và nnk, 2018; Nguyen Thi Hau và Dao Thi Le Thuy, 2019; Nguyen Thi Hau và Dao Thi Le Thuy, 2019). Cụ thể, trong bài báo “Higg and vector unparticle production via $\mu^+ \mu^-$ collision in the Radall-Sundrum model” (Nguyen Thi Hau và Dao Thi Le Thuy, 2019) chúng tôi đã đánh giá ảnh hưởng của U-hạt véc tơ từ va chạm $\mu^+ \mu^- \rightarrow hU^\mu$ trong mô hình Randall-Sundrum, tuy nhiên chưa tính tới trường hợp chùm μ^+, μ^- phân cực. Vì vậy, trong bài báo này chúng tôi tiếp tục khảo sát tiết diện tán xạ theo góc tán xạ và năng lượng khối tâm trong trường hợp chùm μ^+, μ^- phân cực, từ đó đánh giá ảnh hưởng của U-hạt véc tơ trong va chạm $\mu^+ \mu^-$ khi chùm μ^+, μ^- phân cực. Các kết quả tính toán về tiết diện tán xạ sẽ là cơ sở để so sánh giữa lý thuyết và thực nghiệm.

Cấu trúc bài báo được chia làm 4 phần, ngoài phần giới thiệu, chúng tôi sẽ trình bày cơ sở lý thuyết và phương pháp nghiên cứu trong phần 2 của bài báo. Các kết quả tính số và thảo luận sẽ trình bày trong phần 3, cuối cùng là các kết luận được trình bày trong phần 4.

2. Cơ sở lý thuyết và phương pháp nghiên cứu

Trong vật lý U-hạt, tương tác của U-hạt véc tơ (U^μ) với các hạt muon (μ^-, μ^+) được biểu diễn bằng giản đồ Feynman trên Hình 1.

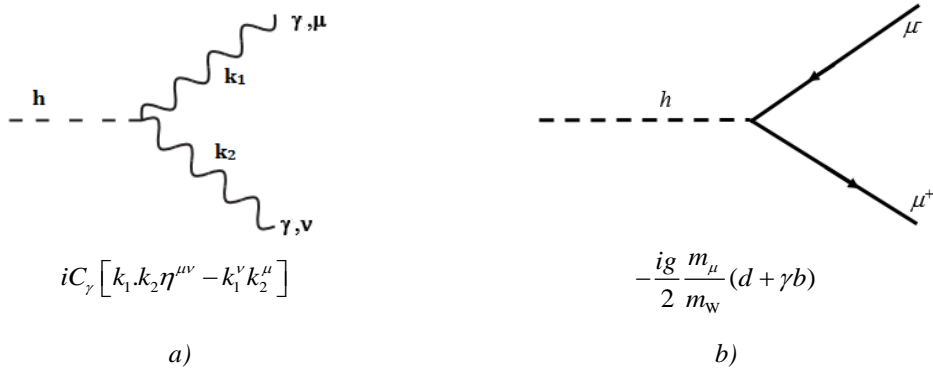
* Tác giả liên hệ

Email: nguyenthihau@humg.edu.vn



Hình 1. Quy tắc Feynman cho tương tác của U-hạt véc tơ với các muon (Cheung và nnk, 2007) với: λ_1 là hằng số tương tác hiệu dụng tương ứng với toán tử của U-hạt véc tơ, Λ_U là thang năng lượng và d_U là thứ nguyên tỉ lệ của toán tử U-hạt.

Trong mô hình Randall-Sundrum (Randall and Sundrum, 1999), tương tác của Higgs boson (h) với các photon (γ) và các muon (μ^-, μ^+) (Dominici và nnk, 2003) được biểu diễn trên Hình 2.



Hình 2. Quy tắc Feynman cho tương tác của Higgs boson với các photon có xung lượng k_1, k_2 (a) và các muon (b) (Dominici và nnk, 2003).

Với: C_γ là hệ số tương tác của Higgs boson với các hạt photon, m_μ và m_W lần lượt là khối lượng của muon và boson W, d và b là các tham số trộn trạng thái, g là hằng số tương tác của nhóm SU(2) và γ là tham số trộn trong mô hình Randall-Sundrum.

Dựa theo lí thuyết hiệu dụng, chúng tôi đề xuất tương tác của Higgs boson (h) với các U-hạt véc tơ (U^μ) theo giản đồ Feynman trong Hình 3, trong đó C_U là hệ số tương tác giữa Higgs boson với các U-hạt véc tơ, hệ số C_U đã được chúng tôi đánh giá thông qua tán xạ e^+e^- (Nguyễn Thị Hậu và Lê Như Thực, 2018).

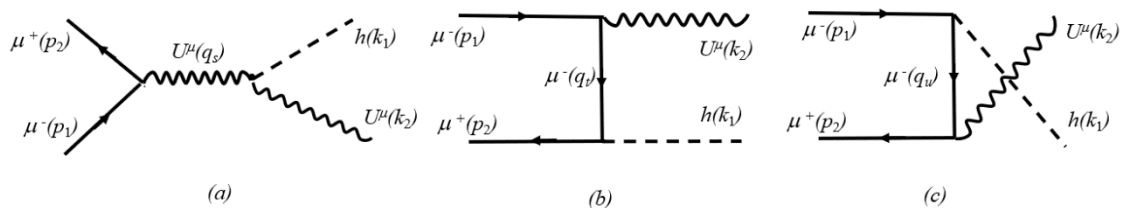


Hình 3. Quy tắc Feynman cho tương tác của Higgs boson với các U-hạt véc tơ có xung lượng k_1, k_2

Quá trình sinh Higgs và U-hạt véc tơ từ va chạm $\mu^+ \mu^-$ được biểu diễn dưới dạng:

$$\mu^-(p_1) + \mu^+(p_2) \rightarrow h(k_1) + U^\mu(k_2) \quad (1)$$

trong đó: p_1, p_2 là xung lượng của các hạt tham gia, k_1, k_2 là xung lượng của các hạt tạo thành. Quá trình này được mô tả bởi các giản đồ Feynman sau:



Hình 4. Giản đồ Feynman cho quá trình tán xạ $\mu^+ \mu^- \rightarrow h U^\mu$ theo kênh s (a), kênh t (b) và kênh u (c)

Trong Hình 4a U-hạt véc tơ đóng vai trò là hạt truyền tương tác với xung lượng q_s , còn trong Hình 4b và 4c thì hạt muon lại đóng vai trò là hạt truyền tương tác với xung lượng lần lượt là q_t và q_u . Áp dụng quy tắc Feynman cho các giản đồ trên Hình 4, chúng tôi thu được các yếu tố ma trận theo các kênh s, t, u như sau:

$$M_s = -\frac{i\lambda_1 A_{du}}{\Lambda_u^{du-1} 2\sin(du\pi)} (-q_s^2)^{du-2} C_U \bar{v}(p_2) \gamma^\mu (1+\gamma^5) u(p_1) \pi_{\mu\nu} (q_s k_2 \cdot g^{\nu\alpha} - q_s^\alpha k_2^\nu) \varepsilon_\alpha^*(k_2). \quad (2)$$

$$M_t = \frac{\lambda_1}{\Lambda_u^{du-1}} \frac{gm_\mu(d+\gamma b)}{2m_w(q_t^2 - m_\mu^2)} \bar{v}(p_2) (\hat{q}_t + m_\mu) \varepsilon_\mu^*(k_2) \gamma^\mu (1+\gamma^5) u(p_1) \quad (3)$$

$$M_u = \frac{\lambda_1}{\Lambda_u^{du-1}} \frac{gm_\mu(d+\gamma b)}{2m_w(q_u^2 - m_\mu^2)} \bar{v}(p_2) \gamma^\mu (1+\gamma^5) \varepsilon_\mu^*(k_2) (\hat{q}_u + m_\mu) u(p_1) \quad (4)$$

với: $q_s = p_1 + p_2 = k_1 + k_2$; $q_t = p_1 - k_1 = k_2 - p_2$; $q_u = k_1 - p_2 = p_1 - k_2$; $\pi_{\mu\nu} = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q_{s\mu} q_{s\nu}}{q_s^2} \right)$; A_{du} là hệ

số tái chuẩn hóa trong vật lí U-hạt.

Khi chùm μ^+ , μ^- phân cực, chúng tôi thay $v(p_2)$ bằng $v_L(p_2)$ hoặc $v_R(p_2)$ và thay $u(p_1)$ bằng $u_L(p_1)$ hoặc $u_R(p_1)$, trong đó:

$$\begin{cases} u_L(p_1) = \frac{1-\gamma_5}{2} u(p_1), \\ u_R(p_1) = \frac{1+\gamma_5}{2} u(p_1), \\ \bar{v}_L(p_2) = \bar{v}(p_2) \frac{1+\gamma_5}{2}, \\ \bar{v}_R(p_2) = \bar{v}(p_2) \frac{1-\gamma_5}{2} \end{cases} \quad (5)$$

Từ đó chúng tôi tính được bình phương biên độ tán xạ khi chùm μ^+ , μ^- phân cực theo các kênh s, t và u như sau:

Khi chùm μ^+ , μ^- cùng phân cực phải:

$$\begin{aligned} |M_{sRR}|^2 &= -2Bs^2 \{ (q_s k_2)^2 [-2(p_1 p_2) + \frac{1}{q_s^2} (-2(p_2 q_s)(p_1 q_s) + (p_1 p_2) q_s^2)] \\ &+ q_s^2 [2(p_2 k_2)(p_1 k_2) - (p_1 p_2) k_2^2 + \frac{1}{q_s^4} (2(p_2 q_s)(p_1 q_s)(q_s k_2)^2 - (p_1 p_2) q_s^2 (q_s k_2)^2) \\ &- \frac{1}{q_s^2} (2(p_2 k_2)(p_1 q_s)(q_s k_2) + 2(p_1 k_2)(p_2 q_s)(q_s k_2) - 2(p_1 p_2)(q_s k_2)^2) \} \end{aligned} \quad (6)$$

$$|M_{uRR}|^2 = 16Bu^2 m_\mu^2 (p_2 p_1) \quad (7)$$

$$|M_{tRR}|^2 = 16Bt^2 m_\mu^2 (p_2 p_1) \quad (8)$$

Khi chùm μ^+ , μ^- phân cực trái – phải

$$|M_{tLR}|^2 = 16Bt^2 \{ 2(p_2 q_t)(p_1 q_t) - (p_1 p_2)(q_t q_t) \} \quad (9)$$

Khi chùm μ^+ , μ^- phân cực phải – trái

$$|M_{uRL}|^2 = 8Bu^2 \{ 2(p_2 q_u)(p_1 q_u) - (p_1 p_2)(q_u q_u) + m_e^2 (p_2 q_u) \} \quad (10)$$

trong đó Bs , Bt , Bu là các hệ số mà chúng tôi đặt lần lượt là:

$$Bs = \frac{i\lambda_1 A_{du}}{\Lambda_u^{du-1} 2\sin(du\pi)} (-q_s^2)^{du-2} C_U \quad (11)$$

$$Bt = \frac{\lambda_1 g m_\mu (d + \gamma b)}{\Lambda_u^{du-1} 2m_W (q_t^2 - m_\mu^2)} \quad (12)$$

$$Bu = \frac{\lambda_1 g m_\mu (d + \gamma b)}{\Lambda_u^{du-1} 2m_W (q_u^2 - m_\mu^2)} \quad (13)$$

và các thành phần còn lại bao gồm $|M_{sRL}|^2; |M_{tRL}|^2; |M_{sLR}|^2; |M_{uLR}|^2; |M_{sLL}|^2; |M_{tLL}|^2; |M_{uLL}|^2$ đều cho kết quả bằng 0.

Với các kết quả thu được từ các phương trình (6)-(10), chúng tôi thay vào biểu thức tiết diện tán xạ vi phân trong hệ quy chiếu khối tâm

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{1}{64\pi s} \frac{|\vec{k}_1|}{|\vec{p}_1|} |M|^2 \quad (14)$$

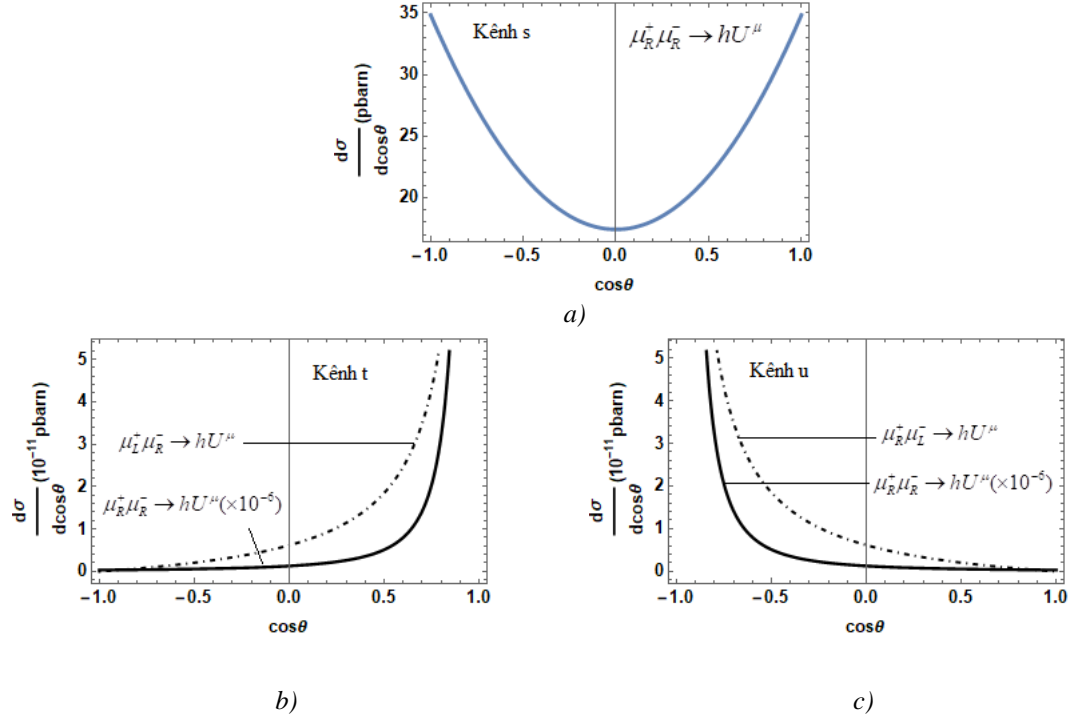
trong đó $s = (p_1 + p_2)^2$, \sqrt{s} là năng lượng khối tâm, $|M|^2$ là bình phương biên độ tán xạ và θ là góc hợp bởi hai véctơ xung lượng \vec{p}_1 và \vec{k}_1 . Từ đó chúng tôi tiến hành tính số và thảo luận về các kết quả thu được trong phần 3.

3. Kết quả tính số và thảo luận

Trong phần này, chúng tôi trình bày các kết quả tính số sau khi khảo sát sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ vi phân theo góc tán xạ và tiết diện tán xạ toàn phần theo năng lượng khối tâm khi chùm μ^+, μ^- phân cực trong quá trình tán xạ $\mu^+ \mu^- \rightarrow hU^\mu$.

Với bài báo trước, chúng tôi đã đánh giá được tiết diện tán xạ tăng nhanh nhất khi $1,8 < du < 2$ (Nguyen Thi Hau và Dao Thi Le Thuy, 2019). Do đó, trong bài báo này chúng tôi khảo sát tiết diện tán xạ tại $du = 1,99$ và cố định các thông số khác như sau: $C_U = C_\gamma$, $\lambda_1 = 1$, $\Lambda_U = 1000 \text{ GeV}$ và $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$.

Trước tiên, chúng tôi khảo sát sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ vi phân (TDTXVP) theo $\cos\theta$ khi chùm μ^+, μ^- phân cực. Các kết quả được thể hiện trên Hình 5.

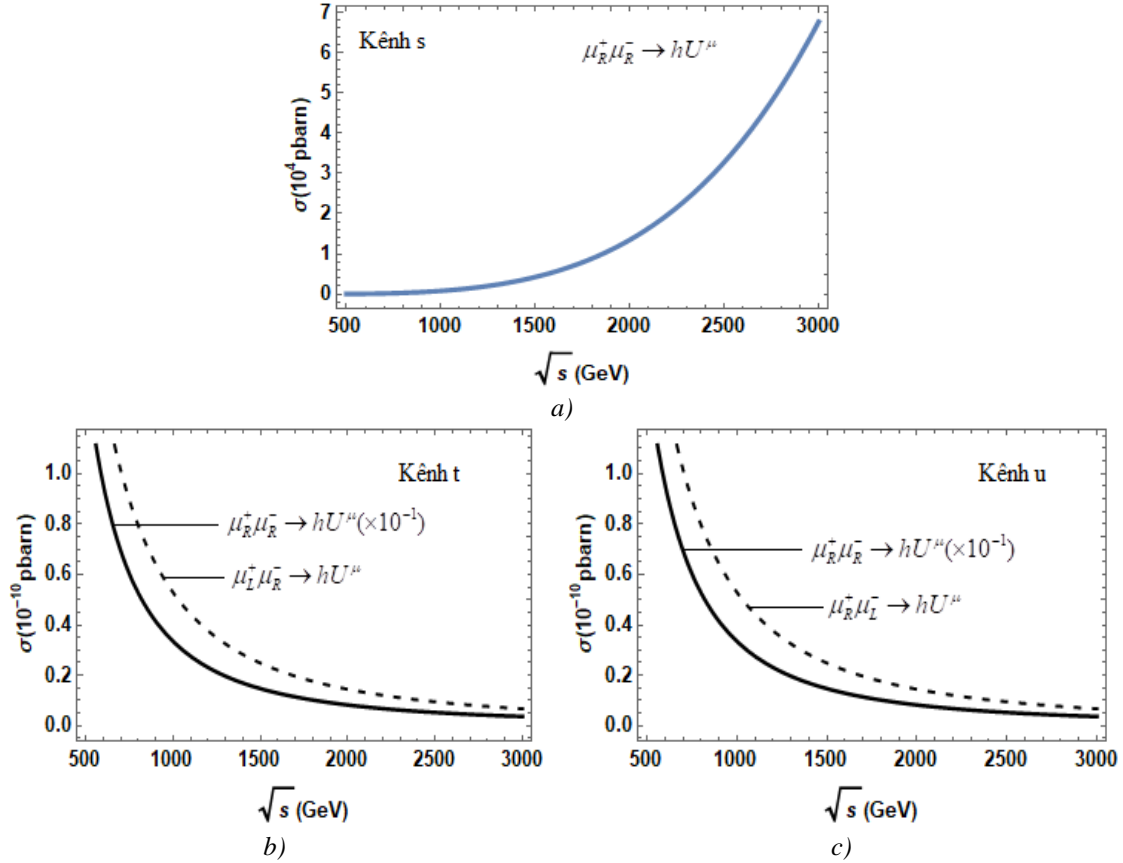


Hình 5. TDTXVP của quá trình tán xạ $\mu^+ \mu^- \rightarrow hU^\mu$ khi chùm μ^+, μ^- phân cực theo kênh s (a), kênh t (b) và kênh u (c)

Các kết quả trên Hình 5 cho thấy theo kênh s tiết diện tán xạ vi phân có giá trị lớn nhất khi chùm μ^+, μ^- cùng phân cực phải. Trên Hình 5a, TDTXVP lớn nhất khi $\cos\theta = \pm 1$ và nhỏ nhất khi $\cos\theta = 0$. Như vậy,

khi có sự phân cực của chùm μ^+, μ^- , hướng có lợi nhất để thu được Higgs boson và U-hạt véc tơ là chùm muon tới phải cùng chiều hoặc ngược chiều với nhau. Độ lớn của TDTXVP theo kênh u và kênh t nhỏ hơn rất nhiều so với kênh s khi chùm μ^+, μ^- phân cực.

Tiếp theo, chúng tôi khảo sát sự phụ thuộc của tiết diện tán xạ toàn phần (TDTXTP) theo năng lượng khối tâm trong khoảng từ 500 GeV đến 3000 GeV khi chùm μ^+, μ^- phân cực, các kết quả được biểu diễn trên Hình 6.



Hình 6. TDTXTP của quá trình tán xạ $\mu^+ \mu^- \rightarrow hU^\mu$ khi chùm μ^+, μ^- phân cực theo kênh s (a), kênh t (b) và kênh u (c)

Từ các đồ thị trên Hình 6 chúng tôi thấy rằng, theo kênh s TDTXTP tăng theo chiều tăng của \sqrt{s} khi chùm μ^+, μ^- cùng phân cực phải. Theo kênh t và kênh u, TDTXTP giảm theo chiều tăng của \sqrt{s} khi chùm μ^+, μ^- cùng phân cực phải hoặc phân cực ngược nhau. TDTXTP theo kênh s có giá trị lớn hơn nhiều so với kênh u và kênh t. Như vậy, khi U-hạt véc tơ đóng vai trò là hạt truyền tương tác thì tiết diện tán xạ thu được là lớn nhất, do đó nó có đóng góp lớn nhất khi chùm μ^+, μ^- cùng phân cực phải. Khi các hạt muon đóng vai trò là hạt truyền tương tác thì TDTXTP thu được rất nhỏ.

4. Kết luận

Trong bài báo này, chúng tôi đã áp dụng các quy tắc Feynman và dùng phần mềm mathematica để khảo sát ảnh hưởng của U-hạt véc tơ từ va chạm $\mu^+ \mu^- \rightarrow hU^\mu$ trong mô hình Randall-Sundrum khi chùm μ^+, μ^- phân cực. Các kết quả tính toán giải tích thu được biểu thức bình phương biên độ tán xạ khi chùm μ^+, μ^- phân cực theo các kênh s, t và u. Sử dụng phần mềm mathematica để tính số, chúng tôi thu được các đồ thị khảo sát tiết diện tán xạ vi phân theo góc tán xạ và các đồ thị khảo sát tiết diện tán xạ toàn phần theo năng lượng khối tâm khi có sự phân cực của chùm μ^+, μ^- . Các kết quả chỉ ra rằng, hướng có lợi để thu được U-hạt véc tơ và Higgs boson là các chùm muon phải cùng hướng hoặc ngược hướng so với nhau. Khi U-hạt véc tơ đóng vai trò là hạt truyền tương tác thì tiết diện tán xạ thu được là lớn nhất, hay nói cách khác đóng góp của U-hạt là lớn nhất trong tán xạ $\mu^+ \mu^- \rightarrow hU^\mu$ khi chùm μ^+, μ^- phân cực.

Tài liệu tham khảo

- K. Cheung, W. Y. Keung and T. C. Yuan, 2007. Collider phenomenology of unparticle physics. *Phys. Rev. D* 76, 055003.
- D. Dominici, B. Grzadkowski, J. F. Gunion and M. Toharia, 2003. The scalar Sector of the Randall-Sundrum Model. *Nucl.Phys. B* 671, 243-292.
- H. Georgi, 2007. Unparticle Physics. *Phys. Rev. Lett.* 98: 221601.
- H. Georgi, 2007. Another Odd Thing About Unparticle Physics. *Phys. Lett. B* 650: 275-278.
- Le Nhu Thuc, Dao Thi Le Thuy, 2020. The Scalar Unparticle Production from the Collision Process in Unparticle Physics. *VNU J. Sci: Math – Phys*, Vol. 36, 7-12.
- Nguyen Thi Hau and Dao Thi Le Thuy, 2018. The process of $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ in the Randall-Sundrum model, supersymmetric model and unparticle physics. *Com. Phys*, Vol. 28, 29-40.
- Nguyen Thi Hau, Dao Thi Le Thuy, Le Nhu Thuc, 2018. Sự sinh U-hạt trong tán xạ e^+e^- khi chùm e^+, e^- phân cực. *Sci. J. HNMTU*, Vol. 24, 62-70.
- Nguyen Thi Hau and Dao Thi Le Thuy, 2019. Higgs and vector unparticle production via $\mu^+\mu^-$ collision in the Radall-Sundrum model. *VNU J. Sci: Math – Phys*, Vol. 35, 93-98.
- Nguyen Thi Hau and Dao Thi Le Thuy, 2019. The process $e^+e^- \rightarrow \phi U$ via vector unparticle exchange in the Randall-Sundrum model. *HNUE J. Sci: Na. Sci*, Vol. 64, 39-44.
- Nguyễn Thị Hậu, Lê Như Thục, 2018. Quá trình sinh Higgs và U-hạt từ tán xạ e^+e^- trong mô hình Randall-Sundrum, *Tạp chí NCKH và CN Quân sự, số đặc san tháng 4 năm 2018*, 210-214.
- L. Randall and R. Sundrum, 1999. Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension. *Phys. Rev. Lett.* 83, 3370-3373.
- The CMS Collaboration, 2015. Search for dark matter, extra dimensions, and unparticles in monojet events in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$. *Eur. Phys. J. C* 75, 235.
- The CMS Collaboration, 2016. Search for dark matter and unparticles produced in association with a Z boson in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8\text{TeV}$. *Phys. Rev. D* 93, 052011.
- The CMS Collaboration, 2017. Search for dark matter and unparticles in events with a Z boson and missing transverse momentum in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. *J. High Energ. Phys.* 03: 061.
- The CMS Collaboration, 2018. Search for new physics in events with a leptonically decaying Z boson and a large transverse momentum imbalance in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13\text{TeV}$. *Eur. Phys. J. C* 78, 291.

ABSTRACT

Higgs and vector unparticle production via $\mu^+\mu^-$ collision in the Radall-Sundrum model when μ^+, μ^- beams are polarized

Nguyen Thi Hau^{1,*}, Dao Thi Le Thuy²
¹ Hanoi University of Mining and Geology
² Hanoi National University of Education

In this paper, we study the Higgs boson and vector unparticle production via collision in the Randall-Sundrum model when beams are polarized. We have used quantum field theory and Feynman rules to calculate matrix elements square of the process with s, t, and u channels when the beams are polarized. After that, in order to assess the number and make the identification, a mathematica software will be used. The results indicate that when the beams are polarized right-right, the cross section reaches maximum value with s channel. When the beams are polarized right-right, right-left or left-right, the cross section of the t and u channels is much smaller than s one. Therefore, the contribution of vector unparticle is largest when the beams are polarized right-right. The advantageous directions to search for signs of Higgs boson and vector unparticle are the same or opposites directions to the initial muon beams.

Keywords: Randall-Sundrum, unparticle, muon, cross section, polarized.