

The study of azimuthal correlation contribution in polarized top quark decay: Search for new physics

Seyed Mohammad Moosavi Nejad*, Taghi Ebrahimi

Faculty of Physics, Yazd University, P.O. Box 89195-741, Yazd, Iran

Received: 10.03.2024 Final revised: 27.08.2024 Accepted: 23.09.2024

Doi: [10.22055/jrmbms.2024.19701](https://doi.org/10.22055/jrmbms.2024.19701)

Abstract

The study of polarized top quark decay could be considered as a new channel to search for new physics. According to the Standard Model (SM) of particle physics, top quark in a cascade process as $t \rightarrow bW^+ \rightarrow X_b l^+ \nu_l + Jets$ decays into a bottom quark and W^+ -boson so in the following, W^+ -boson decays in a lepton pair (or a quark-antiquark) and bottom hadronizes into an observable bottom-flavored hadron X_b (in most cases a B-meson). Through this paper, we first present an overview on the polarized top quark decay and then study the azimuthal correlation between the event plane, formed by the vectors $(\vec{p}_\nu, \vec{p}_l, \vec{p}_{X_b})$, and the polar plane constructed by the vectors (\vec{p}_l, \vec{P}_t) . We will investigate the effect of right-chiral quark current which is absent in the SM. We will show that this non-SM effect leads to nonzero values for the azimuthal correlation contribution at leading-order perturbation theory.

Keywords: Polarized Top quark, Standard model, Left and right chiral currents, Azimuthal correlation.

*Corresponding Author: mmoosavi@yazd.ac.ir



مطالعه سهم همبستگی سمتی در واپاشی کوارک تاپ قطبیده: در جستجوی

فیزیک جدید

سید محمد موسوی نژاد*، تقی ابراهیمی

دانشکده فیزیک، دانشگاه یزد، صندوق پستی ۷۴۱-۸۹۱۹۵، یزد، ایران

دریافت: ۱۴۰۲/۱۲/۲۰ ویرایش نهائی: ۱۴۰۳/۰۶/۰۶ پذیرش: ۱۴۰۳/۰۷/۰۲

Doi: [10.22055/jrmbms.2024.19701](https://doi.org/10.22055/jrmbms.2024.19701)

چکیده

مطالعه واپاشی کوارک تاپ قطبیده می‌تواند به‌عنوان کانالی برای جستجوی فیزیک جدید در نظر گرفته شود. مطابق با مدل استاندارد فیزیک ذرات بنیادی، کوارک تاپ در فرایند آبخاری $t \rightarrow bW^+ \rightarrow X_b l^+ \nu_l + Jets$ به کوارک باتم و بوزون W^+ واپاشیده می‌شود که در ادامه، بوزون W^+ به زوج لپتون‌ها (یا کوارک-آنتی کوارک) و کوارک باتم نیز در فرایند هادرونی شدن به مزون یا باریون قابل مشاهده X_b (معمولاً مزون B) تبدیل می‌شود. در این مقاله با مطالعه نرخ واپاشی کوارک تاپ قطبیده به بررسی جزئی‌تر سهم همبستگی سمتی بین صفحه رویداد، تشکیل شده از بردارهای $(\vec{p}_\nu, \vec{p}_l, \vec{p}_{X_b})$ ، و صفحه قطبی متشکل از بردار قطبش کوارک تاپ، پرداخته و اثرات جریان‌های کوارکی دستگونه-راستگرد را بر این سهم بررسی می‌کنیم. نشان خواهیم داد که این جریان‌های غایب در مدل استاندارد چگونه باعث ایجاد سهمی غیر صفر در مرتبه اول اختلال برای همبستگی سمتی مذکور خواهند شد.

کلیدواژه‌گان: کوارک تاپ قطبیده، مدل استاندارد، جریان راستگرد و چپگرد، همبستگی سمتی

مقدمه

اختلال [۲]، ساختارهای عجیب [۳] از جمله مهمترین سوالات بدون پاسخ این مدل هستند. در کنار این سوالات مهم، انحراف‌های مشاهده شده میان نتایج نظری و داده‌های آزمایشگاهی برای برخی از پدیده‌های فیزیکی، فیزیکدانان ذرات را مجاب کرده است که باید در جستجوی فیزیک جدید برای توجیه این پدیده‌ها باشند. لذا در طی سالیان اخیر نظریه‌های متعددی که

با گذشت بیش از نیم قرن از ارائه مدل استاندارد ذرات بنیادی و علیرغم موفقیت‌های بیشمار این مدل، امروزه این مدل نظریه همه چیز نیست و مسائل حل نشده زیادی وجود دارند که مدل استاندارد جواب قانع کننده‌ای برای آنها ندارد. مسائلی مانند منشأ ماده تاریک، انرژی تاریک، عدم تقارن ماده-پادماده در جهان، مسئله جرم و نوسان نوترینو [۱]، مسئله سلسله مراتبی^۱ (واگرایی جرم بهنجار بوزون هیگز در مراتب بالاتر

*نویسنده مسئول: mmoosavi@yazd.ac.ir^۱Hierarchy problem

مقید هادرونی $\tau_{QCD} \approx \hbar / \Lambda_{QCD} \approx 3 \times 10^{-24} s$ است). بنابراین محتوای اسپینی آن بدون تغییر به ذرات حاصل از واپاشی منتقل می‌شود. این خاصیت، شرایط منحصر به فردی را ایجاد می‌کند که می‌توان با مطالعه توزیع زاویه‌ای محصولات واپاشی کوارک تاپ به خواص اسپینی آن پی برد. با توجه به عنصر $V_{tb} \approx 0.999$ از ماتریس ترکیب کابیو-کوبایاشی-ماسکاو (ماتریس CKM [۱۰, ۱۱]) کوارک تاپ در پایین‌ترین مرتبه اختلال با احتمال (تقریباً) صد در صد در فرایند دو جسمی $t \rightarrow bW^+$ واپاشیده می‌شود. در ادامه، بوزون W^+ به زوج لپتون-نوترینو (یا زوج کوارک-آنتی کوارک) واپاشیده می‌شود. همچنین کوارک باتم قبل از واپاشی، در فرایند هادرونی شدن به هادرون نهایی بی‌رنگ تبدیل خواهد شد که در اکثر موارد این هادرون، مزون B (مزونی با طعم کوارک باتم) است. $B \rightarrow B + Jets$. بنابراین می‌توان با مطالعه محصولات واپاشی، از جمله توزیع انرژی مزون خروجی کمیت‌های وابسته به اسپین این کوارک را تعیین کرد. به‌عنوان مثال، در مراجع [۱۲-۱۴] طیف انرژی مزون‌های B و D (مزونی با طعم کوارک چارم) در واپاشی کوارک تاپ قطبیده و غیرقطبیده مطالعه شده است و سهم نرخ‌های قطبی و سمتی در توزیع انرژی مزون‌ها تعیین شده‌اند.

در این پژوهش قصد داریم با در نظر گرفتن واپاشی کوارک تاپ قطبیده، به مطالعه جزئی‌تر سهم همبستگی سمتی بین صفحه رویداد و صفحه قطبی، صفحه

عموماً به نام نظریه‌های ماورای مدل استاندارد^۱ شناخته می‌شوند، برای حل این معضلات پیشنهاد شده‌اند.

در این میان، مشهورترین نظریه‌ها بر پایه ابرتقارن، تکنی‌کالر^۲ [۴]، فیزیک بدون ذره^۳ [۵]، ناجابه‌جایی فضا-زمان [۶] و ... بنا شده‌اند. برخی از ایده‌ها مانند نظریه ابرتقارن، با تعمیم نظریه مدل استاندارد ضمن وارد کردن برهم‌کنش‌های ممنوع مدل استاندارد به نظریه، به معرفی ذرات جدید پرداخته و راهکاری برای حل مشکلات این مدل ارائه می‌دهند. برخی دیگر مانند نظریه ناجابه‌جایی فضا-زمان هیچ درجه آزادی اضافه‌تری در لاگرانژی برهم‌کنش وارد نمی‌کنند و در نتیجه بدون معرفی ذره جدید، تنها برهم‌کنش‌های مدل استاندارد ناشی از ناجابه‌جایی فضا-زمان را اصلاح می‌کنند. به‌عنوان نمونه، در مراجع [۶-۹] اثر ناجابه‌جایی فضا-زمان روی فرایند تولید و واپاشی کوارک تاپ مطالعه شده است و حد پایینی برای مقیاس ناجابه‌جایی تعیین شده است. همچنین در مرجع [۹] در مطالعه فرایند نابودی زوج جهت تولید هادرون حد پایینی برای پارامتر ناجابه‌جایی معرفی شده است.

در این پژوهش قصد داریم با مطالعه کوارک تاپ ضمن مروری بر روابط کلیدی و بنیادی، اثرات غیر مدل استاندارد را روی آن بررسی نمائیم. کوارک تاپ به‌عنوان سنگین‌ترین ذره مدل استاندارد طول عمر بسیار کوچکی دارد ($\tau_t = \hbar / \Gamma_t \approx 5 \times 10^{-25} s$) و لذا این کوارک فرصت کافی برای تشکیل ساختار مقید هادرونی را ندارد (زمان تقریبی لازم برای تشکیل حالت

³Unparticle physics¹Beyond Standard Model²Technicolor

لورنتس در تولید و واپاشی زوج کوارک تاپ پرداخته است.

لازم به ذکر است، کوارک‌های تاپ قطبیده منفرد در برخورددهنده‌های هادرونی پرنرژی نسل آینده به‌وفور قابل دسترس خواهند بود. سطح مقطع تولید این رویدادها حتی می‌تواند به‌بزرگی حدود ۳۳٪ سطح مقطع تولید زوج $t\bar{t}$ باشد [۱۹]. همچنین در برخورددهنده‌های خطی الکترون-پوزیترون نسل آینده که در دست طراحی هستند با تنظیم قطبش طولی باریکه‌های فرودی می‌توان کوارک تاپ ۱۰۰٪ قطبیده را به دست آورد [۲۰]. برخورددهنده بزرگ هادرونی سرن (LHC^۳) به‌عنوان کارخانه تولید کوارک تاپ شناخته می‌شود. در این برخورددهنده با شرایط طراحی شده شامل انرژی مرکز جرم $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ و درخشندگی $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ، سالانه بیش از ۹۰ میلیون زوج $t\bar{t}$ تولید می‌شود [۲۱]. انتظار می‌رود با گسترش امکانات آزمایشگاهی در حوزه فیزیک شتابدهنده‌ها بتوان به‌اندازه‌گیری‌های دقیق‌تری از همبستگی سمتی مورد اشاره دست یافت که برای این منظور نیاز است ابزار نظری به‌اندازه کافی دقیق و فراگیر بوده و جزئیات بیشتر در این حوزه مطالعه شده باشد.

در این مقاله، ابتدا نرخ واپاشی کوارک تاپ در مدل استاندارد طی فرایند $t(\uparrow) \rightarrow b l^+ \nu_l$ را مطالعه کرده و سپس به بررسی سهم نرخ سمتی خواهیم پرداخت و نشان خواهیم داد تقریب‌هایی که عمدتاً در این مطالعه در نظر گرفته می‌شوند تا چه حد به واقعیت نزدیک

منشکل از بردار قطبش کوارک تاپ و بردار تکانه لپتون (شکل ۱)، پرداخته و اثر آن را روی نرخ واپاشی کوارک تاپ بررسی کنیم. در ابتدا نشان خواهیم داد تقریبی مانند جرم صفر کوارک باتم یا تقریب پهنای باریک که عموماً در مطالعه کوارک تاپ لحاظ می‌شوند چند درصد خطا در محاسبات وارد می‌کنند و در ادامه به تبعیت از مدل ابرتقارن که در آن جریان‌های کوارکی دستگونه-راستگرد^۱ مجاز هستند، با اصلاح لاگرانژی برهم‌کنش ضعیف اثر این تغییرات را در نرخ واپاشی سمتی مطالعه نمائیم. از آنجایی که طبق مدل استاندارد، در برهم‌کنش‌های ضعیف تنها جریان‌های دستگونه-چپگرد^۲ بین کوارک‌ها مجاز هستند لذا سهم نرخ واپاشی از همبستگی سمتی بین صفحات رویداد و قطبی در مرتبه اول اختلال صفر است. نشان خواهیم داد که با در نظر گرفتن جمله برهم‌کنشی شامل جریان‌های دستگونه-راستگرد در لاگرانژی الکتروضعیف سهم نرخ واپاشی از همبستگی سمتی مقدار غیر صفر خواهد شد که این می‌تواند موقعیتی مناسب برای جستجوی فیزیک جدید باشد. پیش از این، در مرجع [۱۵] واپاشی کوارک تاپ قطبیده با در نظر گرفتن اثر ناجابجایی بررسی شده و نشان داده شده است که این اثر می‌تواند منجر به سهم غیر صفر برای تابع همبستگی سمتی گردد. همچنین در مراجع [۱۶، ۱۷] اثر نقض تقارن لورنتس بر روی نرخ تولید و واپاشی کوارک تاپ مطالعه شده و در مرجع [۱۸] گروه همکاری D0 به جستجوی تجربی اثر نقض ناوردایی

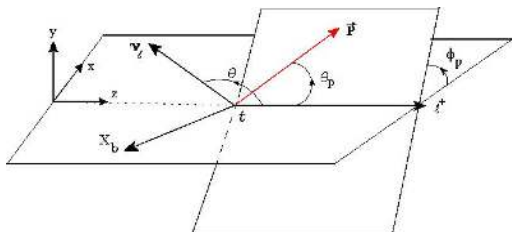
³Large Hadron Collider

⁴Luminosity

¹Right-chiral quark current

²Left-chiral quark current

واپاشی کوارک تاپ (شکل ۲)، برای دامنه پراکندگی در مرتبه اول اختلال داریم:



شکل ۱. چارچوب مرجع واپاشی کوارک تاپ ساکن. زوایای قطبی و سمتی و بردار قطبش کوارک تاپ نشان داده شده‌اند.

$$M^{LO} = \bar{u}(p_b, s_b) \left(-\frac{i g_W |V_{tb}|}{2\sqrt{2}} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \right) u(p_t, s_t) \quad (2)$$

$$\left[\frac{-i(g^{\mu\nu} - \frac{p_W^\mu p_W^\nu}{m_W^2})}{p_W^2 - m_W^2 + i\epsilon} \right] \bar{u}(p_b, s_b) \left(-\frac{i g_W}{2\sqrt{2}} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \right) u(p_t, s_t)$$

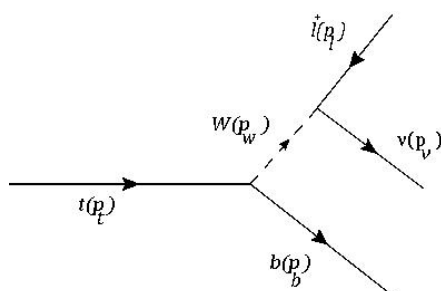
از آنجائی که جمله $(p_W^\mu p_W^\nu)/m_W^2$ در انتشارگر بوزونی منجر به بروز جملاتی متناسب با $m_t m_l / m_W^2$ یا $m_b m_l / m_W^2$ می‌شود لذا می‌توان با تقریب بسیار خوبی از آن صرف نظر کرد.

پیرو نسخه برایت-ویگنر (Breit-Wigner) [۲۳]

انتشارگر بوزونی را با رابطه زیر جایگزین می‌کنیم:

$$\frac{-i}{p_W^2 - m_W^2 + i\epsilon} \rightarrow \frac{-i}{p_W^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W} \quad (3)$$

که در آن $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042 \text{ GeV}$ و $m_W = 80.339 \text{ GeV}$ پهنای واپاشی و جرم بوزون W هستند [۲۴].



شکل ۲. نمودار فاینمن واپاشی $t \rightarrow b + W^+ (\rightarrow l^+ \nu_l)$ در مرتبه اول اختلال.

هستند. در انتها به معرفی جفت شدگی راستگرد در برهم‌کنش ضعیف پرداخته و اثر این جمله جدید را روی نرخ واپاشی سمتی کوارک تاپ بررسی می‌کنیم.

ساختار توزیع زاویه‌ای نرخ واپاشی

در عمومی‌ترین حالت، توزیع زاویه‌ای نرخ واپاشی دیفرانسیلی کوارک تاپ قطبیده در فرایند $t(\uparrow) \rightarrow b + W^+ (\rightarrow l^+ \nu_l)$ به صورت همبستگی میان قطبش کوارک تاپ و محصولاتش بیان می‌شود [۲۲]. این همبستگی با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$\frac{d^3\Gamma}{dx_l d\cos\theta_p d\phi_p} = \quad (4)$$

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{d\Gamma_A}{dx_l} + P \frac{d\Gamma_B}{dx_l} \cos\theta_p + P \frac{d\Gamma_C}{dx_l} \sin\theta_p \cos\phi_p \right)$$

که در آن P ، اندازه قطبش کوارک تاپ را مشخص می‌کند ($0 \leq P \leq 1$) و زوایای قطبی θ_p و سمتی ϕ_p در شکل ۱ معرفی شده‌اند. همان‌گونه که در شکل ۱ دیده می‌شود، زاویه قطبی θ_p به جهت‌گیری بردار اسپین کوارک تاپ (\vec{P}) نسبت به جهت تکانه لپتون l^+ اشاره دارد و زاویه سمتی ϕ_p به سمت‌گیری صفحه رویداد نسبت به صفحه قطبی، شامل بردارهای (\vec{p}_l, \vec{P}) ، اشاره دارد. پیرو نمادگذاری مرجع [۲۲]، انرژی سنج شده لپتون باردار را به صورت $x_l = 2E_l / m_t$ تعریف می‌کنیم که در آن m_t جرم کوارک تاپ است. در رابطه ۱، $d\Gamma_A / dx_l$ ، $d\Gamma_B / dx_l$ و $d\Gamma_C / dx_l$ ، به ترتیب، بیانگر نرخ واپاشی دیفرانسیلی غیرقطبیده، قطبیده قطبی و قطبیده سمتی بوده که توصیف‌کننده همبستگی قطبی و سمتی میان بردار قطبش کوارک تاپ و محصولات واپاشی آن هستند. ابتدا به محاسبه نرخ واپاشی در مرتبه اول اختلال می‌پردازیم. با در نظر گرفتن نمودار فاینمن

$$p_t \cdot p_l = \frac{m_t^2}{2} x_l, \quad p_b \cdot p_v = \frac{m_t^2}{2} (1 - \varepsilon^2 - x_l) \quad ۸$$

$$s_t \cdot p_l = -P \frac{m_t}{2} x_l \cos \theta_p$$

نهایتاً، برای مربع دامنه پراکندگی (رابطه ۴) در مرتبه اول اختلال داریم:

$$|M^{LO}|^2 = \quad ۹$$

$$16m_W^4 G_F^2 |V_{tb}|^2 \frac{x_l(1-\varepsilon^2-x_l)}{(1-\varepsilon^2+y^2-x_l-x_v)^2+y^4\gamma_W^2} [1+P \cos \theta_p]$$

در ساده‌سازی رابطه فوق، از تعاریف زیر استفاده کرده‌ایم:

$$\varepsilon = \frac{m_b}{m_t}, \quad y = \frac{m_W}{m_t}, \quad x_l = \frac{2E_l}{m_t} \quad ۱۰$$

$$x_v = \frac{2E_v}{m_t}, \quad \gamma_W = \frac{\Gamma_W}{m_W}$$

برای محاسبه نرخ واپاشی از تعریف عمومی آن برای فرایند $t(\uparrow) \rightarrow b+W^+ (\rightarrow l^+ \nu_l)$ شروع می‌کنیم:

$$d\Gamma^{LO} = (2\pi)^4 \delta^4(\mathbf{p}_l - \mathbf{p}_b - \mathbf{p}_l - \mathbf{p}_\nu) \times \frac{1}{2m_t} |M^{LO}|^2 \frac{d^3\mathbf{p}_b}{(2\pi)^3 2E_b} \frac{d^3\mathbf{p}_l}{(2\pi)^3 2E_l} \frac{d^3\mathbf{p}_\nu}{(2\pi)^3 2E_\nu} \quad ۱۱$$

برای کاهش فضای فاز سه بعدی به دو بُعد، از تکنیک جایگزینی زیر استفاده می‌کنیم:

$$\int \frac{d^3\mathbf{p}_b}{2E_b} = \int d^4 p_b \delta(p_b^2 - m_b^2) \Theta(p_b^0) \quad ۱۲$$

همچنین در ساده‌سازی رابطه ۱۱ از روابط زیر کمک می‌گیریم:

$$d^3\mathbf{p}_l = |\vec{p}_l|^2 d|\vec{p}_l| d\Omega_l = E_l^2 dE_l d\cos\theta_p d\phi_p \quad (m_l=0) \quad ۱۳$$

$$d^3\mathbf{p}_\nu = 2\pi E_\nu^2 dE_\nu d\cos\theta$$

که در آن θ زاویه جهت‌گیری نوترینو نسبت به راستای حرکت لپتون است (شکل ۱). با ساده سازی، برای نرخ واپاشی $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ داریم:

$$\frac{d^2\Gamma^{LO}}{d\cos\theta_p d\phi_p} = \quad ۱۴$$

$$\frac{\pi m_t}{(4\pi)^5} \int dx_l dx_v |M^{LO}|^2 \delta(\cos\theta - a) d\cos\theta$$

با این جایگزینی داریم:

$$M^{LO} = \frac{im_W^2 G_F}{\sqrt{2}} |V_{tb}| \frac{H_\mu^{(0)} L^\mu}{p_W^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W} \quad ۴$$

$$\Rightarrow |M^{LO}|^2 = \frac{m_W^4 G_F^2}{2} |V_{tb}|^2 \frac{H_\mu^{(0)} L^{\mu\nu}}{(p_W^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma_W^2}$$

$$G_F = g_W^2 / (4\sqrt{2}m_W^2) = 1.16637 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad \text{که}$$

ثابت فرمی بوده و تانسورهای لپتونی و هادرونی عبارتند از:

$$H_{\mu\nu}^{(0)} = \text{Tr}[(p_b + m_b)\gamma_\mu(1-\gamma_5)(p_l + m_l)\frac{1+\gamma_5\not{s}_l}{2}\gamma_\nu(1-\gamma_5)]$$

$$= 4(m_l g^{\mu\nu} p_b \cdot s_l - g^{\mu\nu} p_b \cdot p_l - m_l p_b^\nu s_l^\mu - m_l p_b^\mu s_l^\nu + p_b^\mu p_l^\nu + p_b^\nu p_l^\mu + im_l \varepsilon^{\mu\nu p_b s_l} - i\varepsilon^{\mu\nu p_b p_l}), \quad ۵$$

$$L^{\mu\nu} = \text{Tr}[p_\nu \gamma^\mu (1-\gamma_5)(p_l + m_l) \gamma^\nu (1-\gamma_5)]$$

$$= 8(-g^{\mu\nu} p_l \cdot p_\nu + p_l^\nu p_\nu^\mu + p_l^\mu p_\nu^\nu + i\varepsilon^{\mu\nu p_l p_\nu}).$$

در رابطه فوق، جهت اعمال اثر قطبش کوارک تاپ در محاسبات به‌جای استفاده از عملگر تصویر انرژی:

$$\Lambda^+(p_l) = \sum_{s_l} u(p_l, s_l) \bar{u}(p_l, s_l) = (p_l + m_l) u(p_l, s_l) \bar{u}(p_l, s_l) = (p_l + m_l)(1 + \gamma_5 \not{s}_l) / 2$$

کرده‌ایم که در آن s_l چار-بردار قطبش کوارک تاپ است (شکل ۱). پس از محاسبه ردّ (Trace) ماتریس‌های دیراک در رابطه ۵، داریم:

$$H_{\mu\nu}^{(0)} L^{\mu\nu} = 128(p_b \cdot p_\nu)(p_l \cdot p_l - m_l s_l \cdot p_l) \quad ۶$$

که مستقل از جرم لپتون و جرم کوارک باتم است. در ادامه، با صرف نظر از جرم لپتون و با در نظر گرفتن سینماتیک مسئله (شکل ۱)، برای چار-بردار تکانه-انرژی کوارک تاپ و لپتون و همچنین بردار قطبش کوارک تاپ داریم:

$$p_l^\mu = (m_l; \vec{0}),$$

$$p_l^\mu = E_l(1; \vec{0}, 1) = \frac{m_t}{2} x_l(1; \vec{0}, 1), \quad ۷$$

$$s_l^\mu = P(0; \sin\theta_p \cos\phi_p, \sin\theta_p \sin\phi_p, \cos\theta_p)$$

در نتیجه، ضرب چار-بردارهای تکانه عبارتند از:

$$m_b = 0 \begin{cases} \Gamma_A^{LO} = 0.1602 \pm 0.008 \\ \Gamma_B^{LO} = 0.1602 \pm 0.008 \\ \Gamma_C^{LO} = 0 \end{cases} \quad ۱۸$$

$$m_b \neq 0 \begin{cases} \Gamma_A^{LO} = 0.1598 \pm 0.009 \\ \Gamma_B^{LO} = 0.1598 \pm 0.009 \\ \Gamma_C^{LO} = 0 \end{cases}$$

همانگونه که ملاحظه می‌شود، اثر جرم کوآک باتم در محاسبه نرخ واپاشی در مرتبه اول اختلال به‌سادگی قابل اغماض است.

تقریب پهنای باریک^۱

تاکنون در مطالعه فرایند $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ بوزون W را ذره مجازی واسطه و به‌عنوان انتشارگر در نظر گرفتیم (شکل ۲). این واقعیت فیزیکی که بوزون W یک ذره مجازی واسطه است منجر به بروز پیچیدگی‌هایی در محاسبه تصحیحات تابشی مراتب بالاتر در نظریه‌های QCD و QED اختلالی خواهد شد و استخراج نتایج تحلیلی کار بسیار پیچیده‌ای خواهد بود. به‌همین جهت در تمام مقالات، این ذره را به‌عنوان ذره آزاد تقریب زده و بدین طریق واپاشی $(t \rightarrow b + W^+ (\rightarrow l^+ \nu_l))$ را به دو بخش $t \rightarrow b + W^+$ و $W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ تفکیک می‌کنند [۲۳] و نتایج هر بخش را جداگانه در مراتب بالاتر اختلال محاسبه می‌کنند. در این بخش نشان خواهیم داد این تقریب تا چه حد قابل قبول است. در تقریب پهنای باریک، با شرط $\Gamma_W \ll m_W$ مربع انتشارگر بوزونی به‌صورت تابع دلتای دیراک تقریب زده می‌شود [۲۵]:

که در آن: $a = 1 + 2(1 - \varepsilon^2 - x_l - x_\nu) / (x_l x_\nu)$. اکنون نرخ واپاشی دیفرانسیلی فرایند $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ عبارت است از:

$$\frac{d^3 \Gamma^{LO}}{d \cos \theta_p d \phi_p dx_l} = \frac{4 |V_{tb}|^2 G_F^2 m_t^5}{(4\pi)^4} y^4 x_l (1 - \varepsilon^2 - x_l) \quad ۱۵$$

$$\times \int \frac{dx_\nu}{(1 - \varepsilon^2 + y^2 - x_l - x_\nu)^2 + y^4 \gamma_W^2} [1 + P \cos \theta_p]$$

که در آن، برای دامنه تغییرات انرژی نوترینو داریم:

$$1 - \varepsilon^2 - x_l \leq x_\nu \leq (1 - \varepsilon^2 - x_l) / (1 - x_l)$$

محاسبه حدود تغییرات انرژی نوترینو در پیوست الف آمده است.

از مقایسه روابط ۱ و ۱۵، برای نرخ‌های واپاشی دیفرانسیلی غیرقطبی، قطبی و سمتی داریم:

$$\frac{d\Gamma_A^{LO}}{dx_l} = \frac{d\Gamma_B^{LO}}{dx_l} = 12 \Gamma_F \frac{x_l (1 - \varepsilon^2 - x_l)}{\gamma_W} y^2$$

$$\times [\cot^{-1} \gamma_W + \cot^{-1} \frac{y^2 (x_l - 1) \gamma_W}{y^2 - x_l (1 - \varepsilon^2 + y^2 - x_l)}], \quad ۱۶$$

$$\frac{d\Gamma_C^{LO}}{dx_l} = 0$$

که $0 \leq x_l \leq 1 - \varepsilon^2$ و $\Gamma_F = m_t^5 G_F^2 / (192 \pi^3)$ (پیوست الف را ببینید). به‌ازای $m_b = 0 \equiv \varepsilon = 0$ داریم:

$$\frac{d\Gamma_A^{LO}}{dx_l} = \frac{d\Gamma_B^{LO}}{dx_l} = 12 \Gamma_F \frac{x_l (1 - x_l)}{\gamma_W} y^2 [\cot^{-1} \gamma_W + \cot^{-1} \frac{y^2 \gamma_W}{x_l - y^2}], \quad ۱۷$$

$$\frac{d\Gamma_C^{LO}}{dx_l} = 0.$$

که در آن $0 \leq x_l \leq 1$. با انتگرالگیری از روابط ۱۶ و ۱۷ روی x_l سهم‌های غیرقطبیده و قطبیده به‌دست می‌آیند. برای تحلیل عددی نتایج، با فرض مقادیر $m_t = 172.98 \text{ GeV}$, $m_b = 4.78 \text{ GeV}$ و $m_W = 80.339 \text{ GeV}$ [۲۴] برای سهم‌های نرخ واپاشی داریم:

^۱Narrow-width approximation

با در نظر گرفتن روابط ۲۲ و ۲۳، برای سهم‌های نرخ واپاشی داریم:

$$m_b = 0 \begin{cases} \Gamma_A^{LO} = 0.1627 \pm 0.010 \\ \Gamma_B^{LO} = 0.1627 \pm 0.010 \\ \Gamma_C^{LO} = 0 \end{cases} \quad 24$$

$$m_b \neq 0 \begin{cases} \Gamma_A^{LO} = 0.1623 \pm 0.012 \\ \Gamma_B^{LO} = 0.1623 \pm 0.012 \\ \Gamma_C^{LO} = 0 \end{cases}$$

با مقایسه نتایج ۱۸ و ۲۴ ملاحظه می‌شود که تقریب پهنای باریک منجر به تخمین ۱/۶٪ در نرخ واپاشی می‌شود که قابل اغماض است. ضمن آنکه برخلاف نتایج رابطه ۱۸، تقریب $m_b = 0$ در این حالت به خوبی کار می‌کند و خطایی در حد ۰/۲٪ ایجاد می‌کند. اکنون به تقریب پهنای باریک باز می‌گردیم. در کلی‌ترین حالت، جداسازی یک فرایند پیچیده به چند زیر فرایند ساده شامل ذرات ورودی و خروجی حقیقی به کمک این تقریب امکان پذیر است. شرط این تفکیک آن است که $\Gamma \ll m$ [۲۶]. بنابراین اگر فرایند واپاشی کوآرک تاپ غیرقطبیده را در این تقریب بررسی کنیم

$(t \rightarrow bl^+ \nu_l)$ ، برای مربع دامنه پراکندگی داریم:

$$|M^{LO}|^2 = \frac{|M^{LO}(t \rightarrow bW^+)|^2 \times |M^{LO}(W^+ \rightarrow l^+ \nu_l)|^2}{(p_W^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma_W^2} \quad 25$$

که در آن بوزون W نقش انتشارگر (ذره غیرحقیقی) را دارد. برای مربع دامنه‌های پراکندگی داریم:

$$|M^{LO}(t \rightarrow bW^+)|^2 = 2g_W^2 |V_{tb}|^2 (p_b \cdot p_t), \quad 26$$

$$|M^{LO}(W^+ \rightarrow l^+ \nu_l)|^2 = 2g_W^2 (p_l \cdot p_\nu)$$

به کمک اتحاد زیر، می‌توان نرخ واپاشی فرایند سه جسمی $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ را به دو نرخ $t \rightarrow bW^+$ و $W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ (با بوزون W حقیقی) تبدیل کرد:

$$\left| \frac{1}{p_W^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W} \right|^2 = \frac{\pi}{m_W \Gamma_W} \left[\frac{1}{\pi} \right] \frac{m_W \Gamma_W}{(p_W^2 - m_W^2)^2 + (m_W \Gamma_W)^2}$$

$$\delta(x) = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \frac{a}{x^2 + a^2} \quad (\text{Lorentz representation of } \delta\text{-function})$$

$$\Rightarrow \left| \frac{1}{p_W^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W} \right|^2 \approx \frac{\pi}{m_W \Gamma_W} \delta(p_W^2 - m_W^2) \quad 19$$

در این صورت رابطه ۱۵ به شکل زیر ساده می‌شود:

$$\frac{d^3 \Gamma^{LO}}{d \cos \theta_p d \phi_p dx_l} \approx \frac{3|V_{tb}|^2 \Gamma_F}{\pi} y^4 x_l (1 - \varepsilon^2 - x_l) \left[\frac{\pi}{y^2 \gamma_W} \right] \times \left(\int dx_\nu \delta(1 - \varepsilon^2 + y^2 - x_l - x_\nu) \right) [1 + P \cos \theta_p] \quad 20$$

در مقایسه با رابطه ۱، برای نرخ‌های واپاشی دیفرانسیلی غیرقطبی و قطبیده قطبی داریم:

$$\frac{d\Gamma_A^{LO}}{dx_l} = \frac{d\Gamma_B^{LO}}{dx_l} = 12\pi m_W \Gamma_F |V_{tb}|^2 \frac{x_l (1 - x_l - \varepsilon^2)}{\Gamma_W} y^2 \quad 21$$

این نتیجه در مقایسه با رابطه ۱۶ فرم تحلیلی ساده‌ای دارد که قابل ارتقاء به مراتب بالاتر اختلال نیز هست. در رابطه فوق، محدوده تغییرات انرژی لبتون برابر: $(E_W - |\vec{p}_W|)/2 \leq E_l \leq (E_W + |\vec{p}_W|)/2$ است (جزئیات در پیوست الف آمده است).

با در نظر گرفتن متغیرهای معرفی شده در رابطه ۱۰

$$(1 + y^2 - \varepsilon^2 - \sqrt{\lambda})/2 \leq x_l \leq (1 + y^2 - \varepsilon^2 + \sqrt{\lambda})/2$$

که در آن $\lambda = (1 - y^2 - \varepsilon^2)^2 - 4y^2 \varepsilon^2$ (معادله الف -

۸ را ببینید). اکنون برای نرخ واپاشی داریم:

$$\Gamma_A^{LO} = \Gamma_B^{LO} = \frac{\pi m_W \Gamma_F |V_{tb}|^2}{\Gamma_W} y^2 \sqrt{\lambda} [3 - 6\varepsilon^2 + 3\varepsilon^4 - 3y^4 - \lambda] \quad 22$$

در تقریب کوآرک باتم بدون جرم (با $m_b = 0 \Rightarrow \varepsilon = 0$)

داریم:

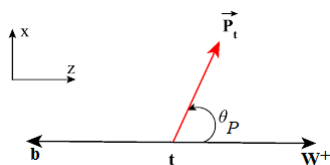
$$\Gamma_A^{LO} = \Gamma_B^{LO} = \frac{2\pi m_W \Gamma_F |V_{tb}|^2}{\Gamma_W} y^2 (1 - y^2)^2 (1 + 2y^2) \quad 23$$

که $\lambda(1, y^2, \varepsilon^2) = (1 - y^2 - \varepsilon^2)^2 - 4y^2\varepsilon^2$ تابع کلن (Källén) است. با جایگزینی مقادیر عددی داریم:

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+) = 1.491, \quad \Gamma(t(\uparrow) \rightarrow bW^+) = 0.591$$

$$\Rightarrow \begin{cases} \Gamma^{LO}(t \rightarrow be^+v_e) = 0.1602 + P(0.0635) \cos \theta_p & ۳۳ \\ \Gamma^{LO}(t \rightarrow b\mu^+v_\mu) = 0.1575 + P(0.0624) \cos \theta_p \\ \Gamma^{LO}(t \rightarrow b\tau^+v_\tau) = 0.1677 + P(0.06648) \cos \theta_p \end{cases}$$

در محاسبه نرخ واپاشی قطبی در رابطه ۳۲، جهت گیری بردار قطبش کوآرک تا پ نسبت به راستای تکانه بوزون W در نظر گرفته شده است (شکل ۳).



شکل ۳. چارچوب مرجع کوآرک تا پ ساکن در مطالعه فرایند $W^+ \rightarrow t(\uparrow) b$. بردار قطبش کوآرک تا پ با راستای تکانه W^+ زاویه θ_p می سازد.

در جستجوی فیزیک جدید

همان گونه که از نتایج بخش قبل مشاهده شد، سهم همبستگی سمتی بین صفحات رویداد و قطبی در نرخ واپاشی کوآرک تا پ قطبیده در مرتبه اول اختلال صفر است ($\Gamma_c^{LO} = 0$). دلیل مقدار صفر برای این سهم در مرتبه اول اختلال آن است که جریان الکتروضعیف در مدل استاندارد از نوع دستگونی-چپگرد (با مؤلفه برداری و شبه اسکالر) به صورت $J_\mu = (J_\mu^V - J_\mu^A) \propto \bar{\psi}_b \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_t$ است. از آنجائی که در مدل های و رای مدل استاندارد سهم جریان راستگرد هم ظاهر می شود لذا در این بخش، سهم این نوع جریان را در واپاشی کوآرک تا پ قطبیده در مدل

$$1 = \int dp_W^2 \int \frac{d^3 \mathbf{p}_W}{2E_W} \delta^4(p_W - p_t - p_b) \quad ۲۷$$

در این صورت می توان رابطه ۱۱ را به شکل زیر بازنویسی کرد:

$$d\Gamma^{LO} = 2m_W \times \left[\frac{d^3 \mathbf{p}_t}{2\pi} |M^{LO}|^2 \times \frac{1}{2m_t} \left\{ \frac{d^3 \mathbf{p}_b}{(2\pi)^3 2E_b} \frac{d^3 \mathbf{p}_W}{(2\pi)^3 2E_W} (2\pi)^4 \delta^4(p_t - p_b - p_W) \right\} \right. \\ \left. \times \frac{1}{2m_W} \left\{ \frac{d^3 \mathbf{p}_l}{(2\pi)^3 2E_l} \frac{d^3 \mathbf{p}_\nu}{(2\pi)^3 2E_\nu} (2\pi)^4 \delta^4(p_W - p_l - p_\nu) \right\} \right] \quad ۲۸$$

اکنون با جاگذاری رابطه ۲۵ در معادله ۲۸، داریم:

$$d\Gamma^{LO}(t \rightarrow bl^+v_l) = \frac{m_W}{\pi} \int \frac{dp_W^2}{(p_W^2 - m_W^2)^2 + m_W^2 \Gamma_W^2} \times \left\{ \frac{|M^{LO}(t \rightarrow bW^+)|^2}{2m_t} \frac{d^3 \mathbf{p}_b}{(2\pi)^3 2E_b} \frac{d^3 \mathbf{p}_W}{(2\pi)^3 2E_W} (2\pi)^4 \delta^4(p_t - p_b - p_W) \right\} \\ \times \left\{ \frac{|M^{LO}(W^+ \rightarrow l^+v_l)|^2}{2m_W} \frac{d^3 \mathbf{p}_l}{(2\pi)^3 2E_l} \frac{d^3 \mathbf{p}_\nu}{(2\pi)^3 2E_\nu} (2\pi)^4 \delta^4(p_W - p_l - p_\nu) \right\} \quad ۲۹$$

به کمک تقریب پهنای باریک (رابطه ۱۹) داریم:

$$d\Gamma^{LO}(t \rightarrow bl^+v_l) = \left\{ \frac{|M^{LO}(t \rightarrow bW^+)|^2}{2m_t} \frac{d^3 \mathbf{p}_b}{(2\pi)^3 2E_b} \frac{d^3 \mathbf{p}_W}{(2\pi)^3 2E_W} (2\pi)^4 \delta^4(p_t - p_b - p_W) \right\} \\ \times \frac{1}{\Gamma_W} \left\{ \frac{|M^{LO}(W^+ \rightarrow l^+v_l)|^2}{2m_W} \frac{d^3 \mathbf{p}_l}{(2\pi)^3 2E_l} \frac{d^3 \mathbf{p}_\nu}{(2\pi)^3 2E_\nu} (2\pi)^4 \delta^4(p_W - p_l - p_\nu) \right\} \\ = \Gamma(t \rightarrow bW^+) \times \frac{\Gamma(W^+ \rightarrow l^+v_l)}{\Gamma_W} = \Gamma(t \rightarrow bW^+) \times Br(W^+ \rightarrow l^+v_l) \quad ۳۰$$

در رابطه فوق، عبارت $Br(W^+ \rightarrow l^+v_l)$ بیانگر کسر انشعاب لپتون بوزون W است. از مرجع [۲۷] برای مقادیر تجربی این کمیات داریم:

$$Br(W^+ \rightarrow e^+v_e) = (10.75 \pm 0.13)\%, \\ Br(W^+ \rightarrow \mu^+v_\mu) = (10.57 \pm 0.15)\%, \quad ۳۱ \\ Br(W^+ \rightarrow \tau^+v_\tau) = (11.25 \pm 0.20)\%$$

برای نرخ واپاشی غیرقطبیده و قطبیده قطبی در مرتبه اول اختلال داریم [۲۸]:

$$\Gamma(t \rightarrow bW^+) = \frac{m_t^3 G_F}{8\pi\sqrt{2}} [1 + \varepsilon^4 + y^2 - 2y^4 + (y^2 - 2)\varepsilon^2] \sqrt{\lambda(1, y^2, \varepsilon^2)}, \quad ۳۲ \\ \Gamma(t(\uparrow) \rightarrow bW^+) = \frac{m_t^3 G_F}{8\pi\sqrt{2}} [y^4 - 2y^2(1 + \varepsilon^2) + (1 - \varepsilon^2)^2] [1 - \varepsilon^2 - 2y^2].$$

$$H_{\mu\nu}^{(0)} L^{\mu\nu} = 32m_t^4 x_t x_\nu \left[1 - \frac{x_\nu}{2}(1 - \cos\theta)\right] \quad ۳۷$$

$$\times (1 + P \sin\theta \sin\theta_p \cos\phi_p + P \cos\theta \cos\theta_p)$$

در تقریب پهنای باریک، مربع دامنه پراکندگی عبارت است از:

$$\left|M_R^{LO}\right|^2 = \frac{16\pi\sigma_R^2 m_W^4 G_F^2}{y^2 \gamma_W} |V_{tb}|^2 x_t x_\nu$$

$$\times \left[1 - \frac{x_\nu}{2}(1 - \cos\theta)\right] \delta(1 + y^2 - \varepsilon^2 - x_t - x_\nu) \quad ۳۸$$

$$\times [1 + P \sin\theta \sin\theta_p \cos\phi_p + P \cos\theta \cos\theta_p]$$

با در نظر گرفتن روابط ۱۴ و ۳۶، نرخ واپاشی دیفرانسیلی در مدل غیراستاندارد عبارت است از:

$$\frac{d^3\Gamma_{Non-SM}^{(LO)}}{dx_t d\cos\theta_p d\phi_p} = \frac{\sigma_R^2}{4\pi} \left(\frac{12\pi y^2}{\gamma_W} \Gamma_F\right) |V_{tb}|^2$$

$$\times \left[dx_t d\cos\theta \left[1 - \frac{x_\nu}{2}(1 - \cos\theta)\right] x_t x_\nu \delta(\cos\theta - a) \delta(1 + y^2 - \varepsilon^2 - x_t - x_\nu) \right]$$

$$\times [1 + P \cos\theta \cos\theta_p + P \sin\theta \sin\theta_p \cos\phi_p] \quad ۳۹$$

که در آن: $a = 1 + 2(1 - \varepsilon^2 - x_t - x_\nu) / (x_t x_\nu)$ ، از مقایسه رابطه فوق با رابطه ۱، برای نرخ‌های واپاشی غیرقطبی، قطبی و سمتی داریم:

$$\Gamma_A^{(LO,NSM)} = \sigma_R^2 \left(\frac{12\pi y^2}{\gamma_W} \Gamma_F\right) |V_{tb}|^2 \int dx_t (x_t - y^2)(1 + y^2 - \varepsilon^2 - x_t)$$

$$= \sigma_R^2 \left(\frac{\pi y^2}{\gamma_W} \Gamma_F \sqrt{\lambda}\right) |V_{tb}|^2 [3 - 6\varepsilon^2 + 3\varepsilon^4 - 3y^4 - \lambda],$$

$$\Gamma_B^{(LO,NSM)} = \sigma_R^2 \left(\frac{12\pi y^2}{\gamma_W} \Gamma_F\right) |V_{tb}|^2 \int dx_t (x_t - y^2)(1 + y^2 - \varepsilon^2 - x_t - 2\frac{y^2}{x_t})$$

$$= \sigma_R^2 \left(\frac{12\pi y^2}{\gamma_W} \Gamma_F\right) |V_{tb}|^2 [2y^2 \text{Log} \frac{1 + y^2 - \varepsilon^2 + \sqrt{\lambda}}{1 + y^2 - \varepsilon^2 - \sqrt{\lambda}}$$

$$- \frac{\sqrt{\lambda}}{12} (\lambda + 3y^4 + 2\varepsilon y^2 - 3\varepsilon^4 + 6\varepsilon^2 - 3)],$$

$$\Gamma_C^{(LO,NSM)} = \sigma_R^2 \left(\frac{12\pi y^2}{\gamma_W} \Gamma_F\right) |V_{tb}|^2 \int dx_t \frac{2y}{x_t} (x_t - y^2) \sqrt{x_t(1 + y^2 - \varepsilon^2 - x_t) - y^2}.$$

۴۰

همان‌گونه که دیده می‌شود، نرخ همبستگی سمتی، $\Gamma_C^{(LO,NSM)}$ ، غیرصفر است. با در نظر گرفتن مقادیر عددی، برای نرخ‌های واپاشی داریم:

غیراستاندارد مطالعه می‌کنیم. برای این کار لازم است تا عامل رأس tbW^+ در مدل استاندارد (با ثابت جفت‌شدگی g_W) را با عامل رأس زیر جایگزین کنیم:

$$-i \frac{g_W}{2\sqrt{2}} V_{tb} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \rightarrow -i \frac{g'_W}{2\sqrt{2}} V_{tb} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \quad ۳۴$$

که در آن ثابت جفت‌شدگی ضعیف جریان کواریکی راستگرد است که آن را به صورت $g'_W = \sigma_R g_W$ معرفی می‌کنیم. در اینجا σ_R بیانگر قدرت جفت‌شدگی جریان راستگرد است. در این حالت، دامنه گذار فرایند (شامل هر دو جریان) در کلی‌ترین شکل عبارت است از:

$$M^{LO}(t \rightarrow bl^+ \nu_l) = \left[\frac{im_W^2 G_F V_{tb}}{\sqrt{2}(p_W^2 - m_W^2 + im_W \Gamma_W)} \right]$$

$$\times [\bar{u}(p_b) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(p_l) + \sigma_R \bar{u}(p_b) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) u(p_l)]$$

$$\times [\bar{u}(p_\nu) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u(p_l)] \quad ۳۵$$

با تفکیک دامنه به بخش مدل استاندارد و غیراستاندارد، برای سهم جفت‌شدگی جدید در مربع دامنه گذار داریم:

$$\left|M_{Non-SM}^{LO}\right|^2 = \frac{\sigma_R^2 m_W^4 G_F^2}{2} |V_{tb}|^2 \frac{H_{\mu\nu}^{(0)} L^{\mu\nu}}{(p_W^2 - m_W^2)^2 + m_W^4 \Gamma_W^2} \quad ۳۶$$

که: $H_{\mu\nu}^{(0)} L^{\mu\nu} = 128(p_b \cdot p_l)(p_l \cdot p_\nu - m_l s_t \cdot p_\nu)$ لازم به ذکر است که با فرض $m_b = 0$ سهم تداخلی جریان‌های راستگرد و چپگرد در مربع دامنه گذار صفر است هرچند هدف ما در این بخش فقط بررسی اثر جریان‌های کواریکی راستگرد روی نرخ واپاشی است. با در نظر گرفتن سینماتیک فرایند (شکل ۱) چار-بردار تکانه نوترینو عبارت است از:

$$p_\nu^\mu = E_\nu(1; \sin\theta, 0, \cos\theta) = \frac{m_t}{2} x_\nu(1; \sin\theta, 0, \cos\theta)$$

بنابراین با در نظر گرفتن چار-بردار نوترینو و چار-بردارهای رابطه ۷، داریم:

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله به محاسبه نرخ واپاشی کوارک تاپ قطبیده در مرتبه اول اختلال پرداخته و مسئله را در دو حالت بررسی کردیم. در حالت اول بوزون W را ذره واسطه (انتشارگر بوزونی) در نظر گرفته و یکبار با در نظر گرفتن اثر جرم باتم ($m_b = 4.58 \text{ GeV}$) و یک بار بدون آن ($m_b = 0$) به محاسبه نرخ واپاشی غیرقطبیده (Γ_A^{LO})، قطبیده قطبی (Γ_B^{LO}) و قطبیده سمتی (Γ_C^{LO}) پرداختیم. نشان دادیم که می توان با دقت خوبی از اثر جرم کوارک صرف نظر کرد. از آنجائی که در تمامی مقالات برای محاسبه نرخ های واپاشی در مراتب بالاتر اختلال (ناشی از تصحیحات تابشی حقیقی و مجازی) از تقریب پهنای باریک که در آن بوزون W یک ذره حقیقی فرض می شود، استفاده می کنند در مرحله بعد با این تقریب مجدداً نرخ واپاشی را محاسبه کردیم. علیرغم اینکه این تقریب منجر به خطایی در حد ۱/۶ درصد در محاسبات می شود اما این امکان را فراهم می کند تا بتوان فرایند $t \rightarrow b + W^+ (\rightarrow l^+ \nu_l)$ را به دو بخش $t \rightarrow b + W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ و تفکیک کرده و برای هر بخش تصحیحات تابشی را محاسبه کرد. این تفکیک، ساده سازی های خوبی در پی دارد. یادآوری می شود که تصحیحات تابشی در مرتبه دوم اختلال تصحیحی در حد ۸ درصد برای نرخ های غیرقطبی و قطبی و تصحیح ۰/۲ درصد برای سهم سمتی ایجاد می کند.

کمبودها و کاستی های موجود در مدل استاندارد فیزیک ذرات در توصیف برخی پدیده ها و حتی انحراف کوچک نتایج نظری با نتایج دقیق آزمایشگاهی

$$\begin{aligned}\Gamma_A^{(LO,NSM)} &= 0.1623\sigma_R^2, \\ \Gamma_B^{(LO,NSM)} &= 0.0542\sigma_R^2, \\ \Gamma_C^{(LO,NSM)} &= 0.348\sigma_R^2\end{aligned}\quad ۴۱$$

در مراجع [۵,۲۲,۲۹] و در تقریب پهنای باریک، نرخ واپاشی کوارک تاپ تا مرتبه دوم اختلال در نظریه QCD در مدل استاندارد به صورت زیر برآورد شده است:

$$\begin{aligned}\frac{d^2\Gamma^{NLO}}{d\cos\theta_p d\phi_p} &= \frac{\Gamma_A^{LO}}{4\pi} [1 - 0.0854] \\ &+ P(1 - 0.0871)\cos\theta_p \\ &+ P(0 - 0.0024)\sin\theta_p \cos\phi_p\end{aligned}\quad ۴۲$$

که در آن: $\Gamma_A^{LO} = 0.1623$ (رابطه ۲۴ را ببینید). توجه کنید که در مدل استاندارد سهم نرخ واپاشی سمتی از مقدار صفر در مرتبه اول اختلال به مقدار $\Gamma_C^{NLO} = 0.0024$ در مرتبه دوم اختلال (ناشی از نشر گلوئون) افزایش می یابد. برای تعیین تخمینی از قدرت سهم جریان راستگرد (σ_R)، از تساوی $|\Gamma_C^{(LO,NSM)}| = |\Gamma_C^{NLO}|$ داریم: $\sigma_R = 0.083$.

با انتخاب مقادیر کوچکتر این پارامتر به صورت $\sigma_R \approx m_b / m_t = 0.027$ داریم: $\Gamma_C^{(LO,NSM)} = 1.6 \times 10^{-3} \Gamma_A^{LO}$. همچنین در مراجع [۳۰-۳۲] در تحلیل نرخ واپاشی $b \rightarrow s\gamma$ قید $\sigma_R \leq 0.004$ (وابسته به مدل) تعیین شده است. با انتخاب این مقدار پیشنهادی داریم: $\Gamma_C^{(LO,NSM)} = 3.4 \times 10^{-5} \Gamma_A^{LO}$.

انتظار می رود با گسترش امکانات آزمایشگاهی به خصوص در حوزه فیزیک شناونده ها بتوان به اندازه گیری های دقیقتری از همبستگی سمتی به صورت تجربی دست یافت.

همانند واپاشی $2 \rightarrow 2$ ، مناسب است که دو متغیر ناورداى زیر را در واپاشی $3 \rightarrow 1$ ، تعريف كنيم (شكل ۴):

$$s_1 = (p_b + p_l)^2 = (p_t - p_v)^2 = m_t^2(1-x_v) \quad \text{الف-۱}$$

$$s_2 = (p_b + p_v)^2 = (p_t - p_l)^2 = m_t^2(1-x_l)$$

در ساده‌سازی رابطه فوق از جرم لپتون صرف‌نظر کرده‌ایم. متغیرهای x_l و x_v در رابطه ۱۰ تعريف شده‌اند. علیرغم آنکه کمياتی مانند انرژی و تکانه ذرات خروجی و همچنین زاویه خروج ذرات کميات وابسته به چارچوب انتخابی هستند، دو کميت معرفى شده در رابطه فوق مستقل از چارچوب انتخابی هستند. برای تعیین مقادير اين متغیرهای ناوردا از روش معرفى شده در مرجع [۳۳] استفاده می‌کنیم. در این روش، تابع سینماتیکی چهار-ذره‌ای پایه^۱ $G(s_1, s_2, s, m_2^2, m_1^2, m_3^2)$ را با تعريف زیر در نظر می‌گیریم:

$$G(x, y, z, u, v, w) = x^2y + xy^2 + z^2u + zu^2 + v^2w + vw^2 + xzw + xuw + vyz - wyz + yzw + yuw - xy(z + u + w + v) - zu(x + y + v + w) - vw(x + y + z + u).$$

الف-۲

این تابع در شرط زیر صدق می‌کند [۳۳]:

$$G(s_1, s_2, s, m_2^2, m_1^2, m_3^2) \leq 0 \quad \text{الف-۳}$$

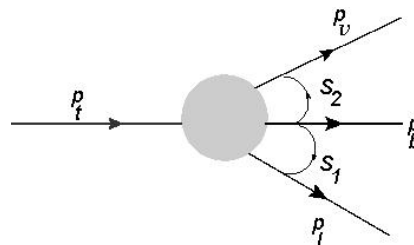
برای واپاشی $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ کميات ناورداى s_1 و s_2 در رابطه (الف-۱) تعريف شده‌اند، ضمن آنکه داریم: $s = p_t^2 = m_t^2$. از آنجائی‌که در فرایند واپاشی $t \rightarrow bl^+ \nu_l$ فضای فاز شامل تکانه-انرژی سه ذره است می‌توان به‌کمک رابطه ۱۲ تکانه-انرژی کوارک با تم را وابسته به مشخصات لپتون و نوترینو در نظر گرفت و فضای فاز را به دو حالت کاهش داد. اکنون برای تعیین محدوده تغییرات انرژی لپتون و نوترینو

فیزیکدانان ذرات را به جستجوی فیزیک‌های ماورای مدل استاندارد واداشته است که از جمله آنها می‌توان به نظریه ابرتقارن اشاره کرد. در نظریه ابرتقارن، جریان‌های کوارکی راستگرد هم‌تراز با جریان‌های چپگرد مجاز هستند. در این مقاله نشان دادیم که اگر در محاسبه نرخ واپاشی کوارک تاپ قطبیده، سهم همبستگی سمتی بین صفحات رویداد و قطبی (صفحات متشکل از بردارهای $(\vec{p}_v, \vec{p}_l, \vec{p}_{x_b})$ و (\vec{p}_l, \vec{p}_v) در چارچوب کوارک تاپ ساکن) از عدد صفر تجاوز کند (رابطه ۴۱) می‌تواند به‌منشاء غیر مدل استاندارد ربط داده شود که در آن جریان‌های کوارکی راستگرد مجاز هستند. این انحراف می‌تواند موقعیت مناسبی برای جستجوی فیزیک جدید باشد.

پیوست الف: تعیین حدود تغییرات انرژی

لپتون و نوترینو در فرایند $t \rightarrow bl^+ \nu_l$

از نظر سینماتیکی، فرایند واپاشی کوارک تاپ $t \rightarrow bW^+ (\rightarrow l^+ \nu_l)$ که در آن بوزون W^+ یک ذره مجازی واسطه با شرط $p_W^2 \neq m_W^2$ است، وابسته به دو متغیر مستقل است. هدف ما در این پیوست تعیین محدوده تغییرات این دو متغیر است.



شكل ۴. واپاشی سه ذره‌ای $t \rightarrow b + l^+ + \nu_l$ با معرفى متغیرهای ناورداى s_1 و s_2 .

¹The basic four-particle kinematic function

مرجع‌ها

[1] D. Roy, Neutrino mass and oscillation: An introductory review, *Pramana*, 54 (2000) 3-20. [doi:10.1007/s12043-000-0002-8](https://doi.org/10.1007/s12043-000-0002-8)

[2] R. Rosenfeld, J.L. Rosner, Hierarchy and anarchy in quark mass matrices, or can hierarchy tolerate anarchy?, *Physics Letters B*, 516 (2001) 408-414. [doi:10.1016/S0370-2693\(01\)00948-0](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)00948-0)

[3] A. Armat, S. Mohammad Moosvi Nejad, M. Farhadi, Analytical determination of binding energy and magnetic moment of light single-lambda hypernuclei, *Journal of Research on Many-body Systems* 13 (2023) 21-33. [In Persian] [Doi:10.22055/jrmbs.2023.18419](https://doi.org/10.22055/jrmbs.2023.18419)

[4] K. Lane, An Introduction to technicolor, *The Building Blocks of Creation: From Microfermis to Megaparsecs*, World Scientific (1994) 381-408. [doi:10.1142/9789814503785_0010](https://doi.org/10.1142/9789814503785_0010)

[5] H. Georgi, Unparticle physics, *Physical Review Letters*, 98 (2007) 221601. [doi:10.1103/PhysRevLett.98.221601](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.221601)

[6] M.R. Douglas, N.A. Nekrasov, Noncommutative field theory, *Reviews of Modern Physics*, 73 (2001) 977. [doi:10.1103/RevModPhys.73.977](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.73.977)

[7] L. Ghegal, A. Benslama, New limit for the noncommutativity parameter of the noncommutative standard model, *International Journal of Modern Physics A*, 29 (2014) 1450199. [doi:10.1142/S0217751X14501991](https://doi.org/10.1142/S0217751X14501991)

[8] N. Mahajan, $t \rightarrow bW$ in the noncommutative standard model, *Physical Review D*, 68 (2003) 095001. [doi:10.1103/PhysRevD.68.095001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.68.095001)

[9] S.M.M. Nejad, V. Ekraminasab, Heavy hadron production through pair annihilation

باید معادله (الف-۳) را حل کرد. با صرف نظر از جرم لپتون و نوترینوی آن داریم:

$$G(m_t^2(1-x_l), m_t^2(1-x_\nu), m_t^2, m_b^2, 0, 0) \leq 0 \quad \text{الف-۴}$$

$$\Rightarrow 1 - \varepsilon^2 - x_l \leq x_\nu \leq \frac{1 - \varepsilon^2 - x_l}{1 - x_l}$$

با صرف نظر از جرم کوارک با تم ($m_b = 0 \equiv \varepsilon = 0$) داریم:

$$1 - x_l \leq x_\nu \leq 1 \quad \text{الف-۵}$$

برای تعیین محدوده تغییرات x_l (با تعریف $(x_l = 2E_l / m_t)$) داریم:

$$\begin{cases} x_l^{\min} = \frac{2E_l^{\min}}{m_t} = \frac{2m_l}{m_t} = 0 \quad (m_l = 0) \\ p_t^\mu - p_l^\mu = p_\nu^\mu + p_b^\mu \Rightarrow x_l = 1 - \varepsilon^2 - \frac{2}{m_t^2} p_b \cdot p_\nu \Rightarrow x_l^{\max} = 1 - \varepsilon^2 \end{cases}$$

الف-۶

اگر در واپاشی $bl^+ \nu_l$ از تقریب پهنای باریک که در آن بوزون W^+ یک ذره حقیقی (با ویژگی $p_W^2 = m_W^2$) فرض می‌شود، استفاده کنیم برای محدوده تغییرات انرژی لپتون در فرایند $W^+ \rightarrow l^+ \nu_l$ داریم:

$$\begin{aligned} p_W^\mu &= p_l^\mu + p_\nu^\mu \Rightarrow \\ \begin{cases} E_W = E_l + E_\nu \\ m_W^2 = 2E_\nu E_l (1 - \cos \theta_{l\nu}) \Rightarrow m_W^2 = 4E_\nu E_l \quad (\theta_{l\nu} = \pi) \\ \Rightarrow 4E_l^2 - 4E_l E_W + m_W^2 = 0 \end{cases} \\ \Rightarrow \frac{1}{2} (E_W - \sqrt{E_W^2 - m_W^2}) &\leq E_l \leq \frac{1}{2} (E_W + \sqrt{E_W^2 - m_W^2}) \end{aligned}$$

الف-۷

از طرفی داریم:

$$p_t^\mu - p_W^\mu = p_b^\mu \Rightarrow E_W = m_t (1 + y^2 - \varepsilon^2) / 2$$

با جایگزینی در معادله فوق داریم:

$$\frac{1}{2} (1 + y^2 - \varepsilon^2 - \sqrt{\lambda(1, y^2, \varepsilon^2)}) \leq x_l \leq \frac{1}{2} (1 + y^2 - \varepsilon^2 + \sqrt{\lambda(1, y^2, \varepsilon^2)})$$

الف-۸

که در آن: $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$ تابع کالن (Källén) است.

- [Production and Decay](#), Physical Review D 93 (2016) 036005. doi: [10.1103/PhysRevD.93.036005](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.93.036005)
- [18] V.M. Abazov, B. Abbott, B.S. Acharya, M. Adams, T. Adams, G.D. Alexeev, G. Alkhazov, A. Alton, G. Alverson, M. Aoki, Search for violation of Lorentz invariance in top quark pair production and decay, Physical review letters, 108 (2012) 261603. doi: [10.1103/PhysRevLett.108.261603](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.261603)
- [19] A.M. Sirunyan, A. Tumasyan, W. Adam, E. Asilar, T. Bergauer, J. Brandstetter, E. Brondolin, M. Dragicevic, J. Erö, M. Flechl, Cross section measurement of t-channel single top quark production in pp collisions at $\sqrt{s}=13\text{TeV}$, Physics Letters B, 772 (2017) 752-776. doi: [10.1016/j.physletb.2017.07.047](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2017.07.047)
- [20] S. Groote, J.G. Koerner, B. Melić, S. Prelovsek, Survey of top quark polarization at a polarized linear e^+e^- collider, Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology, 83 (2011) 054018. doi: [10.1103/PhysRevD.83.054018](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.83.054018)
- [21] S. Moch, P. Uwer, Theoretical status and prospects for top-quark pair production at hadron colliders, Physical Review D—Particles, Fields, Gravitation, and Cosmology, 78 (2008) 034003. doi: [10.1103/PhysRevD.78.034003](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.034003)
- [22] S. Groote, W. Huo, A. Kadeer, J. Korner, Azimuthal correlation between the τ and $\bar{\tau}$ planes in the semileptonic rest frame decay of a polarized top quark: An $\mathcal{O}(\alpha_s)$ effect, Physical Review D, 76 (2007) 014012. doi: [10.1103/PhysRevD.76.014012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.76.014012)
- [23] S.M. Moosavi Nejad, S. Abbaspour, R. Farashahian, Interference effects for the top quark decays $t \rightarrow b + W^+ / H^+ (\rightarrow \tau + \nu_\tau)$, Physical Review D, 99 (2019) 095012. doi: [10.1103/PhysRevD.99.095012](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.99.095012)
- [24] M. Tanabashi, P.D. Grp, K. Hagiwara, K. Hikasa, K. Nakamura, Y. Sumino, F. in the ordinary and noncommutative SM, Nuclear Physics A, 1044 (2024) 122844. doi: [10.1016/j.nuclphysa.2024.122844](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2024.122844)
- [10] N. Cabibbo, Unitary symmetry and leptonic decays, Physical Review Letters, 10 (1963) 531. doi: [10.1103/PhysRevLett.10.531](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.10.531)
- [11] M. Kobayashi, T. Maskawa, CP-violation in the renormalizable theory of weak interaction, Progress of theoretical physics, 49 (1973) 652-657. doi: [10.1143/PTP.49.652](https://doi.org/10.1143/PTP.49.652)
- [12] B.A. Kniehl, G. Kramer, S.M.M. Nejad, Bottom-flavored hadrons from top-quark decay at next-to-leading order in the general-mass variable-flavor-number scheme, Nuclear Physics B, 862 (2012) 720-736. doi: [10.1016/j.nuclphysb.2012.05.008](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysb.2012.05.008)
- [13] B.A. Kniehl, S.M. Moosavi Nejad, Angular analysis of bottom-flavored hadron production in semileptonic decays of polarized top quarks, Physical Review D, 103 (2021) 034015. doi: [10.1103/PhysRevD.103.034015](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.103.034015)
- [14] S. M. Moosavinejad, S. Paktinat Mehdiabadi, Study of energy distribution of produced mesons through top quark decay considering the-polarization, Journal Modern Research Physics, 3 (2018) 57-68. URL: <http://jmrph.khu.ac.ir/article-1-81-en.html>
- [15] Z. Rezaei, R. Salehi, [Azimuthal correlation function of polarized top quark in noncommutative space-time](#), Annals Phys. 406 (2019) 71-85. doi: [10.1016/j.aop.2019.04.004](https://doi.org/10.1016/j.aop.2019.04.004)
- [16] B. Altschul, Top hadrons in Lorentz-violating field theory, Physical Review D, 102 (2020) 075010. doi: [10.1103/PhysRevD.102.075010](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.102.075010)
- [17] M.S. Berger, V.A. Kostelecky, Z. Liu, [Lorentz and CPT Violation in Top-Quark](#)

[33] E. Byckling, K. Kajantie, Particle Kinematics John Wiley & Sons, London UK, (1973).

Takahashi, J. Tanaka, K. Agashe, G. Aielli, Review of particle physics, Physical Review D, 98 (2018)3, 030001. [doi:10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001)

[25] E. Fuchs, S. Thewes, G. Weiglein, Interference effects in BSM processes with a generalised narrow-width approximation, The European Physical Journal C, 75 (2015) 1-30. [doi:10.1140/epjc/s10052-015-3472-z](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3472-z)

[26] M. Peskin, D. Schroeder, An Introduction to Quantum Field Theory. 842 pp. isbn: 9780201503975, Addison-Wesley Publishing Company, Reading, PA (USA), 1995.

[27] J. Beringer, Particle data group, Phys. Rev. D, 86 (2012) 010001. [doi:10.1103/PhysRevD.86.010001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.010001)

[28] S.M.M. Nejad, M. Balali, Hadron energy spectrum in polarized top-quark decays considering the effects of hadron and bottom quark masses, The European Physical Journal C, 76 (2016) 1-10. [doi:10.1140/epjc/s10052-016-4017-9](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4017-9)

[29] A. Czarnecki, M. Jezabek, Distributions of leptons in decays of polarised heavy quarks, Nuclear Physics B, 427 (1994) 3-21. [doi:10.1016/0550-3213\(94\)90266-6](https://doi.org/10.1016/0550-3213(94)90266-6)

[30] G. Burdman, M.C. Gonzalez-Garcia, S.F. Novaes, Anomalous couplings of the third generation in rare B decays, Physical Review D, 61 (2000) 114016. [doi:10.1103/PhysRevD.61.114016](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.61.114016)

[31] K. Fujikawa, A. Yamada, Test of the chiral structure of the top-bottom charged current by the process $b \rightarrow s \gamma$, Physical Review D, 49 (1994) 5890. [doi:10.1103/PhysRevD.49.5890](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.49.5890)

[32] F. Larios, M. Perez, C.-P. Yuan, Analysis of tbW and ttZ couplings from CLEO and LEP/SLC data, Physics Letters B, 457 (1999) 334-340. [doi:10.1016/S0370-2693\(99\)00541-9](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(99)00541-9)