

حالت شاخه‌ای و مرتبه دوم ساختار پنگوئن گلتونی در واپاشیهای مزون B

حسین مهربان

گروه فیزیک، دانشگاه سمنان، سمنان، ایران

تاریخ دریافت: ۸۷/۷/۲۴

تاریخ پذیرش: ۸۷/۱۲/۱۱

چکیده

مقدمه: واپاشی‌های ضعیف کوارک سنگین روشی برای ارزیابی مدل کوارک و تعیین پارامترهای آن که شامل زوایای مخلوط شده ماتریس CKM است، می‌باشد. به علاوه مطالعه واپاشی‌های کوارک سنگین قسمتی از پیش بینی مهم درک برهمکنش‌های قوی را امکان پذیر می‌سازد. واپاشی‌های کوارک b نقش مهمی را در تعیین المانهای ماتریس CKM بازی می‌کند. همچنین این واپاشی‌ها موقعیت مهمی برای ارزیابی فهم ما از اثر متقابل بر هم کنش‌های قوی و ضعیف را فراهم می‌کنند. واپاشی‌های مرتبه بالاتر کوارک b درجه مهمی برای فیزیک فراتر از مدل استاندارد را برای ما می‌گشاید. در مدل استاندارد تغییر جریان‌های خنثی رنگی مجاز نمی‌باشد، بطور مثال جفت شدگی مستقیم بین کوارک b و کوارک‌های s یا d وجود ندارد. تغییر جریانهای خنثی رنگی مؤثر، نمودارهای پنگوئن که در آن یک کوارک انتشار پیدا کرده و دوباره یک W را جذب می‌کند و در نتیجه دو بار رنگ آنها تغییر پیدا می‌کند را نتیجه می‌شوند. واپاشیهای پنگوئن در سالهای اخیر مورد پژوهش و بررسی قرار گرفته‌اند. نمودارهای این حلقه‌ها که ترکیب‌های جالبی از ماتریس المانهای CKM هستند، در مدل استاندارد مطرح می‌شوند.

هدف: یافتن سهم تقریب مرتبه دوم پنگوئن گلتونی در واپاشی‌های مختلف کوارک b و مزون‌های B .
روش بررسی: در این تحقیق بر هم کنش ضعیف، مدل کوارک، و مدل استاندارد مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از واپاشی‌های مختلف مدل کوارک b در تئوری هامیلتونی میدان، واپاشی‌های دو جسمی و سه جسمی مزون‌های B بدست آمده است.

نتایج: محاسبه دامنه واپاشی‌های حالت شاخه‌ای و ساختار پنگوئن گلتونی در مدل کوارک در تقریب مرتبه اول و دوم و محاسبه دامنه واپاشی‌های حالت شاخه‌ای و پنگوئن گلتونی در پایین‌ترین مرتبه ثابت جفت شدگی

قوی $\alpha_s = 0.2$ برای واپاشی‌های مرتبه اول بصورت $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j + q_k q_i \bar{q}_j$ و مرتبه دوم بصورت $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j + q_k q_i \bar{q}_j (q_o \bar{q}_p)$ همچنین آهنگ زمانی واپاشی‌های مختلف کوآرک b در تقریب مرتبه اول و دوم حالت شاخه‌ای و ساختار پنگوئن محاسبه شده است.

نتیجه گیری: با مقایسه مقادیر تئوری و تجربی آهنگ زمانی و نسبت تناسب واپاشی‌ها، ملاحظه می‌کنیم که آهنگ زمانی تقریب مرتبه دوم واپاشی‌ها خیلی کوچکتر از مرتبه اول آنها می‌باشد و حالت شاخه‌ای غالب می‌باشد. در انتها با مقایسه نسبت تناسب تئوری و تجربی واپاشی‌های مختلف مزون B ، نشان داده ایم که جمله مرتبه دوم پنگوئن گلوئونی در واپاشی‌های کوآرک b ناچیز می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: حالت شاخه‌ای، پنگوئن گلوئونی، مدل کوآرک، مدا استاندارد، کوآرک b ، مزون B ، آهنگ زمانی واپاشی، نسبت تناسب

مقدمه

حالت شاخه‌ای و تئوری پنگوئن

واپاشی‌های کوآرک b نقش مهمی را در تعیین المانهای ماتریس CKM (cabibbo-kobayashi-maskawa) بازی می‌کند. واپاشی‌های مرتبه بالاتر کوآرک b دریچه مهمی برای فیزیک مقید به مدل استاندارد را برای ما می‌گشاید. مثلاً مزون‌های $Q\bar{q}$ و باریون‌های Qqq' (Q نشان دهنده کوآرک سنگین q و q' کوآرک سبک می‌باشند) مدل‌هایی از واپاشی کوآرک b که وارد مقوله QCD (quantum chromodynamics) نشده‌اند و فقط به واسطه بوزون‌های واسطه صورت می‌گیرند را نشان می‌دهند. این نوع واپاشی‌ها را حالت شاخه‌ای می‌نامند.^(۱) واپاشی‌های کوآرک b به کوآرک t از طریق بوزون واسطه W^- به طور سینماتیکی در مرتبه اول اتفاق می‌افتد. همچنین واپاشی‌های کوآرک b به کوآرک‌های u, c نیز همینطور است. در واپاشی‌های نیمه لپتونی کوآرک b ، اگر کوآرک‌ها در دسترس باشند، سه زاویه دورانی ماتریس CKM بوسیله اندازه گیری آهنگ زمانی مشخص می‌شود. مثلاً واپاشی $b \rightarrow c l \nu_l$ به طور مشابه اندازه گیری سرعت واپاشی‌های نیمه لپتونی برای فرایند‌های مثل $u \rightarrow d, c \rightarrow s, b \rightarrow u, c \rightarrow u, s \rightarrow d$ که از لحاظ انرژی امکان رخ دادن آن‌ها وجود دارد برای المانهای ماتریس CKM یعنی $V_{ud}, V_{su}, V_{cd}, V_{cs}, V_{ub}$ را مشخص می‌کند. در مرتبه دوم کوآرک b می‌تواند به کوآرک t از طریق بوزون واسطه W^- واپاشیده شود و فوراً با ترکیب آنها کوآرک s یا d بدست آید که به این حلقه واپاشی‌های پنگوئن گفته می‌شود. برای این که انرژی پایسته بماند گاهی باید در طی این برهم کنش‌ها یک فوتون یا گلوئون ساطع شود که تبدیل به یک کوآرک می‌شوند یا یک بوزون Z ساطع می‌شود که تبدیل به یک زوج کوآرک-لپتون یا نوترینو می‌شود. واپاشی‌های بعدی می‌تواند در یک گراف جعبه‌ای با دو بوزون W بین فرمیون‌های سنگین و سبکتر رخ دهند. همه این واپاشی‌های مشاهده شده‌اند. دوازده واپاشی مختلف برای کوآرک b وجود دارد که هشت عدد از آن‌ها بوسیله جریان‌های باردار

$$b \rightarrow c\bar{s}, \quad b \rightarrow cd\bar{c}, \quad b \rightarrow cd\bar{u}, \quad b \rightarrow cs\bar{u},$$

$$b \rightarrow ud\bar{c}, \quad b \rightarrow us\bar{c}, \quad b \rightarrow ud\bar{u}, \quad b \rightarrow us\bar{u},$$

و چهار عدد از آن ها به واسطه جریان های خنثی

$$b \rightarrow s\bar{s}, \quad b \rightarrow sd\bar{s}, \quad b \rightarrow ds\bar{d}, \quad b \rightarrow dd\bar{d},$$

انجام می گیرد. واپاشی های گروه دوم معمولاً از گروه اول جالبتر است. طبق الگو جرم کوارک ها، کوارک های گروه اول به کوارک های گروه دوم واپاشیده می شوند. این واپاشی ها کوارک های گروه اول را ناپایدارتر معرفی می کند. کوارک های گروه دوم پایدارترند. واپاشی های کوارک های نوع اول به انواع دیگر نایاب بوده و کمتر مشاهده شده است. واپاشی های کوارک t به کوارک s یا d نیز به سختی مشاهده شده است. در حال حاضر واپاشی های کوارک های s, b بهترین مسیر آزمایشگاهی برای اندازه گیری المانهای $|V_{td}|$ و $|V_{ts}|$ است. از آنجایی که سرعت واپاشی با افزایش جرم افزایش پیدا می کند، تبدیلات کوارک های t, b با اهمیت است.^(۲)

نظریه مناسبی در سال ۱۹۵۷ برای واپاشی های ضعیف غیر لپتونیک پیشنهاد شد که بعد ها پنگوئن نامیده شد. این مکانیزم به ایده ویلسون یعنی بسط حاصل ضرب عملگری (operator product expansion) OPE در فواصل کوتاه و آشکار شدن اثر متقابل این تئوری به کوارکهای سنگین در نظریه GIM (Glashow- Iliopoulos-Maiani) و کوارکهای سبک در خواص کایرال از QCD گسترش یافت و به این ترتیب تئوری پنگوئن پیشنهاد شد تا نقش جدیدی در میدان های پدیده شناسی ذرات ایفا کند.^(۳) واپاشی های پنگوئن قبل از تحلیل اثرات QCD در واپاشی های مزون K بیان شده بود و به مدت کوتاهی نمودارهای پنگوئن نقش مهمی در نقض CP (Charge Parity) ایفا کردند که ابتدا در واپاشی های مزون K و بعد از آن در واپاشی های مزون B مورد مطالعه قرار گرفتند.^(۴) زمانی که QCD به عنوان تئوری بر هم کنش قوی در نظر گرفته شد، اثرات آن در واپاشی های ضعیف مورد مطالعه قرار گرفت. مهمترین مسئله از بر هم کنش های قوی در این واپاشی ها، قانون $\Delta I = 1/2$ در بر هم کنش های ضعیف غیر لپتونیک در مورد ذرات عجیب است.^(۵) بوسیله پدیده آزادی مجانبی امکان کنترل کامل آزمایشگاهی در فواصل کوتاه بوجود آمد. در نظریه QCD بسط OPE در رابطه با بر هم کنش های ضعیف غیر لپتونیک به چندین جمله تکنیکی که می توانند هامیلتونی موثر در بر هم کنش های ضعیف در فواصل کوتاه را محاسبه نماید، محدود می شود. بر هم کنش های ضعیف توسط بوزون W حمل می شوند، بنابراین این فواصلی در حدود $1/M_W$ با حدود $M_W = 80 \text{ GeV}$ می باشند. تحلیل نظریه QCD در این فواصل با هامیلتونی موثر انجام می شود. پدیده آزادی مجانبی در فواصل کوتاه نشان می دهد که بر هم کنش های قوی وابستگی لگاریتمی به اندازه حرکت دارد.^(۶) نتیجه تعیین وابستگی $\text{Log}M_W / \Lambda_{QCD}$ است که Λ_{QCD} مقیاس هادرونی است. در این فرضیه $1/\Lambda_{QCD}$ برابر $1/M_W$ مقیاسهای برای جرم کوارک های سنگین t, b و c هستند. حلقه کوارک c در واپاشی های غیر لپتونیک بی اهمیت بنظر می رسد و با حذف فاکتور $(m_c^2 - m_u^2)/M_W$ می توان این حلقه را بدست آورد چرا که اثرات کوارک های سنگین مهمتر می باشد. حذف این فاکتور وابسته به فاصله است که اگر آن را با $r = 1/\mu$ تعریف کنیم خواهیم داشت،^(۷)

$$\frac{m_c^2 - m_u^2}{\mu^2}, \quad m_c \ll \mu \ll M_W$$

$$\log \frac{m_c^2}{\mu^2}, \quad \mu \ll m_c$$

به هر حال عملگرهای جدید ظاهر شده در هامیلتونی موثر در فواصل بزرگتر از $1/m_c$ از نظر کیفی متفاوت هستند. آنها میدان های کوارکهای راست دست را در مقابل کوارک های چپ دست در فواصل بسیار کوچکتر از $1/m_c$ شامل می شوند. بدین ترتیب هنگامیکه کوارک های راست دست که قوی شده اند در بر هم کش های ضعیف در مدل استاندارد با جریان های ضعیف وارد می شوند، چپ دست می گردند. ^(۸) بنابر این کوارکهای راست دست با گلوئونها که بدون اسپین هستند کوپل می شوند و عملگرهای جدید فقط در جریان هایی با $\Delta I = 1/2$ شرکت می کنند. به عبارت دیگر افزایش جریان های $\Delta I = 1/2$ از اثر مهم OPE با حذف GIM و مقیاس کوارک های سنگین و مقیاس های اصلی متفاوت در هادرون های سبک ناشی می شود. این عملگر جدید را پنگوئن می نامند.

نتایج و بحث

پنگوئن گلوونی

با توجه به قانون پایستگی جریان گلوونی، راس $b \rightarrow q_k g$ دارای ساختار زیر می باشد: ^(۹،۱۰)

$$\Gamma_\mu^a(q^2) = (ig_s / 4\pi^2) \bar{u}_k(p_k) T^a V_\mu(q^2) u_b(p_b) \quad (1)$$

$$V_\mu(q^2) = (q^2 g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu) \gamma^\nu [F_1^L(q^2) P_L + F_1^R(q^2) P_R] + i\sigma_{\mu\nu} q^\nu [F_2^L(q^2) P_L + F_2^R(q^2) P_R] \quad (2)$$

اینجا F_1 و F_2 فرم فاکتورهای تک قطبی الکتریکی و دو قطبی مغناطیسی هستند، $q = q_g = p_b - p_k$ چهار اندازه حرکت گلوئون، $P_{L(R)} \equiv (1 \pm \gamma_5) / 2$ عملگرهای تصویر کایرال و T^a ($a = 1, \dots, 8$) مولد بهنجارش $SU(3)_c$ در حالت $Tr(T^a T^b) = \delta^{ab} / 2$ می باشد. همچنین برای راس $\bar{b} \rightarrow \bar{q}_k g$ می توان ساختاری شبیه زیر در نظر گرفت:

$$\bar{\Gamma}_\mu^a(q^2) = -(ig_s / 4\pi^2) \bar{v}_b(p_b) T^a \bar{V}_\mu(q^2) v_k(p_k) \quad (3)$$

اینجا \bar{V}_μ همان شکل معادله (۲) را دارد با این تفاوت که بجای $F_{1,2}^{L,R}(q^2)$ باید $\bar{F}_{1,2}^{L,R}(q^2)$ را قرار داد. در پایین ترین مرتبه α_s دامنه پنگوئن برای واپاشیهای $(q_k q_i \bar{q}_j)_{i=j} \rightarrow q_k q' \bar{q}'$ برابر است با:

$$M^{Peng} = -i(\alpha_s / \pi) [\bar{u}_k(p_k) T^a Q_\mu u_b(p_b)] [\bar{u}_{q'}(p_{q'}) \gamma^\mu T^a v_{\bar{q}'}(p_{\bar{q}'})] \quad (4)$$

اینجا $\alpha_s = g_s^2 / 4\pi$ و Q_μ برابر است با:

$$Q_\mu \equiv \gamma_\mu [F_1^L(q^2) P_L + F_1^R(q^2) P_R] + (i\sigma_{\mu\nu} q^\nu / q^2) [F_2^L(q^2) P_L + F_2^R(q^2) P_R] \quad (5)$$

بطور مشابه دامنه واپشی برای پاد کوارک $\bar{b} \rightarrow \bar{q}_k q' \bar{q}'$ برابر است با:

$$\bar{M}^{Peng} = i(\alpha_s / \pi) [\bar{v}_k(p_k) T^a \bar{Q}_\mu v_b(p_b)] [\bar{u}_{q'}(p_{q'}) \gamma_\mu T^a v_{\bar{q}'}(p_{\bar{q}'})] \quad (6)$$

اینجا \bar{Q}_μ از شکل معادله (۵) پیروی می کند با این تفاوت که باید بجای فرم فاکتور $F(q^2)$ فرم فاکتور $\bar{F}(q^2)$ را جایگذاری کرد. در رابطه جمع F_2 سهم کوآرک t غالب است، در نتیجه در مقیاس q^2 با تقریب خوب خواهیم داشت، $F_2^L(q^2) \approx F_2^L(0)$ و $F_2^R(q^2) \approx F_2^R(0)$ ، و در نتیجه:

$$F_1^L(q^2) = (G_F / \sqrt{2}) \sum_{i=u,c,t} V_{ik}^* V_{ib} f_1(x_i, q^2), \quad F_1^R(0) = 0 \quad (۷)$$

$$F_2^L(0) / m_q = F_2^R(0) / m_b = (G_F / \sqrt{2}) \sum_{i=u,c,t} V_{iq}^* V_{ib} f_2(x_i) \quad (۸)$$

اینجا $x_i \equiv m_i^2 / M_W^2$ و همچنین: $(i = u, c, t)$

$$f_2(x) = -(x/4(1-x)^4)[2+3x-6x^2+x^3+6x \ln x] \quad (۹)$$

$$f_1(x) = (1/12(1-x)^4)[18x-29x^2+10x^3+x^4-(8-32x+18x^2) \ln x] \quad (۱۰)$$

$$f_1(x_i, q^2) = (10/9) - (2/3) \ln x_i + (2/3z_i) - (2(2z_i+1)/3z_i)g(z_i) \quad (۱۱)$$

اینجا $z_i \equiv q^2 / 4m_i^2$: (۱۲،۱۳)

$$g(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1-z}{z}} \arctan\left(\sqrt{\frac{z}{1-z}}\right), & z < 1 \\ \frac{1}{2} \sqrt{\frac{z-1}{z}} [\ln\left(\frac{\sqrt{z} + \sqrt{z-1}}{\sqrt{z} - \sqrt{z-1}}\right) - i\pi], & z > 1 \end{cases} \quad (۱۲)$$

برای کوآرک u مقدار z_i بزرگ است و ما می توانیم از شکل مجانبی رابطه (۱۱) استفاده کنیم:

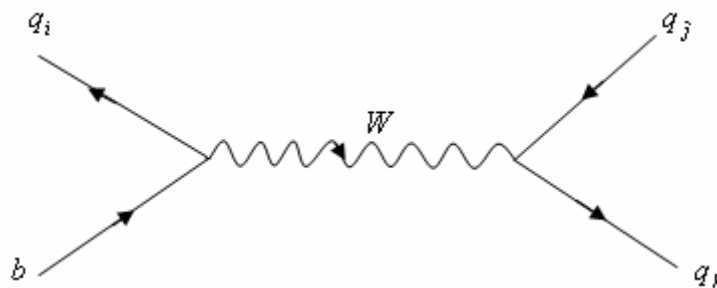
$$f_1(x_u, q^2) = (10/9) - (2/3)[\ln(q^2 / M_W^2) - i\pi] \quad (۱۳)$$

ملاحظه می کنیم که $F_2^R \gg F_2^L$ و $F_1^L \gg F_1^R$ می باشد. برای دامنه واپاشی $b \rightarrow dq'\bar{q}'$ ، ملاحظه می کنیم که جمله مربوط به F_1^L غالب می باشد. در فرایندهایی شبیه $b \rightarrow ds\bar{s}$ و $\bar{b} \rightarrow \bar{d}s\bar{s}$ انتظار می رود که سهم پنگوئن غالب باشد (۹) و سهم F_1^L نسبت به سایر فرم فاکتورها غالب باشد. در واپاشیهای شبیه $b \rightarrow sq'\bar{q}'$ ، دوباره ملاحظه می کنیم که $F_2^R \gg F_2^L$ و $F_1^L \gg F_1^R$ و سهم مربوط به فرم فاکتور F_1^L غالب است.

آهنگ زمانی واپاشی حالت شاخه ای و پنگوئن گلوونی در تقریب مرتبه اول

برای محاسبه آهنگ زمانی واپاشی حالت شاخه ای و پنگوئن می باید ابتدا دامنه حالت شاخه ای و پنگوئن را به طور جداگانه بدست آورد و سپس با هم جمع کرد. ابتدا به محاسبه دامنه مربوط به حالت شاخه ای می پردازیم.

نمودار فاینمن واپاشی شاخه ای به صورت زیر است:



دامنه برای چنین واپاشی $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j$ در حالت شاخه ای برابر است با:

$$M^{tree} = i2\sqrt{2}G_F V_{ib} V_{kj}^* [\bar{u}(q_i) \tilde{\sigma}_\mu u(b)] [\bar{u}(q_k) \tilde{\sigma}^\mu v(q_j)] \quad (۱۴)$$

که در آن

$$\tilde{\sigma}_\mu(q_i b) = [\bar{u}_{q_i}(q_i) \tilde{\sigma}_\mu u_b(b)], \quad \tilde{\sigma}^\mu(q_k q_j) = [\bar{u}_{q_k}(q_k) \tilde{\sigma}^\mu u_{q_j}(q_j)] \quad (15)$$

از آنجائیکه کوارک b در امتداد زاویه θ_b دارای اسپین $-1/2$ و در امتداد زاویه $\pi - \theta_b$ دارای اسپین $1/2$ است و از آنجائیکه اسپین کوارک b را در امتداد محور Z و در چارچوب آزمایشگاه در حال سکون یعنی $p_b = 0$ فرض شده است، بنابراین تابع موج کوارک b برابر است با:

$$|b_{(+1/2)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad |b_{(-1/2)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{V}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (16)$$

اندازه حرکت کوارک های p_k ، p_i ، p_j را در صفحه xz فرض می کنیم $(\varphi = 0)$ ، و از آنجائیکه $\vec{p}_b = \vec{p}_i + \vec{p}_k + \vec{p}_j = 0$ است، خواهیم داشت:

$$p_k = p_k(\sin \theta_k, 0, \cos \theta_k), \quad p_i = p_i(\sin \theta_i, 0, \cos \theta_i), \quad p_j = p_j(\sin \theta_j, 0, \cos \theta_j) \quad (17)$$

بنابراین مولفه های دامنه واپاشی به صورت زیر بدست می آید:

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_i b)] = \sqrt{1+v_i} [(-\sin(\frac{\theta_i}{2}) \cos(\frac{\theta_i}{2})) \tilde{\sigma}_\mu \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ or } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}],$$

$$[\tilde{\sigma}^\mu(q_k q_j)] = \sqrt{1+v_k} \sqrt{1+v_j} [(-\sin(\frac{\theta_k}{2}) \cos(\frac{\theta_k}{2})) \tilde{\sigma}^\mu \begin{pmatrix} -\sin(\frac{\theta_j}{2}) \\ \cos(\frac{\theta_j}{2}) \end{pmatrix}] \quad (18)$$

به ازای مقادیر $\mu = 0, 1, 2, 3$ ، مولفه های دامنه واپاشی برای کوارک b با اسپین $1/2$ و $-1/2$ برابر می شود با:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_i b)) (\tilde{\sigma}^\mu(q_k q_j))]_{spin(+1/2)} = \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_k} \sqrt{1+v_j} (\sin(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}) + \sin(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2}))$$

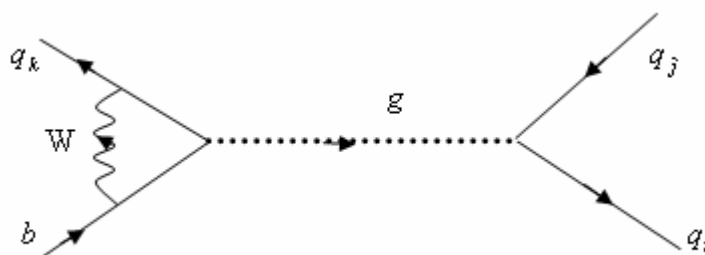
$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_i b)) (\tilde{\sigma}^\mu(q_k q_j))]_{spin(-1/2)} = \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_k} \sqrt{1+v_j} (\cos(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}) - \cos(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2})) \quad (19)$$

و دامنه واپاشی برابر است با:

$$M_{(1/2)}^{tree} = (1/V) i 2G_F V_{ib} V_{kj}^* \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_k} \sqrt{1+v_j} (\sin(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}) + \sin(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2}))$$

$$M_{(-1/2)}^{tree} = (1/V) i 2G_F V_{ib} V_{kj}^* \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_k} \sqrt{1+v_j} (\cos(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}) - \cos(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2})) \quad (20)$$

حال باید دامنه واپاشی های مربوط به پنگوئن گلوونی را بدست آورد. نمودار فاینمن مربوط به واپاشی پنگوئن گلوونی در تقریب مرتبه اول بصورت زیر نمایش داده می شود.



دامنه پنگوئن گلوئی در پایین ترین مرتبه در g_s برای فرآیند واپاشی $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j$ مطابق رابطه (۴) بصورت زیر بدست می آید:

$$M^{peng} = \frac{g_s^2}{4\pi^2} [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a Q_\mu u_b(p_b)] [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \gamma^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (21)$$

که Q_μ با رابطه (۵) مشخص می شود. از آنجا که سهم F_2^L بسیار کوچک است عامل Q_μ به صورت زیر ساده می شود:

$$Q_\mu = \gamma_\mu P_L F_1^L(q^2) = \gamma_\mu \frac{1-\gamma_5}{2} F_1^L(q^2) = \tilde{\sigma}_\mu F_1^L(q^2). \quad (22)$$

با جایگذاری رابطه بالا در دامنه پنگوئن گلوئی (۲۱) داریم:

$$M^{peng} = \frac{g_s^2}{4\pi^2} [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a F_1^L(q^2) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)] [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \gamma^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (23)$$

در رابطه بالا مقدار γ^μ را می توان بصورت زیر در نظر گرفت:

$$\gamma^\mu = \gamma^\mu \frac{1-\gamma_5}{2} + \gamma^\mu \frac{1+\gamma_5}{2} = \tilde{\sigma}^\mu + \sigma^\mu. \quad (24)$$

برای سادگی فقط جمله اول رابطه بالا را انتخاب می کنیم و در دامنه پنگوئن (۲۱) قرار می دهیم:

$$M^{peng} = \frac{g_s^2}{4\pi^2} [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a F_1^L(q^2) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)] [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \tilde{\sigma}^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (25)$$

به منظور ساده نوشتن خواهیم داشت:

$$M^{peng} = \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2) [\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] [\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)]. \quad (26)$$

در اینجا،

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] = [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)], \quad [\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)] = [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \tilde{\sigma}^\mu v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (27)$$

تابع موج کوارک b با اسپین $1/2$ و $-1/2$ با رابطه (۱۶) و اندازه حرکت کوارک های p_k ، p_i ، p_j با رابطه (۱۷) مشخص می شوند. بنابر این مولفه های دامنه واپاشی بصورت زیر بدست می آید:

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] = \sqrt{1+v_k} [(-\sin(\frac{\theta_k}{2}) \cos(\frac{\theta_k}{2})) \tilde{\sigma}_\mu \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ or } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}],$$

$$[\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)] = \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_j} [(-\sin(\frac{\theta_i}{2}) \cos(\frac{\theta_i}{2})) \tilde{\sigma}^\mu \begin{pmatrix} -\sin(\frac{\theta_j}{2}) \\ \cos(\frac{\theta_j}{2}) \end{pmatrix}]. \quad (28)$$

به ازای مقادیر $\mu = 0,1,2,3$ ، مولفه های دامنه واپاشی برای کوارک b با اسپین $1/2$ و $-1/2$ برابر می شود:

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]_{LL(1/2)} = \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_j} \sqrt{1+v_k} [\sin(\frac{\theta_i - \theta_j - \theta_k}{2}) + \sin(\frac{\theta_i + \theta_j - \theta_k}{2})].$$

$$[(\tilde{\sigma}_\mu(q_k b))(\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j))]_{LL(-1/2)} =$$

$$\sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_j}\sqrt{1+v_k} [\cos(\frac{\theta_i - \theta_j - \theta_k}{2}) - \cos(\frac{\theta_i + \theta_j - \theta_k}{2})]. \quad (29)$$

و دامنه واپاشی کوارک b با اسپین $1/2$ و $-1/2$ برابر می شود با :

$$M_{(1/2)}^{peng} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2) \times \sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_j}\sqrt{1+v_k} [\sin(\frac{\theta_i - \theta_j - \theta_k}{2}) + \sin(\frac{\theta_i + \theta_j - \theta_k}{2})]$$

$$M_{(-1/2)}^{peng} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2) \times \sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_j}\sqrt{1+v_k} [\cos(\frac{\theta_i - \theta_j - \theta_k}{2}) - \cos(\frac{\theta_i + \theta_j - \theta_k}{2})] \quad (30)$$

برای بدست آوردن دامنه واپاشی حالت شاخه ای و پنگوئن گلنونی باید دامنه های آنها را در حالت اسپین $1/2$ و $-1/2$ با هم جمع کرد، مطابق (20) و (30) خواهیم داشت :

$$M_{(1/2)}^{t+P} = [\frac{1}{V} i2G_F V_{ib} V_{kj}^* - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2)] \times \sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_k}\sqrt{1+v_j} [\sin(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}) + \sin(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2})]$$

$$M_{(-1/2)}^{t+P} = [\frac{1}{V} i2G_F V_{ib} V_{kj}^* - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2)] \times \sqrt{1+v_i}\sqrt{1+v_k}\sqrt{1+v_j} [\cos(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}) - \cos(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2})] \quad (31)$$

برای بدست آوردن آهنگ زمانی واپاشی ها، احتیاج به مربع دامنه آنها داریم. برای این منظور ابتدا مربع دامنه واپاشی با اسپین $1/2$ و سپس مربع دامنه واپاشی با اسپین $-1/2$ را بدست می آوریم و سپس روی دو حالت اسپینی متوسط گیری می کنیم، خواهیم داشت:

$$[M^{t+P}]_{spin-ave}^2 = \frac{[M_{(1/2)}^{t+P}]^2 + [M_{(-1/2)}^{t+P}]^2}{2} = A^2 (1+v_i)(1+v_j)(1+v_k) [1 - \cos(\theta_i - \theta_k)] \quad (32)$$

در اینجا،

$$A = \frac{1}{V} 2G_F V_{ib} V_{kj}^* - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2) \quad (33)$$

رابطه بالا برای حالت هلیسسته دلخواه (+,+,+) واپاشی $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j + q_k q_i \bar{q}_j$ می باشد. با جمع هشت حالت هلیسسته خواهیم داشت :

$$[M^{t+p}]_{spin-ave}^2 = \frac{A^2}{2} (1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)). \quad (34)$$

اکنون می توانیم با استفاده از مربع دامنه واپاشی، آهنگ زمانی واپاشی های مختلف کوارک b را محاسبه کنیم. با استفاده از قاعده طلایی فرمی، آهنگ زمانی این واپاشی ها برابر است با:

$$\Gamma = |B|^2 \frac{1}{2} \frac{1}{(2\pi)^4} \int p_i^2 dp_i d\Omega \int p_k^2 dp_k \frac{(M_b - E_i - E_k)}{p_i p_k}$$

$$\times \left(1 - \frac{(M_b - (E_i + E_k))^2 - (m_j^2 + p_i^2 + p_k^2)}{2E_i E_k}\right). \quad (35)$$

در اینجا،

$$B = 2G_F V_{ib} V_{kj}^* - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{qkb}^a T_{q,q_j}^a F_1^L(q^2) \quad (36)$$

با جایگذاری کمیت‌های E_i و E_k بر حسب اندازه حرکت و جرم در رابطه بالا و از آنجائیکه $-1 \leq \cos \theta \leq 1$ است، بنابراین:

$$0 \leq p_i \leq \frac{M_b}{2}, \quad 0 \leq p_k \leq \frac{M_b}{2}. \quad (37)$$

و فرض می‌کنیم که:

$$p_i = x \frac{M_b}{2}, \quad p_k = y \frac{M_b}{2}. \quad (38)$$

و جایگذاری p_i و p_k در رابطه (۳۵) و کمی ساده سازی، آهنگ زمانی واپاشیهای حالت شاخه ای و پنگوئن گلوونی تا تقریب مرتبه اول برابر می‌شود با:

$$\Gamma = 3|B|^2 \frac{1}{8} \frac{1}{\pi^3} \left(\frac{M_b}{2}\right)^5 \int_0^1 \int_0^1 xy f_1 g_1 dx dy \quad (GeV) \quad (39)$$

ضریب ۳ نماینده رنگ کوارک b می‌باشد و

$$f_1 = (2 - \sqrt{x^2 + a^2} - \sqrt{y^2 + b^2})$$

$$g_1 = \left(1 - \frac{(f_1)^2 - (c^2 + x^2 + y^2)}{2\sqrt{x^2 + a^2}\sqrt{y^2 + b^2}}\right) \quad (40)$$

ثابت‌های a و b و c عبارتند از:

$$a = \frac{2m_i}{M_b}, \quad b = \frac{2m_k}{M_b}, \quad c = \frac{2m_j}{M_b}. \quad (41)$$

بطور ساده‌تر داریم:

$$\Gamma^{t+p} = 3\Gamma_0 I^{t+p} \quad (GeV) \quad (42)$$

که در آن انتگرال فضای فاز برابر است با:

$$I^{t+p} = |B|^2 \int_0^1 \int_0^1 dx dy 6xy f_1 g_1, \quad (43)$$

و

$$\Gamma_0 = \frac{1}{8} \frac{M_b^5}{192\pi^3}. \quad (44)$$

در حد $m_q \rightarrow 0$ فرم فاکتور $F_1^L(q^2)$ برابر است با:

$$F_1^L(q^2) = F_1^L(0) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left[\sum_{i=u,c,t} V_{iq}^* V_{ib} f_1(x_i) \right]$$

$$= \frac{G_f}{\sqrt{2}} [V_{uq}^* V_{ub} f_1(x_u) + V_{cq}^* V_{cb} f_1(x_c) + V_{tq}^* V_{tb} f_1(x_t)]. \quad (45)$$

کوارک q می‌تواند کوارک‌های d و s باشد. همچنین عامل رنگ مربوط به گلئون برابر است با:

$$\begin{aligned} \sum_{a=1}^8 T^a T^a &\equiv \langle \text{green} | T^a | \text{red} \rangle \langle \text{red} | T^a | \text{green} \rangle \\ &\equiv \frac{1}{3} \langle \text{green} | T^a T^a | \text{green} \rangle = \frac{1}{3} \frac{1}{3} \text{Tr}(T^a T^a) = \frac{1}{9} \frac{8}{2} = \frac{4}{9}. \end{aligned} \quad (46)$$

با قرار دادن روابط مربوط به عامل رنگ گلنونی و $F_1^L(q^2)$ در فاکتور B و قرار دادن آن در فضای فاز I^{++} و قرار دادن آن در Γ^{++} ، آهنگ زمانی حالت شاخه‌ای و پنگوئن گلنونی تا تقریب مرتبه اول بدست می‌آید.

آهنگ زمانی واپاشی حالت شاخه‌ای و پنگوئن گلنونی در تقریب مرتبه دوم

برای محاسبه آهنگ زمانی واپاشی حالت شاخه‌ای و پنگوئن در تقریب مرتبه دوم می‌باید ابتدا دامنه حالت شاخه‌ای و دامنه پنگوئن گلنونی در تقریب مرتبه اول و دوم را بدست آورد و سپس دامنه‌ها را با هم جمع کرد و با استفاده از قانون طلایی فرمی، آهنگ زمانی واپاشی‌های کوارک b را بدست آورد. دامنه حالت شاخه‌ای مطابق رابطه (۲۰) برای اسپین $1/2$ و $-1/2$ کوارک b بصورت زیر بدست آمد:

$$\begin{aligned} M_{(1/2)}^{tree} &= (1/V) i 2G_F V_{ib} V_{kj}^* \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_k} \sqrt{1+v_j} \left(\sin\left(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}\right) + \sin\left(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2}\right) \right) \\ M_{(-1/2)}^{tree} &= (1/V) i 2G_F V_{ib} V_{kj}^* \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_k} \sqrt{1+v_j} \left(\cos\left(\frac{\theta_k - \theta_j - \theta_i}{2}\right) - \cos\left(\frac{\theta_k + \theta_j - \theta_i}{2}\right) \right) \end{aligned} \quad (47)$$

با مربع کردن این جملات و متوسط گیری روی اسپین $1/2$ و $-1/2$ ، و جمع هشت حالت هلیسیتیته، دامنه واپاشی در حالت شاخه‌ای برابر است با:

$$[M^t]_{spin-ave}^2 = \left[\frac{1}{V} 2G_F V_{ib} V_{kj}^* \right]^2 \frac{1}{2} [1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)] \quad (48)$$

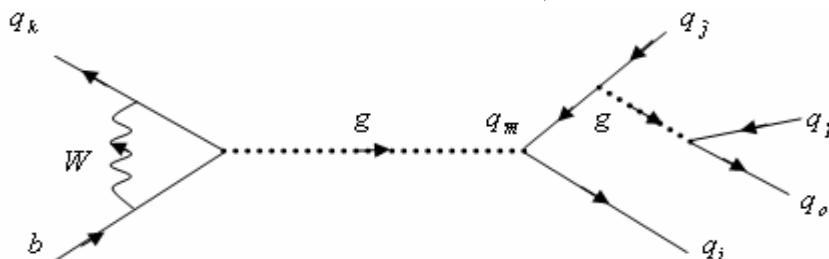
همچنین دامنه پنگوئن گلنونی در تقریب مرتبه اول مطابق روابط (۳۰) برای اسپین $1/2$ و $-1/2$ کوارک b بصورت زیر بدست آمد:

$$\begin{aligned} M_{(1/2)}^{p(1)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2) \\ &\times \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_j} \sqrt{1+v_k} \left[\sin\left(\frac{\theta_i - \theta_j - \theta_k}{2}\right) + \sin\left(\frac{\theta_i + \theta_j - \theta_k}{2}\right) \right] \\ M_{(-1/2)}^{p(1)} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2) \\ &\times \sqrt{1+v_i} \sqrt{1+v_j} \sqrt{1+v_k} \left[\cos\left(\frac{\theta_i - \theta_j - \theta_k}{2}\right) - \cos\left(\frac{\theta_i + \theta_j - \theta_k}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (49)$$

با مربع کردن این جملات و متوسط گیری روی اسپین $1/2$ و $-1/2$ ، و جمع هشت حالت هلیسیتیته، دامنه پنگوئن گلنونی در تقریب مرتبه اول برابر است با:

$$[M^{p(1)}]_{spin-ave}^2 = \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a F_1^L(q^2) \right]^2 \frac{1}{2} [1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)] \quad (50)$$

اکنون نوبت آن رسیده است که دامنه واپاشی پنگوئن گلوئی در تقریب مرتبه دوم را بدست آوریم. نمودار فاینمن مربوط به واپاشی پنگوئن در تقریب مرتبه دوم بصورت زیر نمایش داده می شود.



دامنه پنگوئنی گلوئی در دومین مرتبه در g_s برای فرآیند واپاشی $b \rightarrow q_i q_k \bar{q}_j (q'_o q'_p)$ به صورت زیر می باشد:

$$M^{p(2)} = \left(\frac{g_s^2}{4\pi^2}\right)^2 [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a Q_\mu u_b(p_b)] [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \bar{W}^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (51)$$

در اینجا Q_μ با رابطه (۵) مشخص می شود و با توجه به سهم غالب $F_1^L(q^2)$ بصورت (۲۲) بدست می آید. بنابراین دامنه واپاشی پنگوئن بصورت زیر بازنویسی می شود:

$$M^{p(2)} = \left(-\frac{g_s^2}{4\pi^2}\right)^2 [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) T^a F_1^L(q^2) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)] [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \bar{W}^\mu T^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (52)$$

اکنون باید قسمت اضافه شده گلوئی $g \rightarrow q'_o q'_p$ را وارد معادله بالا کنیم. این قسمت را در جمله \bar{W}^μ بصورت زیر وارد می کنیم:

$$\bar{W}^\mu = \gamma^\mu [\bar{u}_{q_j}(p_{q_j}) T^a \gamma_\mu v_{\bar{q}_m}(p_{\bar{q}_m})] [\bar{u}_{q'_o}(p_{q'_o}) \gamma^\mu T^a v_{\bar{q}'_p}(p_{\bar{q}'_p})]. \quad (53)$$

اکنون سعی می کنیم تا رابطه بالا را بر حسب تصویر کایرال بنویسیم. برای این منظور γ^μ و γ_μ رابطه بالا را بصورت زیر نمایش می دهیم:

$$\begin{aligned} \gamma^\mu &= \gamma^\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} + \gamma^\mu \frac{(1+\gamma_5)}{2} = \tilde{\sigma}^\mu + \sigma^\mu, \\ \gamma_\mu &= \gamma_\mu \frac{(1-\gamma_5)}{2} + \gamma_\mu \frac{(1+\gamma_5)}{2} = \tilde{\sigma}_\mu + \sigma_\mu. \end{aligned} \quad (54)$$

برای سادگی فقط جمله های اول روابط بالا یعنی قسمت چپ گرد را انتخاب می کنیم. با جایگذاری در رابطه (۵۳) خواهیم داشت:

$$\bar{W}^\mu = \tilde{\sigma}^\mu [\bar{u}_{q_j}(p_{q_j}) T^a \tilde{\sigma}_\mu v_{\bar{q}_m}(p_{\bar{q}_m})] [\bar{u}_{q'_o}(p_{q'_o}) \tilde{\sigma}^\mu T^a v_{\bar{q}'_p}(p_{\bar{q}'_p})]. \quad (55)$$

ابتدا شاخه $g \rightarrow q'_o q'_p$ را محاسبه می کنیم و سپس آن را در رابطه اصلی دامنه پنگوئن (۵۲) قرار می دهیم. رابطه (۵۵) با کمی خلاصه کردن بصورت زیر بدست می آید:

$$\bar{W}^\mu = \tilde{\sigma}^\mu (T_{q_j q_m}^a T_{q'_o q'_p}^a) [\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m)] [\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p)]. \quad (56)$$

که در آن:

$$\begin{aligned} [\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m)] &= [\bar{u}_{q_j}(p_{q_j}) \tilde{\sigma}_\mu u_{q_m}(p_{q_m})], \\ [\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p)] &= [\bar{u}_{q'_o}(p_{q'_o}) \tilde{\sigma}^\mu u_{q'_p}(p_{q'_p})]. \end{aligned} \quad (57)$$

دامنه قسمت شاخه ای $g \rightarrow q'_o q'_p$ بصورت زیر بدست می آید:

$$\bar{W}^\mu = \tilde{\sigma}^\mu (T_{q_j q_m}^a T_{q'_o q'_p}^a) (1 + v_o)(1 + v_p)(1 + v_j) [1 - \cos(\theta_o - \theta_j)]. \quad (58)$$

حال که دامنه قسمت شاخه ای $g \rightarrow q'_o q'_p$ را بدست آوردیم به قسمت اصلی یعنی دامنه واپاشی پنگوئن (۵۲) باز می گردیم. با جایگذاری \bar{W}^μ از رابطه (۵۶) در دامنه واپاشی پنگوئن (۵۲) خواهیم داشت:

$$M^{p(2)} = \left(\frac{g_s^2}{4\pi^2}\right)^2 [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) T_{q_k b}^a F_1^L(q^2) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)] \times [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \tilde{\sigma}^\mu (T_{q_j q_m}^a T_{q'_o q'_p}^a) [\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m)] [\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p)] T_{q_i q_j}^a v_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (59)$$

با کمی ساده سازی خواهیم داشت:

$$M^{p(2)} = \left(\frac{g_s^2}{4\pi^2}\right)^2 F_1^L(q^2) (T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a) (T_{q_j q_m}^a T_{q'_o q'_p}^a) \times [\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] [\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)] [\tilde{\sigma}_\mu(q_j q_m)] [\tilde{\sigma}^\mu(q'_o q'_p)]. \quad (60)$$

که در آن:

$$[\tilde{\sigma}_\mu(q_k b)] = [\bar{u}_{q_k}(p_{q_k}) \tilde{\sigma}_\mu u_b(p_b)], \quad [\tilde{\sigma}^\mu(q_i q_j)] = [\bar{u}_{q_i}(p_{q_i}) \tilde{\sigma}^\mu u_{\bar{q}_j}(p_{\bar{q}_j})]. \quad (61)$$

بعد از محاسبه عبارات (۶۱) و استفاده از رابطه (۵۸) و جایگذاری آنها در دامنه واپاشی (۵۹) و مربع کردن آن و جمع ۶۴ حالت هلیسیته خواهیم داشت:

$$|M^{p(2)}|_{spin-ave}^2 = \left[\frac{1}{V\sqrt{2}} \left(\frac{g_s^2}{4\pi^2}\right)^2 F_1^L(q^2) (T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a) (T_{q_j q_m}^a T_{q'_o q'_p}^a) \right]^2 \times \frac{1}{4} [1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)] [1 - v_o v_j \cos(\theta_o - \theta_j)] \quad (62)$$

برای بدست آوردن آهنگ زمانی واپاشی های کوآرک **b** در حالت شاخه ای و پنگوئن گلتونی تا تقریب مرتبه دوم، باید دامنه های حالت شاخه ای و پنگوئن گلتونی در تقریب مرتبه اول و دوم را با هم جمع کنیم و سپس مربع آن را محاسبه کرده و با استفاده از قاعده طلایی فرمی آهنگ دیفرانسیلی زمانی واپاشی ها را بدست آوریم. مربع دامنه حالت شاخه ای با رابطه (۴۸)، مربع دامنه پنگوئن گلتونی در تقریب مرتبه اول با رابطه (۵۰) و مربع دامنه پنگوئن گلتونی در تقریب مرتبه دوم با رابطه (۶۲) مشخص شده اند. ملا حظه می کنیم که مربع مجموع دامنه ها برابر می شود با:

$$|M^{tot}|^2 = |M^t + M^{p(1)} + M^{p(2)}|^2 = \left\{ \frac{2}{V} G_F V_{ib} V_{kj}^* - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \frac{g_s^2}{4\pi^2} (T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a) F_1^L(q^2) - \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{1}{V} \left(\frac{g_s^2}{4\pi^2}\right)^2 (T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a) (T_{q_j q_m}^a T_{q'_o q'_p}^a) \times F_1^L(q^2) \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - v_o v_j \cos(\theta_o - \theta_j)} \right\}^2 \frac{1}{2} [1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)] \quad (63)$$

با کمی ساده کردن خواهیم داشت:

$$|M^{tot}|^2 = \frac{1}{V^2} \left\{ (h_1 - h_2)^2 \frac{1}{2} [1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)] + (h_3)^2 \frac{1}{2} [1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)] \frac{1}{2} [1 - v_o v_j \cos(\theta_o - \theta_j)] \right\}$$

$$\left. -2(h_1 - h_2)(h_3) \frac{1}{2} [1 - v_i v_k \cos(\theta_i - \theta_k)] \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{1 - v_o v_j \cos(\theta_o - \theta_j)} \right\} \quad (64)$$

در اینجا،

$$h_1 = 2G_F V_{ib} V_{kj}^* , \quad h_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{g_s^2}{4\pi^2} (T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a) F_1^L(q^2)$$

$$h_3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{g_s^2}{4\pi^2} \right)^2 (T_{q_k b}^a T_{q_i q_j}^a) (T_{q_j q_m}^a T_{q_o q_p}^a) F_1^L(q^2) \quad (65)$$

اکنون می خواهیم با استفاده از مربع مولفه های دامنه واپاشی ، آهنگ زمانی واپاشی های کوارک b را محاسبه کنیم. با استفاده از قاعده طلایی فرمی آهنگ زمانی این واپاشی ها برابر است با:

$$\Gamma^{tot} = (h_1 + h_2)^2 \frac{1}{16\pi^3} \left(\frac{M_b}{2} \right)^5 I_1 + (h_3)^2 \frac{1}{64\pi^7} \left(\frac{M_b}{4} \right)^{11} \left[\frac{1}{5} I_{21} + \frac{1}{7} I_{22} - \frac{1}{7} I_{23} \right]$$

$$- (h_1 - h_2)(h_3) \frac{1}{16\sqrt{2}\pi^7} \left(\frac{M_b}{4} \right)^{11} \left[\frac{1}{5} I_{31} + \frac{1}{7} I_{32} \right] \quad (GeV) \quad (66)$$

که در آن انتگرالهای فضای فاز برابرند با :

$$I_1 = \int_0^1 \int_0^1 dx dy 6xy f_1 g_1 , \quad I_{21} = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 dx dy dz xyz^5 f_2 g_2 ,$$

$$I_{22} = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 dx dy dz xyz^7 k_2 g_2 , \quad I_{23} = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 dx dy dz xyz^7 k_2 g_2 (g_2 + 1) ,$$

$$I_{31} = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 dx dy dz xyz^5 f_2 \sqrt{g_2} , \quad I_{32} = \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 dx dy dz xyz^7 k_2 f_2 \sqrt{g_2} , \quad (67)$$

مقادیر f_1 و g_1 بوسیله (۲۲) مشخص می شوند و

$$f_2 = 4 - \sqrt{z^2 + a^2} - \sqrt{z^2 + b^2} - \sqrt{x^2 + c^2} - \sqrt{y^2 + d^2}$$

$$g_2 = 1 - \frac{(f_2)^2 - (e^2 + x^2 + y^2)}{2\sqrt{x^2 + c^2} \sqrt{y^2 + d^2}} , \quad k_2 = \frac{1}{\sqrt{z^2 + a^2}} \frac{1}{\sqrt{z^2 + b^2}} \quad (68)$$

و ثابتهای d, c, b, a و عبارتند از :

$$a = \frac{4m_i}{M_b} , \quad b = \frac{4m_k}{M_b} , \quad c = \frac{4m_p}{M_b} , \quad d = \frac{4m_j}{M_b} , \quad e = \frac{4m_o}{M_b} \quad (69)$$

در رابطه بالا عامل رنگ مربوط به گلئون تا مرتبه دوم برابر است با:

$$\sum_{a=1}^8 T^a T^a \sum_{a=1}^8 T^a T^a \equiv \frac{4}{9} \frac{4}{9} = \frac{16}{81} \quad (70)$$

نتایج عددی

با استفاده از گروه استاندارد ذرات^(۱۴) در مورد پارامترهای ماتریس CKM با مقادیر عمومی $\theta_{12} = 0.221$ ، $\theta_{13} = 0.0035$ ، $\theta_{23} = 0.041$ و انتخاب مقدار $\pi/2$ برای فاز δ_{13} ماتریس CKM می توان مثالهایی از مدل ارائه شده در این تحقیق را بدست آورد. مطابق با مقاله علی و گروب^(۱۵) ، جرم کوارکهای ورودی و خروجی را بصورت زیر در نظر می گیریم.

$$m_b = 4.70 \text{ GeV} , \quad m_s = 0.95 \text{ GeV} , \quad m_d = 0.007 \text{ GeV}$$

$$m_u = 0.003 \text{ GeV} , \quad m_c = 1.25 \text{ GeV} , \quad m_W = 80.403 \text{ GeV}$$

مقدار ثابت فرمی را برابر :

$$G_F = 1.16639 \times 10^{-5} \text{ (1/(GeV)}^2\text{)}$$

آهنگ زمانی واپاشی های حالت شاخه ای و پنگوئن گلثونی در تقریب مرتبه اول و دوم مطابق روابط (۳۹) و (۶۶) برای هر دو ذرات و پاد ذرات $b \rightarrow us\bar{c}, cd\bar{c}, cs\bar{c}, ud\bar{u}$ ، $b \rightarrow us\bar{c}, cd\bar{u}, cs\bar{u}, ud\bar{c}$ و $b \rightarrow sds\bar{s}, dsd\bar{s}, ss\bar{s}, ddd\bar{d}$ به ترتیب در جدول ۱ و ۲ نمایش داده شده است. در جدول ۱ واپاشی های $b \rightarrow us\bar{c}, cd\bar{c}, cs\bar{c}, ud\bar{u}$ از نوع حالت شاخه ای و واپاشی های $b \rightarrow us\bar{c}, cd\bar{u}, cs\bar{u}, ud\bar{c}$ از نوع پنگوئن گلثونی و واپاشی های $b \rightarrow sds\bar{s}, dsd\bar{s}, ss\bar{s}, ddd\bar{d}$ از نوع پنگوئن گلثونی می باشد. ملاحظه می کنیم که آهنگ زمانی برای واپاشی پاد ذره $\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{u}$ یعنی بزرگتر از آهنگ زمانی برای واپاشی کوآرک $b \rightarrow ud\bar{u}$ می باشد. همچنین آهنگ زمانی واپاشی پاد ذره $\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{s}\bar{u}$ کوچکتر از آهنگ زمانی واپاشی ذره $b \rightarrow us\bar{u}$ می باشد. واپاشی خالص حالت شاخه ای $b \rightarrow cd\bar{u}$ غالب می باشد. شش واپاشی مجموع حالت شاخه ای و پنگوئن گلثونی $b \rightarrow cs\bar{c}$ غالب می باشد. ملاحظه می کنیم که آهنگ زمانی واپاشی $b \rightarrow cd\bar{u}$ حدود سه برابر واپاشی $b \rightarrow cs\bar{c}$ است. این بدین معنی است که احتمال واپاشی های $b \rightarrow c$ برای کوآرک های سبکی مثل u و d سه برابر بیشتر از کوآرک های سنگین تر مثل c و s است. همچنین در واپاشی های $b \rightarrow u$ احتمال واپاشی $b \rightarrow ud\bar{u}$ بیشتر از $b \rightarrow us\bar{c}$ و $b \rightarrow us\bar{u}$ است. بنابر این در واپاشی های $b \rightarrow u$ احتمال واپاشی به کوآرک های سبک مثل d بیشتر از کوآرک های سنگین مثل s می باشد. کمترین احتمال واپاشی های کوآرک b مربوط به واپاشی های خالص پنگوئن گلثونی مثل $b \rightarrow ds\bar{d}$ و $b \rightarrow ddd\bar{d}$ می باشد. واپاشی پنگوئن گلثونی در تقریب مرتبه اول $b \rightarrow ss\bar{s}$ و $b \rightarrow ds\bar{d}$ و در تقریب مرتبه دوم $b \rightarrow ss\bar{s}(c\bar{c})$ و $b \rightarrow ds\bar{d}(c\bar{c})$ به ترتیب واپاشیهای غالب می باشند. در این بین واپاشی $b \rightarrow ud\bar{c}$ نیز احتمال بسیار کمی دارد که دلیل آن از نقطه نظر تئوری هنوز روشن نیست. احتمالاً قیدهایی در باند استیت کوآرک های c و d وجود دارند که از لحاظ تئوری هنوز مشخص نشده اند.

ملاحظه می کنیم که در حالت شاخه ای پاد تقارن بین ماده و پاد ماده کوآرک b وجود ندارد. ولی در واپاشی های مربوط به مجموع حالت شاخه ای و پنگوئن گلثونی و واپاشی های مربوط به پنگوئن گلثونی پاد تقارن بین ماده و پاد ماده دیده می شود. پاد تقارن در واپاشی های $b \rightarrow ud\bar{u}$ و $\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{u}$ بیشترین مقدار حدود ۰/۱۵ و در واپاشی های $b \rightarrow cs\bar{c}$ و $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\bar{s}\bar{c}$ کمترین مقدار حدود ۰/۰۰۸ را داراست.

جدول ۱- آهنگ زمانی واپاشی (DR) و نسبت تناسب (BR) واپاشیهای کوارک b و پاد کوارک \bar{b} برای واپاشی های حالت شاخه ای و پنگوئن گلوئی در تقریب مرتبه اول، $(DR \times 10^{-10} GeV)$ و $(BR \times 10^{-2})$.

Process	DR	BR	Process	DR	BR
$b \rightarrow cd\bar{c}$	۳,۳۵۶	۰,۹۸۵	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}dc$	۳,۳۶۴	۰,۹۸۹
$b \rightarrow csc$	۵۸,۲۱۱	۱۷,۰۷	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}sc$	۵۸,۲۱۹	۱۷,۱۰
$b \rightarrow cds$	۱,۱۹۳	۰,۵۵۶	$\bar{b} \rightarrow \bar{s}ds$	۱,۱۹۸	۰,۵۵۷
$b \rightarrow ds\bar{d}$	۰,۰۹۵	۰,۰۲۷	$\bar{b} \rightarrow \bar{d}sd$	۰,۱۱۶	۰,۰۳۴
$b \rightarrow ud\bar{u}$	۳,۰۶۲	۰,۸۹۹	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}du$	۳,۲۱۳	۰,۹۴۳
$b \rightarrow us\bar{u}$	۲,۰۴۸	۰,۶۰۱	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}su$	۲,۰۲۴	۰,۵۹۴
$b \rightarrow dd\bar{d}$	۰,۰۹۶	۰,۰۲۸	$\bar{b} \rightarrow \bar{d}dd$	۰,۱۱۸	۰,۰۳۴
$b \rightarrow sss$	۱,۸۵۵	۰,۵۴۴	$\bar{b} \rightarrow \bar{s}ss$	۱,۸۳۱	۰,۵۳۷
$b \rightarrow cd\bar{u}$	۱۶۹,۶۵	۴۹,۸۳	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}du$	۱۶۹,۶۵	۴۹,۸۳
$b \rightarrow cs\bar{u}$	۸,۹۳۳	۲,۶۲۴	$\bar{b} \rightarrow \bar{c}su$	۸,۹۳۳	۲,۶۲۴
$b \rightarrow usc$	۲,۲۴۱	۰,۶۵۸	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}sc$	۲,۲۴۱	۰,۶۵۸
$b \rightarrow ud\bar{c}$	۰,۰۸۴	۰,۰۲۴	$\bar{b} \rightarrow \bar{u}dc$	۰,۰۸۴	۰,۰۲۴

جدول ۲- آهنگ زمانی واپاشیهای (DR) کوارک b برای واپاشی های پنگوئن گلوئی در تقریب مرتبه دوم، $(DR \times 10^{-19} GeV)$.

Process	DR	Process	DR
$b \rightarrow csc (d \bar{d})$	۱۰۳,۲۱	$b \rightarrow cd\bar{c} (d \bar{d})$	۱۰,۳۶
$b \rightarrow csc (u \bar{u})$	۹۸,۷۶	$b \rightarrow cd\bar{c} (u \bar{u})$	۹,۸۱۲
$b \rightarrow csc (c \bar{c})$	۸۱۱,۷۳	$b \rightarrow cd\bar{c} (c \bar{c})$	۷۵,۰۹
$b \rightarrow csc (s \bar{s})$	۲۱۷,۰۱	$b \rightarrow cd\bar{c} (s \bar{s})$	۲۲,۴۶
$b \rightarrow sd\bar{s} (d \bar{d})$	۱۷,۸۵	$b \rightarrow ds\bar{d} (d \bar{d})$	۲۳۱,۰۲
$b \rightarrow sd\bar{s} (u \bar{u})$	۱۲,۲۳	$b \rightarrow ds\bar{d} (u \bar{u})$	۲۱۹,۸۶
$b \rightarrow sd\bar{s} (c \bar{c})$	۱۰۷,۱۶	$b \rightarrow ds\bar{d} (c \bar{c})$	۹۷۶,۵۲
$b \rightarrow sd\bar{s} (s \bar{s})$	۳۹,۴۴	$b \rightarrow ds\bar{d} (s \bar{s})$	۳۹۹,۴۱
$b \rightarrow ud\bar{u} (d \bar{d})$	۳,۳۲۸	$b \rightarrow us\bar{u} (d \bar{d})$	۳۱,۸۶
$b \rightarrow ud\bar{u} (u \bar{u})$	۲,۴۱۵	$b \rightarrow us\bar{u} (u \bar{u})$	۲۷,۰۵
$b \rightarrow ud\bar{u} (c \bar{c})$	۲۸,۸۹	$b \rightarrow us\bar{u} (c \bar{c})$	۳۰۱,۱۴
$b \rightarrow ud\bar{u} (s \bar{s})$	۸,۱۹۷	$b \rightarrow us\bar{u} (s \bar{s})$	۹۰,۶۷
$b \rightarrow dd\bar{d} (d \bar{d})$	۱۹,۲۳	$b \rightarrow sss (d \bar{d})$	۲۵۶,۱۱
$b \rightarrow dd\bar{d} (u \bar{u})$	۱۰,۸۱	$b \rightarrow sss (u \bar{u})$	۲۴۰,۸۱
$b \rightarrow dd\bar{d} (c \bar{c})$	۱۳۱,۷۶	$b \rightarrow sss (c \bar{c})$	۹۹۸,۷۶
$b \rightarrow dd\bar{d} (s \bar{s})$	۴۲,۲۴	$b \rightarrow sss (s \bar{s})$	۴۱۷,۶۲

در جدول ۱ ملاحظه می‌کنیم که واپاشی $b \rightarrow c\bar{s}\bar{c}$ واپاشی غالب می‌باشد، بعد از آن واپاشی $b \rightarrow cd\bar{u}$ بیشترین آهنگ زمانی واپاشی را دارد. در واپاشی‌های مربوط به حالت پنگوئن گلوئونی خالص، واپاشی‌های $b \rightarrow s\bar{s}\bar{s}$ و $b \rightarrow sd\bar{s}$ غالب می‌باشند. همچنین از جدول ۱ نتیجه می‌گیریم که در واپاشی‌های کوارک b ، سهم پنگوئن گلوئونی نسبت به حالت شاخه‌ای کوچک می‌باشد و سهم واپاشی‌های تقریب مرتبه دوم پنگوئن گلوئونی از سهم تقریب مرتبه اول آن بسیار کوچکتر می‌باشد. در تقریب مرتبه دوم، یک گلوئون بیشتر از تقریب مرتبه اول انتشار پیدا کرد، بنابر این می‌توان نتیجه گرفت که اگر بین کوارک‌های واپاشیده شده گلوئونهای بیشتری نیز انتشار پیدا کنند، سهم قابل توجه‌ای در واپاشی کوارک b نخواهند داشت.

کل آهنگ زمانی واپاشی حالت شاخه‌ای برابر است:

$$\Gamma_{tot}^{Tree} = 3.351 \times 10^{-13}$$

و کل آهنگ زمانی واپاشی‌های پنگوئن در تقریب مرتبه اول و دوم برابر است:

$$\Gamma_{tot}^{Penguin} = 5.308 \times 10^{-15}$$

در نتیجه کل آهنگ زمانی واپاشی‌ها برابر می‌شود با:

$$\Gamma_{tot} = 3.404 \times 10^{-13}$$

بطور مثال مقدار تجربی نسبت تناسب واپاشی‌های مزون B که متناسب با واپاشی مدل کوارک $b \rightarrow ud\bar{u}$ می‌باشد برابر است با:

$b \rightarrow ud\bar{u}$

واپاشی‌های تجربی مطابق اندازه‌گیری در شتابدهنده $BABAR^{(۴)}$:

$$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^-, \rho^-)$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (\pi^-, \rho^-)$$

$$\text{not observed} < 1.5E-5 \quad \pi^+\pi^-$$

$$< 8.8E-5 \quad \rho^\mu\pi^\pm$$

$$< 2.2E-3 \quad \rho^+\rho^-$$

مجموع واپاشی‌های تجربی:

$$< 2.303E-3$$

واپاشی‌های تجربی مطابق اندازه‌گیری در شتابدهنده $BABAR$:

$$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^-, \rho^-)$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$$

$$\text{not observed} < 9.1E-6 \quad \pi^0\pi^0$$

$$< 2.5E-4 \quad \eta\pi^0$$

$$< 4.1E-4 \quad \eta\eta$$

$$< 2.4E-5 \quad \rho^0\pi^0$$

$$< 2.8E-4 \quad \rho^0\rho^0$$

$$< 4.6E-4 \quad \omega\pi^0$$

مجموع واپاشی‌های تجربی:

$$< 1.433E-3$$

و مقدار تئوری نسبت تناسب واپاشی‌های مزون B که متناسب با واپاشی مدل کوارک $b \rightarrow ud\bar{u}$ می‌باشد برابر:

$$BR_{theory} = \frac{\Gamma_{b \rightarrow u\bar{d}\bar{u}}}{\Gamma_{tot}} = \frac{3.062 \times 10^{-15}}{3.404 \times 10^{-13}} = 8.99 \times 10^{-3}$$

مقدار تئوری نسبت تناسب واپاشی مختلف کوارک b در جدول ۱ محاسبه شده است. ملاحظه می کنیم که مقادیر نسبت تناسب تجربی و تئوری به هم نزدیک می باشند. علت اختلاف آنها در مقدار انرژی باند استیت مزون B که از یک جفت کوارک-پادکوارک تشکیل شده است، می باشد.

همچنین مقدار تجربی نسبت تناسب واپاشی های مزون B که متناسب با واپاشی مدل کوارک $\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{u}$ می باشد برابر:

$$\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{u}$$

واپاشی های تجربی مطابق اندازه گیری در شتابدهنده BABAR:

$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^+, \rho^+)$	$B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (\pi^+, \rho^+)$
$< 2.0E-5 \quad \pi^0\pi^+$	$< 1.5E-5 \quad \pi^+\pi^-$
$< 1.5E-5 \quad \eta\pi^+$	$< 8.8E-5 \quad \rho^0\pi^\pm$
$< 4.3E-5 \quad \rho^0\pi^+$	$< 2.2E-3 \quad \rho^+\rho^-$
$< 4.0E-4 \quad \omega\pi^+$	
$< 7.7E-5 \quad \pi^0\rho^+$	
$< 3.2E-5 \quad \eta\rho^+$	
$< 1.0E-3 \quad \rho^0\rho^+$	

مجموع واپاشی های تجربی:

$$< 1.587E-3$$

$$< 2.303E-3$$

واپاشی های تجربی مطابق اندازه گیری در شتابدهنده BABAR:

$B^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$	
$< 9.1E-6 \quad \pi^0\pi^0$	
$< 2.5E-4 \quad \eta\pi^0$	
$< 4.1E-4 \quad \eta\eta$	
$< 2.4E-5 \quad \rho^0\pi^0$	
$< 2.8E-4 \quad \rho^0\rho^0$	
$< 4.6E-4 \quad \omega\pi^0$	

مجموع واپاشی های تجربی:

$$< 1.433E-3$$

و مقدار تئوری نسبت تناسب واپاشی های مزون B که متناسب با واپاشی مدل کوارک $\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{u}$ می باشد برابر:

$$BR_{theory} = \frac{\Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{u}}}{\Gamma_{tot}} = \frac{3.213 \times 10^{-15}}{3.404 \times 10^{-13}} = 9.43 \times 10^{-3}$$

ملاحظه می کنیم که مقادیر تجربی و تئوری به هم نزدیک می باشند. به همین ترتیب می توان نسبت تناسب تئوری و تجربی سایر واپاشی های کوارک b که متناسب با واپاشی های مزون B است را بدست آورد و مقایسه کرد. این مقایسه در جدول ۳ انجام شده است. نسبت تناسب تجربی واپاشی های مزون B در جدول ۴ آورده شده است.

جدول ۳- مقایسه بین نسبت تناسب تئوری واپاشیهای کوآرک b با نسبت تناسب تجربی واپاشی های مزون B

$a - b$ واپاشی های کوآرک

$b - B$ واپاشی های مزون

$d - B$ مجموع نسبت تناسب تجربی واپاشی های مزون

$e - b$ نسبت تناسب تئوری واپاشیهای کوآرک

	$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{ud}\bar{\mathbf{u}}\mathbf{a}$
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^-, \rho^-)$	$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (\pi^-, \rho^-) \mathbf{b}$
	$< 2.303E - 3 \mathbf{d}$
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^-, \rho^-)$	$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) \mathbf{b}$
	$< 1.433E - 3 \mathbf{d}$
	$8.99E - 3 \mathbf{e}$

	$\bar{\mathbf{b}} \rightarrow \bar{\mathbf{u}}\mathbf{d}\mathbf{u}\mathbf{a}$
$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^+, \rho^+)$	$B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (\pi^+, \rho^+) \mathbf{b}$
	$< 1.587E - 3$
$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^+, \rho^+)$	$B^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) \mathbf{b}$
	$< 2.303E - 3 \mathbf{d}$
	$< 1.433E - 3 \mathbf{d}$
	$9.43E - 3 \mathbf{e}$

	$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{us}\bar{\mathbf{u}}\mathbf{a}$
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^-, K^{*-})$	$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (K^-, K^{*-}) \mathbf{b}$
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^-, K^{*-})$	$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}) \mathbf{b}$
	\mathbf{d} -----
	$6.01E - 3 \mathbf{e}$

	$\bar{\mathbf{b}} \rightarrow \bar{\mathbf{u}}\mathbf{s}\mathbf{u}\mathbf{a}$
$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^+, K^{*+})$	$B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (K^+, K^{*+}) \mathbf{b}$
	$< 1.078E - 3$
$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^+, K^{*+})$	$B^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^0, K^{*0}) \mathbf{b}$
	$< (1.22 \pm_{0.4}^{0.5})E - 4 \mathbf{d}$
	$< 5.67E - 3 \mathbf{d}$
	$5.94E - 3 \mathbf{e}$

	$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{usc}\bar{\mathbf{a}}$
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D_s^-, D_s^{*-})$	$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (D_s^-, D_s^{*-}) \mathbf{b}$
$B^- \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^-, K^{*-})$	$\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}) \mathbf{b}$
	\mathbf{d} -----
	$6.58E - 3 \mathbf{e}$

$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D_s^+, D_s^{*+})$ $< 3.93E - 3$ $B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^+, K^{*+})$	$\bar{b} \rightarrow \bar{u} \bar{s} c \text{ a-}$ $B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (D_s^+, D_s^{*+}) \text{ b-}$ $< 2.28E - 3 \text{ d-}$ $B^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^0, K^{*0}) \text{ b-}$ d- ----- $6.58E - 3 \text{ e-}$
---	--

$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D^-, D^{*-})$ $B^- \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$	$b \rightarrow u \bar{d} \bar{c} \text{ a-}$ $\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (D^-, D^{*-}) \text{ b-}$ $(2.4 \pm 5.3)E - 2 \text{ d-}$ $\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) \text{ b-}$ $< 7.27E - 3 \text{ d-}$ $2.45E - 4 \text{ e-}$
---	--

$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D^+, D^{*+})$ $B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^+, \rho^+)$	$\bar{b} \rightarrow \bar{u} \bar{d} \bar{c} \text{ a-}$ $B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (D^+, D^{*+}) \text{ b-}$ $B^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) \text{ b-}$ d- ----- $2.45E - 4 \text{ e-}$
---	---

$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$ $B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$	$b \rightarrow c \bar{d} \bar{u} \text{ a-}$ $\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (\pi^-, \rho^-) \text{ b-}$ $\bar{B}^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) \text{ b-}$ d- ----- $49.83E - 2 \text{ e-}$
---	--

$B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$ $< (4.77 \pm 0.64)E - 2$ $B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$ $< (4.77 \pm 0.64)E - 2$	$\bar{b} \rightarrow \bar{c} \bar{d} \bar{u} \text{ a-}$ $B^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (\pi^-, \rho^-) \text{ b-}$ $(2.4 \pm 0.5)E - 2 \text{ d-}$ $B^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) \text{ b-}$ $< 7.27E - 3 \text{ d-}$ $49.83E - 2 \text{ e-}$
---	---

$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^-, K^{*-})$ $B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^+, K^{*+})$	$b \rightarrow c \bar{s} \bar{u} \text{ a-}$ $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \bar{s} \bar{u}$ $\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (K^-, K^{*-}) \text{ b-}$ $B^0 \rightarrow (D^-, D^{*-}), (K^+, K^{*+})$
---	---

$$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^-, K^{*-})$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}) b-$$

$$B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^+, K^{*+})$$

$$B^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^0, K^{*0})$$

$$d- \text{-----}$$

$$26.24E - 3 e-$$

$$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (D^-, D^{*-})$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (D^-, D^{*-}) b-$$

$$b \rightarrow cd\bar{c} a-$$

$$< 5.2E - 3 d-$$

$$B^- \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^-, \rho^-)$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) b-$$

$$d- \text{-----}$$

$$9.85E - 3 e-$$

$$B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (D^+, D^{*+})$$

$$B^0 \rightarrow (D^-, D^{*-}), (D^+, D^{*+}) b-$$

$$\bar{b} \rightarrow \bar{c}d\bar{c} a-$$

$$B^+ \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^+, \rho^+)$$

$$B^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega) b-$$

$$d- \text{-----}$$

$$9.89E - 3 e-$$

$$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (D_s^-, D_s^{*-})$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (D_s^-, D_s^{*-}) b-$$

$$b \rightarrow c\bar{s}\bar{c} a-$$

$$B^- \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (K^-, K^{*-})$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}) b-$$

$$d- \text{-----}$$

$$17.07E - 2 e-$$

$$B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (D_s^+, D_s^{*+})$$

$$B^0 \rightarrow (D^-, D^{*-}), (D_s^+, D_s^{*+}) b-$$

$$\bar{b} \rightarrow \bar{c}s\bar{c} a-$$

$$(6.1 \pm 2.3)E - 2$$

$$B^+ \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (K^+, K^{*+})$$

$$< (5.81 \pm 1.04)E - 3$$

$$(4.8 \pm 1.8)E - 2 d-$$

$$B^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (K^0, K^{*0}) b-$$

$$< (7.13 \pm 0.48)E - 3 d-$$

$$17.10E - 2 e-$$

$$B^- \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (\eta', \phi)$$

$$B^+ \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (\eta', \phi)$$

$$B^- \rightarrow (K^0, K^{*0}), (K^-, K^{*-})$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\eta', \phi) b-$$

$$B^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\eta', \phi)$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (K^0, K^{*0}), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}) b-$$

$$b \rightarrow d\bar{s}\bar{s} a-$$

$$\bar{b} \rightarrow d\bar{s}\bar{s}$$

$$B^+ \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (K^+, K^{*+})$$

$$B^0 \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (K^0, K^{*0})$$

d- -----

$$5.56E - 3e-$$

$$B^- \rightarrow (K^-, K^{*-}), (\eta', \phi)$$

$$B^+ \rightarrow (K^+, K^{*+}), (\eta', \phi)$$

$$< 7.582E - 3 \quad \text{-----}$$

$$B^- \rightarrow (K^-, K^{*-}), (\eta', \phi)$$

$$B^+ \rightarrow (K^+, K^{*+}), (\eta', \phi)$$

$$< 7.582E - 3 \quad \text{-----}$$

$$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{ss}\bar{\mathbf{s}} \mathbf{a-}$$

$$\bar{\mathbf{b}} \rightarrow \bar{\mathbf{s}}\mathbf{s}\mathbf{s}$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (\eta', \phi) \mathbf{b-}$$

$$B^0 \rightarrow (K^0, K^{*0}), (\eta', \phi)$$

$$\text{-----} < 6.531E - 3 \mathbf{d-}$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (\eta', \phi) \mathbf{b-}$$

$$B^0 \rightarrow (K^0, K^{*0}), (\eta', \phi)$$

$$\text{-----} < 6.531E - 3 \mathbf{d-}$$

$$5.44E - 3e-$$

B جدول ۴ - نسبت تناسب تجربی واپاشی های مزون

		b → udū	
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^-, \rho^-)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (\pi^-, \rho^-)$	
		not observed	$< 1.5E-5 \quad \pi^+\pi^-$
			$< 8.8E-5 \quad \rho^\mu\pi^\pm$
			$< 2.2E-3 \quad \rho^+\rho^-$
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^-, \rho^-)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$	
		not observed	$< 9.1E-6 \quad \pi^0\pi^0$
			$< 2.5E-4 \quad \eta\pi^0$
			$< 4.1E-4 \quad \eta\eta$
			$< 2.4E-5 \quad \rho^0\pi^0$
			$< 2.8E-4 \quad \rho^0\rho^0$
			$< 4.6E-4 \quad \omega\pi^0$
		$\bar{b} \rightarrow \bar{u}d\bar{u}$	
$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^+, \rho^+)$		$B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (\pi^+, \rho^+)$	
	$< 2.0E-5 \quad \pi^0\pi^+$		$< 1.5E-5 \quad \pi^+\pi^-$
	$< 1.5E-5 \quad \eta\pi^+$		$< 8.8E-5 \quad \rho^\mu\pi^\pm$
	$< 4.3E-5 \quad \rho^0\pi^+$		$< 2.2E-3 \quad \rho^+\rho^-$
	$< 4.0E-4 \quad \omega\pi^+$		
	$< 7.7E-5 \quad \pi^0\rho^+$		
	$< 3.2E-5 \quad \eta\rho^+$		
	$< 1.0E-3 \quad \rho^0\rho^+$		
$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^+, \rho^+)$		$B^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$	
	$< 2.0E-5 \quad \pi^0\pi^+$		$< 9.1E-6 \quad \pi^0\pi^0$
	$< 1.5E-5 \quad \eta\pi^+$		$< 2.5E-4 \quad \eta\pi^0$
	$< 4.3E-5 \quad \rho^0\pi^+$		$< 4.1E-4 \quad \eta\eta$
	$< 4.0E-4 \quad \omega\pi^+$		$< 2.4E-5 \quad \rho^0\pi^0$
	$< 7.7E-5 \quad \pi^0\rho^+$		$< 2.8E-4 \quad \rho^0\rho^0$
	$< 3.2E-5 \quad \eta\rho^+$		$< 4.6E-4 \quad \omega\pi^0$
	$< 1.0E-3 \quad \rho^0\rho^+$		
		b → usū	
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^-, K^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (K^-, K^{*-})$	
	not observed		not observed
$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^-, K^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0})$	
	not observed		not observed

$\bar{b} \rightarrow \bar{u}su$

$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^+, K^{*+})$ $< 1.6E-5 \quad \pi^0 K^+$ $< 1.4E-5 \quad \eta K^+$ $< 1.9E-5 \quad \rho^0 K^+$ $< 9.9E-5 \quad \pi^0 K^*(892)^+$ $< 3.0E-5 \quad \eta K^*(892)^+$ $< 9.0E-3 \quad \rho^0 K^*(892)^+$ $B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^+, K^{*+})$ $< 1.6E-5 \quad \pi^0 K^+$ $< 1.4E-5 \quad \eta K^+$ $< 1.9E-5 \quad \rho^0 K^+$ $< 9.9E-5 \quad \pi^0 K^*(892)^+$ $< 3.0E-5 \quad \eta K^*(892)^+$ $< 9.0E-3 \quad \rho^0 K^*(892)^+$	$B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (K^+, K^{*+})$ $(1.5 \pm_{0.4}^{0.5})E-5 \quad \pi^- K^+$ $< 7.2E-5 \quad \pi^- K^*(892)^+$ $< 3.5E-5 \quad \rho^- K^+$ $B^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (K^0, K^{*0})$ $< 4.0E-5 \quad \pi^0 K^0$ $< 3.9E-5 \quad \rho^0 K^0$ $< 2.8E-5 \quad \pi^0 K^*(892)^0$ $< 4.6E-4 \quad \rho^0 K^*(892)^0$
--	--

$b \rightarrow usc$

$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D_s^-, D_s^{*-})$ not observed $B^- \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^-, K^{*-})$ not observed	$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (D_s^-, D_s^{*-})$ not observed $\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0})$ not observed
--	--

$\bar{b} \rightarrow \bar{u}sc$

$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D_s^+, D_s^{*+})$ $< 2.0E-4 \quad \pi^0 D_s^+$ $< 5.0E-4 \quad \eta D_s^+$ $< 4.0E-4 \quad \rho^0 D_s^+$ $< 5.0E-4 \quad \omega D_s^+$ $< 3.3E-4 \quad \pi^0 D_s^{*+}$ $< 8.0E-4 \quad \eta D_s^{*+}$ $< 5.0E-4 \quad \rho^0 D_s^{*+}$ $< 7.0E-4 \quad \omega D_s^{*+}$ $B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^+, K^{*+})$ not observed	$B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (D_s^+, D_s^{*+})$ $< 2.8E-4 \quad \pi^- D_s^+$ $< 5.0E-4 \quad \pi^- D_s^{*+}$ $< 7.0E-4 \quad \rho^- D_s^+$ $< 8.0E-4 \quad \rho^- D_s^{*+}$ $B^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^0, K^{*0})$ not observed
--	--

$b \rightarrow udc$

$B^- \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D^-, D^{*-})$	$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (D^-, D^{*-})$
--	--

not observed	$(3.0 \pm 0.4)E - 3$	$\pi^+ D^-$
	$(2.76 \pm 0.21)E - 3$	$\pi^+ D^*(2010)^-$
	$(7.9 \pm 1.4)E - 3$	$\rho^+ D^-$
	$(6.7 \pm 3.3)E - 3$	$\rho^+ D^*(2010)^-$
$B^- \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$
	not observed	$< 4.8E - 4$
		$\bar{D}^0 \pi^0$
		$< 5.5E - 4$
		$\bar{D}^0 \rho^0$
		$< 6.8E - 4$
		$\bar{D}^0 \eta$
		$< 6.3E - 4$
		$\bar{D}^0 \omega$
		$< 2.7E - 4$
		$\bar{D}^*(2007)^0 \pi^0$
		$< 1.17E - 3$
		$\bar{D}^*(2007)^0 \rho^0$
		$< 6.9E - 4$
		$\bar{D}^*(2007)^0 \eta$
		$< 2.1E - 3$
		$\bar{D}^*(2007)^0 \omega$

		$\bar{b} \rightarrow \bar{u}dc$
$B^+ \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (D^+, D^{*+})$		$B^0 \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (D^+, D^{*+})$
$< 1.7E - 4$	$\pi^0 D^*(2010)^+$	not observed
$B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^+, \rho^+)$		$B^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$

		$b \rightarrow cd\bar{u}$
$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (\pi^-, \rho^-)$
not observed		not observed
$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$
not observed		not observed

		$\bar{b} \rightarrow \bar{c}d\bar{u}$	
$B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$		$B^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (\pi^-, \rho^-)$	
$(5.3 \pm 0.5)E - 3$	$\pi^+ \bar{D}^0$	$(3.0 \pm 0.4)E - 3$	$\pi^+ D^-$
$(4.6 \pm 0.4)E - 3$	$\pi^+ \bar{D}^*(2007)^0$	$(2.76 \pm 0.21)E - 3$	$\pi^+ D^*(2010)^-$
$(1.5 \pm 0.6)E - 3$	$\pi^+ \bar{D}_1^*(2442)^0$	$(7.9 \pm 1.4)E - 3$	$\rho^+ D^-$
$< 1.3E - 3$	$\pi^+ \bar{D}_2^*(2460)^0$	$(6.7 \pm 3.3)E - 3$	$\rho^+ D^*(2010)^-$
	$\rho^+ \bar{D}^0$		
			$(1.34 \pm 0.18)E - 2$

	$\rho^+ \bar{D}^*(2007)^0$		$(1.55 \pm 0.31)E - 2$
$< 1.4E - 3$	$\rho^+ \bar{D}_1^*(2442)^0$		
$< 4.7E - 3$	$\rho^+ \bar{D}_2^*(2460)^0$		
	$B^+ \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\pi^-, \rho^-)$	$B^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$	
$(5.3 \pm 0.5)E - 3$	$\pi^+ \bar{D}^0$	$< 4.8E - 4$	$\bar{D}^0 \pi^0$
$(4.6 \pm 0.4)E - 3$	$\pi^+ \bar{D}^*(2007)^0$	$< 5.5E - 4$	$\bar{D}^0 \rho^0$
$(1.5 \pm 0.6)E - 3$	$\pi^+ \bar{D}_1^*(2442)^0$	$< 6.8E - 4$	$\bar{D}^0 \eta$
$< 1.3E - 3$	$\pi^+ \bar{D}_2^*(2460)^0$	$< 6.3E - 4$	$\bar{D}^0 \omega$
$(1.34 \pm 0.18)E - 2$	$\rho^+ \bar{D}^0$	$< 2.7E - 4$	$\bar{D}^*(2007)^0 \pi^0$
$(1.55 \pm 0.31)E - 2$	$\rho^+ \bar{D}^*(2007)^0$	$< 1.17E - 3$	$\bar{D}^*(2007)^0 \rho^0$
$< 1.4E - 3$	$\rho^+ \bar{D}_1^*(2442)^0$	$< 6.9E - 4$	$\bar{D}^*(2007)^0 \eta$
$< 1.4E - 3$	$\rho^+ \bar{D}_1^*(2442)^0$	$< 2.1E - 3$	$\bar{D}^*(2007)^0 \omega$

	b → csū		
	b̄ → c̄su		
$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^-, K^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (K^-, K^{*-})$	
$B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^+, K^{*+})$		$B^0 \rightarrow (D^-, D^{*-}), (K^+, K^{*+})$	
not observed		not observed	
$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (K^-, K^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (D^0, D^{*0}), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0})$	
$B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^+, K^{*+})$		$B^0 \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (K^0, K^{*0})$	
not observed		not observed	

		b → cd̄c̄	
$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (D^-, D^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (D^-, D^{*-})$	
not observed	$< 2.2E - 3$	$D^*(2010)^+ D^*(2010)^-$	
	$< 1.8E - 3$	$D^*(2010)^+ D^-$	
	$< 1.2E - 3$	$D^+ D^*(2010)^-$	
$B^- \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^-, \rho^-)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$	
$(4.4 \pm 2.4)E - 5$	$J/\psi(1s)\pi^-$	$< 6.9E - 3$	$J/\psi(1s)\pi^0$

		b̄ → c̄dc̄	
$B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (D^+, D^{*+})$		$B^0 \rightarrow (D^-, D^{*-}), (D^+, D^{*+})$	
not observed		not observed	
$B^+ \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^+, \rho^+)$		$B^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega)$	

		not observed $< 6.9E - 3$	$J/\psi(1s)\pi^0$
$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{c}\mathbf{s}\bar{\mathbf{c}}$			
$B^- \rightarrow (D^0, D^{*0}), (D_s^-, D_s^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (D^+, D^{*+}), (D_s^-, D_s^{*-})$	
not observed		not observed	
$B^- \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (K^-, K^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0})$	
not observed		not observed	
$\bar{\mathbf{b}} \rightarrow \bar{\mathbf{c}}\mathbf{s}\mathbf{c}$			
$B^+ \rightarrow (\bar{D}^0, \bar{D}^{*0}), (D_s^+, D_s^{*+})$		$B^0 \rightarrow (D^-, D^{*-}), (D_s^+, D_s^{*+})$	
$(1.3 \pm 0.4)E - 2$	$\bar{D}^0 D_s^+$	$(8.0 \pm 3.0)E - 3$	$D^- D_s^+$
$(9.0 \pm 4.0)E - 3$	$\bar{D}^0 D_s^{*+}$	$(9.0 \pm 3.3)E - 3$	$D^*(2010)^- D_s^+$
$(1.2 \pm 0.5)E - 2$	$\bar{D}^*(2007)^0 D_s^+$	$(1.0 \pm 0.5)E - 2$	$D^- D_s^{*+}$
$(2.7 \pm 1.0)E - 2$	$\bar{D}^*(2007)^0 D_s^{*+}$	$(2.0 \pm 0.7)E - 2$	$D^*(2010)^- D_s^{*+}$
$B^+ \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (K^+, K^{*+})$		$B^0 \rightarrow (\chi_c, J/\psi), (K^0, K^{*0})$	
$(1.01 \pm 0.14)E - 3$	$J/\psi(1s)K^+$	$(7.5 \pm 2.1)E - 4$	$J/\psi(1s)K^0$
$(1.7 \pm 0.5)E - 3$	$J/\psi(1s)K^*(892)^+$	$(1.58 \pm 0.27)E - 3$	$J/\psi(1s)K^*(892)^0$
$(1.0 \pm 0.4)E - 3$	$\chi_{c1}(1p)K^+$	$< 2.7E - 3$	$\chi_{c1}(1p)K^0$
$< 2.1E - 3$	$\chi_{c1}(1p)K^*(892)^+$	$< 2.1E - 3$	$\chi_{c1}(1p)K^*(892)^0$
$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{d}\mathbf{s}\bar{\mathbf{s}}$			
$\bar{\mathbf{b}} \rightarrow \bar{\mathbf{d}}\mathbf{s}\mathbf{s}$			
$B^- \rightarrow (\pi^-, \rho^-), (\eta', \phi)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\eta', \phi)$	
$B^+ \rightarrow (\pi^+, \rho^+), (\eta', \phi)$		$B^0 \rightarrow (\pi^0, \eta, \rho^0, \omega), (\eta', \phi)$	
not observed		not observed	
$B^- \rightarrow (K^0, K^{*0}), (K^-, K^{*-})$		$\bar{B}^0 \rightarrow (K^0, K^{*0}), (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0})$	
$B^+ \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (K^+, K^{*+})$		$B^0 \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (K^0, K^{*0})$	
not observed		not observed	
$\mathbf{b} \rightarrow \mathbf{s}\mathbf{s}\bar{\mathbf{s}}$			
$\bar{\mathbf{b}} \rightarrow \bar{\mathbf{s}}\mathbf{s}\mathbf{s}$			
$B^- \rightarrow (K^-, K^{*-}), (\eta', \phi)$		$\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (\eta', \phi)$	
$B^+ \rightarrow (K^+, K^{*+}), (\eta', \phi)$		$B^0 \rightarrow (K^0, K^{*0}), (\eta', \phi)$	
not observed	$< 8.8E - 5$	$K^0 \phi$	
	$< 4.3E - 5$	$K^*(892)^0 \phi$	
	$< 5.0E - 3$	$K_1(1400)^0 \phi$	

			$< 1.4E - 3$	$K_2^*(1430)^0 \phi$
$< 1.2E - 5$	$K^+ \phi$	not observed		
$< 7.0E - 5$	$K^*(892)^+ \phi$			
$< 1.1E - 3$	$K_1(1400)^+ \phi$			
$< 3.4E - 3$	$K_2^*(1430)^+ \phi$			
	$B^- \rightarrow (K^-, K^{*-}), (\eta', \phi)$			$\bar{B}^0 \rightarrow (\bar{K}^0, \bar{K}^{*0}), (\eta', \phi)$
	$B^+ \rightarrow (K^+, K^{*+}), (\eta', \phi)$			$B^0 \rightarrow (K^0, K^{*0}), (\eta', \phi)$
		not observed	$< 8.8E - 5$	$K^0 \phi$
			$< 4.3E - 5$	$K^*(892)^0 \phi$
			$< 5.0E - 3$	$K_1(1400)^0 \phi$
			$< 1.4E - 3$	$K_2^*(1430)^0 \phi$
$< 1.2E - 5$	$K^+ \phi$	not observed		
$< 7.0E - 5$	$K^*(892)^+ \phi$			
$< 1.1E - 3$	$K_1(1400)^+ \phi$			
$< 3.4E - 3$	$K_2^*(1430)^+ \phi$			

نتیجه گیری

در این تحقیق آهنگ زمانی واپاشیهای کوارک b در حالت شاخه ای و پنگوئن گلتونی در تقریب مرتبه اول و دوم محاسبه شده است. مطابق جدول ۱، ملاحظه می کنیم که آهنگ زمانی برای واپاشی پاد ذره \bar{b} یعنی $\bar{b} \rightarrow \bar{u}d\bar{u}$ بزرگتر از آهنگ زمانی برای واپاشی کوارک b یعنی $b \rightarrow ud\bar{u}$ می باشد. همچنین آهنگ زمانی واپاشی پاد ذره $\bar{b} \rightarrow \bar{u}s\bar{u}$ کوچکتر از آهنگ زمانی واپاشی ذره $b \rightarrow us\bar{u}$ می باشد. واپاشی خالص حالت شاخه ای $b \rightarrow cd\bar{u}$ غالب می باشد. سپس واپاشی حالت شاخه ای و پنگوئن گلتونی $b \rightarrow cs\bar{c}$ غالب می باشد. ملاحظه می کنیم که آهنگ زمانی واپاشی $b \rightarrow cd\bar{u}$ حدود سه برابر واپاشی $b \rightarrow cs\bar{c}$ است. این بدین معنی است که احتمال واپاشی های $b \rightarrow c$ برای کوارک های سبکی مثل u و d سه برابر بیشتر از کوارک های سنگین تر مثل c و s است. همچنین در واپاشی های $b \rightarrow u$ احتمال واپاشی $b \rightarrow ud\bar{u}$ بیشتر از $b \rightarrow us\bar{u}$ و $b \rightarrow us\bar{c}$ است. بنابر این در واپاشی های $b \rightarrow u$ احتمال واپاشی به کوارک های سبک مثل d بیشتر از کوارک های سنگین مثل s می باشد.

کمترین احتمال واپاشی های کوارک b مربوط به واپاشی های خالص پنگوئن گلتونی مثل $b \rightarrow ds\bar{d}$ و $b \rightarrow ddd\bar{d}$ می باشد. واپاشی پنگوئن گلتونی در تقریب مرتبه اول $b \rightarrow sss\bar{s}$ و $b \rightarrow ds\bar{d}$ و در تقریب مرتبه دوم $b \rightarrow sss\bar{s}(c\bar{c})$ و $b \rightarrow ds\bar{d}(c\bar{c})$ به ترتیب واپاشیهای غالب می باشند چرا که آهنگ زمانی واپاشی های s خیلی بیشتر از واپاشی های d و u است. در این بین واپاشی $b \rightarrow ud\bar{c}$ نیز احتمال بسیار کمی دارد

که دلیل آن از نقطه نظر تئوری هنوز روشن نیست. احتمالاً قیدهایی در باند استیت کوارک های c و d وجود دارند که از لحاظ تئوری هنوز مشخص نشده اند.

در این تحقیق، این نتیجه بدست آمد که سهم پنگوئن گلوئی در اکثر واپاشی های کوارک b و پاد کوارک \bar{b} مقدار کوچکی را به خود اختصاص می دهد و اینکه سهم تقریب مرتبه دوم پنگوئن گلوئی در واپاشی ها خیلی کوچکتر از سهم مرتبه اول آن می باشد و اثر اندکی در کل واپاشی ها دارد. به عبارت دیگر توزیع جمله پنگوئن گلوئی در واپاشیهای کوارک b کوچک و تقریب مرتبه دوم آن به مراتب کوچکتر است. در نتیجه آهنگ زمانی واپاشیهای کوارک b در حالت شاخه ای با مجموع حالت شاخه ای و پنگوئن اختلاف اندکی دارد. آهنگ زمانی واپاشیهای مختلف کوارک b و پاد کوارک \bar{b} در حالت شاخه ای یکسان است اما در واپاشیهای پنگوئن گلوئی با یکدیگر متفاوت می باشند. بطور مثال $\Gamma_{b \rightarrow ds\bar{d}} < \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{d}s\bar{d}}$ ، $\Gamma_{b \rightarrow ud\bar{u}} < \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{u}d\bar{u}}$ ، $\Gamma_{b \rightarrow cd\bar{c}} < \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{c}d\bar{c}}$ ، $\Gamma_{b \rightarrow ss\bar{s}} > \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{s}s\bar{s}}$ ، $\Gamma_{b \rightarrow us\bar{u}} > \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{u}s\bar{u}}$ ، $\Gamma_{b \rightarrow sd\bar{s}} < \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{s}d\bar{s}}$ ، $\Gamma_{b \rightarrow cs\bar{c}} < \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{c}s\bar{c}}$ و $\Gamma_{b \rightarrow dd\bar{d}} < \Gamma_{\bar{b} \rightarrow \bar{d}d\bar{d}}$ به بیان دیگر، در هر واپاشی با شامل شدن قسمت پنگوئن گلوئی پاد تقارن شدن ماده- پاد ماده ظاهر می شود. ملاحظه می کنیم که در حالت شاخه ای پاد تقارن بین ماده و پاد ماده کوارک b وجود ندارد. ولی در واپاشی های مربوط به حالت شاخه ای و پنگوئن گلوئی و واپاشی های مربوط به پنگوئن گلوئی پاد تقارن بین ماده و پاد ماده دیده می شود. بیشترین این پاد تقارن در واپاشی ماده $b \rightarrow ud\bar{u}$ و پاد ماده $\bar{b} \rightarrow \bar{u}d\bar{u}$ ظاهر می شود که حدود 15% است. به عبارت دیگر نسبت واپاشی ماده $b \rightarrow ud\bar{u}$ حدود 15% کمتر از واپاشی پاد ماده $\bar{b} \rightarrow \bar{u}d\bar{u}$ است. کمترین این پاد تقارن در واپاشی ماده $b \rightarrow cs\bar{c}$ و پاد ماده $\bar{b} \rightarrow \bar{c}s\bar{c}$ است که حدود 0.8% می باشد.

References:

1. Vereshagin, V.V., *Phys. Rev. D*, **55**, 5349 (1997).
2. Buchalla, G., *Lectures at 55th Scottish Universities Summer School in Physics*, St. Andrews, Scotland (2001).
3. Vainshtein, A., *Int. J. Mod. Phys. A*, **14**, 4705 (1999).
4. Fleischer, R., *Eur.Phys. J. C*, **51**, 849 (2007).
5. Pham, T.N., *AIP Conf. Proc.*, **602**, 206 (2001).
6. Fleischer, R., Recksiegel, S., *Contribution to the proceedings*, EPS-HEP (2005).
7. Fleischer, R., and Recksiegel, S., *Phys. Rev. D*, **71**, 051501 (2005).
8. Fleischer, R., *lectures at the 2005 European School of High-Energy Physics*, Kitzbuehel, Austria (2005).
9. Xiao, Z., Li, C.S., and Chao, K.T., *Phys. Lett. B*, **473**, 148 (2000).
10. Beneke, M., Rohrer, J., and Yang, D., *Phys.Rev. Lett.*, **96**, 141801 (2006).
11. Abel, S.A., Cottingham, W.N., and Wittingham, I.B., *Phys.Rev. D*, **58**, 073006 (1998).
12. Xiao, Z., Li, W., Guo, L, and Lu, G., *Eur. Phys. J. C.*, **18**, 681 (2001).
13. Buras, A.J., Gambino, P, and Haisch, U., *Nucl. Phys. B*, **570**, 117 (2000).
14. Particle Data Group, *J. Phys. G*, **33**, 1 (2006).
15. Ali, A., and Greub, C., *Phys. Rev. D*, **57**, 2996 (1998).