

## مقایسه تولید مزونهای برداری و شبه نردهای در ترکش کوارک سنگین

محمد علی گومشی نوبری

مرکز تحقیقات فیزیک نظری و ریاضیات، سازمان انرژی اتمی، انتهای کارگرشمالی، تهران

و

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی، کرمانشاه

(دریافت مقاله: ۷۷/۱۲/۲۲ دریافت نسخه نهایی: ۷۸/۶/۳۱)

### چکیده

روشهای مختلف تصویر اسپین که در محاسبه توابع ترکش وابسته به اسپین مورد استفاده قرار گرفته‌اند به اختلافهای قابل ملاحظه‌ای در احتمالهای ترکش و متوسط پارامتر ترکش می‌انجامند. پس از مرور مختصر این روشها و پیشنهاد روشی جدید برای محاسبه توابع فوق، نشان می‌دهیم که همه آنها به‌طور عمده در دو گروه قرار می‌گیرند و نتایج حاصل از کاربرد آنها را در پیش‌بینی توابع ترکش و نیز وابستگی نسبت  $V/P$ ، توزیع زاویه‌ای واپاشی و هم خطی اسپین به پارامتر ترکش با هم مقایسه می‌کنیم.

### ۱. مقدمه

بنابراین رفتار آنها برحسب پارامتر ترکش و مقیاس QCD از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. همچنین پارامترهای وابسته به اسپین مانند نسبت  $V/P$ ، توزیع زاویه‌ای واپاشی و هم خطی اسپین نیز تحت تأثیر قرار می‌گیرند. در کار حاضر روشهای مختلف تصویر اسپین برای محاسبه توابع ترکش مربوط به حالت‌های مختلف اسپین یک مزون سنگین را مطالعه می‌کنیم. همچنین روش جدیدی را برای این کار پیشنهاد کرده و همه آنها را برای منظورهای یاد شده در بالا در مورد ترکش کوارک C مقایسه می‌کنیم.

موضوع تولید هادرونها با طعم سنگین در سالهای اخیر توجه زیادی را به خود جلب کرده‌است [۱-۱۰]. اگر چه سازوکار رفتار در فواصل بلند کوارکها و گلوئونها کاملاً روشن نیست، ولی معلوم شده‌است که سطح مقطع تولید هادرونها سنگین در مقیاسهای مختلف برهمکنشهای قوی با استفاده از QCD اختلالی، قضیه عامل بندی و تحول QCD [۱۱] قابل محاسبه است. بویژه می‌توان در این چارچوب حالت‌های مختلف اسپین مزونها و باریونهای سنگین را از هم تشخیص داد [۱۲]. برای رسیدن به این هدف از روشهای تصویر اسپین مختلف استفاده شده‌است.

### ۲. تصویر و جمع اسپین

برای یک ذره با اسپین  $1/2$ ، جرم معین و چهار تکانه

از طرف دیگر از توابع ترکش برای پیش‌بینی سطح مقطع تولید هادرونها مختلف در شتاب‌دهنده‌ها استفاده می‌شود.

$$u(p, \lambda) \bar{u}(p, \lambda) = \frac{1}{\gamma} (1 + \gamma_0 \beta) (p + m), \quad (8)$$

$$v(p, \lambda) \bar{v}(p, \lambda) = \frac{1}{\gamma} (1 + \gamma_0 \beta) (p - m). \quad (9)$$

ولی بعضی اوقات لازم است سایر ترکیبات اسپینوری مانند  $u(1) \bar{v}(2)$  و  $v(1) \bar{u}(2)$  محاسبه شوند که در آنها ۱ و ۲ به طبیعت ذره، تکانه و حالت هلیسیتیته ذره مربوطه اشاره می‌کند. توضیح واضحی از محاسبه این قبیل ترکیبات در [۱۴] داده شده است.

برای تشکیل یک حالت مقید با جرم  $M$  و تکانه  $P$  به وسیله یک کوآرک و یک پاد کوآرک به ترتیب با جرمهای  $m_1$  و  $m_2$  و تکانه‌های  $p$  و  $k$  عملگر تصویر اسپین زیر معرفی شده است [۱۵ و ۱۶]

$$\Lambda_{S, S_z}(P) \propto (P + M) \mathcal{O}_{S, S_z}, \quad (10)$$

که در آن

$$\mathcal{O}_{S, S_z} = \begin{cases} \gamma_0 \\ \not{\epsilon}(S_z) \end{cases} \quad (11)$$

که به ترتیب برای حالت مجرد ( $S = 0$ ) و سه تایی ( $S = 1$ ) در نظر گرفته می‌شوند. سپس عملگر تصویر زیر را در نظر می‌گیریم [۱۷]

$$\Lambda_{S, S_z}(p, k) = \sum_{s, s'} \left( \frac{1}{\gamma} S; \frac{1}{\gamma} S' \mid S, S_z \right) u(p + q) \bar{v}(k - q), \quad (12)$$

که در آن  $\left( \frac{1}{\gamma} S; \frac{1}{\gamma} S' \mid S, S_z \right)$  ضرایب کلبش-گردون و  $q$  چهار تکانه نسبی ذرات تشکیل دهنده می‌باشد. می‌توان این عملگر را به شکل هموردای زیر درآورد

$$\Lambda_{S, S_z}(p, k) = C(m_1, m_2) [(\not{p} + \not{q} + m_2) \mathcal{O}_{S, S_z} (\not{k} - \not{q} - m_1)], \quad (13)$$

که در آن  $C$  تنها تابعی از  $m_1$  و  $m_2$  است. در حدی که بتوان از حرکت فرمی حالت مقید صرف نظر کرد و فرض کرد که اجزای

$\epsilon^\mu = (p^\circ; \mathbf{p})$  چهار بردار اسپین به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۳]

$$s^\mu = \frac{\gamma \lambda}{m} (|\mathbf{p}|; p^\circ \hat{\mathbf{p}}), \quad (1)$$

که در آن  $\lambda = \pm 1$  دو برابر هلیسیتیته این ذره است. چهار بردار اسپین در روابط زیر صدق می‌کند.

$$s \cdot p = 0, \quad (2)$$

$$s \cdot s = -1. \quad (3)$$

برای بحث در مورد حالت‌های هلیسیتیته یک ذره با اسپین ۱ فرض کنید  $k^\mu = (k^\circ; \mathbf{k})$  چهار بردار تکانه ذره باشد که در جهت  $\hat{\mathbf{k}}$  که به وسیله زوایای سمتی و قطبی  $\phi$  و  $\theta$  مشخص می‌شود، حرکت کند. تابع موج اسپین (یا چهار بردار قطبش) برای حالت‌های هلیسیتیته  $\lambda = \pm 1$  با رابطه زیر داده می‌شود

$$\epsilon^\mu(k, \lambda = \pm 1) = \sqrt{\frac{1}{\gamma}} e^{\pm i \phi} (0; \mp \cos \theta \cos \phi + i \sin \phi, -i \cos \phi \mp \cos \theta \sin \phi, \pm \sin \theta) \quad (4)$$

این رابطه در مورد هر دوی ذرات با جرم و بدون جرم صادق است. اگر  $m \neq 0$  باشد، لازم است چهار بردار قطبش حالت طولی ( $\lambda = 0$ ) نیز منظور شود

$$\epsilon^\mu(k, \lambda = 0) = \frac{1}{m} (|\mathbf{k}|; k^\circ \hat{\mathbf{k}}), \quad (5)$$

که برای آن  $S_z$  صفر است. چهار بردار قطبش ذره اسپین ۱ در روابط زیر صدق می‌کند

$$k \cdot \epsilon(k, \lambda) = 0, \quad (6)$$

$$\epsilon(k, \lambda) \cdot \epsilon^*(k, \lambda') = -\delta_{\lambda \lambda'}. \quad (7)$$

عملگرهای تصویر همزمان انرژی و اسپین برای ذره و پادذره با جرم معین و اسپین ۱/۲ به ترتیب با روابط زیر داده می‌شوند

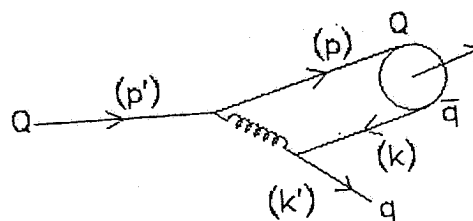
به‌طور آزاد مشاهده نمی‌شوند. وقتی در انرژیهای بالا یکی از کوآرکهای محبوس در یک هادرون مورد اثابت پرتابه‌ای مانند الکترون قرار گیرد و یا برای مثال یک کوآرک یا پادکوآرک در برخورد الکترون-پوزیترون به‌وجود می‌آید، با توجه به نکات یاد شده به صورت جتی از هادرونها متبلور می‌شود. این پدیده به پدیده ترکش معروف است. می‌توان چگونگی توزیع انرژی-تکانه کوآرک و یا گلوئان اولیه در هادرونها یا هادرونها را به کمک تابعی به نام، تابع ترکش به نمایش گذاشت. تابع ترکش تابع بی‌بعدی است که برحسب نسبت انرژی-تکانه هادرون به انرژی-تکانه کوآرک یا گلوئان اولیه (پارامتر ترکش- $z$ ) نوشته می‌شود. به عبارت دیگر تابع ترکش احتمال این رویداد را برحسب  $z$  به‌دست می‌دهد. از این رو نقش پدیده ترکش روشن می‌شود. از طرفی چگونگی فرایند پیچیده تبدیل یک کوآرک یا گلوئان به هادرونها را توضیح می‌دهد و از طرف دیگر می‌توان به کمک آن سطح مقطع تولید هادرون مورد نظر شتاب‌دهنده‌ها را پیش‌بینی کرد.

معلوم شده‌است که توابع ترکش برای کوآرکهای سنگین را می‌توان با استفاده از QCD اختلالی در مقیاس ترکش محاسبه کرد. نمودار فاینمن تولید یک مزون سنگین در ترکش کوآرک سنگین در شکل ۱ نشان داده شده است. برای محاسبه این نمودار ما از روشی که در [۷ و ۱۹] به‌کار گرفته شده‌است، استفاده کرده‌ایم. در چارچوب محاسباتی ما آثار حالت مقید در تابع موج حالت مقید منظور شده [۲۰] و پارامتر ترکش به صورت  $z = (E + p_{||})_{hadron} / (E + p_{||})_{beam}$  تعریف می‌شود. در زیر مختصری از این روش را توضیح داده و از عملگرهای تصویر ارائه شده در بخش ۲ برای محاسبه توابع ترکش استفاده می‌کنیم.

دامنه پراکندگی در تکانه عرض بالا برای نمودار نشان داده شده در شکل ۱ را می‌توان به صورت زیر درآورد.

$$(16)$$

$$T_M = \frac{2\pi\alpha_s m_1 m_2}{\sqrt{2p_0 p'_0 k_0 k'_0}} \frac{\Gamma}{(k + k')^2 (p_0 + k_0 + k'_0 - p'_0)}$$



شکل ۱. تولید یک مزون سنگین در ترکش کوآرک سنگین

تشکیل دهنده به موازات هم پرواز می‌کنند، می‌توان ۱۳ را به شکل زیر درآورد

$$\Lambda_{S,S_z}(p) \propto (\not{p} + m_2) O_{S,S_z} (\not{p} - m_1) \propto (\not{p} + m_2) O_{S,S_z} \quad (14)$$

در اینجا  $O_{S,S_z}$  همان ۱۱ است. امتیاز ۱۰ آن است که این عملگر جرم حالت مقید  $M$  را در محاسبات معرفی می‌کند. عملگر تصویر دیگری نیز وجود دارد که در [۱۹] مورد استفاده قرار گرفته است

$$(15)$$

$$\Lambda_{S,S_z}(p, k, n) \propto \begin{cases} (\not{p} + m_2) \gamma_5 \frac{(1+\not{n})}{2} (\not{k} - m_1) \\ \not{n} (\not{p} + m_2) \frac{(1+\not{n})}{2} (\not{k} - m_1), \end{cases}$$

که در آن عبارت اول برای حالت شبه نرده‌ای و عبارت دوم برای حالت برداری منظور شده و  $n$  یک چهار بردار زمان مانند است. ثابتهای تناسب در ۱۰، ۱۴ و ۱۵ در ضرایب بهنجارش کلی جذب می‌شوند و روشهای به‌کار گرفته شده در سایر کارها کم و بیش در یکی از شکلهای فوق قرار می‌گیرند. برای مثال عملگر تصویر به‌کار رفته در [۸] در حالت موج  $S$  به عملگر ۱۴ خلاصه می‌شود.

### ۳. توابع ترکش برای تولید مزونهای قطبیده

در مدل استاندارد هادرونها به صورت حالت‌های مقید از کوآرک و پادکوآرک که به‌وسیله گلوئانها برهمکنش می‌کنند، در نظر گرفته می‌شود ولی کوآرکها و پادکوآرکها با توجه به پدیده حبس

مطابقت دارند. با استفاده از ۱۹ و ۲۰ به نتایج زیر می‌رسیم

$$D_0^P(z) = \frac{N}{zF(z)} \left\{ \frac{M^\gamma}{m_1 m_2} \left[ \frac{m_2^\gamma + \langle k_T^\gamma \rangle}{M^\gamma} - \frac{m_2}{M} \frac{1}{z} + \frac{1}{4z^2} \right] - \frac{M}{m_2} \left[ \frac{\delta m_1 m_2 + 2 \langle k_T^\gamma \rangle}{2m_1 M} - \frac{m_2^\gamma + \langle k_T^\gamma \rangle}{M^\gamma} z - \frac{1}{z} \right] + \frac{m_1^\gamma + \langle k_T^\gamma \rangle}{m_1 m_2} \left[ 1 - \frac{m_2}{M} z + \frac{m_2^\gamma + \langle k_T^\gamma \rangle}{M^\gamma} z^2 \right] \frac{1}{(1-z)^2} \right\}, \quad (21)$$

$$D_T^V(z) = \frac{N}{zF(z)} \left\{ 1 + \frac{\langle k_T^\gamma \rangle}{m_2^\gamma} - \frac{2m_1 M}{m_2^\gamma} \frac{1}{(1-z)} + \frac{m_1^\gamma + \langle k_T^\gamma \rangle}{m_2^\gamma} \frac{1}{(1-z)^2} \right\}, \quad (22)$$

$$D_L^V(z) = \frac{N}{zF(z)} \left\{ \left[ \frac{M}{m_2} \frac{1}{z} - \frac{m_1 M + \langle k_T^\gamma \rangle}{m_2 M} \frac{z}{(1-z)} \right]^2 + \frac{(m_2 - m_1)^2 \langle k_T^\gamma \rangle}{M^2} \frac{z^2}{(1-z)^2} \right\}, \quad (23)$$

که در آنها  $F(z)$  از رابطه زیر به دست می‌آید

$$F(z) = \left\{ 1 - \frac{2m_1}{M} \frac{1}{z} - \frac{m_1^\gamma + \langle k_T^\gamma \rangle}{M^2} \frac{z}{1-z} \right\}^2, \quad (24)$$

و  $N$  یک ثابت بهنجارش است. پارامترهای ورودی این توابع در مورد ترکش کوارک  $c$  را  $m_1 = 0.3 \text{ GeV}$ ،  $m_2 = 1.5 \text{ GeV}$ ،  $\langle k_T^\gamma \rangle = 1 \text{ GeV}$  و  $M_{D^*} = 2.01 \text{ GeV}$ ،  $M_D = 1.86 \text{ GeV}$  تشکیل می‌دهند. برای مزونها برداری غیر قطبیده از  $D_T(z) + D_L(z)$  استفاده می‌شود.

حال عملگر تصویر داده شده در ۱۴ را مورد توجه قرار می‌دهیم. به طور مشابه با ۱۹ و ۲۰، نتایج زیر به دست می‌آیند.

$$\frac{1}{2} \sum_{s_{p'} s_{k'}} |\Gamma^P|^2 \propto \left[ 2(p \cdot p')(p \cdot k') + 4m_1 m_2 (p \cdot p') + 2M^2 (p' \cdot k') - 4m_2^\gamma (p \cdot k') - \delta m_1 m_2 \right], \quad (25)$$

اینجا  $\alpha_s = g^2/4\pi$  ثابت توزیع برهمکنش قوی،  $m_1$  و  $m_2$  جرم کوارکها با شرط  $m_2 > m_1$  و  $\Gamma$  نشان دهنده آن قسمت از دامنه می‌باشد که ماتریسهای گاما و اسپینورهای دیراک را در بر می‌گیرد. برای به دست آوردن توابع ترکش سینماتیک مسأله را در دستگاه تکانه بی‌نهایت برپا می‌کنیم و انتگرالهای فضای فاز را روی حاصل ضرب مربع دامنه ۱۶ در دامنه احتمال مربوط به حالت مقید که از تابع موج به دست می‌آید، انجام می‌دهیم.

کار خود را با عملگر تصویر داده شده در ۱۰ آغاز می‌کنیم. قسمت اسپینوری دامنه برای تشکیل حالت مقید موج  $S$  یعنی  $Q\bar{Q}$ ، در حالت شبه نرده‌ای ( $S=0$ ) و برداری ( $S_z = 0, \pm 1$ )،  $S=1$  را می‌توان به ترتیب به شکلهای زیر نوشت

$$\Gamma^P \propto [\bar{u}(p', s_{p'}) \gamma_\mu (P+M) \gamma_5 \gamma^\mu u(k', s_{k'})] \quad (17)$$

$$\Gamma^V \propto [\bar{u}(p', s_{p'}) \gamma_\mu (P+M) \not{\epsilon} \gamma^\mu u(k', s_{k'})], \quad (18)$$

در اینجا  $P$  و  $V$  به ترتیب به حالت‌های شبه نرده‌ای و برداری اشاره دارند و  $S$  ها چهار بردارهای اسپین ذرات مربوطه می‌باشند. وقتی این عبارتها مربع شده و جمع اسپینهای آزاد در نظر گرفته شوند، به ترتیب نتایج زیر به دست می‌آیند

$$\frac{1}{2} \sum_{s_{p'} s_{k'}} |\Gamma^P|^2 \propto \left[ 2(p \cdot p')(p \cdot k') + 4m_1 M (p \cdot p') + 2M^2 (p' \cdot k') - 4m_2 M (p \cdot k') - \delta m_1 m_2 M^2 \right], \quad (19)$$

$$\frac{1}{2} \sum_{s_{p'} s_{k'}} |\Gamma^V|^2 \propto \left[ (p' \cdot \epsilon)(k' \cdot \epsilon^\dagger) + p' \cdot k' - m_1 M \right]. \quad (20)$$

برای تعیین ۱۹ و ۲۰ و نتایج مشابه بعدی از نرم افزار REDUCE استفاده کرده‌ایم. همچنان که قبلاً اشاره شد،  $\epsilon$  چهار بردار قطبش حالت مقید است. مطابق معمول حالتها با قطبش طولی و عرضی با  $\epsilon_L$  و  $\epsilon_T$  به ترتیب با  $S_z = 0$  و  $S_z = \pm 1$

بالاخره برای به دست آوردن توابع ترکش با مقادیر  $S_z$  مختلف به طور مستقیم،  $\Gamma$  را به شکل زیر حساب می‌کنیم. برای تشکیل حالت‌های مزونی شبه نردهای و برداری قطبیده طولی می‌نویسیم

$$\Gamma_{S_z=0}^{P,V} \propto \bar{u}(k', s_{k'}) \gamma_\mu [v(k, \downarrow) \bar{u}(p, \uparrow) \mp v(k, \uparrow) \bar{u}(p, \downarrow)] \gamma^\mu u(p', s_{p'}) \quad (31)$$

با استفاده از روشی که در بخش ۲ به آن اشاره کردیم، نتیجه می‌شود

$$\begin{aligned} v(k, \downarrow) \bar{u}(p, \uparrow) &= N^{-1} (k \downarrow, p \uparrow) V(k, \downarrow) U(p, \uparrow) \\ &= N^{-1} (k \downarrow, p \uparrow) [(k - m_1)(1 - \gamma_5 \not{k}) \\ &\quad (p + m_2)(1 + \gamma_5 \not{p})] \end{aligned} \quad (32)$$

در اینجا کمیت  $N^{-1}$  به صورت زیر داده می‌شود

$$\begin{aligned} N^{-1} &= \sqrt{E_1 E_2} \{ e^{-i\phi^+} [(-m_1 m_2 - p \cdot k) \\ &\quad (1 + s_p \cdot s_k) + (s_p \cdot k)(p \cdot s_k)]^{-1/2} P_+(1, 2) \\ &\quad + e^{-i\phi^-} [(-m_1 m_2 - p \cdot k)(1 - s_p \cdot s_k) \\ &\quad - (s_p \cdot k)(p \cdot s_k)]^{-1/2} P_-(1, 2) \} \end{aligned} \quad (33)$$

$p$ ،  $s$  و  $m$  ها به ترتیب جرم، تکانه و چهار بردار قطبش ذره می‌باشند و  $\phi$  فازهای اختیاری هستند.  $P_+$  و  $P_-$  عملگرهای تصویر می‌باشند که به صورت زیر تعریف می‌شوند.

$$P_\pm(1, 2) = \frac{1}{2} (1 \pm \lambda_1 \lambda_2) \quad (34)$$

چون  $\lambda_1$  و  $\lambda_2$  مقادیر  $\pm 1$  را اختیار می‌کنند،  $P_\pm(1, 2)$  مقادیر ۰ و ۱ را خواهند داشت. به طور مشابه

$$\begin{aligned} v(k, \uparrow) \bar{u}(p, \downarrow) &= N^{-1} (k \uparrow, p \downarrow) V(k, \uparrow) U(p, \downarrow) \\ &= N^{-1} (k \uparrow, p \downarrow) [(k - m_1)(1 + \gamma_5 \not{k})(p + m_2) \\ &\quad (1 - \gamma_5 \not{p})] \end{aligned} \quad (35)$$

$$\frac{1}{2} \sum_{s_{p'} s_{k'}} |\Gamma^V|^2 \propto [(p' \cdot \epsilon)(k' \cdot \epsilon') + p' \cdot k' - m_1 m_2] \quad (26)$$

بار دیگر  $\epsilon$  چهار بردار قطبش حالت مقید است.

تحقیق کرده‌ایم که عملگر تصویر داده شده در ۱۵ دقیقاً همان نتایج ۲۵ و ۲۶ را به دست می‌دهند. بنابراین توابع ترکش حاصل از عملگرهای ۱۵ و ۲۴ دقیقاً یکسان خواهند بود و شکل زیر را دارند

$$\begin{aligned} D_0^P(z) &= \frac{N}{zF(z)} \left\{ \left[ \frac{m_1 + 2m_2}{m_1 + m_2} - \frac{m_1 + m_2}{m_2} \frac{1}{z} \right] \right. \\ &\quad + \frac{m_1(m_1 + 2m_2)}{m_2(m_1 + m_2)} \frac{1}{1-z} - \frac{\langle k_T^2 \rangle}{m_2(m_1 + m_2)} \frac{z}{1-z} \left. \right\}^2 \\ &\quad + \frac{\langle k_T^2 \rangle}{m_2^2} \frac{z^2}{(1-z)^2} \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} D_T^V(z) &= \frac{N}{zF(z)} \left\{ \left[ 1 - \frac{m_1}{m_2} \frac{1}{1-z} \right] \right. \\ &\quad + \frac{\langle k_T^2 \rangle}{m_2^2} \left[ 1 + \frac{1}{(1-z)^2} \right] \left. \right\} \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} D_L^V(z) &= \frac{N}{zF(z)} \left\{ \left[ \frac{m_1 + m_2}{m_2} \frac{1}{z} \right. \right. \\ &\quad - \frac{m_2 m_1 + \langle k_T^2 \rangle}{m_2(m_1 + m_2)} \frac{z}{1-z} \left. \right\}^2 \\ &\quad + \left[ \frac{m_1 - m_2}{m_2 + m_1} \right]^2 \frac{\langle k_T^2 \rangle}{m_2^2} \frac{z^2}{(1-z)^2} \end{aligned} \quad (29)$$

باز  $N$  یک ثابت بهنجارش بوده و این بار  $F(z)$  شکل زیر را به خود می‌گیرد

$$\begin{aligned} F(z) &= \left[ 1 - \left[ \frac{m_1 + m_2}{m_2} \right]^2 \frac{1}{z} \right. \\ &\quad \left. - \frac{m_1^2 + \langle k_T^2 \rangle}{m_2^2} \frac{1}{1-z} \right]^2 \end{aligned} \quad (30)$$

با قرار دادن ۳۲ و ۳۵ در ۳۱ نتیجه می شود

$$\Gamma_{S_z=0}^P \propto N^{-1}(k \downarrow, p \uparrow) N^{-1}(k \uparrow, p \downarrow) \quad (36)$$

$$[\bar{u}(k') \gamma_\mu (k - m_1) \gamma_5 (\not{s}_p - \not{s}_k) (p + m_2) \gamma^\mu u(p')],$$

$$\Gamma_{S_z=0}^V \propto N^{-1}(k \downarrow, p \uparrow) N^{-1}(k \uparrow, p \downarrow)$$

$$[\bar{u}(k') \gamma_\mu (k - m_1) (1 + \not{s}_p \not{s}_k) (p + m_2) \gamma^\mu u(p')]. \quad (37)$$

حالا اگر ۳۶ و ۳۷ را مربع کرده و متوسط روی حالت‌های اسپین اولیه و جمع روی حالت‌های اسپین نهایی را در نظر بگیریم، نتیجه می شود

$$|\Gamma_{S_z=0}^P|^2 \propto N^{-2}(k \downarrow, p \uparrow) N^{-2}(k \uparrow, p \downarrow) (p \cdot s_k)^2$$

$$\times [\gamma(p \cdot p')(p \cdot k') + 4m_1 m_2 (p \cdot p') + 3m_2^2 (p' \cdot k') - 4m_2^2 (p \cdot k') - 5m_1 m_2^2] \quad (38)$$

و

$$|\Gamma_{S_z=0}^V|^2 \propto N^{-2}(k \downarrow, p \uparrow) N^{-2}(k \uparrow, p \downarrow) (p \cdot s_k)^2$$

$$[\gamma(p' \cdot s_p)(s_p \cdot k') + p' \cdot k' - m_1 m_2]. \quad (39)$$

ولی در حدی که Q و  $\bar{q}$  به موازات هم در حرکت باشند،  $s_k^0 = s_p^0$  و دورابطه ۳۸ و ۳۹ صفر می شوند. می توان از این مشکل با دادن تکانه عرضی کوچکی به هر کدام از کوارکها اجتناب کرد. با این کار ضریب  $(p \cdot s_k)^2$  به شکل یک ثابت درآمده و تنها عبارت ناوردای داخل کروشه اهمیت خواهد داشت. جالب توجه است که توابع  $D_L^V(z)$  و  $D_L^P(z)$  که به این شکل به دست می آیند، دقیقاً مانند ۲۷ و ۲۹ می باشند که ما آنها را با عملگرهای تصویر ۱۴ به دست آورده ایم.

می توان توابع  $D_{S_z=\pm 1}(z)$  را به شکل زیر حساب کرد. قسمت اسپینوری دامنه برای مثال در حالت  $\uparrow\uparrow$  شکل زیر را دارد

$$\Gamma_{S_z=+1}^V \propto [\bar{u}(k', s_{k'}) \gamma_\mu v(k, \uparrow) \bar{u}(p, \uparrow) \gamma^\mu u(p', s_{p'})]. \quad (40)$$

با مربع کردن این عبارت و در نظر گرفتن متوسط حالت‌های اسپین اولیه و جمع حالت‌های نهایی نتیجه می شود

$$\frac{1}{\gamma} \sum_{s_{p'} s_{k'}} |\Gamma_{S_z=+1}^V|^2 = \frac{1}{\gamma} \sum_{s_{p'} s_{k'}} |\Gamma_{S_z=-1}^V|^2 \quad (41)$$

$$\propto [(p \cdot p')(p \cdot k') - 2m_1^2 (p' \cdot s)(s \cdot k') - m_1 m_2^2],$$

که در آن  $s^\mu = s_p^\mu = s_k^\mu$ . اگر توابع ترکش حاصل از ۴۰ را حساب کنیم، نتیجه می شود

$$D_{S_z=+1}^V(z) = D_{S_z=-1}^V(z) = D_T^V(z)$$

که دقیقاً با عبارت داده شده در ۲۸ یکسان است.

#### ۴. پارامترهای وابسته به اسپین

پارامترهای وابسته به اسپین زیر به طور عمده در پدیده ترکش کوارک معرفی می شوند [۲۱] و به توابع ترکش قطبیده ارتباط دارند.

#### (الف) نسبت $V/P$

این کمیت به صورت احتمال نسبی تولید مزونهای برداری و شبه نردهای تعریف می شود و معمولاً به شکل  $V/(V + P)$  منظور می شود. V به حالت برداری و P به حالت شبه نردهای اشاره دارند.

#### (ب) توزیع زاویه‌ای واپاشی

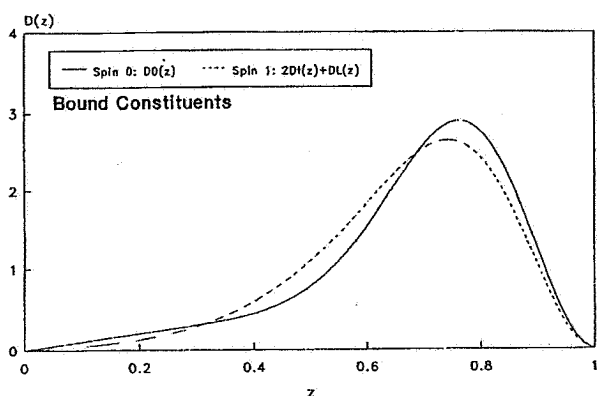
توزیع زاویه‌ای واپاشی برای مثال در مورد واپاشی  $D^* \rightarrow D\pi$  در دستگاه ذره ساکن  $D^*$  به صورت زیر داده می شود [۲۱]

$$\frac{d\Gamma(D^* \rightarrow D\pi)}{d\Omega} \propto 1 + \alpha(z) \cos^2 \theta,$$

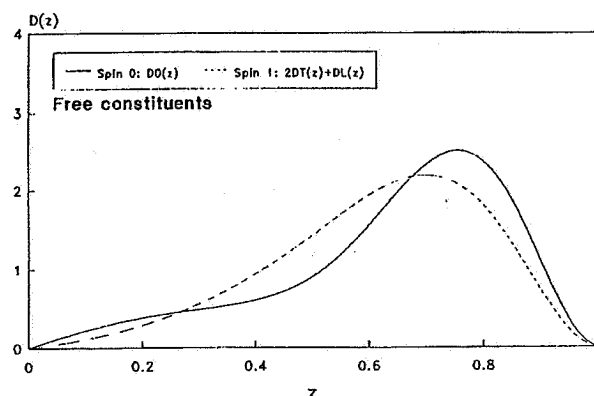
$$\alpha(z) = [D_L(z) - D_T(z)]/D_T(z) \quad (42)$$

#### (ج) هم خطی اسپین $\eta$

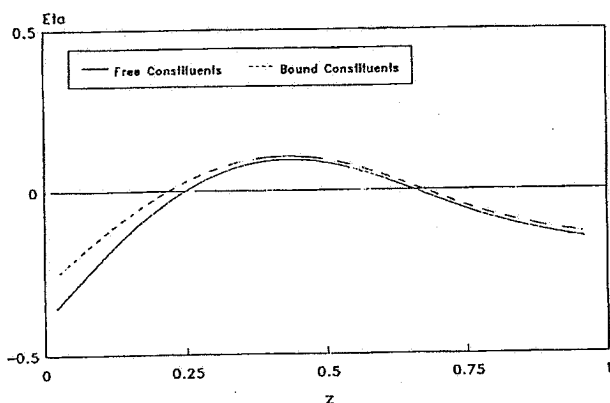
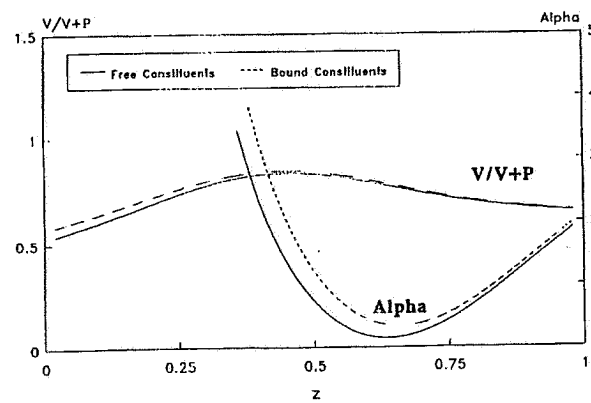
این پارامتر به صورت احتمال نسبی حالت‌های هلیسیسته ۰ و  $\pm 1$



شکل ۳. مانند شکل ۲ وقتی که از ۲۷، ۲۸، و ۲۹ استفاده شده باشد.



شکل ۲. توابع ترکش مزون شبه نردهای و برداری حاصل از ۲۱، ۲۲ و ۲۳.

شکل ۵. پارامتر هم خطی اسپین  $\eta$  برای ترکش مزون  $D$  حاصل از ۴۳.شکل ۴. نسبت  $V/(V+P)$  و پارامتر  $\alpha = (2D_L - D_T)/D_T$  برای ترکش کوآرک  $C$  به مزونهای  $D^*$  و  $D$ .

گروه اول آنهايي هستند که در عملکرد تصوير اسپين جرم هادرون ظاهر مي شود و از اين رو لازم است در محاسبه توابع ترکش جرم هادرون نهايي را وارد کرد. گروه دوم روشهاي را شامل مي شود که در آنها هادرون به صورت مجموعه اي از کوآرک و پادکوآرک در نظر گرفته مي شود که به موازات هم پرواز مي کنند. اين اصل در ديناميك توليد آنها نيز رعايت مي شود. روش جديدي که ما براي مشخص کردن اسپين هادرون در اينجا ارائه داده ايم روش مستقيمي است که در ديناميك توليد هادرون اسپين آن را با توجه به اسپين ذرات تشکيل دهنده منظور مي نمايد. اين روش در مورد یک مزون ارائه شده است و قابل توسعه در مورد یک باريون نيز مي باشد. ما توابع ترکش در حالتهاي مختلف را با فرض اينکه کوآرکهاي تشکيل دهنده مزون به قدر کافي سنگين مي باشند، در پايينترين مرتبه نظريه،

تعريف شده و به صورت زير داده مي شود [۲۲]

$$\eta = \frac{1}{4} [1 - 3(V/P)] \quad (43)$$

## ۵. بحث و نتايج

تحقيق در مورد روشهاي مختلف تصوير اسپين در مدلهاي مختلف به دليل نياز به پيش بيني هر چه دقيقتر احتمال کل ترکش، سطح مقطع کل توليد و مقدار متوسط پارامتر ترکش اهميت دارد.

روشهاي مختلف تصوير اسپين که در محاسبه توابع ترکش به کار برده شده اند بعلاوه روش محاسبه مستقيم که ما در کار حاضر معرفي کرديم به طور عمده در دو گروه قرار مي گيرند.

$B_c$  و  $B_c^*$  بیشترین مقدار را نشان می دهد در ترکش تکانه عرض پایین کوارکهای سنگین مانند ترکش کوارک  $b$  به مزونهای  $B$  و  $B^*$  به یکدیگر نزدیک می شوند. چنین تغییراتی وقتی طیف ترکش با داده‌های تجربی مقایسه می شود [۷] اهمیت فراوانی دارد. در مورد پارامترهای وابسته به اسپین که در شکل‌های ۴ و ۵ نمایش داده شده است داده‌های تجربی قابل ملاحظه‌ای در دست نیست. بنابراین در مورد آنها نمی توان اظهار نظر قطعی کرد.

دینامیک رنگ کوانتومی محاسبه کرده‌ایم. چون منظور مقایسه بین روشهای مختلف است، توابع ترکش را بهنجار به واحد کرده و نتایج حاصل از این روشها را برای طیف ترکش، وابستگی نسبت  $V/P$ ، توزیع زاویه‌ای واپاشی و هم خطی اسپین در مورد ترکش کوارک  $c$  مقایسه می کنیم.

شکل‌های ۲ و ۳ جنبه‌های مختلف این مقایسه را به نمایش می گذارند. در حالیکه اختلاف بین این روشها در مورد ترکش کوارک  $c$  به مزونهای  $D$  و  $D^*$  و نیز ترکش پادکوارک  $\bar{b}$  به مزونهای

### مراجع

1. C H Chang and Y Q Chen, *Phys. Rev.* **D46**, (1992) 3846.
2. A F Falk et al, *Phys. Lett.* **312B**, (1993) 486.
3. Y Q Chen, *Phys. Rev.* **D48**, (1993) 5181.
4. E Braaten and K Cheung, *Phys. Rev.* **D48**, (1993) R5049.
5. A F Falk et al, *Phys. Rev.* **D49**, (1994) 555.
6. K Cheung and T C Yuan, *Phys. Rev.* **D50**, (1994) 3181.
7. M A Gomshi Nobary, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **20**, (1994) 65; *Mod. Phys. Lett.* **A10**, (1995) 1019.
8. T C Yuan, *Phys. Rev.* **D50**, (1994) 5664.
9. P Cho and M B Wise, *Phys. Rev.* **D51**, (1995) R2039.
10. E Braaten et al, *Phys. Rev.* **D51**, (1995) 4819.
11. L Randall and N Rius, *Nucl. Phys.* **441B**, (1995) 167.
12. See for example references 1, 6 and 10.
13. H E Haber, *Spin Formalism and Application to New Physics Searches* Preprint NSF-ITP-94-30 (1994) 1.
14. M Caffo and E Remidd, *Helv. Phys. Acta* **55**, (1982) 339.
15. E L Berger and S J Brodsky, *Phys. Rev. Lett.* **42**, (1971) 940.
16. F Amiri et al, *Phys. Rev.* **D32**, (1985) 2982.
17. H Kuhn et al, *Nucl. Phys.* **157B**, (1979) 125.
18. R Baier and R Ruckl, *Z. Phys. C- Particles and Fields* **19**, (1983) 251.
19. M Suzuki, *Phys. Rev.* **D33**, (1986) 676.
20. M A Gomshi Nobary, *Mod. Phys. Lett.* **A10**, (1995) 1019.
21. M A Gomshi Nobary, "Spin in Heavy Quark Fragmentation", *Proceedings of Tenth International Spin Symposium*. Universal Academy Press, (1993) 629.
22. H Aihara, *Phys. Rev.* **D43**, (1991) 29; Also see Report ANL-HEP-CP-88-60.