دانشگاه سمنان

دانشکده علوم پایه

« گروه فیزیک »

پایان‌نامه کارشناسی‌ارشد فیزیک

عنوان

مطالعهٔ پراکندگی ناکشسان عمیق در فرآیند پراش

نگارش

فاطمه اربابی فر

استاد راهنما

دکتر علی خرمیان

شهریور ۱۳۸۸

دانشگاه سمنان

دانشکده علوم پایه

گروه فیزیک

پایان‌نامه کارشناسی‌ارشد فیزیک

تحت عنوان

مطالعۀ پراکندگی ناکشسان عمیق در فرآیند پراش

ارائه شده توسط

فاطمه اربابی فر

در تاریخ ۲۶ شهریور ماه ۱۳۸۸ توسط کمیته تخصصی زیر مورد بررسی و تصویب نهایی قرار گرفت

۱ – استاد راهنما	دکتر علی خرمیان
۲– داور داخلی	دکتر مهرداد قمی‌نژاد
۳– داور خارجی	دکتر ابوالفضل میرجلیلی

بسم الله الرحمن الرحيم

قدردانی

در این‌جا لازم است از کلیه‌ی افرادی که مرا در انجام این پروژه کمک نموده‌اند، خصوصاً استاد گرامی آقای « دکتر خرمیان » که در تمام مراحل انجام این پروژه با مساعدت‌ها و راهنمایی‌های بی‌دریغ خود مرا یاری کردند، تشکر کنم.

تقدیم به :

پدر و مادر مهربانم

و

همسرم که صمیمانه در این راه یاریم نمود

مطالعهٔ پراکندگی ناکشسان عمیق در فرآیند پراش

چکیده

در این پایان نامه به بررسی فیزیک فرآیند پراش در پراکندگی ناکشسان ژرف خواهیم پرداخت. ابتدا عوامل مؤثر در شناخت این پدیده را از دیدگاه جنبشی شناسی و تئوری رژ بررسی کرده و سپس به معرفی پراش نرم و پراش سخت می‌پردازیم. در خاتمه اشاره‌ای به توابع توزیع پارتون پراشیده کرده و نحوه محاسبه آن را مختصراً از نظر می‌گذرانیم.

واژه‌های کلیدی: پراکندگی ناکشسان ژرف، تئوری رژ، پومرون، پراش سخت، تابع توزیع پارتون پراشیده

فهرست مندرجات

لیست اشکال

فصل ۱

پراکندگی ناکشسان ژرف

پراکندگی ناکشسان ژرف DIS [۱] یک مدل اولیه برای فرآیندهای هادرونی سخت است و یک آزمایش مهم و بسیار موفق برای QCD [۲] اختلالی و همچنین یک روش مستقیم برای کشف ساختار داخلی هادرون به شمار می رود.
در این بخش ما به جنبه هایی از این فرآیند می پردازیم که به موضوع اصلی ما، یعنی فرآیند پراش، مرتبط است بنابراین روی پراکندگی ناکشسان ژرف در x کوچک متمرکز می‌شویم و پدیده‌های مرتبط با پراش را بررسی می کنیم.

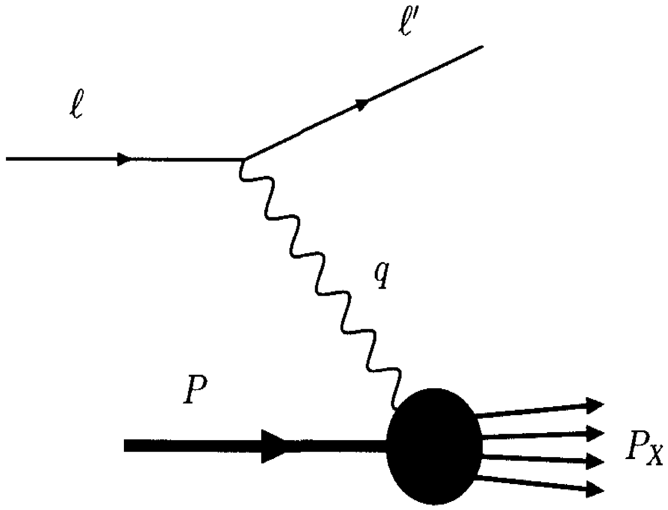
۱—۱ جنبش شناسی

پراکندگی ناکشسان ژرف پراکندگی یک لپتون باردار یا خنثی از یک هادرون است (شکل ۱—۱) که در آن انتقال تکانه بالاست و انرژی و زاویه پراکندگی لپتون خروجی اندازه‌گیری می شود

$$l(l) + N(P) \to l'(l') + X(P_X) \qquad (۱-۱)$$

در اینجا X یک سیستم هادرونی کشف نشده است و چهاربردارهای تکانه داخل پرانتز نوشته شده است.

[۱] Deep Inelastic Scattering
[۲] Quantom Chromo Dynamics



شکل ۱—۱: پراکندگی ناکشسان ژرف.

واکنش بالا با سه متغیر جنبشی توصیف می‌شود، یکی از آنها (انرژی لپتون ورودی E یا مجذور انرژی مرکز جرم $s = (l+p)^{۲}$) با شرایط آزمایشگاهی ثابت نگه داشته می‌شود و دو تای دیگر متغیرهای وابسته ای هستند که معمولاً ازمیان متغیرهای زیر انتخاب می‌شوند[۱]

$$q^{۲} = -Q^{۲} = (l - l')^{۲} \qquad (۱ - ۲)$$

$$W^{۲} = (P + q)^{۲} \qquad (۱ - ۳)$$

$$\nu = \frac{P.q}{m_N} = \frac{W^{۲} + Q^{۲} - m_N^{۲}}{۲m_N} \qquad (۱ - ۴)$$

$$x = \frac{Q^{۲}}{۲P.q} = \frac{Q^{۲}}{۲m_N\nu} = \frac{Q^{۲}}{Q^{۲} + W^{۲} - m_N^{۲}} \quad (Bjorken's\ x) \qquad (۱ - ۵)$$

$$y = \frac{P.q}{P.l} = \frac{W^{۲} + Q^{۲} - m_N^{۲}}{s - m_N^{۲}} \qquad (۱ - ٦)$$

در چارچوب هدف ساکن، ν انرژی منتقل شده است : $\nu = E - E'$ (توجه داشته باشید که E و E' انرژی لپتون اولیه و انرژی لپتون نهایی است) و y (گاهی اوقات ناکشسانی نامیده می‌شود) کسری از انرژی لپتون فرودی است که توسط فوتون حمل می‌شود، $y = \frac{\nu}{E}$. یک رابطه مفید که x ، y و $Q^۲$ را به هم مربوط می‌کند بدین صورت است

$$xy = \frac{Q^۲}{s - m_N^۲} \sim \frac{Q^۲}{s} \qquad (۱-۷)$$

از آنجاییکه $W^۲ \geq m_N^۲$ است ($W^۲$ مربع جرم ناوردای سیستم هادرونی X است) متغیر x بیورکن (و همچنین y) مقادیر بین ۰ تا ۱ را می گیرد. اگر $m_N \nu$ و $Q^۲$ هردو، خیلی بزرگتر از $m_N^۲$ باشند و x ثابت و محدود باشد، آنگاه می توان گفت که در ناحیه ناکشسان ژرف قرار داریم و در این ناحیه به راحتی می‌توان از جرم نوکلئون صرف نظر کرد. سطح مقطع برای چنین فرآیندی به این صورت است[۲]

$$d\sigma = \frac{۱}{۴(l.P)} \frac{۱}{۲} \sum_{s_l, s'_l} \frac{۱}{۲} \sum_S \sum_X \int \frac{dP_X}{(۲\pi)^۳ ۲P_X^۰} (۲\pi)^۴$$
$$\times \delta^۴(P + l - P_X - l') |M|^۲ \frac{d^۳ l'}{(۲\pi)^۳ ۲E'} \qquad (۱-۸)$$

از آنجاییکه ما DIS غیر قطبیده را در نظر گرفتیم، در معادله(۱—۸) روی اسپین لپتون اولیه و اسپین نوکلئون میانگین گرفتیم و روی اسپین لپتون نهایی جمع زدیم. دامنه مربعی در (۱—۸) بدین صورت است

$$|M|^۲ = \frac{e^۴}{q^۴} [\overline{u}_{l'}(l', s'_l) \gamma_\mu u_l(l, s_l)]^* [\overline{u}_{l'}(l', s'_l) \gamma_\nu u_l(l, s_l)]$$
$$\times < X|J^\mu(۰)|P, S >^* < X|J^\nu(۰)|P, S > \qquad (۱-۹)$$

که در اینجا $u_l(l, s_l)$ و $\overline{u}_{l'}(l', s'_l)$ به ترتیب اسپینور الکترون ورودی و خروجی هستند و خط دوم رابطه، فرآیند $\gamma + p \to X$ را توصیف می‌کند.

حال تانسور هادرونی $W^{\mu\nu}$ را به این صورت تعریف می کنیم

$$W^{\mu\nu} = \frac{۱}{۲\pi} \frac{۱}{۲} \sum_S \sum_X \int \frac{d^۳ P_X}{(۲\pi)^۳ ۲P_X^۰} (۲\pi)^۴ \delta^۴(P + q - P_X)$$
$$\times < P, S|J^\mu(۰)|X >< X|J\nu(۰)|P, S >$$

$$= \frac{1}{2\pi}\int d^4 z e^{iq.z} < N|J^\mu(z)J^\nu(0)|N > \qquad (1-10)$$

که در اینجا میانگین اسپین در حالت نوکلئون $|N>$ قرار گرفته است. تانسور لپتونی $L_{\mu\nu}$ نیز اینگونه نمایش داده می‌شود

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{s_l,s_l'}[\overline{u}_{l'}(l',s_l')\gamma_\mu u_l(l,s_l)]^*[\overline{u}_{l'}(l',s_l')\gamma_\nu u_l(l,s_l)]$$

$$= \frac{1}{2}Tr[\ell\gamma_\mu\ell'\gamma_\nu]$$

$$= 2(l_\mu l'_\nu + l_\nu l'_m u - g_{\mu\nu}l.l'). \qquad (1-11)$$

اگر رابطه (۱—۹) را در (۱—۸) جایگذاری کنیم و از روابط (۱—۱۰) و (۱—۱۱) نیز استفاده کنیم، سطح مقطع دیفرانسیلی در چارچوب مرجع هدف ساکن، که در آن $(l.P) = m_N E$ برقرار است، به این صورت نوشته می شود ($\Omega = (\nu,\phi)$ زاویه‌ای است که راستای لپتون خروجی را مشخص می‌کند.)

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{\alpha_{em}^2}{2m_N Q^4}\frac{E}{E'}L_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \qquad (1-12)$$

تانسور هادرونی $W_{\mu\nu}$ به این صورت می‌تواند پارامتری شود

$$\frac{1}{2m_N}W_{\mu\nu} = (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2})W_1(P.q,q^2)$$

$$+\frac{1}{m_N^2}[(p_\mu - \frac{P.q}{q^2}q_\mu)(p_\nu - \frac{P.q}{q^2}q_\nu)]W_2(P.q,q^2) \qquad (1-13)$$

بنابراین سطح مقطع DIS غیرقطبیده را بر حسب دو تابع ساختار W_1 و W_2 می توان اینگونه نوشت

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \frac{4\alpha_{em}^2 E'^2}{Q^4}[2W_1 sin^2\frac{\nu}{2} + W_2 cos^2\frac{\nu}{2}] \qquad (1-14)$$

همانطور که دیده می‌شود سطح مقطع DIS غیرقطبی به زاویه پراکندگی ν بستگی دارد، نه به زاویه سمتی ϕ که بتوان روی آن انتگرال گرفت. مرسوم است که توابع ساختار بدون بعد زیر را تعریف کنیم[۳]

$$F_1(x,Q^2) = m_N W_1(\nu,Q^2)$$

$$F_2(x,Q^2)=\nu W_2(\nu,Q^2) \qquad (۱۵-۱)$$

بیورکن (۱۹٦۹) ثابت کرد که در حدهای $x=\frac{Q^2}{2m_N\nu}=C$ و $\nu,Q^2\to\infty$، F_1 و F_2 باید توزین شوند. این حد متغیرها به حد بیورکن معروف است.

تانسور هادرونی بر حسب F_1 و F_2 به این صورت نوشته می‌شود

$$W_{\mu\nu}=2(-g_{\mu\nu}+\frac{q_\mu q_\nu}{q^2})F_1(x,Q^2)$$

$$+\frac{2}{P.q}[(p_\mu-\frac{P.q}{q^2}q_\mu)(p_\nu-\frac{P.q}{q^2}q_\nu)]F_2(x,Q^2) \qquad (۱٦-۱)$$

و سطح مقطع DIS به صورت تابعی از x و y، به این شکل است:

$$\frac{d\sigma}{dxdy}=\frac{4\pi\alpha_{em}^2 s}{Q^4}xy^2F_1(x,Q^2)+(1-y-\frac{xym_N^2}{s})F_2(x,Q^2) \qquad (۱۷-۱)$$

در نهایت تابع ساختار طولی و انتقالی را تعریف می‌کنیم

$$F_T=2xF_1 \qquad (۱۸-۱)$$

$$F_L=F_2-2xF_1 \qquad (۱۹-۱)$$

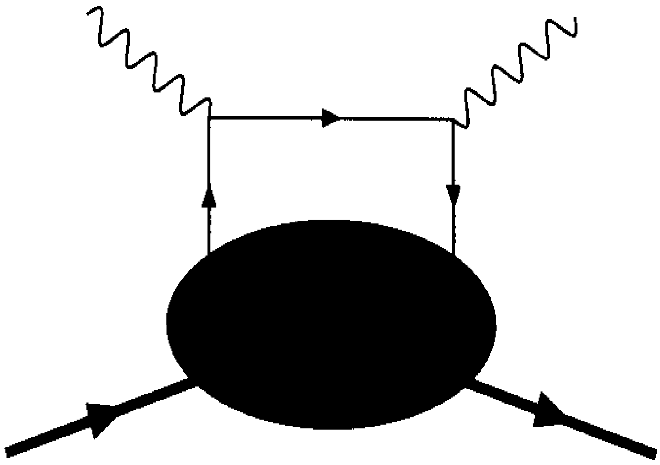
توجه داشته باشید که $F_2=F_L+F_T$.

۱—۲ مدل پارتونی

اساس مدل پارتونی بر این فرض است که فوتون مجازی از محتویات درون نوکلئون، که به صورت ذرات آزاد رفتار می‌کنند، به صورت واگرا پراکنده می‌شود.

در این صورت تانسور هادرونی $W^{\mu\nu}$ به صورت دیاگرامی که در شکل ۱—۲ آمده است نشان داده می شود[۴]

$$W^{\mu\nu}=\frac{1}{2\pi}\sum_a e_a^2\sum_X\int\frac{d^3P_X}{(2\pi)^3 2P_X^0}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\int\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\delta(k^2)$$



شکل ۱—۲: دیاگرام تانسور هادرونی $W^{\mu\nu}$.

$$\times[\overline{u}(k)\gamma^{\mu}\phi(k,P)]^{*}[\overline{u}(k)\gamma^{\mu}\phi(k,\rho)]$$

$$\times(۲\pi)^{۴}\delta^{۴}(P-k-P_{X})(۲\pi)^{۴}\delta^{۴}(k+q-\kappa) \qquad (۲۰-۱)$$

که در این رابطه $\sum_a$ جمع روی طعم کوارک ها و e_a بار کوارک است، همچنین تابع برداری کوارک — نوکلئون نیز معرفی شده‌است

$$\phi(k,P) =< X|\psi(۰)|N > \qquad (۲۱-۱)$$

ماتریس همبستگی کوراک — کوراک $\phi(k,P)$ را اینگونه معرفی می‌کنیم

$$\phi(k,P)=\sum_{X}\int\frac{d^{۳}P_{X}}{(۲\pi)^{۳}۲P_{X}^{۰}}(۲\pi)^{۴}\delta^{۴}(P-k-P_{X})\phi(k,P)\overline{\phi}(k,P) \qquad (۲۲-۱)$$

بنابراین تانسور هادرون را می توان به این صورت باز نویسی کرد

$$W^{\mu\nu}=\sum_{a}e_{a}^{۲}\int\frac{d^{۴}k}{۲\pi)^{۴}}\int\frac{d^{۴}k}{۲\pi)^{۴}}\delta(k^{۲})(۲\pi)^{۴}\delta^{۴}(k+q-k)Tr[\Phi\gamma^{\mu}k\gamma^{\nu}]$$

$$= \sum_a e_a^2 \int \frac{d^4k}{2\pi^4} \delta((k+q)^2) Tr[\Phi\gamma^\mu(k+q)\gamma^n] \qquad (۱-۲۳)$$

با استفاده از تعریف ماتریس همبستگی در رابطه (۱—۲۱) و کامل بودن ویژه حالت های $|X>$ ، می‌توان ماتریس همبستگی Φ را با رابطه زیر بطور شفاف تر باز نویسی کرد

$$\Phi_{ij}(k,P) = \int d^4\xi e^{ik.\xi} < N|\overline{\psi}_j(0)\psi_i(\xi)|N > \qquad (۱-۲۴)$$

حال دو شبه بردار p^μ و n^μ را معرفی می کنیم بطوری که این شرایط را برآورده کنند: $p^- = n^+ = 0$، $p.n = 1$، $p^2 = n^2 = 0$ بنابراین ماتریس عمومی A^μ می‌تواند بدین صورت نوشته شود

$$A^\mu = \alpha p^\mu + \beta n^\mu + A_+^\mu = (A.n)p^\mu + (A.p)n^\mu + A_+^\mu \qquad (۱-۲۵)$$

که در اینجا $A_+^\mu = (0, A_+, 0)$ در صفحه‌ای قرار دارد که بر $\gamma^* N$ (محور z) عمود است. تکانه نوکلئون، P، را می‌توان بر حسب p و n تجزیه کرد

$$P^\mu = p^\mu + \frac{m_N^2}{2} n^\mu \qquad (۱-۲۶)$$

که اگر از جرم نوکلئون صرف نظر شود (این حالت در حدود پراکندگی ناکشسان ژرف برقرار است) تکانه نوکلئون با p برابر است

$$P^\mu = p^\mu \qquad (۱-۲۷)$$

تکانه فوتون مجازی نیز به این صورت نوشته می‌شود

$$q^\mu \sim (P.q)n^\mu - xp^\mu \qquad (۱-۲۸)$$

و در نهایت شبه بردار تکانه کوراک بدین صورت تجزیه می‌شود

$$k^\mu = \alpha p^\mu + \frac{k^2 + k_\pm^2}{2\alpha} n^\mu + k_+^\mu \qquad (۱-۲۹)$$

در مدل پارتونی k^2 و $k_\pm^2$ کوچک در نظر گرفته می‌شوند، بنابراین می‌توان k^μ را به این صورت تقریب زد

$$k^\mu \sim \alpha p^\mu \qquad (۱-۳۰)$$

کوارک خارج شده در رابطه(۱—۲۹) ایجاب می کند که

$$\delta((k+q)^{۲}) \sim \delta(-Q^{۲}+۲\alpha P.q) = \frac{۱}{۲P.q}\delta(\alpha - x) \qquad (۱-۳۱)$$

بنابراین:

$$k^{\mu} \sim xP^{\mu} \qquad (۱-۳۲)$$

و متغیر x بیورکن کسری از تکانه طولی پروتون است که توسط کوارک ضربه خورده حمل می‌شود

$$x = \frac{k^{+}}{P^{+}} \qquad (۱-۳۳)$$

حال به تانسور هادرونی بازمی‌گردیم، اتحاد

$$\gamma^{\mu}\gamma^{\rho}\gamma^{\nu} = (g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma}+g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho}-g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma})\gamma_{\sigma} - ie^{\mu\rho\nu\sigma}\gamma_{\sigma}\gamma^{۵} \qquad (۱-۳۴)$$

که در مرجع [۴] آمده است، اجازه می‌دهد که تانسور $W^{\mu\nu}$ به دو قسمت متقارن (S) و پادمتقارن (A) تحت تبدیل $\nu \Leftrightarrow \mu$ شکسته شود که تنها $W^{(S)}_{\mu\nu}$ در پراکندگی ناکشسان ژرف غیرقطبیده شرکت می‌کند. از آنجاییکه در این مورد تانسور لپتونی متقارن است، بنابراین $W^{(S)}_{\mu\nu}$ به این صورت نوشته می‌شود

$$W^{(S)}_{\mu\nu} = \frac{۱}{۲(P.q)}\sum_{a} e_{a}^{۲}\int \frac{d^{۴}k}{(۲\pi)^{۴}}\delta(x-\frac{k^{+}}{P^{+}})$$

$$\times[(k_{\mu}+q_{\mu})Tr(\Phi\gamma_{\nu}) + (k_{\nu}+q_{\nu})Tr(\Phi\gamma_{\mu})$$

$$-g_{\mu\nu}(k^{r}+q^{r})Tr(\Phi\gamma_{r}] \qquad (۱-۳۵)$$

از رابطه (۱—۲۸) و (۱—۳۲) داریم: $k_{\mu}+q_{\mu} \sim (P.q)n_{\mu}$، بنابراین رابطه (۱—۳۵) به این صورت درمی آید

$$W^{(S)}_{\mu\nu} = \frac{۱}{۲(P.q)}\sum_{a} e_{a}^{۲}\int \frac{d^{۴}k}{(۲\pi)^{۴}}\delta(x-\frac{k^{+}}{P^{+}})$$

$$\times[n_{\mu}Tr(\Phi\gamma_{\nu}) + n_{\nu}Tr(\Phi\gamma_{\mu}) - g_{\mu\nu}n^{\rho}Tr(\Phi\gamma_{r}] \qquad (۱-۳۶)$$

در اینجا مناسب است که نماد جدید $<\Gamma>$ را به صورت زیر معرفی کنیم[۴]

$$<\Gamma>=\int\frac{d^{4}k}{(2\pi)^{4}}\delta(x-\frac{k^{+}}{P^{+}})Tr(\Gamma\Phi)$$

$$=P^{+}\int\frac{d\xi^{-}}{2\pi}e^{ixP^{+}\xi^{-}}<N|\overline{\psi}(0)\Gamma\psi(0,\xi^{-}.o_{+})|N>$$

$$=\int\frac{d\tau}{2\pi}e^{i\tau x}<N|\overline{\psi}(0)\Gamma\psi(\tau n)|N> \tag{۱ − ۳۷}$$

قابل ذکراست که $<\Gamma>$ تابعی از متغیر x بیورکن می‌باشد، بنابراین $W^{(s)}_{\mu\nu}$ را به این صورت می‌توان نوشت

$$W^{(s)}_{\mu\nu}=\sum_{a}\frac{e_{a}^{2}}{2}[n_{\mu}<\gamma_{\nu}>+n_{\nu}<\gamma_{\mu}>-g_{\mu\nu}n^{\rho}<\gamma_{r}>] \tag{۱ − ۳۸}$$

حال باید $<\gamma^{\mu}>$ که یک کمیت برداریست، عامل بندی شود (یادآوری: در مرتبه محاسبات ما $p^{\mu}=P^{\mu}$، $n^{\mu}=O(\frac{1}{P^{+}})$ و $k^{\mu}\sim xP^{\mu}$ است.)

$$<\gamma^{\mu}>=\int\frac{d^{4}k}{(2\pi)}^{4}\delta(x-\frac{k^{+}}{P^{+}})Tr(\gamma^{\mu}\Phi)$$

$$=\int\frac{d\tau}{2\pi}e^{ix}<N|\overline{\psi}(0)\gamma^{\mu}\psi(\tau n)|N>$$

$$=2f_{q}(x)P_{\mu} \tag{۱ − ۳۹}$$

که در اینجا f_q چگالی تعداد کوارکهاست، ضرب (۱−۳۹) در n_μ فرم صریحی از $f_q(x)$ را می‌دهد.

$$f_{q}(x)=\int\frac{d\xi^{-}}{4\pi}e^{ixP^{+}\xi^{-}}<N|\overline{\psi}(0)\gamma^{+}\psi(0,\xi^{-},o_{\perp})|N> \tag{۱ − ۴۰}$$

که در اینجا $\gamma^{+}=(\gamma^{0}+\gamma^{3})/\sqrt{2}$ است. با قرار دادن (۱−۳۹) در (۱−۳۸) این رابطه برای تانسور هادرونی به دست می آید (یادآوری $P.n=1$)

$$W^{(S)}_{\mu\nu}=\sum_{a}(n_{\mu}p_{\nu}+n_{\nu}p_{\mu}-g_{\mu\nu})f_{q}(x) \tag{۱ − ۴۱}$$

تابع ساختار F_1 و F_2 می‌تواند به وسیله دو پروژکتور $\wp_1$ و $\wp_2$ از $W^{\mu\nu}$ خارج شود[۵] (از جملات مرتبه $\frac{1}{Q^{2}}$ صرف نظر شده است.)

$$F_{1}=\wp_{1}^{\mu\nu}W_{\mu\nu}=\frac{1}{4}(\frac{4x^{2}}{Q^{2}}P_{\mu}P_{\nu}-g^{\mu\nu})W_{\mu\nu} \tag{۱ − ۴۲}$$