



دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

عنوان

اثرهای هسته‌ای در پراکندگی ناکشسان ژرف

نگارش

منصوره شفابخش

استاد راهنما

دکتر علی خرمیان

شهریور ۱۳۹۱



دانشکده فیزیک

تحت عنوان

اثرهای هسته‌ای در پراکندگی ناکشسان ژرف

ارائه شده توسط

منصوره شفابخش

در تاریخ ۱۱ شهریور ۱۳۹۱ توسط کمیته داوران زیر مورد بررسی و تصویب نهایی قرار گرفت.

دکتر علی خرمیان

۱- استاد راهنما

دکتر مهرداد قمی نژاد

۲- داور داخلی

دکتر حمیدرضا قلی‌پور

۳- داور داخلی

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

تقدیم به:

پیشگاه مقدس امام عصر (عج)

قدردانی

سپاس به پیشگاه پروردگاری که دریچه‌های علم و معرفت را فراروی انسان گشود و با علم و قلم به انسان کرامت بخشید تا با تکیه بر دو بال ایمان و اندیشه در افق‌های بیکران رستگاری پرواز کند، او را حمد و سپاس می‌گوییم، حمد و سپاسی که تنها خداوند سبحان را سزا است.

این پایان‌نامه حاصل راهنمایی‌های ارزشمند استاد ارجمندم، جناب آقای دکتر علی خرمیان است که در تمام مراحل انجام پروژه راهگشای راهم بودند و صبورانه یاریم کردند، با زبانی قاصر و قلمی عاجز از ایشان تقدیر و تشکر می‌نمایم.

از دو گوهر یکتای زندگی‌م، پدر دلسوز و مادر صبورم که هیچ کلامی را یارای سپاس از وجود مقدسشان، گرمی دستانشان و مهربانی نگاهشان نیست و نیز برادر عزیزم که آرزوی سلامتی و سربلندی او را در تمام مراحل زندگی دارم، صمیمانه قدردانی می‌نمایم.

اثرهای هسته‌ای در پراکندگی ناکشسان ژرف

چکیده

فرآیند پراکندگی ناکشسان ژرف ابزاری موثر برای درک ساختار نوکلئون‌ها است. توابع توزیع پارتون‌ها از اهمیت فوق‌العاده‌ای در فیزیک انرژی‌های بالا برخوردار است. توابع توزیع پارتون در نوکلئون برای حالتی که آزاد در نظر گرفته می‌شود، به طور محسوسی متفاوت است. این موضوع با اثرات هسته‌ای پررنگ‌تر می‌شود. شرط لازم برای پراکندگی ناکشسان ژرف، بررسی تحلیل جهانی و توابع توزیع پارتون می‌باشد. در این پایان‌نامه با کمک دو بسته نرم‌افزاری *MINUIT* و *PEGASUS* که هر دو به زبان فرترن نوشته شده‌اند، برازش منطقی از داده‌های آزمایشگاهی نسبت‌های تابع ساختار $\frac{F_2^{A'}}{F_2^A}$ برای تعیین توابع توزیع پارتون را بدست آوردیم. ما تقریب مرتبه‌ی اول را در پارامتری کردن توابع توزیع پارتون مدنظر قرار داده‌ایم.

واژه‌های کلیدی: پراکندگی ناکشسان ژرف، اثرات هسته‌ای، توابع توزیع پارتون، تحلیل جهانی.

فهرست مطالب

صفحه	عنوان
۱	۱ پراکندگی ناکشسان ژرف
۱	۱.۱ مقدمه
۱	۱.۲ معرفی پراکندگی ناکشسان ژرف
۲	۱.۲.۱ پراکندگی کشسان الکترون - هسته
۳	۱.۲.۲ پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون - هسته
۴	۱.۲.۳ پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون - پروتون
۵	۱.۳ مشاهده‌پذیرهای DIS
۵	۱.۳.۱ سطح مقطع پراکندگی
۷	۱.۳.۲ توابع ساختار
۸	۱.۴ مدل کوآرک - پارتون
۱۰	۱.۵ مقیاس بیورکن
۱۱	۱.۶ نقض مقیاس‌بندی
۱۱	۱.۶.۱ قانون جمع
۱۲	۱.۶.۲ قوانین جمع گاتفرید
۱۳	۱.۶.۳ اصل طرد پائولی
۱۴	۱.۷ توضیحات بیشتری در مورد سطح مقطع
۱۷	۲ اثرات هسته‌ای
۱۷	۲.۱ مقدمه
۱۷	۲.۲ توضیحات بیشتر درباره‌ی اثر EMC
۲۰	۲.۳ اندازه‌گیری‌های پراکندگی ناکشسان ژرف
۲۰	۲.۳.۱ آزمایش‌های الکترون در SLAC
۲۰	۲.۳.۲ اندازه‌گیری‌های نوترینو
۲۱	۲.۳.۳ آزمایش هرمس
۲۱	۲.۴ خلاصه‌ای از داده‌ها

۲۲	مدل‌های توصیف‌کننده‌ی اثر EMC
۲۴	نظریه‌ی QCD و داده‌های Drell-Yan
۲۴	نظریه‌ی QCD و معادلات تحول DGLAP
۲۸	ثابت جفت‌شدگی قوی
۲۸	داده‌های Drell-Yan
۳۰	کاربرد
۳۳	توابع توزیع پارتونی و نتایج
۳۴	تحلیل‌های جهانی
۳۴	حل معادله تحول
۳۵	بررسی شکل تابعی
۳۶	تحلیل داده
۳۶	تنوع تابع توزیع
۳۷	چگونگی برازش
۴۰	نتیجه‌گیری
۵۲	واژه‌نامه فارسی به انگلیسی
۵۴	واژه‌نامه انگلیسی به فارسی
۵۶	مراجع

لیست تصاویر

عنوان	صفحه
۱.۱ پراکندگی الکترون-هسته که p_N و q به ترتیب چارتکانه هسته ورودی و فوتون مجازی هستند و W	
جرم ناوردای سیستم هادرونی خروجی است [۱].	۲
۲.۱ طرح‌واره‌ی از پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون-پروتون به صورت تابعی از متغیر مقیاس بندی	
بیورکن [۲].	۴
۳.۱ نمودار تبادل تک فوتونی.	۵
۴.۱ پراکندگی ناکشسان ژرف جریان خنثی و جریان باردار که با تبادل Z, γ و W همراه است [۶].	۶
۵.۱ مدل کوآرک-پارتونی فرآیند ناکشسان ژرف الکترون-پروتون که به صورت برخورد کشسان الکترون	
با پارتون i که کسر ξ از تکانه‌ی پروتون را با خود حمل می‌کند، تفسیر می‌شود.	۸
۶.۱ طرح‌واره‌ی بستگی x به توزیع گلوئون و کوآرک دریا و کوآرک ظرفیت در پروتون [۹].	۱۶
۱.۲ اندازه‌گیری منتشر شده توسط EMC از نسبت توابع ساختار آهن به دوتریوم که اندکی با داده‌های	
اولیه متفاوت است [۱۲].	۱۹
۲.۲ اندازه‌گیری اولیه $SLAC$ مربوط به آزمایش‌های اولیه بازبانی شده [۱۳].	۱۹
۳.۲ تعدادی از داده‌ها که از آزمایش‌های مختلف گرفته شده‌اند و اثر EMC را نشان می‌دهند [۱۵].	۲۱
۱.۳ مقدار ثابت جفت‌شدگی قوی α_s به صورت تابعی از انرژی [۳۲].	۲۵
۲.۳ بر اساس معادلات $DGLAP$ ، توابع توزیع وابسته به مقیاس انرژی هستند [۳۳].	۲۶
۳.۳ پایین‌ترین مرتبه‌ی نمودار توابع شکافتگی برای معادله‌ی تحول $DGLAP$	۲۷
۴.۳ بررسی نسبت $Drell - Yan$ در Q^2 های مختلف.	۳۰
۵.۳ بررسی تابع $\frac{(N_{W^+} - N_{W^-})}{(N_{W^+} + N_{W^-})}$ برای سرب-سرب.	۳۲
۱.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع توزیع پارتونی Ca	۴۱
۲.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع توزیع پارتونی Pb	۴۲

- ۳.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار He به D. ۴۳
- ۴.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Au به D. ۴۳
- ۵.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Pb به D. ۴۴
- ۶.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Li به D. ۴۴
- ۷.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Sn به D. ۴۵
- ۸.۴ بررسی داده‌های تابع ساختار Kr به D. ۴۵
- ۹.۴ بررسی داده‌های تابع ساختار N به D. ۴۶
- ۱۰.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Pb به C. ۴۶
- ۱۱.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Al به C. ۴۷
- ۱۲.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Ca به C. ۴۷
- ۱۳.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار C به Li. ۴۸
- ۱۴.۴ مقایسه نتایج برازش، با داده‌های تابع ساختار Ca به Li. ۴۸
- ۱۵.۴ بررسی داده‌های تابع ساختار Sn به C. ۴۹
- ۱۶.۴ بررسی تابع وزن D در تقریب مرتبه‌ی اول. ۵۰
- ۱۷.۴ بررسی تابع وزن Be در تقریب مرتبه‌ی اول. ۵۱

لیست جداول

صفحه	عنوان
۲۹	۱.۳ انواع نمونه داده‌های تجربی، منابع و تعداد داده‌ها $\sigma_{DY}^{A'}/\sigma_{DY}^A$ با $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$
۳۷	۱.۴ ضرایب توابع توزیع پارتونی
۳۹	۲.۴ انواع نمونه داده‌های تجربی، منابع و تعداد داده‌های F_2^A/F_2^D با $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$
۴۰	۳.۴ انواع نمونه داده‌های تجربی، منابع و تعداد داده‌های $F_2^{A'}/F_2^A$ با $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$

فصل ۱

پراکندگی ناکشسان ژرف

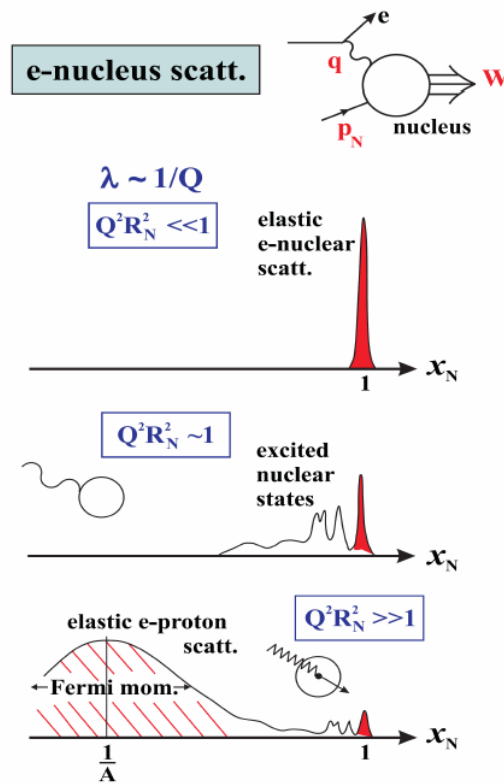
۱.۱ مقدمه

مدت‌ها است که پراکندگی لپتون‌های باردار چه میون و چه الکترون، به عنوان يك ابزار قدرتمند در فیزیک ذرات و فیزیک هسته‌ای، اثبات شده است. لپتون‌ها عناصر نقطه‌ای هستند که به واسطه نیروی الکترو-مغناطیسی و تبادل فوتون‌ها با هدف، برهم‌کنش می‌کنند. بررسی عناصر نقطه‌ای و نیرو شناخته شده به این معنی است که ساختار هدف با اندازه‌گیری سطح مقطع دیفرانسیلی می‌تواند استنتاج شود. به کمک آزمایش‌های پراکندگی الکترون در ۱۹۶۰ و نیز آزمایش‌های پراکندگی نوترینو در ۱۹۷۰ به ساختار کوارکی ماده اعتبار بخشیده شد. با آزمایش با پرتوهای میون و نوترینو در انرژی‌های بالا درک ما از کوارک‌ها و نیروی بین آن‌ها افزایش یافت. هسته‌ها از پروتون‌ها و نوترون‌های مقید که با نیروی هسته‌ای قوی با يك انرژی بستگی که در مقایسه با جرم هسته کوچک است، تشکیل شده‌اند. انتظار می‌رفت که سطح مقطع پراکندگی میون در هسته‌ها، جمع سطح مقطع روی تعداد نوکلئون‌های متشکله‌ی هدف باشد. وقتی که معلوم شد این‌گونه نیست، فیزیکدانان نظری و آزمایشگاهی شگفت‌زده شدند. سطح مقطع اندازه‌گیری شده روی آهن و دوتریوم با حالت مقید پروتون و نوترون متفاوت بود و به عنوان اثر EMC^۱ شناخته شد.

۲.۱ معرفی پراکندگی ناکشسان ژرف

در این نوع پراکندگی از برهم‌کنش‌های شناخته شده لپتون‌ها برای بررسی ساختار نوکلئون‌ها استفاده می‌شود. آزمایش‌های ناکشسان ژرف با توجه به ماهیت ذره کاوشگر به دو دسته تقسیم می‌شود. در نوع اول، الکترون یا میون بر روی یک هدف نوکلئونی پراکنده شده و نیروی عمل‌کننده، نیروی الکترومغناطیسی است. در این فرآیند تک فوتون مبادله می‌شود. در نوع دوم، که به تولید نوترینو موسوم است، نیروی عمل‌کننده

^۱European Muon Collaboration



شکل ۱.۱: پراکندگی الکترون-هسته که p_N و q به ترتیب چارتکانه هسته ورودی و فوتون مجازی هستند و W جرم ناوردای سیستم هادرونی خروجی است [۱].

نیروی هسته‌ای ضعیف و فرآیند حاکم، مبادله تک بوزون است. نوع دوم خود به دو دسته تقسیم می‌شود:

۱- جریان خنثی NC^۲ از طریق مبادله Z^0

۲- جریان باردار ضعیف CC^۳ از طریق مبادله W

اندازه‌گیری مورد نظر در این آزمایش، تعیین تغییر سطح مقطع نوکلئونی، به ازای زاویه‌ی پراکندگی و مقدار انرژی است که در خلال برخورد توسط لپتون تلف می‌شود.

۱.۲.۱ پراکندگی کشسان الکترون - هسته

برای نمونه پراکندگی باریکه‌ای از الکترون‌ها از یک هدف هسته‌ای با جرم M_N را در نظر بگیرید. پراکندگی با تبادل یک فوتون مجازی صورت می‌گیرد. شکل ۱.۱ را ببینید. از آنجایی که فوتون مجازی است، روی پوسته‌ی جرمی خود قرار نمی‌گیرد. یعنی چارتکانه‌ی q آن در رابطه‌ی $q^2 = 0$ صدق نمی‌کند. از طرف دیگر، یک ذره‌ی واقعی (ورودی یا خروجی) با یک سیستم، باید روی پوسته‌ی جرمی خودش باشد. بنابراین

^۲Neutral Current DIS

^۳Charged Current DIS

جرم ناوردای W مربوط به سیستم خروجی در شکل ۱.۱، رابطه‌ی

$$W^2 = (p_N + q)^2 = M_N^2 + 2p_N \cdot q + q^2 \quad (۱.۱)$$

را برآورده می‌کند، که M_N و p_N به ترتیب جرم و چارتکانه‌ی هسته می‌باشند. از آنجایی که q^2 منفی است، برای سادگی تعریف می‌کنیم $Q^2 \equiv -q^2$ طول موج فوتون کاوشگر $\frac{1}{Q} \sim \lambda$ است. اگر انرژی الکترون را افزایش دهیم به گونه‌ای که فوتون کاوشگر، طول موج کوچک و کوچک‌تر از λ داشته باشد، چه اتفاقی می‌افتد؟ با $R_N \gg \lambda$ آغاز می‌کنیم که R_N شعاع هسته است. در این حالت فوتون یک هسته‌ی «نقطه‌ای» را می‌بیند و پراکندگی کشسان الکترون - هسته با $W = M_N$ را خواهیم داشت. بنابراین از رابطه‌ی (۱.۱) نتیجه می‌شود که:

$$x_N \equiv \frac{Q^2}{2p_N q} = \left(\frac{Q^2}{2M_N \nu} \right)_{lab} = 1 \quad (۲.۱)$$

که ν انرژی از دست رفته‌ی الکترون است. اولین نمودار از سه نمودار رسم شده در شکل ۱.۱ متناظر با این حالت است. اگر Q را تا $R_N \sim \lambda$ افزایش دهیم، ممکن است سیستم خروجی یک حالت هسته‌ای برانگیخته باشد. در این حالت $W > M_N$ و $x_N < 1$ خواهد بود (نمودار دوم در شکل ۱.۱).

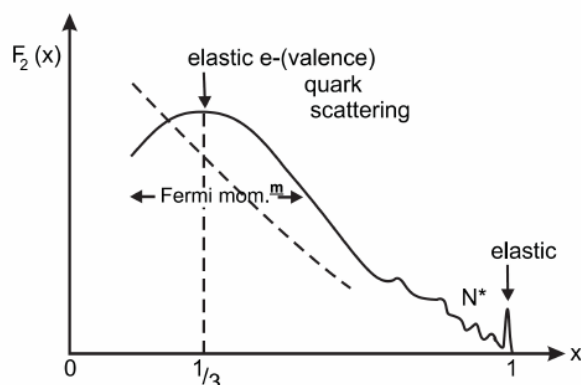
۲.۲.۱ پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون - هسته

اگر $R_N \ll \lambda$ باشد، ممکن است فوتون کاوش عمیقی درون هسته داشته باشد. در این صورت پراکندگی ناکشسان ($W^2 \gg M_N^2$) ژرف ($Q^2 \gg M_N^2$) الکترون - هسته را خواهیم داشت و الکترون می‌تواند از یکی از اجزاء سازنده‌ی هسته (برای مثال پروتون) پراکنده شود. برحسب x_N ، قله‌ی 4 پراکندگی کشسان الکترون - پروتون در:

$$x_N = \frac{M}{M_N} \left(\frac{Q^2}{2M_\nu} \right)_{lab} = \frac{1}{A} \quad (۳.۱)$$

رخ خواهد داد، اما به دلیل تکانه‌ی فرمی پروتون مقید در هسته، مغشوش خواهد بود (نمودار سوم در شکل ۳.۱). توجه داشته باشیم که M جرم پروتون و A تعداد نوکلئون‌ها در هسته است. ناحیه‌ی زیر قله که با عنوان تکانه‌ی فرمی مشخص شده است، تعداد پروتون‌ها در یک هسته را می‌دهد. کاهش قله‌ی کشسان eN با افزایش Q^2 ، نشان‌دهنده‌ی احتمال کوچک $1 - A$ نوکلئون تماشاچی است که در جهت پروتون پس‌زده شده خروجی حرکت می‌کنند، تا هسته‌ی اولیه، شکل خود را بازیابد.

^۴ peak



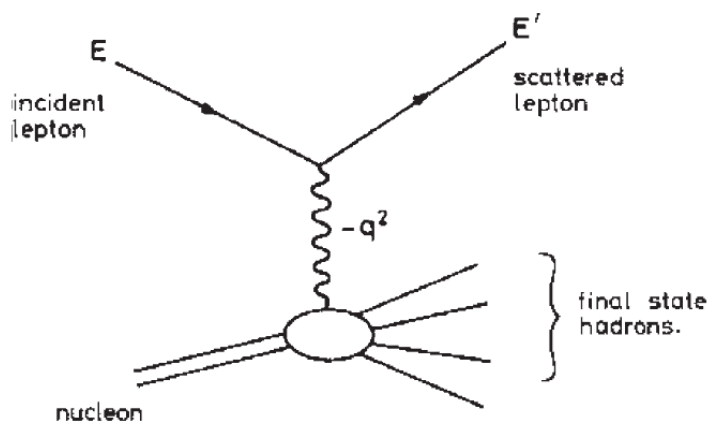
شکل ۲.۱: طرح‌واره‌ی از پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون-پروتون به صورت تابعی از متغیر مقیاس بندی بیورکن [۲].

۳.۲.۱ پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون - پروتون

فرض کنید که پروتون از اجزای نقطه گونه (کوارک‌ها) ساخته شده باشد، اگر Q^2 را باز هم افزایش دهیم پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون - پروتون صورت می‌گیرد. در این حالت نیز یک سری نمودارها مشابه آن‌هایی که در شکل ۱.۱ نشان داده شده است را خواهیم داشت، با این تفاوت که اکنون شعاع پروتون R جایگزین شعاع هسته R_N می‌شود. هم‌چنین احتمال‌های پراکندگی اکنون باید برحسب

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (4.1)$$

رسم شوند که p چارتکانه‌ی پروتون است. منحنی پیوسته در شکل ۲.۱ مشابه آخرین نمودار در شکل ۱.۱ است. این نمودار قله‌ی پراکندگی کشسان eq (با در نظر گرفتن تکانه‌ی فرمی) را در حدود $x = 1/3$ و اثرات قله‌ی کشسان ep را در $x \sim 1$ نشان می‌دهد. تابع ساختار پروتون F_2 در بخش بعدی تعریف می‌شود. هادرون‌های N^* حالت‌های برانگیخته‌ی پروتون هستند. اگر زیرساختاری وجود نداشت، این منحنی با افزایش Q^2 ثابت باقی می‌ماند. در حقیقت ما با یک نوع مقیاس‌بندی روبرو هستیم؛ پراکندگی تنها به نسبت $\frac{Q^2}{2p \cdot q}$ بستگی دارد و نه به دو متغیر Q^2 و $p \cdot q$ به‌طور جداگانه. x به‌عنوان متغیر مقیاس‌بندی بیورکن شناخته می‌شود. به‌طور خلاصه وقتی Q^2 افزایش می‌یابد، در ابتدا مقیاس‌بندی «هسته‌ای» با یک قله در $x_N = 1$ را داریم. افزایش بیشتر Q^2 نقض مقیاس‌بندی «هسته‌ای» و مقیاس‌بندی «پروتون» قله‌ای در $x = 1$ را به‌دنبال خواهد داشت. اگر Q^2 باز هم افزایش یابد، مقیاس‌بندی «پروتون» هم نقض شده و مقیاس‌بندی «کوارک» یک قله در $x \sim 1/3$ را خواهیم داشت. اگر کوارک‌ها نیز دارای زیرساختار بودند، با افزایش بیشتر Q^2 بار دیگر ناحیه‌ای را داشتیم که با نقض مقیاس‌بندی «کوارک» منجر به یک مقیاس‌بندی جدید می‌شد. نقض‌های مقیاس‌بندی به نظریه‌ی میدان کوارک‌ها و گلوئون‌ها (QCD) با جفت‌شدگی α_s منتج می‌شوند. فوتون مشاهده می‌کند که پروتون از سه کوارک (ظرفیت) و تعداد دلخواهی از جفت‌های



شکل ۳.۱: نمودار تبادل تک فوتونی.

$q\bar{q}$ (که کوارک‌های دریا را تشکیل می‌دهند) ساخته شده است. منشأ کوارک‌های دریا گلوئون‌ها هستند ($g \rightarrow q\bar{q}$) که خودشان از کوارک‌ها تابش می‌شوند. فرض کنید که فوتون یک کوارک را که کسر ξ از تکانه‌ی پروتون (p) را حمل می‌کند، کاوش کند. بنابراین برای کوارک‌های بدون جرم داریم:

$$(\xi p + q)^2 = m_q^2 \simeq 0, \Rightarrow \xi \simeq \frac{Q^2}{2pq} = x \quad (5.1)$$

بنابراین با افزایش Q^2 پارتون‌های (کوارک‌ها و گلوئون‌ها) بیشتر و بیشتری آشکار می‌شوند که باید سهمی از تکانه‌ی پروتون مادر را داشته باشند. هر یک از آن‌ها کسر کوچک $\xi = x$ را حمل می‌کنند و همان‌گونه که در شکل ۲.۱ نشان داده شده است، نقض‌های مقیاس‌بندی را خواهیم داشت. در اینجا، یک بیان کوتاهی برای نمادگذاری استفاده شده در پراکندگی ناکشسان ژرف آورده‌ایم. نمودار تبادل تک فوتون را در نظر می‌گیریم. جستجو برای تبادل دو فوتون تا به حال نتیجه‌ای نداشته و از اثرات تبادل که شامل Z^0 باشد، به‌طور کلی صرف‌نظر شده است. لپتون از هدف پراکنده شده و آن را با تکانه‌ی چارتایی q^2 نشان می‌دهیم.

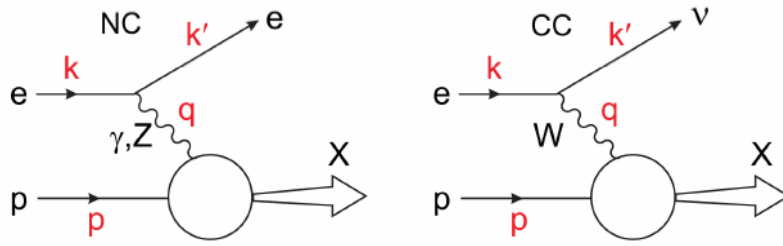
$$-q^2 = Q^2 = 2EE'(1 - \cos\theta) \quad (6.1)$$

E و E' انرژی ورودی و پراکندگی لپتون می‌باشد و θ زاویه‌ی پراکندگی لپتون است. بحث‌های مقدماتی در مورد پراکندگی ناکشسان ژرف را می‌توان در مراجع [۲-۵] مطالعه کرد.

۳.۱ مشاهده‌پذیرهای DIS

۱.۳.۱ سطح مقطع پراکندگی

پراکندگی جریان خشی از طریق مبادله Z و جریان باردار از طریق مبادله W ، در شکل ۴.۱ نشان داده شده است. دو نوع فرآیند DIS وجود دارد: یکی پراکندگی ناکشسان ژرف جریان خشی که با تبادل γ و



شکل ۴.۱: پراکندگی ناکشسان ژرف جریان خنثی و جریان باردار که با تبادل W و γ, Z همراه است [۶].

Z همراه است و دیگری پراکندگی ناکشسان ژرف جریان باردار که با تبادل W همراه است. به خاطر داشته باشید که منظور ما از ژرف $Q^2 \gg M^2$ و از ناکشسان $W^2 = (p+q)^2 \gg M^2$ است.

سطح مقطع NC به صورت

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = xs \frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi y \alpha^2}{Q^4} \sum_j \eta_j L_j^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^j \quad (7.1)$$

است و جمع روی $j = \gamma, Z, \gamma Z$ زده می شود که به ترتیب نشان دهنده ی تبادل فوتون، بوزون Z و

اشتراک بین این دو است. هم چنین داریم:

$$\eta_\gamma = 1, \quad \eta_{\gamma Z} = \left(\frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha}\right) \left(\frac{Q^2}{Q^2 + M_Z^2}\right), \quad \eta_Z = \eta_{\gamma Z}^2 \quad (8.1)$$

ما اثرات انتشارگرهای γ, Z و ثابت جفت شدگی (α) QED و جفت شدگی فرمی G_F را مشاهده می کنیم. علاوه بر x و Q^2 که مربوط به رأس هادرونی هستند، یک متغیر (s یا y)، که مربوط به انرژی همهی سیستم ep است را نیز داریم.

$$y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k} = \left(\frac{\nu}{E}\right)_{lab.frame}, \quad s = (k+p)^2 \simeq \frac{Q^2}{xy} \quad (9.1)$$

هم x و هم y باید در بازهی ۰ تا ۱ باشند [۷]. $L^{\mu\nu}$ تانسور معلومی برحسب k و k' است که رأس لپتونی (جفت شدگی بوزون یا فوتون مبادله شده با لپتون ها) را توصیف می کند. برای لپتون های ورودی با بار

$e = 1$ و هلیسیتی $\lambda = \pm 1$ داریم:

$$L_{\mu\nu}^\gamma = 2(k_\mu k'_\nu + k'_\mu k_\nu - k \cdot k' g_{\mu\nu} - i\lambda \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} k^\alpha k'^\beta),$$

$$L_{\mu\nu}^{\gamma Z} = (g_V^e + e\lambda g_A^e) L_{\mu\nu}^\gamma, \quad L_{\mu\nu}^Z = (g_V^e + e\lambda g_A^e)^2 L_{\mu\nu}^\gamma \quad (10.1)$$

که $g_A^e = -\frac{1}{2}$ و $g_V^e = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W$ [۸]. $W_{\mu\nu}$ تانسور ناشناخته ای که توصیف گر رأس هادرونی (برهم کنش جریان های الکتروضعیف با نوکلئون هدف) است.

۲.۳.۱ توابع ساختار

اگرچه $W_{\mu\nu}$ ناشناخته است اما باید از چاربردارهای p و q تانسور متریک $g_{\mu\nu}$ ساخته شده باشد. برای DIS غیرقطبیده، سه شکل تانسور وجود دارد که شرط پایستگی جریان $q^\mu W_{\mu\nu} = Q^\nu W_{\mu\nu} = 0$ را برآورده می‌کند. در این مورد شکل کلی $W_{\mu\nu}$ عبارت است از:

$$W_{\mu\nu} = (-g_{\mu\nu} + \frac{q_\mu q_\nu}{q^2}) F_1(x, Q^2) + \frac{\hat{P}_\mu \hat{P}_\nu}{p \cdot q} F_2(x, Q^2) - i \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \frac{q^\alpha q^\beta}{2 p \cdot q} F_3(x, Q^2) \quad (11.1)$$

که در آن $\hat{P}_\mu = P_\mu - (p \cdot q) \frac{q_\mu}{q^2}$ می‌باشد. توابع ساختار $F_i(x, Q^2)$ توابعی از دو متغیر مقیاس x و Q^2 هستند که می‌توانند از p و q تشکیل شوند. توجه داشته باشید که آخرین جمله، با ساختاری به شکل $\vec{q} \times \vec{p}$ ، پاریته را پایسته نگاه نمی‌دارد. بنابراین اگر تبادل Z قابل چشم‌پوشی باشد، داریم: $F_3 = 0$. اگر رابطه‌ی کلی (۱۱.۱) را در (۷.۱) قرار دهیم و از معادله‌ی (۱۰.۱) برای $L_{\mu\nu}^\gamma$ نیز استفاده کنیم. پس از مقداری ساده‌سازی جبری در حد $M^2/Q^2 \rightarrow 0$ که

$$Y_\pm = 1 \pm (1 - y)^2, \quad F_L = F_2 - 2xF_1 \quad (12.1)$$

به‌دست می‌آوریم:

$$\frac{d\sigma}{dx dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} (Y_+ F_2 \pm Y_- x F_3 - y^2 F_L) \quad (13.1)$$

عبارتی مشابه نیز برای CC DIS (یعنی $eN \rightarrow \nu X$ یا $\nu N \rightarrow eX$) برقرار است. برای هر دو فرآیند NC و CC، علامت به Y_- ، به یک e^+ یا $\bar{\nu}$ ورودی و علامت $+$ به یک e^- یا ν ورودی در نظر گرفته می‌شود. فعلاً اجازه دهید تا روی تبادل محض γ ، یعنی $F_3 = 0$ تمرکز کنیم. بنابراین هنوز هم برای تعیین F_L به F_2 صورت توابعی از x و Q^2 نیازمند اندازه‌گیری بستگی y هستیم. یعنی به انجام آزمایش‌های DIS در بازه‌ای از انرژی‌های ep نیازمندیم. خواهیم دید که $F_L = F_2 - 2xF_1 \simeq 0$.

در حال حاضر مخصوصاً با وجود داده‌های بالا، داده‌ها معمولاً برحسب سطح مقطع کاهشیده^۶

$$\sigma_{red}(x, Q^2) = F_2(x, Q^2) - (y^2/Y_+) F_L(x, Q^2) \quad (14.1)$$

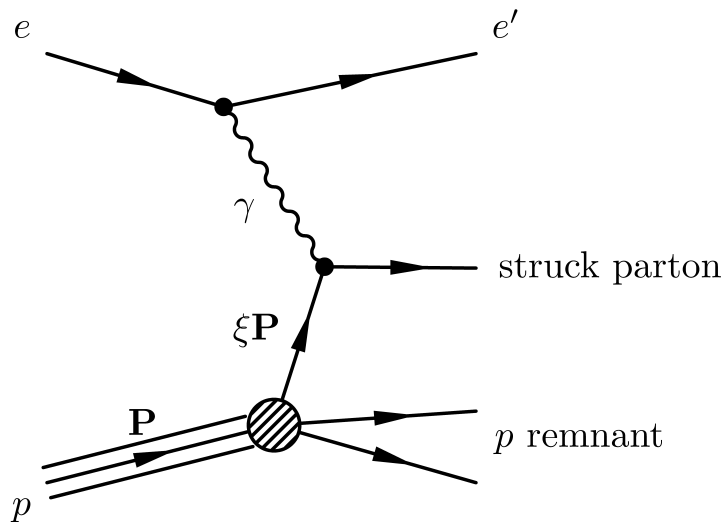
ارائه می‌شوند [۷]. امروزه برخورددهنده‌ها، داده‌های پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون - نوکلئون را در اختیار ما می‌گذارند. با داشتن این داده‌ها به همراه داده‌های هدف ثابت اولیه، باید دید چگونه می‌توان آن‌ها را توصیف کرد.

^۵ F_L را تابع ساختار طولی می‌نامند و اندازه‌گیری آن از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است طوری که اندازه‌گیری‌های توابع ساختار، بدون آن نیست. در حقیقت تابع ساختار طولی در QCD اختلالی هرگز صفر نیست.

^۶ Reduced cross section

۴.۱ مدل کوارک - پارتون

رفتار مقیاس‌بندی توابع ساختار به سرعت به عنوان پراکندگی از ذرات باردار نقطه‌ای در داخل پروتون شناخته شد. ساده‌ترین مدل شناخته شده، مدل پارتون بود. عقیده اصلی این بود که فوتون با ذرات آزاد باردار بدون ساختار داخل پروتون برهم‌کنش می‌کند، ساده‌ترین راه بررسی این مدل در چارچوبی است که پروتون یک تکانه‌ی خیلی بزرگ p دارد. در این چارچوب (که چارچوب تکانه‌ی بی‌نهایت) اجزای پروتون اکثراً تکانه‌ی هم‌راستا با پروتون خواهند داشت.



شکل ۵.۱: مدل کوارک-پارتونی فرآیند ناکشسان ژرف الکترون-پروتون که به صورت برخورد کشسان الکترون با پارتون i که کسر ξ از تکانه‌ی پروتون را با خود حمل می‌کند، تفسیر می‌شود.

هر پارتون با بار e_i به احتمال $f(x_i)$ کسر x از تکانه‌ی پروتون را حمل خواهد کرد. به وضوح داریم:

$$\sum_i \int x f_i(x) dx = 1 \quad (15.1)$$

که جمع روی i بر روی تمام محتویات پروتون است. پروتون (پارتون‌ها) در راستای محور z حرکت می‌کند و تکانه‌ی پروتون p ، جرم آن M ، انرژی آن E است و پارتون دارای انرژی $x E$ ، جرم $x M$ ، تکانه‌ی طولی $x P$ و تکانه‌ی عرضی σ_T است. با فرض این که فوتون با چنین پارتون‌های بدون ساختاری برهم‌کنش می‌کند، داریم:

$$F_1(W) = \frac{Q}{4M\nu x} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M\nu}\right) = \frac{1}{2x^2 W} \delta\left(1 - \frac{1}{xW}\right) \quad (16.1)$$

پس $F_1(W)$ تابع ساختار است. تابع ساختار برای تمام پارتون‌ها، جمع تمام توابع ساختار آن‌ها است.

$$W = \frac{2M\nu}{Q^2}, \quad \delta\left(\frac{x}{a}\right) = a\delta(x)$$

$$F_2(x) = \sum_i \int dx e_i^2 f_i(x) \delta\left(x - \frac{1}{W}\right)$$

$$F_1(x) = \frac{W}{2} F_2(W) \quad (17.1)$$

تابع دل‌تا نیازمند است که $x = \frac{1}{W} = \frac{Q^2}{2M\nu}$ فوتون حتماً باید همان مقدار تکانه‌ی x را داشته باشد تا توسط پارتون با کسر تکانه‌ی x جذب شود.

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x)$$

$$F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (18.1)$$

که اساس مدل پارتون اولیه است. این رابطه نتیجه‌ی آن است که سطح مقطع $ep \rightarrow eX$ باید برای فوتون‌های قطبیده‌ی عرضی و طولی که با پروتون برهم‌کنش می‌کنند، به دو قسمت طولی σ_L ، عرضی σ_T ، تقسیم شود. نسبت سطح مقطع‌های طولی به عرضی برای فوتون‌ها، رابطه‌ی $\frac{\sigma_L}{\sigma_T}$ را برای پارتون‌های اسپین ۱/۲ می‌کند. یک برخورد سربه‌سر بین یک پارتون و یک فوتون مجازی را در نظر می‌گیریم، اگر تکانه در راستای محور z باشد، پایستگی G_Z بیان می‌کند که یک پارتون با اسپین صفر نمی‌تواند یک فوتون هلیسیتی $\lambda = \pm 1$ را جذب کند و بنابراین $\sigma_T = 0$ ، اگر اسپین پارتون $\frac{1}{2}$ باشد، فقط می‌تواند فوتون‌ها با هلیسیتی $\lambda = \pm 1$ را جذب کند زیرا هلیسیتی آن‌ها در برهم‌کنش‌های انرژی بالا پایسته می‌ماند $\sigma_L = 0$. داده‌های آزمایشگاهی در توافق بیشتری با مورد اسپین $\frac{1}{2}$ است. این رابطه و رفتار مقیاسی پارتون نشان داد که پارتون‌ها در واقع ذرات بدون ساختار با اسپین $\frac{1}{2}$ دارند. براساس قواعد نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی و نمودارهای فاینمن، سه برهم‌کنش اساسی در نظریه‌ی QCD وجود دارد. کوارک‌ها می‌توانند گلوئون منتشر یا جذب کنند، گلوئون دیگری منتشر یا جذب کند و دو گلوئون می‌توانند به طور مستقیم برهم‌کنش داشته باشند. به عبارت دیگر خواهیم داشت:

- تابش گلوئون از کوارک q
- تولید یک جفت گلوئون از یک گلوئون q
- تولید یک زوج کوارک-پادکوارک از یک گلوئون $q\bar{q}$

در حالی که در QED به علت بدون جرم بودن فوتون‌ها فقط حالت اول امکان‌پذیر است و فوتون‌ها نمی‌توانند با هم برهم‌کنش داشته باشند.