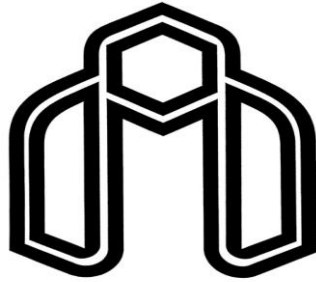


بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گروه: هسته‌ای

مطالعه و بررسی تابع ساختار هسته‌های سبک در ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$

محدثه عرب‌احمدی

استاد راهنما:

دکتر محمدرضا شجاعی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ۹۴

پایان نامه کارشناسی ارشد محدثه عرب احمدی

تحت عنوان:

مطالعه و بررسی تابع ساختار هسته‌های سبک در ^3He و ^4He

در تاریخ توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد مورد ارزیابی و با درجه

..... مورد پذیرش قرار گرفت.

امضاء	اساتید مشاور	امضاء	اساتید راهنما
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی: دکتر محمدرضا شجاعی
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:

امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء	اساتید داور
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:

دانشجو تایید می نماید که مطالب مندرج در این پایان نامه نتیجه تحقیقات خودش می باشد و در صورت استفاده از نتایج دیگران مرجع آن را ذکر نموده است. کلیه حقوق مادی مرتبت از نتایج مطالعات، آزمایشات و نو آوری ناشی از تحقیق موضوع این پایان نامه متعلق به دانشگاه شاهرود می باشد.

تقدیم به وجود با ارزشتان

پدر و مادر عزیزتر از جانم

همسر دلسوز

و برادر مهربانم

تشکر و قدردانی

نخستین سپاس و ستایش از آن خداوندی است که بنده کوچکش را در دریای بیکران اندیشه، قطره‌ای ساخت تا وسعت آن را از دریچه اندیشه‌های ناب آموزگاران بزرگ به تماشا نشیند. برخورد لازم می‌دانم تا مراتب سپاس را از بزرگواری به‌جا آورم که اگر دست یاریگرشان نبود هرگز این پایان نامه به انجام نمی‌رسید.

سپاس اول را به مهربانترین همراهان زندگی، پدر، مادر و همسر عزیزم تقدیم می‌کنم که حضورشان در فضای زندگی مصداق بی‌ریای سخاوت بوده است. از استاد گرانقدرم جناب آقای دکتر محمدرضا شجاعی که زحمت راهنمایی این پایان نامه را برعهده داشتند، کمال تشکر را دارم و از دوست عزیزم سرکار خانم دکتر نگین ستاری به خاطر کمک‌هایشان در این مدت نهایت قدردانی را می‌کنم.

تعهد نامه

اینجانب محدثه عرب‌احمدی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد، رشته فیزیک هسته ای دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود، نویسنده‌ی پایان‌نامه‌ی مطالعه و بررسی تابع ساختار هسته‌های سبک در ^3He و ^4He تحت راهنمایی دکتر محمدرضا شجاعی متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام «دانشگاه صنعتی شاهرود» و یا «*Shahrood University of Technology*» به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافته‌های آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

امضای دانشجو

تاریخ

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

یکی از مفاهیم اساسی در فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی، مطالعه توابع ساختار هسته‌ها می‌باشد تا براساس آن بتوان توزیع پارتون‌ها در داخل نوکلئون را مورد بررسی قرار داد. یکی از روش‌های محاسبه توابع ساختار، استفاده از مدل پارتونی می‌باشد. در این پایان نامه ابتدا به بررسی ساختار نوکلئون‌ها و انواع پراکندگی پرداخته‌ایم. پس از آن توابع ساختار و اثر EMC را در مدل پارتونی مورد مطالعه قرار دادیم. سپس توابع ساختار پارتونی $F_1(x)$ و $F_2(x)$ را برای هسته‌های 3He و 4He براساس توابع توزیع کوارکی و تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV در تقریب NLO بدست آورده‌ایم. در نهایت با استفاده از تابع ساختار بدست آمده، نسبت EMC را با در نظر گرفتن دو اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی برای هسته‌های مورد نظر محاسبه کرده و با نتایج تجربی برگرفته از آزمایشات $SLAC$ و $JLab$ مقایسه نمودیم که مشاهده می‌شود نتایج بدست آمده دارای تطابق قابل قبولی در ناحیه مورد بررسی هستند.

کلمات کلیدی: تابع ساختار هسته، مدل پارتونی، تابع ساختار نوکلئون آزاد، تابع توزیع، نسبت

EMC

مقالات مستخرج از این پایان نامه

✓ "تابع ساختار و اثر EMC هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$ پذیرفته شده در کنفرانس

فیریک ایران، ۲ تا ۵ شهریور دانشگاه فردوسی مشهد

فهرست مطالب

فصل اول: پراکندگی و ساختار نوکلئون‌ها

۱-۱	مقدمه.....	۲
۲-۱	کوآرک.....	۲
۳-۱	مدل کوآرکی نوکلئون‌ها.....	۳
۴-۱	فرمیون‌ها و بوزون‌ها.....	۴
۵-۱	لپتون‌ها.....	۵
۶-۱	مزون و برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون.....	۶
۷-۱	کوآرک دریا.....	۷
۸-۱	ویژگی‌های پروتون و نوترون.....	۷
۹-۱	ساختار ذرات زیر اتمی.....	۸
۱۰-۱	سطح مقطع.....	۹
۱۱-۱	عامل‌های شکل.....	۱۰
۱۲-۱	پراکندگی‌ها در فیزیک ذرات.....	۱۵
۱۳-۱	پراکندگی کشسان.....	۱۶
۱۴-۱	پراکندگی ناکشسان ژرف.....	۱۶
۱۵-۱	پراکندگی ناکشسان الکترون-پروتون.....	۱۸

فصل دوم: توابع ساختار در مدل پارتونی و اثر EMC

۱-۲	مقدمه.....	۲۶
۲-۲	مدل پارتون و مقیاس بندی بیورکن.....	۲۶
۳-۲	کرومودینامیک کوانتومی (QCD).....	۳۹
۴-۲	تابع ساختار پروتون بر اساس مدل GRV در تقریب NLO.....	۴۲
۵-۲	اثر EMC و مدل‌های بررسی شده در آن.....	۴۹

فصل سوم: بررسی اثرات هسته‌ای بر توابع ساختار در پراکندگی ناکشسان ژرف

۱-۳	مقدمه	۵۶
۲-۳	بررسی نقش اثر حرکت فرمی در نسبت EMC	۵۶
۳-۳	بررسی نقش اثر انرژی بستگی در نسبت EMC	۶۱
۴-۴	بررسی نقش اثر ابر مزونی در نسبت EMC	۶۵
۵-۴	بررسی نقش اثر سایه در نسبت EMC	۶۶

فصل چهارم: محاسبه توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ و به دست آوردن نسبت EMC

هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$

۱-۱	مقدمه	۷۰
۲-۱	محاسبه توابع ساختار هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$ با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی	۷۱
۳-۱	محاسبه نسبت EMC برای هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$	۸۱
۴-۱	نتیجه‌گیری	۸۷
مراجع		۸۸

فهرست شکل‌ها

فصل اول: پراکندگی و ساختار نوکلئون‌ها

- شکل ۱-۱: اولین مرتبه پراکندگی کشسان الکترون-پروتون ۲۰
- شکل ۲-۱: اولین مرتبه پراکندگی ناکشسان $ep \rightarrow eX$ ۲۳

فصل دوم: توابع ساختار در مدل پارتونی و اثر EMC

- شکل ۱-۲: برهم‌کنش فوتون مجازی با ذرات تشکیل دهنده پروتون به صورت کشسان ۲۷
- شکل ۲-۲: پراکندگی کشسان فوتون با طول موج بزرگ و پراکندگی ناکشسان فوتون با طول موج کوچک. ۲۷
- شکل ۳-۲: نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار $U\omega_2$ بر حسب q^2 ۲۹
- شکل ۴-۲: برخورد سر به سر پارتون با فوتون مجازی ۳۲
- شکل ۵-۲: نتایج تجربی تابع ساختار نوترون و دوترون ۳۶
- شکل ۶-۲: نتایج تجربی تابع ساختار پروتون ۳۶
- شکل ۷-۲: اختلاف بین تابع ساختار پروتون و نوترون در پراکندگی ناکشسان ژرف. ۳۷
- شکل ۸-۲: تابع ساختار پروتون ۳۸
- شکل ۹-۲: سهم دریای کوارک و کوارک‌های ظرفیت و گلئون‌ها در تابع ساختار پروتون ۴۶
- شکل ۱۰-۲: تابع توزیع کوارک‌های ظرفیت و دریای کوارک و گلئون در داخل پروتون. ۴۸
- شکل ۱۱-۲: تابع توزیع کوارک‌های ظرفیت و دریای کوارک و گلئون در پروتون ۴۸
- شکل ۱۲-۲: نتایج مربوط به نسبت EMC ۵۰
- شکل ۱۳-۲: اثرهای هسته‌ای و رفتار R_{EMC}^A در ناحیه $0 < x < 1$ ۵۱

فصل سوم: بررسی اثرات هسته‌ای بر توابع ساختار در پراکندگی ناکشسان ژرف

- شکل ۱-۳: پراکندگی برون لایه‌ای نوکلئون ۵۸
- شکل ۲-۳: تکانه فرمی برای هسته‌های مختلف بر حسب عدد جرمی ۶۰
- شکل ۳-۳: نسبت EMC برای هسته‌های مختلف ۶۵
- شکل ۴-۳: نتایج تجربی R_{EMC} برای هسته‌های ${}^{58}\text{Cu}$, ${}^{20}\text{Ca}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^4\text{He}$ ۶۷

فصل چهارم: محاسبه توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ و به دست آوردن نسبت EMC

هسته‌های 3He و 4He

- شکل ۴-۱: تابع ساختار نوکلئون آزاد..... ۷۲
- شکل ۴-۲: تابع توزیع هسته 3He برواحد نوکلئون..... ۷۴
- شکل ۴-۳: تابع توزیع هسته 4He برواحد نوکلئون..... ۷۴
- شکل ۴-۴: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته 3He با بکارگیری مدل GRV..... ۷۵
- شکل ۴-۵: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته 3He با بکارگیری مدل GRV..... ۷۵
- شکل ۴-۶: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته 4He با بکارگیری مدل GRV..... ۷۶
- شکل ۴-۷: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته 4He با بکارگیری مدل GRV..... ۷۶
- شکل ۴-۸: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته 3He با تابع ساختار نوکلئون آزاد [۲۹]..... ۷۷
- شکل ۴-۹: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته 3He با تابع ساختار نوکلئون آزاد [۲۹]..... ۷۷
- شکل ۴-۱۰: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته 4He با تابع ساختار نوکلئون آزاد [۲۹]..... ۷۸
- شکل ۴-۱۱: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته 4He با تابع ساختار نوکلئون آزاد [۲۹]..... ۷۸
- شکل ۴-۱۲: مقایسه تابع ساختار $F_2(x)$ هسته 3He با تابع ساختار GRV و تابع ساختار [۲۹]..... ۷۹
- شکل ۴-۱۳: مقایسه تابع ساختار $F_2(x)$ هسته 4He با تابع ساختار GRV و تابع ساختار [۲۹]..... ۸۰
- شکل ۴-۱۴: نسبت کالن-گراس برای هسته 3He ۸۰
- شکل ۴-۱۵: نسبت کالن-گراس برای هسته 4He ۸۱
- شکل ۴-۱۶: تابع ساختار دوترون..... ۸۳
- شکل ۴-۱۷: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۸-۴) هسته 3He ۸۴
- شکل ۴-۱۸: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۸-۴) هسته 4He ۸۵
- شکل ۴-۱۹: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۱۱-۴) هسته 3He ۸۵
- شکل ۴-۲۰: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۱۱-۴) هسته 4He ۸۶

فهرست جداول

فصل اول: پراکندگی و ساختار نوکلئون‌ها

جدول ۱-۱: کوارک‌های تشکیل دهنده نوکلئون‌ها به همراه اعداد کوانتومی آن‌ها ۳

فصل چهارم: محاسبه توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ و به دست آوردن نسبت EMC

هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$

جدول ۱-۴: $(\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}, \hbar\omega, g_{nl}^n, g_{nl}^p)$ برای هسته‌های ${}^4\text{He}, {}^3\text{He}, {}^2\text{H}$ ۷۲

فصل اول

پراکندگی و ساختار نوکلئون‌ها

۱-۱ مقدمه

پراکندگی لپتون‌ها، میون‌ها و الکترون‌ها، یکی از قدرتمندترین ابزار در فیزیک هسته‌ای و ذرات بنیادی برای مطالعه ساختار داخلی هسته‌ها، پروتون و نوترون و اتم‌ها می‌باشد. لپتون‌ها ذرات بنیادی باردار بدون ساختاری هستند که توسط برهم‌کنش الکترومغناطیسی از طریق تبادل فوتون مجازی با هسته برهم‌کنش می‌کنند، بنابراین از روی سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی می‌توان تابع ساختار هسته را با استفاده از ذره نقطه‌ای شناخته شده و برهم‌کنش الکترومغناطیسی مشخص نمود. اطلاعات در مورد تابع ساختار اتم‌ها و هسته و نوکلئون‌ها به انرژی ذره فرودی، به بیان روشن‌تر به قدرت تفکیک یا طول موج ذره فرودی بستگی دارد. در انرژی‌های پایین از پراکندگی الکترون می‌توان به اندازه و توزیع بار هسته یا اتم پی برد ولی با افزایش انرژی ذره فرودی، انتقال انرژی و تکانه به هدف افزایش می‌یابد و از این طریق متوجه ساختار داخلی پروتون، نوترون و هسته می‌شویم. بنابراین در این فصل به ساختار نوکلئون‌ها و ذرات زیر اتمی و انواع پراکندگی و پراکندگی ناکشسان الکترون-پروتون می‌پردازیم.

۱-۲ کوارک

کوارک ذره‌ای بنیادی و از اجزای پایه‌ای تشکیل دهنده ماده است. کوارک‌ها با هم ترکیب می‌شوند تا ذرات مرکبی بنام هادرون پدید آورند که پروتون و نوترون پایدارترین آن‌هاست. بخاطر پدیده‌ای که به حبس رنگ معروف می‌باشد، کوارک‌ها هیچ‌گاه به صورت انفرادی یافت نمی‌شوند و قابل مشاهده نیستند. آن‌ها را فقط می‌توان درون هادرون‌هایی مانند باریون‌ها و مزون‌ها یافت [۱]. کوارک‌ها ویژگی‌های ذاتی گوناگونی دارند که بار الکتریکی، بار رنگ، اسپین و جرم از جمله این ویژگی‌ها می‌باشند. آبی، سبز و قرمز که پاد آن‌ها هم وجود دارد. کوارک تنها ذره بنیادی از مدل استاندارد فیزیک ذرات است. مشخصات بعضی کوارک‌ها در جدول (۱-۱) اشاره شده است [۱]:

جدول ۱-۱: کوارک‌های تشکیل دهنده نوکلئون‌ها به همراه اعداد کوانتومی آن‌ها

کوارک	اسپین	ایزواسپین	مولفه Z_3 ایزواسپین	عدد باریونی	کسر بار الکتریکی
u	$1/2$	$1/2$	$+1/2$	$1/3$	$+2/3$
d	$1/2$	$1/2$	$-1/2$	$1/3$	$-1/3$
s	$1/2$	0	0	$1/3$	$-1/3$

۳-۱ مدل کوارکی نوکلئون‌ها

در این بخش به دنبال بحث در مورد اعتبار مدل کوارکی نیستیم بلکه تنها از آن جهت که فیزیک ذرات اشاراتی به مفاهیم فیزیک هسته‌ای دارد، قصد داریم برخی از مناسب‌ترین نتایج را بدون آنکه سعی بر توجیه آن داشته باشیم بیان کنیم.

نوکلئون‌ها، همانند لپتون‌ها، فرمیون‌اند و اسپین $1/2$ دارند. هر سیستم مرکب با اسپین $1/2$ باید شامل تعداد فردی از فرمیون‌ها باشد (تعداد زوج منجر به اسپین صحیح می‌شود). در مدل بسیار موفق کوارکی، اساس بر این است که نوکلئون‌ها از سه فرمیون بنیادی مرسوم به کوارک تشکیل شده‌اند. اساساً پروتون دربردارنده دو کوارک بالا و یک کوارک پایین (uud) و نوترون دارای دو کوارک پایین و یک کوارک بالا (ddu) است [۲]. چنین سیستم‌هایی هادرون نیز نامیده می‌شوند و همانگونه که از طریق برهم‌کنش‌های ضعیف و الکترومغناطیس با هم برهم‌کنش دارند، از طریق برهم‌کنش قوی نیز با هم برهم‌کنش می‌کنند. این کوارک‌ها را میدان برهم‌کنش بنیادی قوی، که فیزیکدانان ذرات به آن میدان گلئون می‌گویند، مقید کرده‌اند [۲]. بنابراین تفاوت بین نوترون‌ها و پروتون‌ها، بجز بارهای ضعیف و الکتریکی آن‌ها، به سبب تفاوت جرم $u-d$ می‌باشد. این موضوع اثر اندکی بر برهم‌کنش‌های قوی بنیادی دارد، به گونه‌ای که در همه برهم‌کنش‌های قوی، پروتون‌ها و نوترون‌ها با تقریب خوبی، به طور مشابه رفتار می‌کنند. در نتیجه برهم‌کنش قوی حاصل بین نوکلئون‌ها تقریباً مستقل از گونه نوکلئون می‌باشد. امروزه بررسی و مطالعه اینگونه ذرات را که عناصر اصلی ساختار هسته‌ای هستند،

در شاخه خاصی به نام فیزیک ذرات بنیادی یا فیزیک انرژی بالا ادامه می‌دهند. فیزیک هسته‌ای از طرفی به فیزیک اتمی و از طرف دیگر به فیزیک ذرات بنیادی متصل است. به همین منظور ابتدا به دسته‌بندی ذرات در دو گروه عمده می‌پردازیم.

۴-۱ فرمیون‌ها و بوزون‌ها

ذرات بنیادی به دو دسته فرمیون‌ها و بوزون‌ها دسته‌بندی می‌شود. فیزیک ذرات بنیادی جهان را بر اساس فرمیون‌های بنیادی توصیف می‌کند. طبیعت، گوناگونی بیشتری از فرمیون‌های بنیادی نسبت به بوزون‌ها تدارک دیده است. فرمیون‌های بنیادی را در دو گروه دسته‌بندی می‌کنیم. نوعا برای سیستم کوارکی از واژه هادرون استفاده می‌شود. پروتون و نوترون همانند مزون‌ها هادرون‌اند. فرمیون‌ها ذراتی هستند که از اصل طرد پائولی پیروی می‌کنند. این قانون ساختار اتم‌ها را توضیح می‌دهد و در نتیجه پیش‌زمینه کل شیمی را تشکیل می‌دهد. در حقیقت پایداری جهان بر اساس اصل طرد پائولی می‌باشد. اگر مجموعه‌ای از فرمیون‌های یکسان بر حسب توابع موج تک ذره‌ای بیان شوند، هیچ دو فرمیونی نمی‌توانند تابع موج یکسان داشته باشند [۲]. در مورد فرمیون‌ها تابع موج تغییر علامت می‌دهد و کاملا نامتقارن است [۳]. هنگامی که ذرات فرمیون‌های همسان هستند، توابع موج کلی باید نسبت به تعویض مختصات هر دو ذره، پادمتقارن باشد. این موضوع با دترمینان‌های اسلاتر ممکن می‌شود. در واقع دترمینان اسلاتر باعث اجرای اصل طرد پائولی می‌شود که می‌گوید هیچ دو عضو یک مجموعه اعداد کوانتومی نباید همسان باشند در غیر این صورت تابع موج صفر خواهد شد. فرمیون‌ها به دلیل اینکه از آمار فرمی-دیراک در مکانیک آماری پیروی می‌کنند، به این نام خوانده می‌شوند [۲]. رابطه مشهودی هم بین اندازه حرکت مداری ذاتی یا اسپین ذره و آمار آن وجود دارد. برای فرمیون‌ها مقدار اسپین نیمه صحیح است. فرمیون‌ها از طریق میدان‌هایی که خود سرچشمه آن هستند با یکدیگر برهم‌کنش می‌کنند. ذرات مرتبط با این برهم‌کنش همان بوزون‌ها هستند. مثال بسیار آشنای این موضوع الکترون است که فرمیونی بنیادی می‌باشد. الکترون حامل بار الکتریکی e بوده و این بار میدان الکترومغناطیسی E و B را به وجود می‌آورد که نیرویی بر دیگر بارهای الکتریکی

وارد می‌کنند [۲].

بوزون‌ها ذراتی هستند که از آمار بوز-انیشترین پیروی می‌کنند و با این ویژگی مشخص می‌شوند که هر تعداد از این ذرات می‌توانند تابع موج تک‌ذره‌ای یکسانی داشته باشند. بنابراین در مورد بوزون‌ها امکان تشکیل امواج همدوس با دامنه ماکروسکوپی وجود دارد و چنین امواجی را می‌توان با تقریب خوبی به طور کلاسیکی بیان کرد. همچنین برای بوزون‌ها مقدار اسپین یکی از مقادیر صحیح $0, 1, 2, \dots$ می‌باشد. به عنوان مثال فوتون‌ها بوزون هستند اگر بخواهیم بنیادی‌تر بحث کنیم باید گفت این ویژگی پیامد تقارن‌های ممکن تابع موج سیستمی از ذرات یکسان است که مختصات هر دوتای آن در تبادل با یکدیگرند [۲]. فرمیون‌ها بیشتر منزوی هستند و کمتر به اجتماع علاقه‌مندند. آن‌ها از یکدیگر دوری می‌جویند تا مطمئن شوند که در حالت یکسانی قرار نگرفته‌اند. در مقابل بوزون‌ها بسیار اجتماعی‌اند. آن‌ها می‌خواهند در حالت یکسانی قرار گیرند. در واقع نخستین بار آمار بوز-انیشترین برای فوتون‌ها استفاده شد.

۱-۵ لپتون‌ها

لپتون‌ها، فرمیون‌هایی با اسپین $1/2$ هستند که از طریق برهم‌کنش‌های الکترومغناطیسی و ضعیف، و نه برهم‌کنش‌های قوی، برهم‌کنش می‌کنند. از بین این لپتون‌های باردار تنها ذره‌ی نام‌آشنای الکترون پایدار است. الکترون‌ها ذرات بدون ساختاری هستند که با معادله‌ی موج نسبیتی دیراک توصیف می‌شوند. برهم‌کنش‌های بین لپتون‌ها و میدان‌های الکترومغناطیسی و ضعیف به صورت نظریه‌ی وحدت‌یافته "الکترو-ضعیف" منتسب به واینبرگ و سلام^۱ ارائه شدند. این نظریه وجود بوزون‌های W^{\pm}, Z^0 را پیشگویی می‌کرد، و به همراه داده‌های آزمایشگاهی حاصل از پراکندگی نوترینو-هسته‌ای، برای جریشان حدودی هم پیشنهاد می‌نمود. در سال ۱۹۸۷، فیزیکدانان تجربی در سرن^۲ این پیشگویی‌ها را تایید کردند. میدان‌های بوزونی باردار الکتریکی W^+, W^- عامل مهم‌ترین

^۱ Weinberg & Salam

^۲ CERN

برهمکنش‌های ضعیف، به ویژه واپاشی β ، می‌باشند، که فوتون‌ها و بوزون‌های Z^0 نمی‌توانند موجب آن گردند.

پروتون تنها سیستم سه کوارکی پایدار، در فضای آزاد است. در فضای آزاد، نوترون سنگین‌تر از پروتون است. عمر میانگین نوترون در فضای آزاد برابر $886/7$ ثانیه است که تقریباً برابر با ۱۵ دقیقه می‌شود. اما اگر از نظر انرژی، کلیت انرژی بستگی هسته این واپاشی را ممنوع سازد، سیستم مقید نوترونی در هسته پایدار خواهد شد. برعکس آن، پروتون مقید در هسته می‌تواند با فرآیند زیر به نوترون تبدیل گردد.



به شرطی که از نظر انرژی بستگی مجاز باشد.

۱-۶ مزون‌ها و برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون

مانند همه فرمیون‌ها، کوارک‌ها هم پادذرات ویژه خود را دارند. همانگونه که سیستم مقید سه کوارکی یا سیستم مقید سه پادکوارکی، نوکلئون‌ها یا پادنوکلئون‌ها را می‌سازند، میدان گلوونی قوی می‌تواند یک کوارک و یک پادکوارک را به هم مقید سازد و ذره کوتاه عمری مرسوم به مزون (ذره میانه) تولید کند [۳،۲]. انرژی جنبشی و انرژی پتانسیل نوکلئون‌ها که در هسته در حدود یکدیگرند، از لحاظ بزرگی از انرژی‌های لازم برای برانگیختن کوارک‌ها در یک نوکلئون خاص ($290 \text{ MeV} \sim$) کمتر می‌باشند [۴]. بنابراین منطقی است که هسته را مجموعه‌ای از نوکلئون‌ها در نظر بگیریم که با یکدیگر برهم‌کنش دارند. از آنجا که نوکلئون‌ها ذرات مرکبی هستند انتظار می‌رود که برهم‌کنش آن‌ها با یکدیگر ساده نباشد. در واقع این برهم‌کنش‌ها تا حدی پیچیده نیز هستند. از این رو توانایی توصیف

برهم‌کنش‌های بین نوکلئون‌ها برای درک فیزیک هسته‌ها بسیار مهم است. با این وجود پس از چندین سال کار و تلاش تجربی و نظری، توانسته‌ایم تا حد زیادی نیروهای بین دو نوکلئون را، بویژه در گستره انرژی‌های پایین مربوط به فیزیک هسته‌ای بشناسیم.

۷-۱ کوارک‌های دریا

هادرون‌ها علاوه بر کوارک‌های ظرفیت‌شان که اعداد کوانتومی آن‌ها را تعیین می‌کند، شامل جفت‌های کوارک و پادکوارکی ($q\bar{q}$) به نام کوارک‌های دریایی هستند. کوارک‌های دریا زمانی شکل می‌گیرند که گلئونی از میدان رنگ هادرون شکافته شود. این فرایند در جهت معکوس نیز کار می‌کند یعنی فرایند نابود سازی دو کوارک دریایی یک گلئون تولید می‌کند. نتیجه این می‌شود که جریان پیوسته‌ای از شکافت و پیدایش گلئون‌ها برقرار می‌شود که اصطلاحاً به نام دریا شناخته می‌شود. پایداری کوارک‌های دریایی به مراتب کمتر از کوارک‌های ظرفیتی است و معمولاً یکدیگر را در درون هادرون نابود می‌کنند. اما با این حال، کوارک‌های دریایی هم می‌توانند تحت شرایط خاصی هادرون سازی شوند و ذرات باریونی یا مزونی را تشکیل دهند [۵].

۸-۱ ویژگی‌های پروتون و نوترون

نوکلئون‌ها، همانند لپتون‌ها، فرمیون‌اند و اسپین $1/2$ دارند. جرم نوترون $1/14$ درصد بیشتر از پروتون است:

$$m_n = 939.566 \text{ MeV} / c^2 \quad (2-1)$$

$$m_p = 938.272 \text{ MeV} / c^2 \quad (3-1)$$

بنابراین تفاوت جرم آن‌ها $m_n - m_p = 1/29 \text{ MeV} / c^2$ تقریباً دو برابر جرم الکترون است. نوترون بار الکتریکی خالص ندارد. بار پروتون مخالف بار الکترون است: زیرا بار الکتریکی خالص آن‌ها صفر

است و پروتون‌ها سبب می‌شوند که بار الکترون‌ها را کاملاً خنثی سازد. بار الکتریکی پروتون در یک نقطه تمرکز نیافته است بلکه به‌طور متقارن حول مرکز پروتون توزیع شده است. هم پروتون و هم نوترون دارای گشتاور مغناطیسی هستند که با اسپین‌شان هم‌راستا می‌باشند.

در نوکلئون‌ها تنها دو کوارک کم‌جرم‌تر از دیگر کوارک‌ها جای می‌گیرند. یکی کوارک بالا u و دیگری کوارک پایین d . اساساً پروتون دربردارنده‌ی دو کوارک بالا و یک کوارک پایین uud و نوترون دارای دو کوارک پایین و یک کوارک بالاست ddu . این کوارک‌ها را میدان برهم‌کنش بنیادی قوی، که فیزیکدانان ذرات به آن میدان گلئون گویند، مقید کرده‌اند. همسانی تقریبی برهم‌کنش‌های قوی نوترون‌ها با پروتون‌ها، با میدان گلئونی توضیح داده می‌شود. این میدان جفت‌شدگی یکسانی بین همه کوارک‌ها، مستقل از گونه آن‌ها، ایجاد می‌کند. بار الکتریکی کوارک‌ها را با اندازه‌گیری گذارهای الکترومغناطیسی بین حالت پایه نوکلئون و حالت برانگیخته معین می‌کنند. کوارک u دارای بار $\frac{2}{3}e$ و کوارک d دارای بار $-\frac{1}{3}e$ است. بنابراین پروتون uud بار خالص e و نوترون ddu بارخالص صفر است. تفاوت‌های بین نوترون‌ها و پروتون‌ها، به جز بارهای ضعیف و الکتریکی آن‌ها، به سبب تفاوت جرم $d-u$ می‌باشد. این موضوع اثر اندکی بر برهم‌کنش‌های قوی بنیادی دارد، در نتیجه برهم‌کنش قوی حاصل بین نوکلئون‌ها تقریباً مستقل از گونه نوکلئون می‌باشد [۶]. نتیجه می‌گیریم که الکترون یک ذره‌ی بنیادی بسیار ساده است ولی پروتون‌ها و نوترون‌ها دارای ساختار پیچیده‌اند و توزیع بار الکتریکی‌شان غیرعادی است.

۹-۱ ساختار ذرات زیر اتمی

برای اتم‌ها ساختار حالت پایه، دلالت بر توزیع فضایی الکترون‌ها دارد و به وسیله تابع موج حالت پایه توصیف می‌شود. برای اتم هیدروژن، صرف‌نظر از اسپین، چگالی احتمال $\rho(x)$ در نقطه x به وسیله رابطه زیر داده می‌شود [۷]:

$$\rho(x) = \psi^*(x)\psi(x) \quad (4-1)$$

که $\psi(x)$ تابع موج الکترون در نقطه x است. چگالی بار الکتریکی به وسیله $e\rho(x)$ داده می‌شود. بار و چگالی احتمال الکترون با یکدیگر متناسبند. در واقع ساختار شامل حرکت برانگیخته نیز هست فقط اگر تابع موج‌های تمام حالت‌های ممکن معلوم باشد ساختار اتم کاملاً تعیین می‌شود.

برای هسته‌ها می‌توان از مفهوم یک توزیع بار سخن به میان آورد اما توزیع بار و ماده یکسان نیستند. برای نوکلئون‌ها، مسئله جدیدی به میان می‌آید. تکانه‌های مورد نیاز برای بررسی ساختار آن‌ها آنقدر زیاد است که نوکلئون‌ها که در ابتدا ساکن‌اند، با سرعت‌هایی نزدیک به سرعت نور پس می‌زنند. بدین جهت محاسبه توزیع بار نوکلئون‌ها از روی سطح مقطع مشاهده شده بسیار دشوار است. برای احتراز از این مسئله، ساختار نوکلئون را برحسب عامل‌های شکل توصیف می‌کنیم. این مفهوم از توزیع بار به اطلاعات تجربی نزدیکتر است. حتی در کمترین فاصله‌های بررسی شده، یعنی کمتر از 0.1 فمتومتر، هیچ گونه ساختاری برای لپتون‌ها پیدا نشده است. به نظر می‌رسد که این ذرات واقعاً ذرات نقطه‌ای دیراک باشند.

۱۰-۱ سطح مقطع

در بررسی ساختار ذرات زیر اتمی مهمترین فرایندها، برخوردها هستند. معمولاً رفتار یک برخورد برحسب سطح مقطع بیان می‌شود. برای تعریف سطح مقطع، فرض می‌شود یک باریکه ذره تک انرژی با انرژی کاملاً معلوم به هدف اصابت می‌کند. تعریف شار F برای باریکه فرودی عبارت از تعداد ذراتی است که در واحد زمان از واحد سطح عمود بر باریکه می‌گذرد. اگر باریکه یکنواخت و شامل n_i ذره در واحد حجم باشد که با سرعت v نسبت به هدف ساکن در حرکت‌اند، شار آن به صورت زیر:

$$F = n_i v \quad (5-1)$$

داده خواهد شد [۷]. در بیشتر محاسبات تعداد ذرات فرودی تا یک ذره در حجم v بهنجار شده

است. پس عدد n_i مساوی با $\frac{1}{V}$ است. ذرات پراکنده شده با هدف شمارگری که تمام ذرات پراکنده شده در زاویه فضایی $d\Omega$ و تحت زاویه θ را آشکار می‌کند، مشاهده می‌شوند. تعداد $d\Pi$ که در واحد زمان ثبت می‌شود، متناسب است با شار فرودی F ، زاویه فضایی $d\Omega$ و N تعداد مراکز مستقل پراکندگی در داخل هدف که مورد اصابت باریکه قرار می‌گیرد.

$$d\Pi = F N \sigma(\theta) d\Omega \quad (6-1)$$

ضریب تناسب را به صورت $\sigma(\theta)$ نشان داده آن را سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی می‌نامیم. همچنین می‌توانیم بنویسیم:

$$\sigma(\theta) = \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}, \quad \sigma(\theta)d\Omega = d\sigma(\theta) \quad (7-1)$$

که سطح مقطع پراکندگی کل به صورت زیر می‌باشد [7]:

$$\sigma_{tot} = \int \sigma(\theta) d\Omega \quad (8-1)$$

اهمیت σ_{tot} را می‌توان با محاسبه کسری از ذرات که پراکنده می‌شود، درک کرد.

اگر n تعداد مراکز پراکندگی در واحد حجم، d ضخامت هدف، و a مساحتی باشد که مورد اصابت باریکه قرار می‌گیرد، N توسط $N = a n d$ داده خواهد شد. اگر هدف مرکب از هسته‌هایی به جرم اتمی A و چگالی p باشد، n توسط $n = \frac{N_0 P}{A}$ داده خواهد شد که در آن $N_0 = 6.0222 * 10^{23} m_0^{-1}$ عدد آووگادرو است.

۱-۱۱ عامل‌های شکل

در صورتی که ذرات برخورد کننده دارای ساختار گسترده باشند، سطح مقطع چه تغییری می‌کند؟

لپتون‌ها را به صورت ذرات نقطه‌ای در نظر می‌گیریم. این واقعیت لپتون‌ها را به صورت کاهه‌های ایده‌آل در می‌آورد و در اصطلاح معادله زیر فقط باید توزیع فضایی ذره هدف در نظر گرفت:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{mott} = 4(Ze^2)^2 \frac{E^2}{(qc)^4} (1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}) \quad (9-1)$$

برای سهولت فرض می‌کنیم توزیع چگالی ذره هدف دارای تقارن کروی است. سطح مقطع برای پراکندگی الکترون از چنین هدفی به صورت زیر است:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{mott} |F(q^2)|^2 \quad (10-1)$$

عامل ضربی $F(q^2)$ را عامل شکل می‌نامیم.

$$q^2 = (p - p')^2 \quad (11-1)$$

که رابطه (11-1) مربع تکانه منتقل شده است. به علت اینکه عامل‌های شکل ساده‌ترین ارتباط بین مشاهدات تجربی و تحلیل‌های نظری هستند، نقش فزاینده‌ای در فیزیک زیر اتمی بازی می‌کنند.

طبق معادله (10-1) عامل شکل نتیجه مستقیم یک اندازه‌گیری است. برای بحث نظری سیستمی را در نظر بگیرید که به وسیله تابع موج $\psi(r)$ که نتیجه حل معادله شرودینگر است، توصیف می‌شود. برای جسمی با بار Q ، بار را می‌توان به صورت $Q\rho(r)$ نوشت که در آن تابع بهنجار شده احتمال است، $\int d^3r \rho(r) = 1$.

در زیر نشان خواهیم داد که عامل شکل را می‌توان بصورت تبدیل فوریه چگالی احتمال نوشت.

$$F(q^2) = \int d^3r \rho(r) e^{\frac{iq \cdot r}{\hbar}} \quad (12-1)$$

معمولاً عامل شکل را در صورتی که انتقال تکانه صفر باشد $F(0)$ برای ذرات باردار به واحد بهنجار می‌کنند اما برای ذرات بدون بار $F(0) = 0$ است بنابراین ارتباط بین سطح مقطع تجربی و

نظری را می توان به صورت زیر مطرح کرد [۷]:

تجربه نظریه مقایسه

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow |F(q^2)| \Leftrightarrow F(q^2) \leftarrow \rho(r) \leftarrow \psi(r) \leftarrow \text{معادله شرودینگر}$$

مطالب مقدماتی سطور فوق را با محاسبه پراکندگی یک الکترون بدون اسپین از یک هسته متقارن کروی در اولین تقریب بورن اثبات خواهیم کرد. پتانسیل پراکندگی $v(x)$ در موضع الکترون ناشی از تمامی هسته است. هر عنصر حجمی d^3r شامل بار $Ze \rho(r) d^3r$ است و پتانسیل (۱۳-۱) را تولید می کند.

$$dv(x) = -\frac{Ze^2}{z} e^{-\frac{x}{a}} \rho(r) d^3r \quad (13-1)$$

به طوریکه

$$v(x) = -Ze^2 \int d^3r \rho(r) \frac{e^{-\frac{z}{a}}}{z} \quad (14-1)$$

بردار z از عنصر حجم d^3r به الکترون با جایگذاری $v(x)$ در معادله

$$f(q) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int v(x) e^{\frac{iq \cdot x}{\hbar}} d^3x \quad (15-1)$$

و با به کار بردن $x = r + z$ رابطه زیر نتیجه می شود:

$$f(q^2) = -\frac{mZe^2}{2\pi\hbar^2} \int d^3r(r) e^{\frac{iq \cdot r}{\hbar}} \rho(r) \int d^3z \frac{e^{-\frac{z}{a}}}{z} \quad (16-1)$$

برای r ثابت می توان d^3z را جایگزین d^3x کرد. بنابراین انتگرال بر روی d^3z نظیر همان

انتگرالی است که در محاسبه معادله زیر داشتیم:

$$f(q^2) = -\frac{2mz_1 z_2 e^2}{q^2 + \left(\frac{\hbar}{a}\right)^2} \quad (17-1)$$

و نتیجه چنین است:

$$\int d^3z \frac{e^{-\frac{z}{a}}}{z} e^{\frac{iq \cdot z}{\hbar}} = \frac{4\pi\hbar}{q^2 + \left(\frac{\hbar}{a}\right)^2} \rightarrow \frac{4\pi\hbar}{q^2} \quad (18-1)$$

انتگرال بر روی d^3r همان عامل شکل است که در (12-1) تعریف کردیم و سطح مقطع

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 \quad \text{به صورت}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R |f(q^2)|^2 \quad (19-1)$$

در می‌آید. محاسبات برای الکترون‌های با اسپین نیز به همین روش صورت می‌گیرد. چگالی $\rho(r)$

چنین تعریف می‌شود:

$$\int \rho(r) d^3r = 1 \quad (20-1)$$

معادله (9-1) چگونگی تعیین تجربی عامل شکل $|f(q^2)|$ را نشان می‌دهد.

سطح مقطع دیفرانسیلی را در چند زاویه اندازه می‌گیریم. سپس سطح مقطع مات را محاسبه

می‌کنیم. نسبت این دو $|f(q^2)|$ را به دست می‌دهد. مرحله رسیدن از $f(q^2)$ به $\rho(r)$ به این آسانی

نیست. اصولاً می‌توان معادله (12-1) را وارونه کرد و نتیجه گرفت:

$$\rho(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3q F(q^2) e^{-\frac{iq \cdot r}{\hbar}} \quad (21-1)$$

عبارت مربوط به $\rho(r)$ نشان می‌دهد که اگر $F(q^2)$ برای تمام مقادیر q^2 معلوم باشد. توزیع

احتمال کاملاً تعیین می‌شود. از نظر تجربی، ماکزیمم مقدار تکانه منتقل شده محدود به تکانه قابل استفاده ذره است. سطح مقطع در مقدارهای بزرگ q^2 بسیار کوچک است و لذا تعیین $F(q^2)$ بینهایت سخت می‌شود. بنابراین روش عملی متفاوت است: شکل‌های مختلفی را با تعدادی پارامتر آزاد برای $\rho(r)$ فرض می‌کنیم. پارامترهای آزاد با محاسبه $F(q^2)$ به عامل‌های شکل اندازه‌گیری شده تعیین می‌کنیم.

$$F(q^2) = 1 - \frac{1}{6\hbar^2} (q^2) \langle r^2 \rangle + \dots \quad (22-1)$$

میانگین مربعی شعاع

$$\langle r^2 \rangle = \int d^3r r^2 \rho(r) \quad (23-1)$$

که احتمال گاوسی می‌باشد:

$$\rho(r) = \rho_0 e^{-\left(\frac{r}{b}\right)^2} \quad (24-1)$$

و در این صورت می‌توان عامل شکل را محاسبه کرد:

$$F(q^2) = e^{-\frac{q^2 b^2}{4\hbar^2}}, \quad \langle r^2 \rangle = \frac{3}{2} b^2 \quad (25-1)$$

اگر b خیلی کوچک شود، توزیع به یک نقطه باردار گرایش پیدا می‌کند و عامل شکل به واحد نزدیک می‌شود. این مورد حدی، نقطه‌ای است که از آن شروع کردیم. $F(q^2)$ فقط به مربع تکانه منتقل شده به هدف و نه انرژی ذره فرودی بستگی دارد. بنابراین می‌توان $F(q^2)$ را برای یک مقدار خاص q^2 توسط پرتابه‌هایی با انرژی‌های گوناگون تعیین کرد.

$$q = 2p \sin \frac{\theta}{2} \quad (26-1)$$

این معادله نشان می‌دهد که فقط لازم است زاویه پراکندگی را متناظراً تغییر داد و نتیجه باید همان مقدار $F(q^2)$ باشد. ضمناً این واقعیت که $F(q^2)$ فقط به q^2 وابسته است در تقریب اول بورن صادق است و در مرتبه‌های بالاتر درست نیست. بنابراین می‌توان آن را بعنوان محکی برای درستی تقریب اول بورن به کار برد.

۱-۱۲ پراکندگی‌ها در فیزیک ذرات

در سال ۱۹۱۱ میلادی، رادرفورد انحراف زیاد زاویه پراکندگی ذرات α - را نتیجه برهم‌کنش کولنی ذرات α - با نوکلئون‌های اتمی در نظر گرفت. این مسئله منجر به کشف ساختار داخلی مواد و در نهایت، کشف نوکلئون‌ها در اتم شد. این پراکندگی شروع خوبی برای درک ساختار داخلی ذرات بود. با ساخت شتابدهنده ذرات پیشرفته و اطلاعات بدست آمده از نظریه پردازان (رز، التون)^۱ QED ، امکان محاسبه سطح مقطع کشسان الکترون-نوکلئون فراهم شد [۸]. با توسعه شتابدهنده ذرات پر انرژی و با اندازه‌گیری سطح مقطع ناکشسان الکترون-نوکلئون، اولین گواه مبنی بر حضور کوارک‌ها در ساختار نوکلئون‌ها بدست آمد. در فیزیک ذرات پراکندگی‌ها را می‌توان به دو نوع طبقه‌بندی کرد.

نوع اول پراکندگی الاستیک یا کشسان است که ماهیت ذرات در ابتدا و انتهای واکنش عوض نمی‌شود. در این پراکندگی انرژی الکترون فرودی از مرتبه MeV یا GeV است.

نوع دیگر، پراکندگی غیرالاستیک یا ناکشسان است که در این نوع پراکندگی ماهیت ذره هدف تغییر کرده و ذره فرودی می‌تواند تغییر ماهیت بدهد.

در مسائل پراکندگی ذرات، اولین کمیتی که مورد بررسی قرار می‌گیرد، سطح مقطع پراکندگی است که آن را با σ نشان می‌دهند. این کمیت معیاری است از مقدار برهم‌کنش مؤثر بین ذرات، و مقدار آن به نوع ذرات برهم‌کنش کننده و انرژی ذرات فرودی بستگی دارد. از نظر کمی سطح مقطع

^۱ Rose, Elton

^۲ Quantum Electro Dynamics

پراکندگی، تعداد رویدادهایی است که در واحد زمان به ازای واحد شار ذرات فرودی برای هر ذره هدف رخ می‌دهد. در ضمن هنگامی که جهت حرکت بعضی از ذرات در حالت نهایی اندازه‌گیری می‌شود، سطح مقطع دیفرانسیلی $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ را می‌توان معین کرد که عبارت است از تعداد رویدادها در واحد زمان به ازای واحد شار فرودی برای هر ذره هدف، به طوری که راستای حرکت ذره در داخل زاویه فضایی مشخص $d\Omega$ باشد. سطح مقطع کل با انتگرال‌گیری روی تمام زوایای فضایی بدست می‌آید.

۱-۱۳ پراکندگی کشسان

آزمایش‌های پراکندگی کشسان اطلاعات فراوانی راجع به ساختار ذرات زیر اتمی به دست می‌دهند. در آزمایش‌های ساختار ذرات (عامل شکل کشسان) از آشکار ساز فقط برای توجه به قله کشسان استفاده می‌کنیم سپس قله کشسان را به صورت تابعی از زاویه پراکندگی تعیین می‌کنیم (به علت پس‌زنی ذره هدف انرژی قله کشسان با تغییرات زاویه پراکندگی تغییر می‌کند. آشکارساز را متناسب با هر زاویه جدید باید میزان کرد) اطلاعات مربوط به ساختار ذره هدف را می‌توان از سطح مقطع بدست آورد. این پراکندگی در محدوده تکانه انتقالی $1/4\text{GeV}^2 < Q^2 < 2\text{GeV}^2$ انجام می‌شود.

رادرفورد در سال ۱۹۱۱/۱۲۹۰ پراکندگی کشسان ذرات آلفا از هسته‌ها را مشاهده کرد. وی انحراف کوچکی از قانون پراکندگی که برای هسته‌های نقطه‌ای به دست آورده بود، پیدا کرد و به این ترتیب ایده جالبی در مورد اندازه هسته‌ها به دست آورد. خیلی از کاوش‌های بعدی نیز با هادرون‌ها، عمدتاً پروتون یا ذرات آلفا، انجام گرفت. با این همه این آزمایش‌ها یک نقص جدی دارند: اثرات ناشی از اندازه هسته و اثرات نیروهای هسته‌ای بهم در آمیخته‌اند و این دو را باید از یکدیگر جدا کرد. کاوه‌های لپتونی این نقص را ندارند بیشترین اطلاعات راجع به توزیع بار هسته‌ای از الکترون‌ها و میون‌ها به دست آمده است [۸].

۱۴-۱ پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS)

پراکندگی ناکشسان ژرف DIS^1 یک مدل اولیه برای فرآیندهای هادرونی سخت و یک آزمایش مهم و بسیار موفق برای QCD^2 اختلالی است. همچنین این آزمایش یک روش مستقیم برای کشف ساختار داخلی هادرون‌ها به شمار می‌آید. در واقع نام فرایندی است که برای جستجوی درون هادرون‌ها (بویژه باریون‌هایی مانند پروتون و نوترون) با استفاده از الکترون، میون و نوترینو انجام می‌شود. که این فرایند نخستین شواهد قانع کننده برای واقعی بودن کوارک ارائه داد. نخستین بار در دهه‌های ۱۹۶۰ و ۱۹۷۰ آزمایش شد. در واقع گسترشی از پراکندگی رادرفورد در انرژی‌های بسیار بالای ذرات پراکنده شده است و در نتیجه به وضوح بیشتری در مورد اجزای تشکیل دهنده هسته اتم می‌انجامد [۹]. این پراکندگی در محدوده تکانه انتقالی $Q^2 > 2GeV^2$ انجام می‌شود.

در سال ۱۹۶۸ آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان ژرف در مرکز شتابدهنده خطی استانفورد (SLAC) انجام شد [۱۰] نشان داد که پروتون شامل اجسام نقطه مانند بسیار کوچکتری است و بنابراین ذره بنیادی محسوب نمی‌شود. اجسامی که در SLAC مشاهده شده بودند، بعدها مشخص شد که کوارک‌های بالا و پایین بوده‌اند. در این نوع پراکندگی، از برهم‌کنش‌های شناخته شده لپتون‌ها برای بررسی ساختار نوکلئون‌ها استفاده می‌شود. این آزمایش‌ها به عنوان نخستین گواه دینامیکی حاکی از وجود کوارک‌ها بشمار می‌آیند. در توضیح واژه به واژه این اصطلاح، «پراکندگی» به معنی انحراف لپتون‌ها (الکترون، میون و...) است. اندازه‌گیری زاویه انحراف اطلاعاتی درباره ماهیت فرایند به دست می‌دهد. «ناکشسان» به این معنی است که هدف بخشی از انرژی جنبشی را جذب می‌کند. در حقیقت در انرژی‌های بسیار بالای لپتون‌ها، هدف خورد می‌شود و ذرات جدید بسیاری را منتشر می‌سازد که این ذرات هادرون‌ها هستند و برای ساده سازی، فرایند اینگونه تفسیر می‌شود که یکی از کوارک‌های تشکیل دهنده هدف از هادرون به خارج پرتاب می‌شود و به دلیل حبس‌شدگی، کوارک‌ها

¹ Deep Inelastic Scattering

² Quantum Chromo Dynamics

در واقع مشاهده نمی‌شوند بلکه از طریق هادرونی سازی، ذرات قابل مشاهده‌ای را تولید می‌کنند. منظور از ژرف انرژی بالای لپتون‌هاست که به آن‌ها طول موج بسیار کوچکی می‌دهد و از این رو توانایی جستجوی فواصلی که در مقایسه با هادرون هدف بسیار کوچک هستند را می‌دهد و در واقع ژرفای درون هادرون را جستجو میکند. این نامگذاری به این علت است که نوکلئون مورد بررسی کاملاً تجزیه می‌شود. همچنین با استفاده از مدل کوآرکی می‌توان ساختار نوکلئون را بررسی کرد [۱۱]. مدل استاندارد که در سال ۱۹۶۰ مطرح شد ذرات را به سه دسته تقسیم‌بندی کرد: (۱) لپتون‌ها (۲) بوزون‌های پیمانه‌ای (۳) کوآرک‌ها [۱۲]. این واقعیت با نگاهی به رابطه تکانه-طول موج ذرات موجی آشکار می‌شود، $p\lambda = h$.

از آن جایی که قطر پروتون 10^{-15} متر است، برای بررسی ساختار داخل آن، باید طول موج ذره کاونده (فوتون) کمتر از این مقدار باشد.

آزمایش‌های ناکشسان عمیق با توجه به ماهیت ذره کاونده به دو دسته تقسیم می‌شوند [۸]. در نوع اول، الکترون یا میون‌ها بر روی یک هدف نوکلئونی پراکنده شده و نیروی عمل کننده، نیروی مغناطیسی است. در این فرآیند تک فوتون مبادله می‌شود. نوع دوم به تولید نوترینو موسوم است. نیروی عمل کننده، نیروی هسته‌ای ضعیف و فرآیند حاکم، مبادله تک بوزون است. نوع دوم خود به دو دسته زیر تقسیم می‌شود:

(۱) جریان خنثی (NC) از طریق مبادله Z^0

(۲) جریان باردار (CC) از طریق مبادله W^\pm

۱-۱۵ پراکندگی ناکشسان الکترون-پروتون

در انرژی‌های به نسبت متوسط، انتشار الکترون-پروتون الزاماً الاستیک است. باید توجه داشته باشیم که پروتون پس از پس‌زنی دوباره همان پروتون می‌باشد. اما اگر الکترونی حامل انرژی کافی

باشد، انواع ذراتی همچون پایون، کائون و دلتا ساطع می‌کند که چنین فرایندی غیرالاستیک می‌شود. نتایج آزمایشات پراکندگی گواه بر وجود اجزای سازنده هادرون‌ها، یعنی کوارک‌ها، می‌باشد. بیورکن نشان داد پراکندگی ژرف ناکشسان (در انرژی‌های بالا) بهترین روش برای کاویدن اندرون نوکلئون می‌باشد. برای اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای الکترون پراکنده شده از یک توزیع بار، ابر الکترونی اتم، برحسب سطح مقطع پراکندگی الکترون از یک بار نقطه‌ای به صورت زیر می‌باشد [۱۳]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{po\ int} |F(q)|^2 \quad (27-1)$$

که $F(q)$ را عامل ساختار گویند که بصورت زیر می‌باشد:

$$F(q) = \int \rho(x) e^{iqx} d^3x \quad (28-1)$$

که سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی الکترون از یک بار نقطه‌ای بصورت زیر می‌باشد:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{po\ int} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{mott}} = \frac{(z\alpha)^2 E^2}{4k^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} (1 - v^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}) \quad (29-1)$$

که v اختلاف انرژی انتقالی الکترون، z بار الکترون و α ثابت جفت شدگی می‌باشد که:

$$k = |k_i| = |k_f|, \quad v = \frac{k}{E}, \quad q = k_i - k_f \quad (30-1)$$

که q تکانه انتقالی بین الکترون فرودی و هدف می‌باشد و θ زاویه‌ای که الکترون تحت آن پراکنده می‌شود. این روابط نشان می‌دهد که وقتی هدف دارای توزیع بار داخلی باشد در رابطه سطح مقطع پراکندگی تابعی به نام تابع ساختار ظاهر می‌شود که به شکل توزیع بار هدف بستگی دارد.

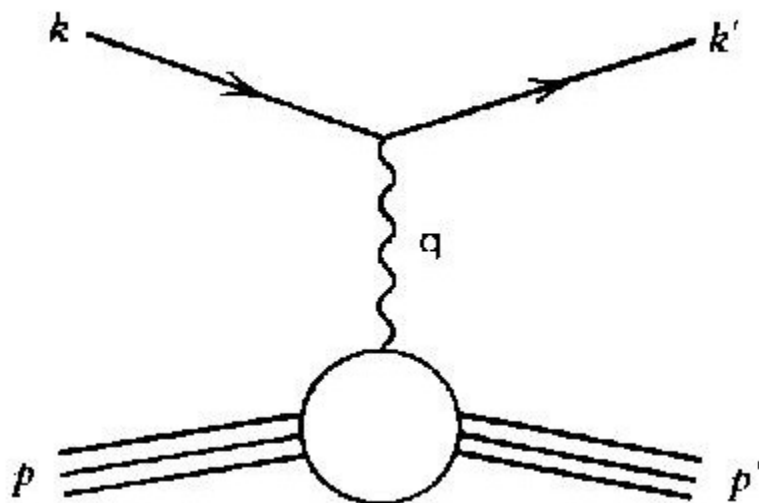
برای پراکندگی کشسان الکترون پروتون روابط بالا را برای بدست آوردن ساختار پروتون نمی‌توان به کار برد، چون برای پروتون در پراکندگی از الکترون ممان مغناطیسی در نظر می‌گیرند که تنها

وابسته به بار نمی‌باشد. همچنین پروتون یک ذره ساکن نمی‌باشد و در پراکندگی با الکترون پس زده می‌شود. اگر پروتون به صورت ذره‌ای بدون ساختار داخلی با ممان مغناطیسی دیراک باشد و با توجه به آشنایی کامل از سطح مقطع پراکندگی الکترون از ذره بنیادی بارداری مانند میون، می‌توانیم در رابطه سطح مقطع پراکندگی الکترون میون با جایگذاری جرم پروتون به جای جرم میون برای سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی الکترون پروتون در آزمایشگاه داشته باشیم:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{\alpha^2}{4E^2} \frac{E'}{E} \left\{ \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M_p^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (31-1)$$

$$\frac{E'}{E} = \frac{1}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \frac{\theta}{2}} \quad (32-1)$$

رابطه (۳۱-۱) با نتایج تجربی مربوط به پراکندگی الکترون پروتون سازگاری ندارد و بیانگر این است که پروتون ذره‌ای بنیادی نیست و نمی‌توانیم جریان گذار میون یکسان در نظر بگیریم. با توجه به شکل (۱-۱) داریم [۱۳]:



شکل ۱-۱: اولین مرتبه پراکندگی کشسان الکترون-پروتون

اولین مرتبه دامنه گذار برای پراکندگی کشسان الکترون-پروتون همانند پراکندگی الکترون میون به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$T_{fi} = -i \int j_\mu \left(-\frac{1}{q^2}\right) J^\mu d^4x \quad (33-1)$$

جریان گذار برای الکترون و پروتون به صورت زیر است:

$$j^\mu = -e \bar{u}(k') \gamma^\mu u(k) e^{-i(k'-k).x} \quad (34-1)$$

$$J^\mu = e \bar{u}(p') \Gamma^\mu u(p) e^{-i(p'-p).x} \quad (35-1)$$

با توجه به اینکه پروتون در مقایسه با الکترون ساختاری متفاوت دارد از جمله ممان مغناطیسی غیر عادی برای پروتون در نظر می‌گیرند، نمی‌توانیم γ^μ برای ذرات با اسپین 1/2، در رابطه (35-1) به جای Γ^μ در جریان گذار پروتون جایگذاری کنیم. برای به دست آوردن یک عبارت مناسب برای جریان گذار پروتون، با توجه به رابطه زیر داریم:

$$\bar{u}_f \gamma^\mu u_i = \frac{1}{2M} \bar{u}_f (p_f + p_i)^\mu u_i + \frac{1}{2M} \bar{u}_f [i \sigma^{\mu\nu} q_\nu] u_i \quad (36-1)$$

که

$$q_\nu = p_f - p_i \quad (37-1)$$

است و عبارت بالا برای ذرات اسپین‌دار به صورت جمع دو جمله نوشته می‌شود. جمله اول در رابطه (36-1) در پراکندگی ذرات بدون اسپین ظاهر می‌شود و جمله دوم نشان‌دهنده نقش اسپین در پراکندگی می‌باشد. بنابراین Γ^μ در جریان گذار پروتون را به صورت دو جمله که شامل γ^μ و $i \sigma^{\mu\nu} q_\nu$ است، به صورت زیر در نظر می‌گیرند:

$$\Gamma^\mu = \left[F_1(q^2) \gamma^\mu + \frac{\kappa}{2M} F_2(q^2) i \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] \quad (38-1)$$

$F_1(q^2)$ و $F_2(q^2)$ توابع ساختاری هستند که مستقل از یکدیگر می‌باشند و هر دو تابعی از q^2

هستند. در نتیجه در حالت حدی توابع ساختار برای پروتون به صورت $F_1(0) = 1$ و $F_2(0) = 0$ می‌باشد و نیز برای نوترون توابع ساختار برابر با $F_1(0) = 0$ و $F_2(0) = 1$ می‌باشد.

در نتیجه سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی الکترون پروتون با استفاده از روابط (1-33) و (1-34)

(34) و (1-35) و (1-36) به صورت زیر به دست می‌آید:

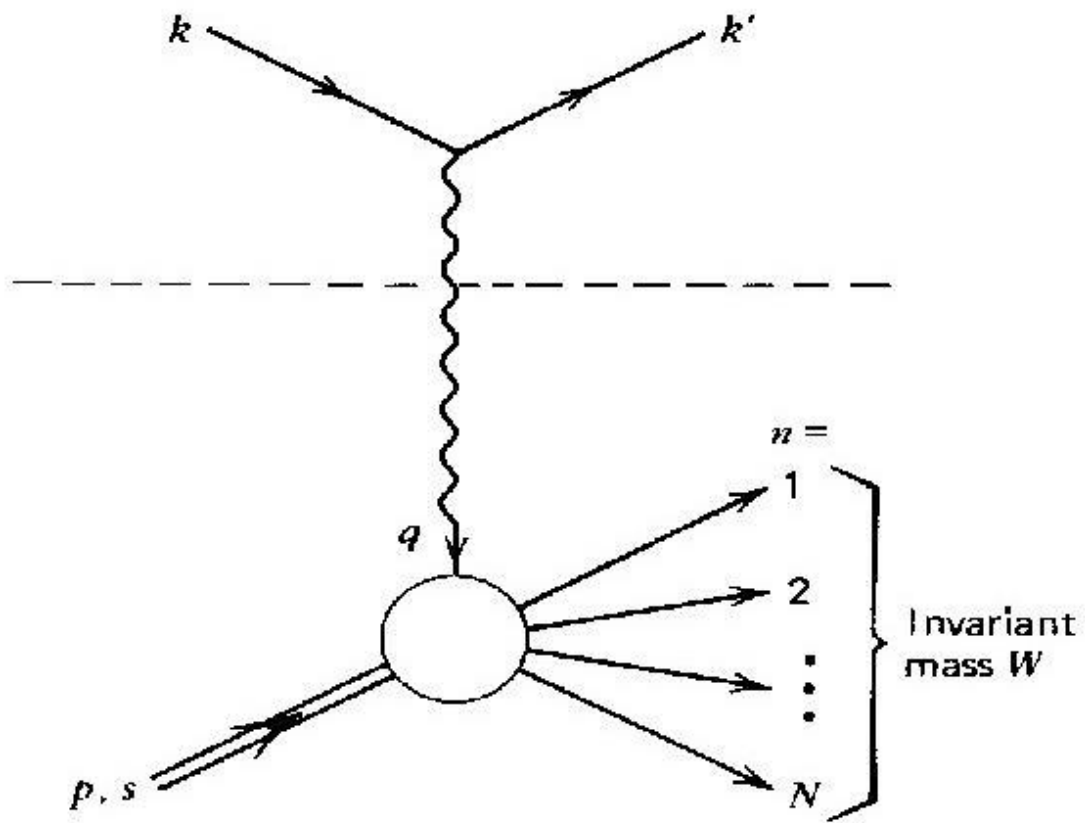
$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^2 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left\{ \left(F_1^2 - \frac{\kappa^2 q^2}{4M^2} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} (F_1 + \kappa F_2)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (39-1)$$

با اندازه‌گیری تجربی $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ از روی نتایج حاصله می‌توان عوامل ساختار $F_1(q^2)$ و $F_2(q^2)$ را

بدست آورد. در صورت عدم وجود ساختار داخلی برای پروتون رابطه سطح مقطع دیفرانسیلی

پراکندگی $\bar{e}p \rightarrow \bar{e}p$ تبدیل به سطح مقطع پراکندگی $\bar{e}\mu \rightarrow \bar{e}\mu$ می‌شود.

شکل (1-2) اولین مرتبه پراکندگی ناکشسان $ep \rightarrow eX$ را نشان می‌دهد.



شکل ۱-۲: اولین مرتبه پراکندگی ناکشسان $ep \rightarrow eX$

فصل دوم

توابع ساختار در مدل پارتونی و اثر EMC

۲-۱ مقدمه

با انجام یک سری از آزمایش‌های پراکندگی در اوایل دهه ۷۰ فیزیکدان‌های ذرات بنیادی متوجه وجود ذرات شبه نقطه‌ای^۱ با اسپین ۱/۲ به اسم کوارک‌ها در داخل پروتون شدند که بیانگر این موضوع بود که پروتون و نوترون‌ها به مانند میون و الکترون جز ذرات بنیادی نیستند و دارای ساختار داخلی هستند. گل‌من این ذرات را کوارک با اسپین ۱/۲ نامید. نتایج حاصل از پراکندگی الکترون از نوکلئون‌ها بیانگر تشکیل نوکلئون‌ها از سه ذره بودند که فاینمن در سال ۱۹۶۹ این ذرات را پارتون نامید. مدل پارتونی که توسط فاینمن در همان سال ارائه شد [۱۴]، به خوبی توانست نتایج حاصل از پراکندگی الکترون‌ها از نوکلئون‌ها را در بررسی سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف تحلیل کند. در این فصل ابتدا به توضیح مدل پارتونی و مقیاس‌بندی بیورکن می‌پردازیم و اشاره‌ای به کرومودینامیک کوانتومی^۲ می‌کنیم. سپس توزیع پارتون‌ها را در داخل نوکلئون‌ها براساس مدل GRV ^۳ بیان می‌کنیم و در نهایت به بررسی اثر EMC و مدل‌هایی که برای توصیف آن آمده می‌پردازیم.

۲-۲ مدل پارتون و مقیاس‌بندی بیورکن

در اواخر سال‌های ۶۰ تا ۶۹ بیورکن اظهار کرد که در انرژی بسیار بالا وابستگی توابع ساختاری غیر الاستیک با Q^2 کاهش می‌یابد [۳]. با توجه به اینکه توابع ساختار تابعی از Q^2 و ν هستند و پراکندگی ناکشسان ژرف در انرژی‌های بالا صورت می‌گیرد، توابع ساختار بیانگر وجود ساختار داخلی برای پروتون است. اگر فرض کنیم ساختار داخلی پروتون از ذرات نقطه‌ای تشکیل شده باشد، پس فوتون مجازی باید بتواند حضور این ذرات را در طول موج‌های کوچک نشان می‌دهد. به عبارت دیگر در این حالت فوتون چنان تکانه‌ای پیدا می‌کند که دیگر وجود کامل پروتون برای انجام واکنش اهمیت نخواهد داشت و در واقع فوتون تنها با بخش کوچکی از پروتون برهم‌کنش می‌کند و این کار را

^۱ Point like

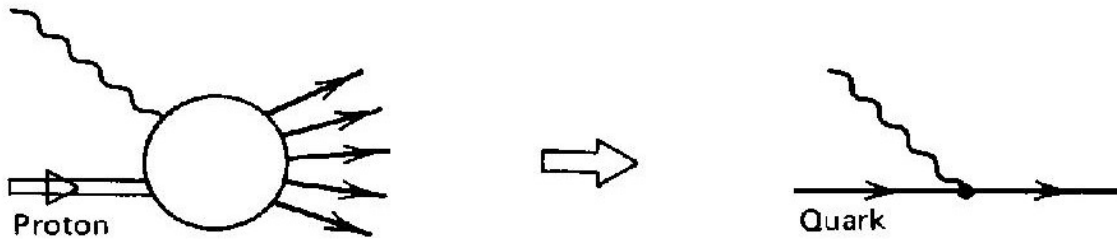
^۲ Quantum Chromo Dynamic

^۳ M. Gluk, E. Reya, and A. Vogt

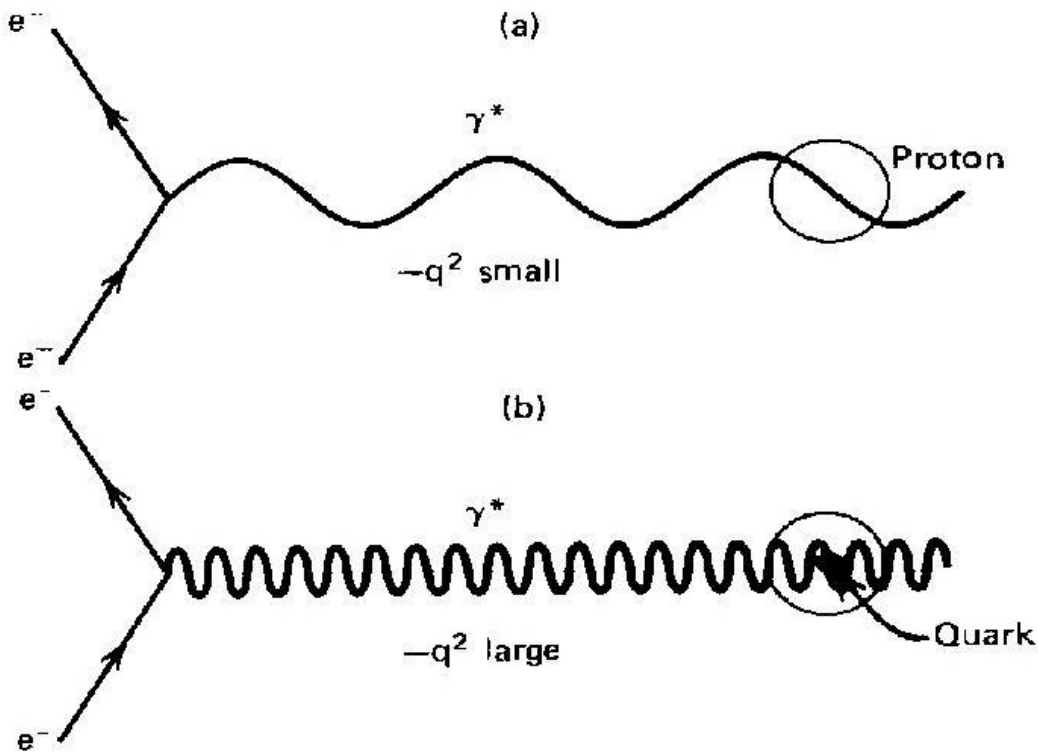
مستقل از بقیه انجام می دهد.

اساس مدل پارتونی بر این فرض است که فوتون مجازی از محتویات درون نوکلئون، که به صورت

آزاد رفتار می کنند، به صورت کشسان پراکنده می شود.



شکل ۲-۱: برهم کنش فوتون مجازی با ذرات تشکیل دهنده پروتون که به صورت کشسان صورت می گیرد.



شکل ۲-۲: (a) پراکندگی کشسان $ep \rightarrow ep$ فوتون با طول موج بزرگ، ابعاد پروتون را اندازه می گیرد. (b) پراکندگی

ناکشسان فوتون با طول موج کوچک، ذرات تشکیل دهنده پروتون را نمایان می کند $\lambda (\approx 1/q_2) \ll 1FM$

با این فرض که پراکندگی ناکشسان الکترون از پروتون به صورت پراکندگی ناکشسان الکترون از

ذره آزاد دیراک تبدیل می‌شود و رابطه سطح مقطع پراکندگی ناکشسان پروتون تبدیل به سطح مقطع پراکندگی الکترون از یک ذره بدون ساختار مشابه رابطه پراکندگی الکترون می‌شود با این تفاوت که به جای جرم میون جرم ذره را می‌گذاریم و بار ذره e, e در رابطه سطح مقطع وارد می‌شود، e_i کسر بار ذره به بار الکترون است. با بازنویسی دوباره روابط مربوط به سطح مقطع پراکندگی ناکشسان ژرف پروتون و بازنویسی دوباره روابط مربوط به سطح مقطع پراکندگی الکترون کوآرک داریم [۱۳]:

$$\frac{d\sigma}{dE d\Omega} = \frac{4\alpha^2 E'^2}{q^2} \{ \quad \} \quad (1-2)$$

$$\{ \quad \}_{ep \rightarrow ex} = W_2(\nu, q^2) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(\nu, q^2) \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2-2)$$

$$\{ \quad \}_{eq \rightarrow eq} = \left(\cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2m^2} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right) \delta\left(\nu + \frac{q^2}{2m}\right) \quad (3-2)$$

تابع ساختار پروتون به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$2W_1^{point} = \frac{Q^2}{2m^2} \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right) \quad (4-2)$$

$$W_2^{point} = \delta\left(\nu - \frac{Q^2}{2m}\right) \quad , \quad Q^2 \equiv -q^2 \quad (5-2)$$

با استفاده از رابطه $\delta\left(\frac{x}{a}\right) = a\delta(x)$ ، توابع ساختار را به صورت زیر معرفی می‌کنیم:

$$2mW_1^{point}(\nu, Q^2) = \frac{Q^2}{2m\nu} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) \quad (6-2)$$

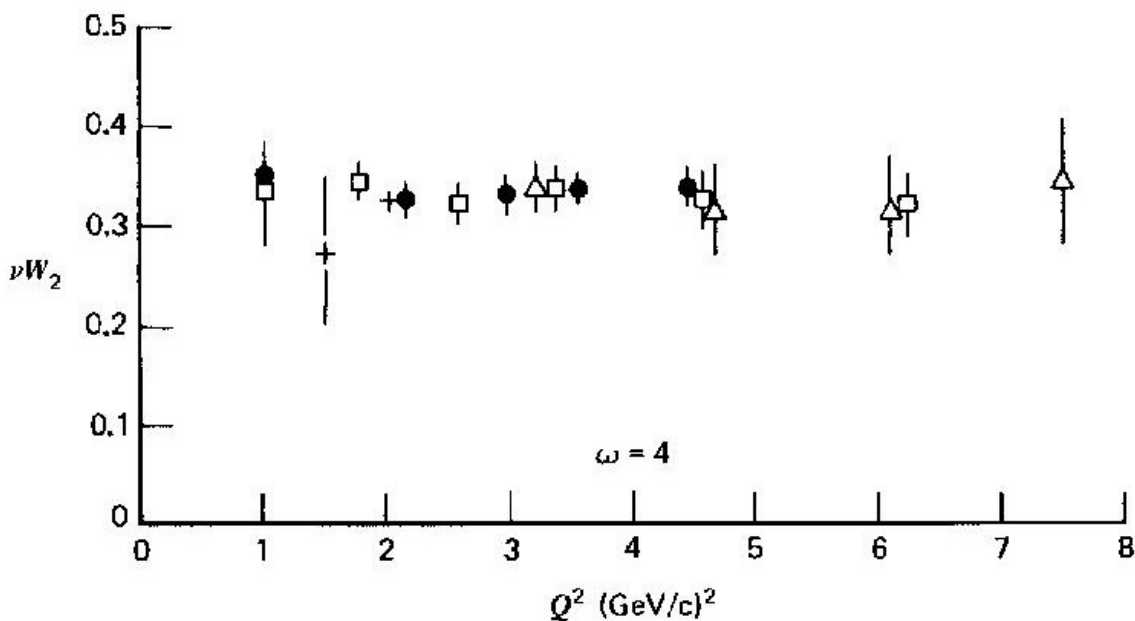
$$W_2^{point}(\nu, Q^2) = \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}\right) \quad (7-2)$$

توابع ساختار دیگر تابعی از Q^2 و ν نیستند بلکه تابع نسبت $\frac{Q^2}{2m\nu}$ که کمیت بدون بعد است، هستند. به جای استفاده از W_1 و W_2 بهتر است توابع ساختار بدون بعد را به صورت زیر معرفی کنیم [۱۳]:

$$MW_1(\nu, Q^2) \equiv F_1(\omega) \quad (۸-۲)$$

$$MW_2(\nu, Q^2) \equiv F_2(\omega) \quad (۹-۲)$$

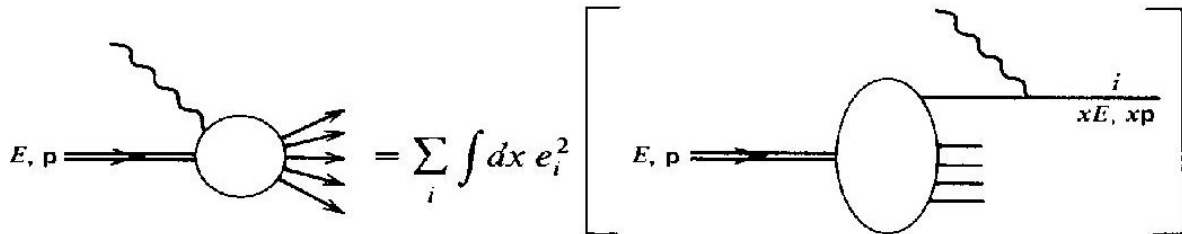
که $\omega = \frac{2m\nu}{Q^2}$ است و به جای جرم ذره m ، جرم پروتون را در متغیر ω قرار می‌دهیم. قابل ذکر است که توابع ساختار ناکشسان به ازای ω ثابت مستقل از Q^2 های متفاوت است. این رفتار بیان کننده نوعی مقیاس‌بندی است که در شکل نمایش داده شده است [۱۵].



شکل ۲-۳: نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار νW_2 که بر حسب q^2 برای مقدار $\omega = 4$ نمایش داده شده است.

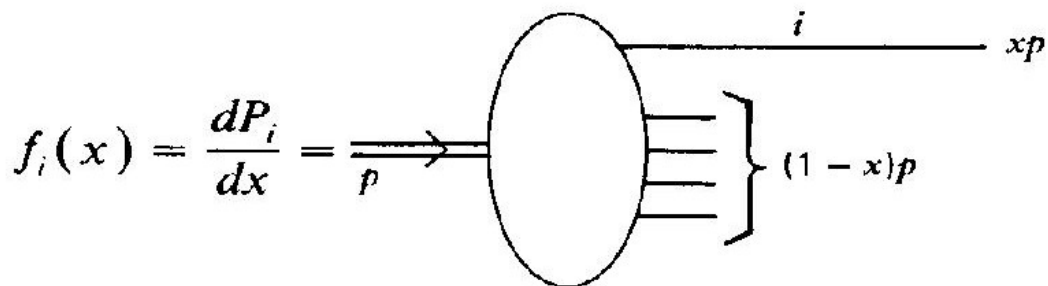
این دیدگاه اولین بار توسط فاینمن و بیورکن [۱۶] بیان شد، اجزای تشکیل دهنده پروتون را پارتون نامیدند.

شکل (۱-۲) را با توجه به مقیاس بندی به صورت زیر در نظر می گیرند.



(۱۰-۲)

با توجه به معادله (۱۰-۲) می توان متوجه شد که پروتون از یک سری پارتون های باردار، همان ذرات که گلמן [۱۷] آن ها را کوآرک نامید و پارتون های بدون بار یعنی گلئون ها تشکیل یافته اند، فوتون ها تنها با پارتون های باردار برهم کنش دارند. هر یک از پارتون ها کسر متفاوتی x از تکانه و انرژی پروتون را با خود حمل می کنند. در واقع این متغیر کسری از تکانه نوکلئون است که توسط پارتونی که مورد اصابت فوتون قرار می گیرد، حمل می شود. پس توابع ساختار که فقط به x بستگی دارند، به طور مؤثری نحوه توزیع تکانه نوکلئون در میان پارتون های تشکیل دهنده آن را معین می کنند. بنابراین تابع توزیع تکانه پارتون را به شکل زیر معرفی می کنیم:



(۱۱-۲)

$f_i(x)$ بیان کننده احتمال اینکه پارتون i به اندازه x از تکانه پروتون را با خود حمل می کند.

جمع بر روی تمام x ها برابر یک می شود، بنابراین خواهیم داشت:

$$\sum_{i'} dx x f_i(x) = 1 \quad (12-2)$$

جمع بر روی i' بسته می‌شود منظور تمام پارتون‌ها می‌باشد نه فقط پارتون‌های باردار که با فوتون برهم‌کنش دارند.

با توجه به اینکه الکترون به یک پارتون که درصدی از تکانه و بار پروتون را حمل می‌کند لذا با توجه به روابط (۶-۲) و (۷-۲) و $\delta(\frac{x}{a}) = a\delta(x)$ تابع ساختارهای بدون بعد برابر است:

$$F_1(\omega) = \frac{Q^2}{4m\nu x} \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}) = \frac{1}{2x^2\omega} \delta(1 - \frac{1}{x\omega}) \quad (13-2)$$

$$F_2(\omega) = \delta(1 - \frac{Q^2}{2m\nu}) = \delta(1 - \frac{1}{x\omega}) \quad (14-2)$$

تابع ساختار پروتون از جمع همدوس ذرات تشکیل دهنده حاصل می‌شود:

$$F_2(\omega) = \sum_i \int dx e_i^2 x f_i(x) (x - \frac{1}{\omega}) \quad (15-2)$$

$$F_1(\omega) = \frac{\omega}{2} F_2(\omega) \quad (16-2)$$

قرارداد می‌کنیم $F_{1,2}(\omega)$ را بر صورت $F_{1,2}(x)$ می‌نویسیم و نتایج را بر حسب x بیان می‌کنیم:

$$\nu W_2(\nu, Q^2) \equiv F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (17-2)$$

$$M W_1(\nu, Q^2) \equiv F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (18-2)$$

$$x = \frac{1}{\omega} = \frac{Q^2}{2m\nu} \quad (19-2)$$

$F_{1,2}(x)$ توابع ساختار ناکشسان تنها تابعی از متغیر x هستند و به ازای x ثابت، مستقل از Q^2

هستند که x را به عنوان متغیر بیورکن می‌شناسند.

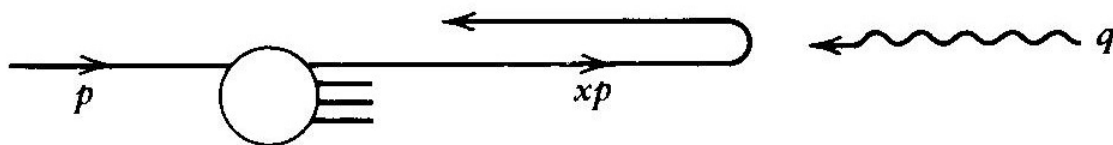
تغییر مقیاس‌گذاری در چارچوب مرجع، چارچوبی که پروتون با تکانه بی‌نهایت حرکت می‌کند، قابل درک است. در این صورت می‌توان از جرم پروتون و پارتون‌ها صرف‌نظر کرد $M = m = 0$ پروتون تحت این شرایط است که می‌تواند پارتونی را در امتداد مسیر حرکت خود گسیل کند، در غیر این صورت اگر یک ذره جرم دار واپاشی کند زاویه محصولات تولید شده صفر نخواهد بود. چون پروتون جریانی از پارتون‌ها است، برای هر پارتون چهار تکانه xp را در نظر می‌گیرند که $P(p, \bar{P})$ چهار تکانه پروتون می‌باشد. قابل ذکر است که زمان برهم‌کنش فوتون مجازی با پارتون کوتاه‌تر از زمان برهم‌کنش بین پارتون‌ها است و به همین دلیل پارتون‌ها را به صورت ذره آزاد در نظر می‌گیرند که هیچ برهم‌کنشی با ذرات مجاور خود ندارد.

$$2xF_1(x) = F_2(x) \quad (20-2)$$

رابطه (20-2) در مدل پارتونی به رابطه کالن-گراس^۱ معروف است.

با استفاده از روابط (2-17) و (2-18) در حالت حدی R به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$R = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{4M^2 x^2}{Q^2} \quad (21-2)$$



شکل ۲-۴: برخورد سر به سر پارتون با فوتون مجازی

R کمیتی مهم در تعیین اسپین ذرات تشکیل دهنده نوکلئون‌ها است. با توجه به شکل (2-4) اگر پارتون را با اسپین صفر در نظر بگیریم با توجه به بقای هلیسیتی، پارتون با فوتون مجازی با هلیسیتی

^۱ Callan-Gross

۱- و ۱+ نمی‌تواند برهم‌کنش کند $R = \infty (\sigma_T = 0)$ و اگر اسپین پارتون را $1/2$ در نظر بگیریم با فوتون مجازی با هلیسیتی ۱- و ۱+ برهم‌کنش دارد $R = 0 (\sigma_L = 0)$. با توجه به رابطه کالن-گراس پارتون‌ها ذراتی با اسپین $1/2$ معادل با همان کوارک‌های باردار هستند که گلن و زویگ اولین بار به آن‌ها اشاره کردند.

با استفاده از روابط (۱۸-۲) و (۱۹-۲) تابع ساختار پروتون و نوترون بر حسب توزیع کوارکی (پارتونی) به صورت زیر می‌توان نوشت [۱۳]:

$$F_2^{ep \rightarrow ex} = F_2^p = vW_2(v, Q^2) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (22-2)$$

$$\frac{1}{x} F_2^p(x) = \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u^p(x) + \bar{u}^p(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d^p(x) + \bar{d}^p(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s^p(x) + \bar{s}^p(x)] \quad (23-2)$$

برای نوترون هم داریم:

$$F_2^{en \rightarrow ex} = F_2^n = vW_2(v, Q^2) = \sum_i e_i^2 x f_i(x) \quad (24-2)$$

$$\frac{1}{x} F_2^n(x) = \left(\frac{2}{3}\right)^2 [u^n(x) + \bar{u}^n(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [d^n(x) + \bar{d}^n(x)] + \left(\frac{1}{3}\right)^2 [s^n(x) + \bar{s}^n(x)] \quad (25-2)$$

$u^{p,n}(x)$ و $\bar{u}^{p,n}(x)$ به ترتیب توزیع کوارک و پادکوارک بالا (up) در پروتون و نوترون با کسر بار $2/3$ ، $d^{p,n}(x)$ و $\bar{d}^{p,n}(x)$ به ترتیب توزیع کوارک و پادکوارک پایین ($down$)، با کسر بار $1/3$ ، همچنین $s^{p,n}(x)$ و $\bar{s}^{p,n}(x)$ به ترتیب توزیع کوارک و پادکوارک شگفت ($strange$) در پروتون و نوترون با کسر بار $1/3$ را نشان می‌دهند، از حضور کوارک‌های افسون و سایر کوارک‌های سنگین در داخل پروتون و نوترون صرف‌نظر کرده‌ایم.

پروتون و نوترون عضوهای تک حالت کوانتومی با ایزواسپین متفاوت می‌باشند با توجه به این در پروتون کوارک‌های u و در نوترون کوارک‌های d بیشتر می‌باشند، بنابراین توزیع کوارک‌ها در داخل

پروتون و نوترون به صورت زیر است:

$$\begin{aligned} u^p(x) &= d^n(x) = u(x) \\ d^p(x) &= u^n(x) = d(x) \\ s^p(x) &= s^n(x) = s(x) \end{aligned} \quad (26-2)$$

پس توابع ساختار پروتون و نوترون به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$F_2^{ep} = \frac{4}{9}[u(x) + \bar{u}(x)] + \frac{1}{9}[d(x) + \bar{d}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \quad (27-2)$$

$$F_2^{en} = \frac{4}{9}[d(x) + \bar{d}(x)] + \frac{1}{9}[u(x) + \bar{u}(x) + s(x) + \bar{s}(x)] \quad (28-2)$$

تابع توزیع کوارک‌ها در داخل پروتون و نوترون باید بتواند اعداد کوانتومی مربوط به پروتون و نوترون‌ها که از سه کوارک ظرفیتی تشکیل یافته‌اند را بیان کنند. به طوری که پروتون‌ها از دو کوارک بالا و یک کوارک پایین (uud) و نوترون‌ها از یک کوارک بالا و دو کوارک پایین (udd) تشکیل یافته است. نوکلئون‌ها ترکیبی از کوارک‌های ظرفیتی (u, d, \bar{u}, \bar{d}) در داخل دریایی از کوارک قرار دارند دریای کوارک ترکیبی از جفت کوارک و پادکوارک $u_s \bar{u}_s, d_s \bar{d}_s$ است که توسط کوارک‌های ظرفیتی گسیل می‌شوند. توزیع دریای کوارکی برای انواع کوارک‌ها یکسان است. بنابراین توزیع کوارک‌های ظرفیتی و دریای کوارکی را به صورت زیر می‌توان بیان کرد:

$$\begin{aligned} u(x) &= u_v(x) + u_s(x) \\ d(x) &= d_v(x) + d_s(x) \\ s(x) &= s_v(x) + s_s(x) \\ u_s(x) &= \bar{u}_s(x) = d_s(x) = \bar{d}_s(x) = s_s(x) = \bar{s}_s(x) = S(x) \end{aligned} \quad (29-2)$$

$S(x)$ توزیع دریای کوارک‌ها برای انواع کوارک‌ها در نظر می‌گیرند. برای پروتون و نوترون $s_v(x) = 0$ است.

با توجه به بقای بار، عدد باریونی و عدد شگفتی برای پروتون ایجاب می‌کند که داشته باشیم:

$$\int_0^1 [d(x) - \bar{d}(x)] dx = 1 \quad (30-2)$$

$$\int_0^1 [u(x) - \bar{u}(x)] dx = 2 \quad (31-2)$$

$$\int_0^1 [s(x) - \bar{s}(x)] dx = 0 \quad (32-2)$$

قوانین جمع بالا به تعداد دقیق کوارک‌های ظرفیتی تشکیل یافته پروتون اشاره می‌کند. با استفاده از رابطه (29-2) برای توابع توزیع پروتون و نوترون بدست می‌آوریم:

$$\frac{1}{x} F_2^{ep} = \frac{1}{9} [4u_v + d_v] + \frac{4}{3} S \quad (33-2)$$

$$\frac{1}{x} F_2^{en} = \frac{1}{9} [u_v + 4d_v] + \frac{4}{3} S \quad (34-2)$$

نسبت تابع ساختار نوترون به پروتون در بازه‌ای که در رابطه (35-2) آمده قرار دارد.

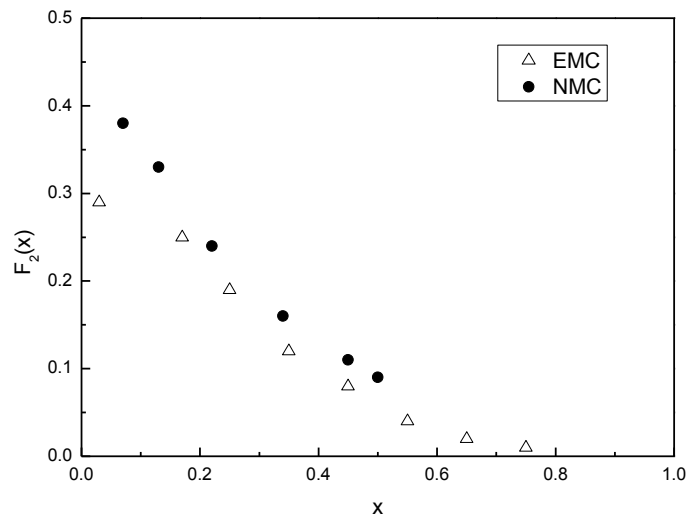
$$\frac{1}{4} \leq \frac{F_2^{en}(x)}{F_2^{ep}(x)} \leq 4 \quad (35-2)$$

اگر توابع ساختار پروتون و نوترون را از هم کم کنیم بدست می‌آوریم:

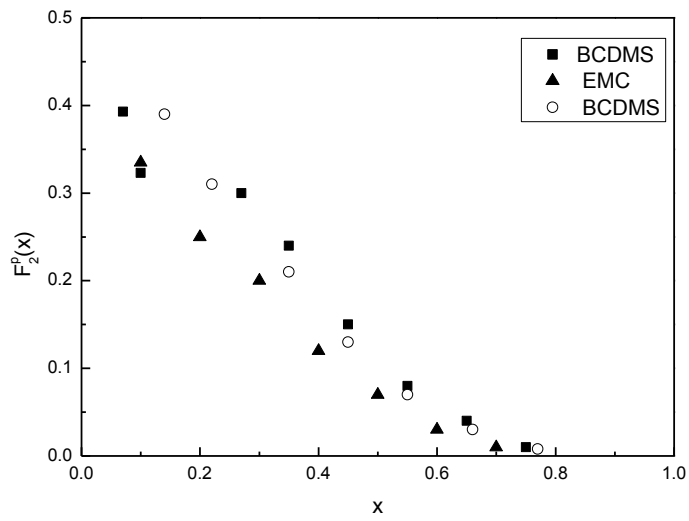
$$\frac{1}{x} [F_2^{ep}(x) - F_2^{en}(x)] = \frac{1}{3} [u_v(x) - d_v(x)] \quad (36-2)$$

رابطه (36-2) سهم توزیع کوارک ظرفیتی بدون دریای کوارک را نمایش می‌دهد، نتایج تجربی بدست آمده در شکل (7-2) با نمودار سومی در شکل (8-2) همخوانی خوبی دارد. بیشینه موجود در

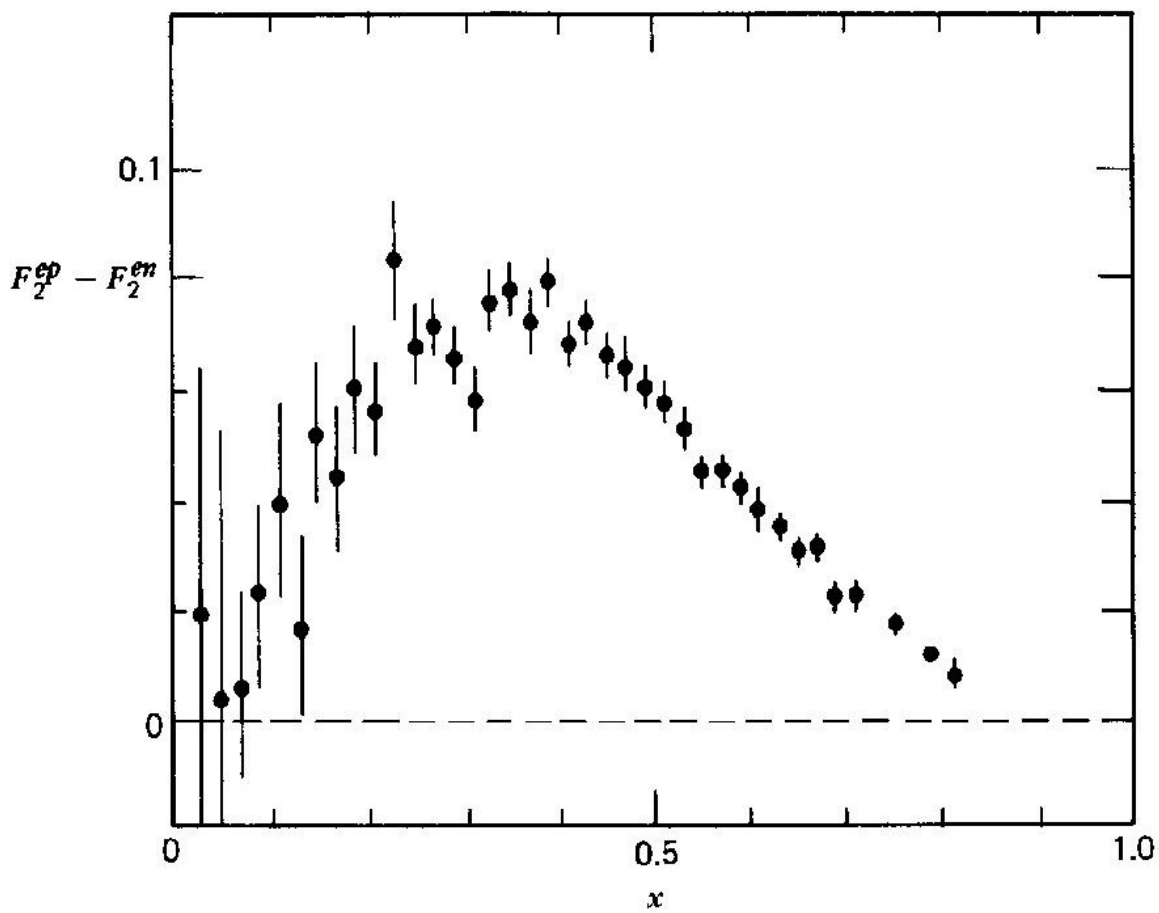
شکل (7-2) بیانگر بیشینه تکانه حمل شده توسط کوارک‌های ظرفیتی در ناحیه $x = \frac{1}{3}$ است.



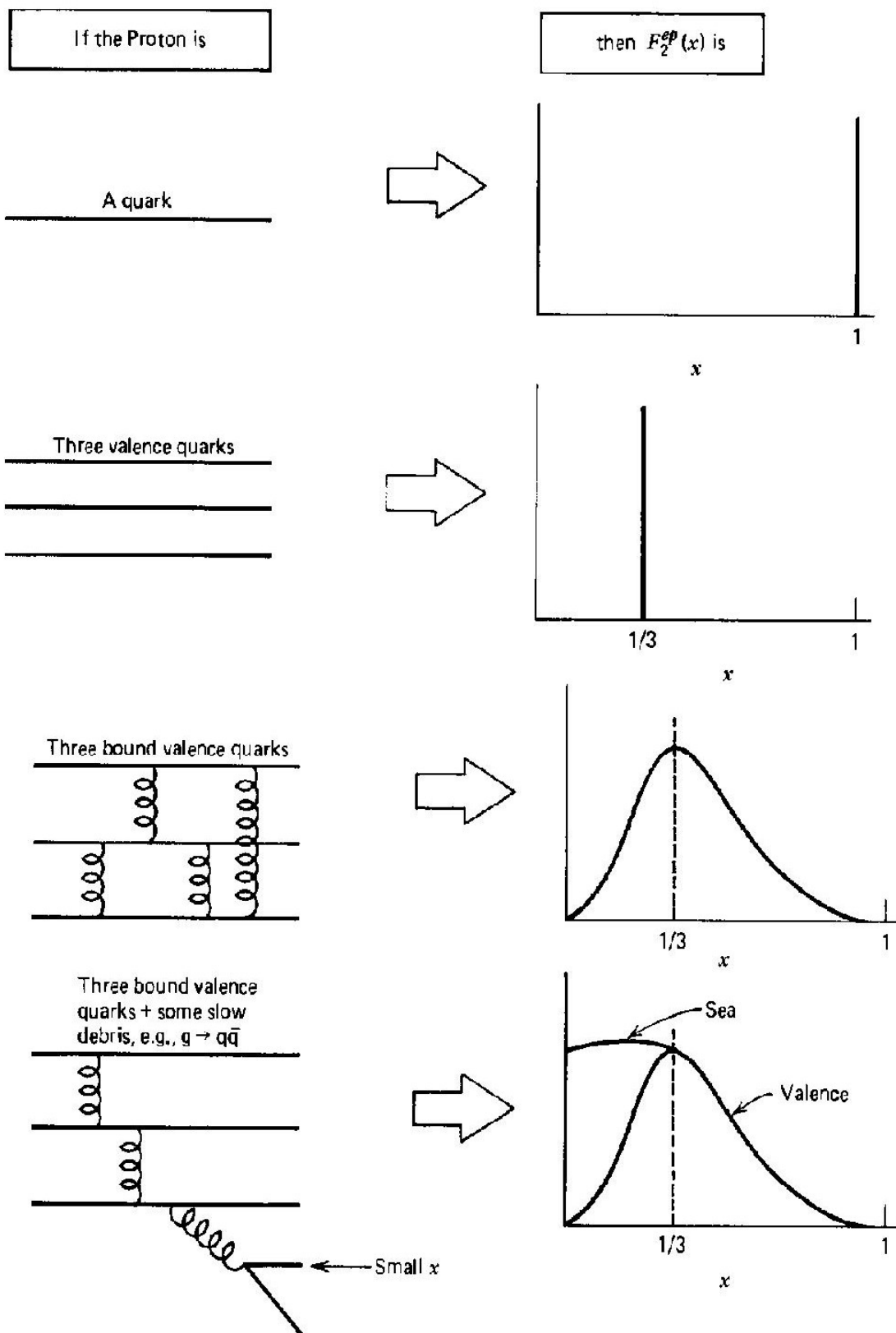
شکل ۲-۵: نتایج تجربی تابع ساختار نوترون و دوترون [۱۹،۱۸]



شکل ۲-۶: نتایج تجربی تابع ساختار پروتون [۲۲،۲۱،۲۰]



شکل ۲-۷: اختلاف بین تابع ساختار پروتون و نوترون در پراکندگی ناکشسان ژرف [۱۳]



شکل ۲-۸: تابع ساختار پروتون: (۱) نوکلئون ساختار داخلی ندارد، (۲) نوکلئون دارای ۳ کوآرک ظرفیت آزاد است، (۳) نوکلئون دارای کوآرک ظرفیت مقید است و (۴) نوکلئون دارای کوآرک ظرفیت، کوآرک‌های دریا و گلئون است.

۲-۳ کرومودینامیک کوانتومی (QCD)

در این نظریه به کوارک‌ها علاوه بر کمیت‌های کوانتومی اسپین، ایزواسپین کمیت جدیدی به نام رنگ نیز نسبت می‌دهند. هر کوارک می‌تواند یک رنگ را به خود بگیرد و ترکیب کوارک‌ها در تشکیل هادرون از لحاظ رنگی خنثی می‌باشد. رنگ‌های کرومودینامیک نقش بار الکتریکی را بازی می‌کنند و فرایند اصلی و عمده آن بصورت [۳]:

کوارک \rightarrow گلئون + کوارک

بیان می‌شود و از آنجایی که لپتون‌ها نمی‌توانند رنگ‌ها را با خود حمل کنند، پس در برهم‌کنش‌های قوی شرکت نمی‌کنند، برای نشان دادن مراحل پیچیده‌تر ما دو یا چند گره را با هم ترکیب می‌کنیم به عنوان مثال نیروی بین دو کوارک (که در نخستین لحظه مسئول یکپارچگی و پیوستن کوارک‌ها به یکدیگر در ساختن باریون‌ها و نیز مسئول بهم پیوستن پروتون‌ها و نوترون‌ها در هسته است) می‌گوییم بوسیله تبادل گلئون تامین می‌شود. کرومودینامیک بسیار همانند الکترومدینامیک است. هرچند که تفاوت‌های بسیاری هم در این زمینه وجود دارد، اما این واقعیت است که هر جا تنها یک نوع بار الکتریکی وجود دارد (که می‌تواند مثبت یا منفی باشد یک عدد واحد برای مشخص کردن بار یک ذره کافی است). سه نوع رنگ (قرمز، سبز و آبی) هم وجود دارد. در پدیده $q \rightarrow q + g$ رنگ کوارک ممکن است تغییر یابد ولی طعم آن ثابت است [۳]. به عنوان مثال یک کوارک آبی رنگ بالا ممکن است به یک کوارک قرمز بالا تبدیل شود و از آنجایی که رنگ هم مانند بار همیشه پایستگی دارد، این بدان معناست که گلئون باید این تفاوت را برطرف کند. پس گلئون‌ها دارای دو رنگ هستند و حامل یک واحد رنگ مثبت و یک واحد رنگ منفی می‌باشند که در اینجا احتمال برای رنگ‌ها پدید می‌آید و شما ممکن است انتظار حضور ۹ نوع گلئون را داشته باشید اما در عمل ۸ گلئون وجود دارد. از آنجایی که گلئون به خودی خود حامل رنگ است (برخلاف فوتون که از نظر الکتریکی خنثی است)، پس با گلئون‌های دیگر برهم‌کنش می‌کند و بنابراین افزون بر گره‌های

کوارکی، گلئون اولیه گره‌های گلئون-گلئون اولیه هم وجود دارند که در حقیقت دو نوع گره داریم:

۱- گره‌های سه گلئونی ۲- گره‌های چهار گلئونی

و این اتصال مستقیم گلئون گلئون مبحث کرومودینامیک را دشوارتر از مبحث الکتروودینامیک کرده است اما در عوض کرومودینامیک غنی‌تر از مبحث الکتروودینامیک است و برای مثال امکان وجود گلوبال‌ها را می‌دهد.

اندازه ثابت تزویج (جفتیدگی) تفاوت دیگر بین کرومودینامیک و الکتروودینامیک را باعث می‌شود.

هر گره در QED معرف یک فاکتور $\frac{1}{137}$ می‌باشد. کوچکی این عدد بخاطر این است که باید نمودارهای فاینمن با تعداد گره‌های کم را در نظر بگیریم و از نظر تجربی ثابت جفتیدگی مربوطه در نیروهای قوی α_s بیش از ۱ است و بزرگی این عدد باعث نگرانی فیزیک در چند دهه شد. زیرا بجای اینکه با افزایش پیچیدگی نمودارهای فاینمن، ثابت تزویج کوچکتر و کوچکتر شود، برعکس بزرگتر می‌شود و نمودارهای فاینمن که در QED بسیار کارایی داشت در این مورد کاملاً بی‌ارزش و بدون کارایی است. در این تئوری، QCD عددی که نقش جفتیدگی و مقدار ثابت را بازی می‌کند، در حقیقت به هیچ عنوان ثابت نمی‌باشد. بلکه به فاصله جدایی بین ذرات برهم‌کنش کننده بستگی دارد (که آن را ثابت جفتیدگی روان می‌گویند) اگرچه در فاصله‌های به نسبت زیاد متعلق به ویژگی‌های هسته‌ای بزرگ می‌باشند، اما در فاصله‌های بسیار کوتاه (کمتر از اندازه یک پروتون) بسیار کوچک می‌شوند. این پدیده به عنوان آزادی مجانبی شناخته شده است. بدان معنا که در درون یک پروتون یا پایون، کوارک‌ها بدون هیچ برهم‌کنشی به اطراف حرکت می‌کنند. چنین کارکردی، به طور تجربی در آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان ژرف کشف شد. از نقطه نظر تئوری، کشف آزادی مجانبی، محاسبه فاینمن به عنوان وسیله‌ای قانونی برای QCD در حالت انرژی زیاد را نجات داد حتی در الکترونیک هم جفتیدگی کارآمد، تا حدی به فاصله از منبع بستگی دارد.

اگر QCD درست باشد باید توضیحاتی در مورد محبوسیت کوارک ارائه دهد، یعنی در نتیجه این تئوری باید ثابت کند کوارک‌ها تنها می‌توانند به شکل پیوندهای بی رنگ وجود داشته باشند. احتمالاً یک توضیح ارائه خواهد شد که انرژی پتانسیل همزمان با دور شدن کوارک‌ها، بدون محبوسیت افزایش می‌یابد. بنابراین به انرژی نامحدودی نیاز دارد تا آن‌ها را به طور کامل مجزا کند.

تاکنون کسی اثبات جامعی ارائه نداده است که نشان دهد QCD بیانگر محبوسیت است. اشکال در اینجاست که محبوسیت، رفتار برهم‌کنش کوارک-کوارک را شامل می‌شود، اما این حالت دقیقاً موردی است که محاسبات فاینمن در آن ناموفق بود.

از نتایج تجربی که بدست آمده [۲۴،۲۳]، برای تابع ساختار F_2 ، وابستگی ضعیفی به Q^2 دارند. تابع ساختارها برای $x < 0.2$ با افزایش Q^2 بزرگ می‌شوند و سپس کاهش می‌یابد چون تعداد کوارک‌های نرم افزایش یافته و تعداد کوارک‌ها با تکانه بزرگ کاهش می‌یابد. تکانه کوارک‌ها به سمت x های کوچک جابجا می‌شود. عبارتی با افزایش Q^2 قدرت تفکیک فوتون مجازی بیشتر می‌شود و توانایی مشاهده کوارک‌های نرم که با گسیل گلوئون‌ها تکانه آن‌ها کاهش می‌یابد، افزایش می‌یابد. نتایج حاصل شده بیانگر نقض مقیاس‌بندی بیورکن بود که در آن صورت تابع ساختار دیگر تنها وابسته به x نمی‌باشد. پارتون‌ها توسط ذرات تبادلی بدون جرم با اسپین ۱ با همدیگر برهم‌کنش انجام می‌دهند که این ذرات تبادلی را گلوئون گویند. گلوئون‌ها می‌توانند به کوارک و پادکوارک تبدیل شده و دریای کوارک را ایجاد کنند. برهم‌کنش پارتون‌ها توسط نظریه کوانتوم کرومودینامیک، نظریه پیمانه آبلی، بیان می‌شود. همانطور که در کوانتوم الکترومدینامیک، نظریه‌ای که برهم‌کنش الکترومغناطیسی ذرات باردار را بررسی می‌کند، الکترون‌ها از خود فوتون گسیل می‌کنند و فوتون‌ها به الکترون و پوزیترون می‌توانند تبدیل شوند و برعکس این فرایند نیز صورت می‌گیرد. کوارک‌ها نیز از خود گلوئون گسیل می‌کنند و گلوئون‌ها می‌توانند به کوارک و پادکوارک تبدیل شود و برعکس. در کوانتوم الکترومدینامیک ذرات تبادلی با یکدیگر هیچ برهم‌کنشی ندارند ولی در کوانتوم کرومودینامیک ذرات

تبادلی با یکدیگر برهم کنش دارند.

به طور کلی می‌توان گفت دیدگاه کوانتوم کرومودینامیک ارائه شده در سال ۱۹۷۰ که حاکی از این بود که کوارک‌ها را به صورت ذره آزاد با اسپین ۱/۲ به صورت ذره آزاد دیراک^۱ در نظر می‌گیرند، این رفتار به رفتار مجانبی آزاد معروف است [۲۵].

۲-۴ تابع ساختار پروتون براساس مدل GRV در تقریب NLO

در مدل پارتونی توابع ساختار پروتون از روی توابع توزیع تکانه پارتون‌های تشکیل دهنده نوکلئون بیان می‌شود. تابع ساختار پروتون بر حسب توابع توزیع کوارکی در تقریب NLO به صورت زیر محاسبه می‌شود [۲۶]:

$$\frac{1}{x} F_2^{ep}(x, Q^2) = \sum_q e_q^2 \left\{ \begin{array}{l} q(x, Q^2) + \bar{q}(x, Q^2) \\ + \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} [C_{q,2} * (q + \bar{q}) + 2C_{g,2} * g] \end{array} \right\} \quad (37-2)$$

که در آن جمع روی کوارک‌های u ، d و s انجام می‌شود و برای ضریب C داریم:

$$C_{q,2}(z) = \frac{4}{3} \left[\frac{1+z^2}{1-z^2} \left(\ln \frac{1-z}{z} - \frac{3}{4} \right) + \frac{1}{4} (9+5z) \right] \quad (38-2)$$

$$C_{g,2}(z) = \frac{1}{2} \left[z^2 + (1-z)^2 \ln \left(\frac{1-z}{z} \right) - 1 + 8z(1-z) \right] \quad (39-2)$$

z کسر تکانه نوکلئون از کل تکانه هسته می‌باشد. عمل ضرب در هم روی $*$ به صورت زیر است:

$$C * q = \int_x^1 \frac{dy}{y} C \left(\frac{x}{y} \right) q(y, Q^2) \quad (40-2)$$

ضریب $\alpha_s(Q^2)$ که در رابطه (۳۷-۲) آمده است بدین صورت تعریف می‌شود:

^۱ Dirac

$$\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} = \frac{2}{\beta_0 \ln(Q^2/\Lambda^2)} - \frac{2\beta_1 \ln \ln(Q^2/\Lambda^2)}{\beta_0^3 [\ln(Q^2/\Lambda^2)]^2} \quad (41-2)$$

که $\alpha_s(Q^2)$ ثابت جفت شدگی است و در آن ثابت‌ها به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\beta_0 = 11 - \frac{2f}{3}, \quad \beta_1 = 102 - \frac{28f}{3} \quad (42-2)$$

که f تعداد نوع کوارک‌های فعال در مسئله است که در اینجا برابر با سه در نظر گرفته می‌شود.

توابع توزیع کوارکی (q ها) در رابطه (۲-۳۷) به صورت زیر در نظر گرفته می‌شوند:

$$xq(x, Q^2) = Nx^a (1 + Ax^b + Bx + cx^{3/2})(1-x)^D \quad (43-2)$$

که برای $q = u_v$:

$$\begin{aligned} a &= 0.563 - 0.025s, \\ b &= 0.054 + 0.154s, \\ N &= 2.484 + 0.116s + 0.093s^2, \\ A &= -0.326 - 0.058s - 0.135s^2, \\ B &= -3.322 + 8.259s - 3.119s^2 + 0.291s^3, \\ C &= 11.52 - 12.99s + 3.161s^2, \\ D &= 2.808 + 1.400s - 0.557s^2 + 0.119s^3 \end{aligned}$$

و برای $q = d_v$:

$$\begin{aligned} a &= 0.299 - 0.022s, \\ b &= 0.259 + 0.015s, \\ N &= 0.156 + 0.017s, \\ A &= 3.445 + 1.278s - 0.326s^2, \\ B &= -6.934 + 37.45s + 18.95s^2 + 1.463s^3, \\ C &= 55.45 - 69.92s + 20.78s^2, \\ D &= 3.577 + 1.441s - 0.683s^2 + 0.179s^3 \end{aligned}$$

و همچنین برای $q = \bar{d} - \bar{u}$

$$\begin{aligned}
a &= 0.419 - 0.013s, \\
b &= 1.064 - 0.038s, \\
N &= 0.099 + 0.019s + 0.002s^2, \\
A &= -44.00 + 98.70s - 14.79s^2, \\
B &= 28.59 - 40.94s - 13.66s^2 + 2.523s^3, \\
C &= 84.57 - 108.8s + 31.25s^2 \\
D &= 7.469 + 2.480s - 0.866s^2.
\end{aligned}$$

و نیز تابع گلثونی (g) در رابطه (۳۷-۲) و تابع توزیع دریای $\bar{u} + \bar{d}$ به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$xw(x, Q^2) = \left[x^a (A + Bx + Cx^2) \left(\ln \frac{1}{x} \right)^b + s^a \exp \left(-E + \sqrt{E' s^\beta \ln \frac{1}{x}} \right) \right] (1-x)^D \quad (۴۴-۲)$$

که برای $w = g$ مقادیر پارامترها به صورت زیر هستند:

$$\begin{aligned}
\alpha &= 1.258, \\
\beta &= 1.846, \\
a &= 2.423, \\
b &= 2.427 + 1.311s - 0.153s^2, \\
A &= 25.09 - 7.935s, \\
B &= -14.84 - 124.3\sqrt{s} + 72.18s, \\
C &= 590.3 - 173.8s, \\
D &= 5.196 + 1.857s, \\
E &= -1.648 + 3.988s - 0.432s^2, \\
E' &= 3.232 - 0.542s,
\end{aligned}$$

همچنین برای پارامترهای $w = \bar{u} + \bar{d}$ داریم:

$$\begin{aligned}
\alpha &= 1.215, \\
\beta &= 0.466, \\
a &= 0.326 + 0.150s, \\
b &= 0.956 + 0.405s, \\
A &= 0.272, \\
B &= 3.794 - 2.359\sqrt{s}, \\
C &= 2.014, \\
D &= 7.941 + 0.534\sqrt{s} - 0.940s + 0.410s^2, \\
E &= 3.049 + 1.597s, \\
E' &= 4.396 - 4.594\sqrt{s} + 3.268s,
\end{aligned}$$

و نیز تابع توزیع که برای دریای کوارکی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\begin{aligned}
xs(x, Q^2) = x\bar{s}(x, Q^2) &= \frac{s^a}{\left(\ln\left(\frac{1}{x}\right)\right)^a} (1 + A\sqrt{x} + Bx)(1-x)^D \\
&\times \exp\left(-E + \sqrt{E's^\beta \ln\frac{1}{x}}\right)
\end{aligned} \tag{۴۵-۲}$$

که پارامترهای آن مقادیر زیر می‌باشند:

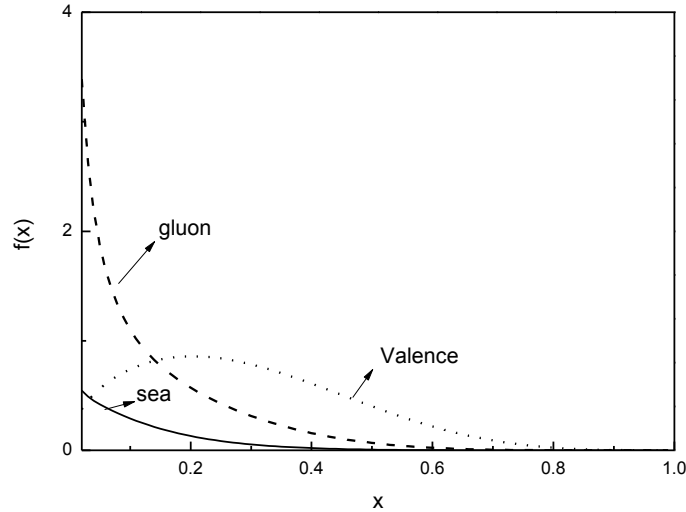
$$\begin{aligned}
\alpha &= 0.175, \\
\beta &= 0.344, \\
a &= 1.415 - 0.641\sqrt{s}, \\
A &= 0.580 - 9.763\sqrt{s} + 6.795s - 0.558s^2, \\
B &= 5.617 + 5.709\sqrt{s} - 3.972s, \\
D &= 13.78 - 9.581s + 5.370s^2 - 0.996s^3, \\
E &= 4.546 + 0.372s^2, \\
E' &= 5.053 - 1.070s + 0.805s^2.
\end{aligned}$$

کمیت s نیز به این صورت می‌باشد [۲۶]:

$$s = \ln \frac{\ln(Q^2 / (0.248\text{GeV})^2)}{\ln(\mu^2 / (0.248\text{GeV})^2)} \tag{۴۶-۲}$$

که در آن $\mu^2 = 0.34 GeV^2$ و $Q^2 = 4 GeV^2$ می باشد.

سهم کوارک های ظرفیت و دریای کوارک و گلئون ها در پروتون با مدل GRV رسم شده است.



شکل ۲-۹: سهم دریای کوارک، سهم کوارک های ظرفیت و سهم گلئون ها در تابع ساختار پروتون در

$$Q^2 = 4 GeV^2$$

در ادامه در مورد نقش گلئون ها در توابع ساختار بحث می کنیم.

جمع روی تکانه پارتون ها باید تکانه کل پروتون را بدهد ولی تمام تکانه پروتون را کوارک های

ظرفیت حمل نمی کنند بلکه درصد قابل توجهی از تکانه پروتون را گلئون ها حمل می کنند. بنابراین با

انتهای گیری روی تکانه پارتون ها داریم [۱۳]:

$$\int_0^1 x P [u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}] dx = P - p_g \quad (۴۷-۲)$$

با تقسیم رابطه فوق بر تکانه پروتون داریم:

$$\int_0^1 x [u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s}] dx = 1 - \epsilon_g \quad (۴۸-۲)$$

که در آن $\varepsilon_g = \frac{p_g}{p}$ کسر تکانه‌ای است که توسط گلئون‌ها حمل می‌شود. انتگرال‌گیری روی

داده‌های تجربی مربوط به تابع ساختار پروتون و نوترون نتیجه زیر را بدست می‌دهد:

$$F_2^{ep}(x)dx = \frac{4}{9}\varepsilon_u + \frac{1}{9}\varepsilon_d = 0.18 \quad (49-2)$$

$$F_2^{en}(x)dx = \frac{1}{9}\varepsilon_u + \frac{4}{9}\varepsilon_d = 0.12$$

که در آن داریم:

$$\varepsilon_u = \int_0^1 x(u + \bar{u})dx \quad (50-2)$$

$$\varepsilon_d = \int_0^1 x(d + \bar{d})dx$$

ε_u و ε_d نشان‌دهنده کسر تکانه حمل شده توسط کوارک‌های u و d است. با صرفنظر کردن از

توزیع کوارک شگفت کسر تکانه حمل شده توسط گلئون‌ها به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\varepsilon_g = 1 - \varepsilon_u - \varepsilon_d \quad (51-2)$$

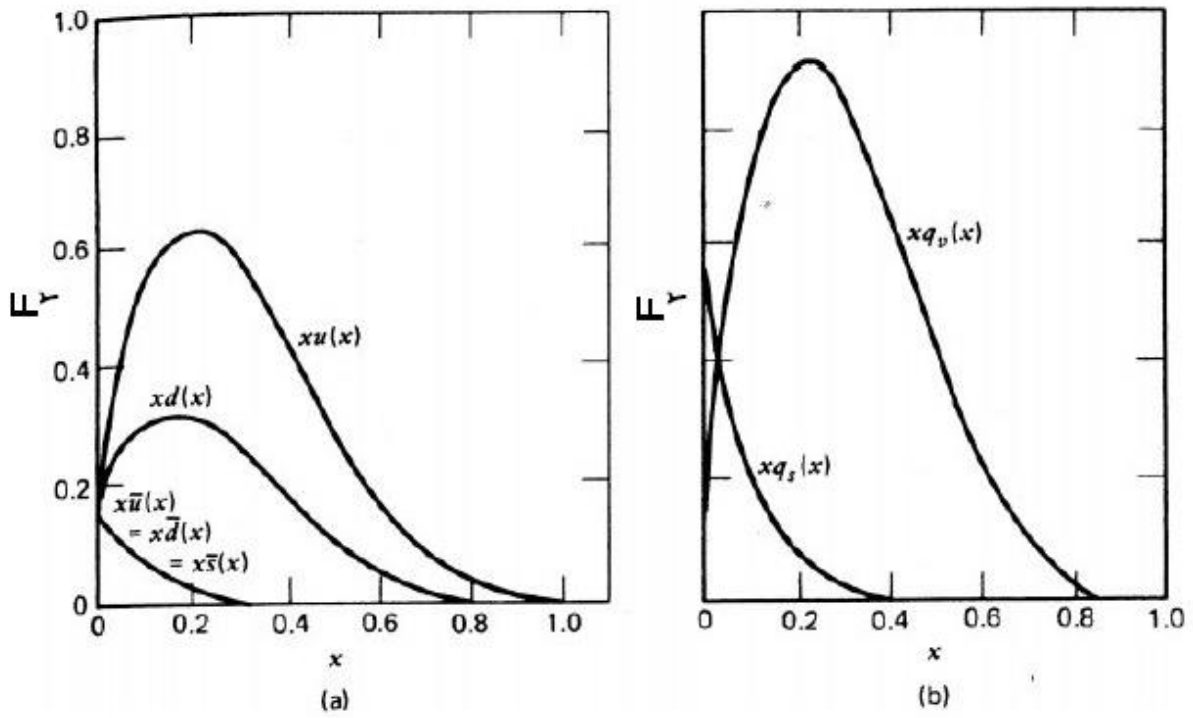
و با حل معادلات (47-2) و (48-2) خواهیم داشت:

$$\varepsilon_u = 0.36 \quad , \quad \varepsilon_d = 0.18 \quad , \quad \varepsilon_g = 0.46 \quad (52-2)$$

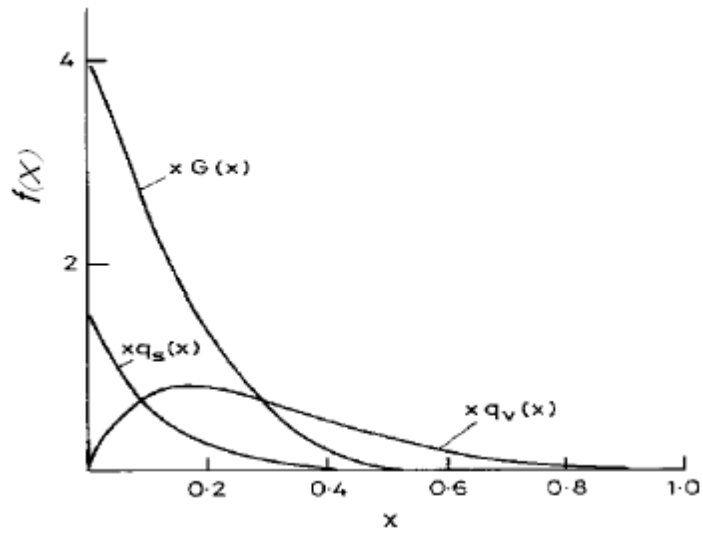
که نشان می‌دهد گلئون‌ها در حدود 50٪ از تکانه یک نوکلئون را حمل می‌کنند [27].

تابع توزیع کوارک‌های ظرفیت، دریای کوارک و گلئون در پروتون آزاد را با توجه به نتایج کارهای

دیگران در شکل (10-2) و (11-2) می‌بینیم.



شکل ۲-۱۰: تابع توزیع کوارک‌های ظرفیت و دریای کوارک در داخل پروتون [۱۳].



شکل ۲-۱۱: تابع توزیع کوارک‌های ظرفیت و دریای کوارک و گلئون در پروتون [۲۸].

۲-۵ اثر EMC و مدل‌های بررسی شده در آن

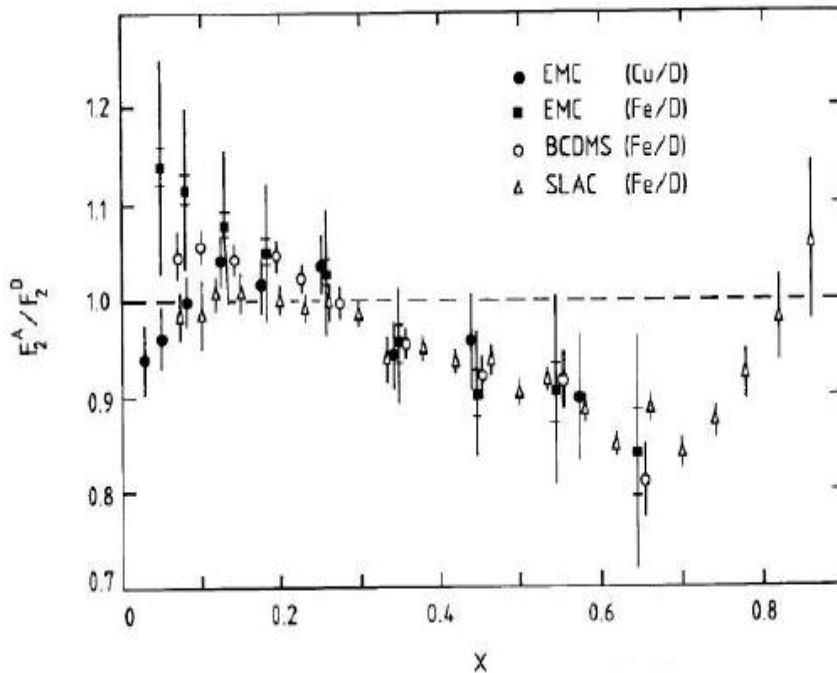
انتظار بر این بود که بتوانند تابع ساختار هسته‌ها را از روی توابع ساختار نوکلئون‌های آزاد بیان کنند ولی گروه تحقیقاتی اروپایی در سرن در سال ۳-۱۹۸۲ به سرپرستی آبرت، نسبت سطح مقطع پراکندگی به ازای هر نوکلئون برای اتم آهن نسبت به دوترون را گزارش دادند [۲۹]. نتایج بیانگر این بود تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد با تابع ساختار نوکلئون‌های مقید با یکدیگر تفاوت دارند و تابع ساختار از جمع تابع ساختار اجزای تشکیل دهنده نوکلئون‌ها بدست نمی‌آید. این پدیده به عنوان اثر EMC شناخته شد. در ابتدا نظر بر این بود که تنها اثر هسته‌ای که در پراکندگی ناکشسان ژرف در x های بزرگ نقش دارد، حرکت فرمی است و برای x های کوچک اثر سایه نقش دارد. با توجه به اینکه انرژی بستگی نوکلئون‌ها در حد MeV و اینکه پراکندگی در حد GeV صورت می‌گیرد، انتظار داشتند که نوکلئون‌ها وابسته به محیط هسته‌ای که آن‌ها را احاطه کرده نباشند. نتایج حاکی از این بود که پدیده‌های دیگری از جمله اثر حرکت فرمی [۳۰]، اثر انرژی بستگی [۳۱، ۳۲]، اثر ابر مزونی [۳۳]، و اثر سایه [۳۴] نقش داشته باشد. شکل (۲-۱۲) نتایج مربوط به اثر EMC ، نسبت تابع ساختار اندازه‌گیری شده آهن به دوترون را نشان می‌دهد.

رابطه EMC برای هسته‌ای با عدد جرمی A به صورت نسبت تابع ساختار هسته‌ای F_2^A به ازای یک نوکلئون تقسیم بر تابع ساختار نوکلئون آزاد بیان می‌شود:

$$R_{EMC}^A = \frac{F_2^A}{AF_2^{nucleon}(x)} \quad (۲-۵۳)$$

که A عدد جرمی هسته برابر تعداد نوکلئون‌های تشکیل دهنده هسته می‌باشد. تابع ساختار نوکلئون آزاد با فرض اینکه اثرات هسته‌ای برای دوترون قابل صرفنظر کردن باشد به صورت یک نوکلئون ایزواسکالر در نظر می‌گیرند:

$$F_2^{nucleon} = \frac{F_2^{deuterium}}{2} = \frac{1}{2}(F_2^p + F_2^n) \quad (54-2)$$



شکل ۲-۱۲: نتایج مربوط به نسبت EMC [۲۷].

رفتار R_{EMC}^A بر حسب توابعی از متغیر x به ازای مقدار ثابت Q^2 که در شکل (۲-۱۳) می‌توان

به چهار ناحیه تقسیم نمود:

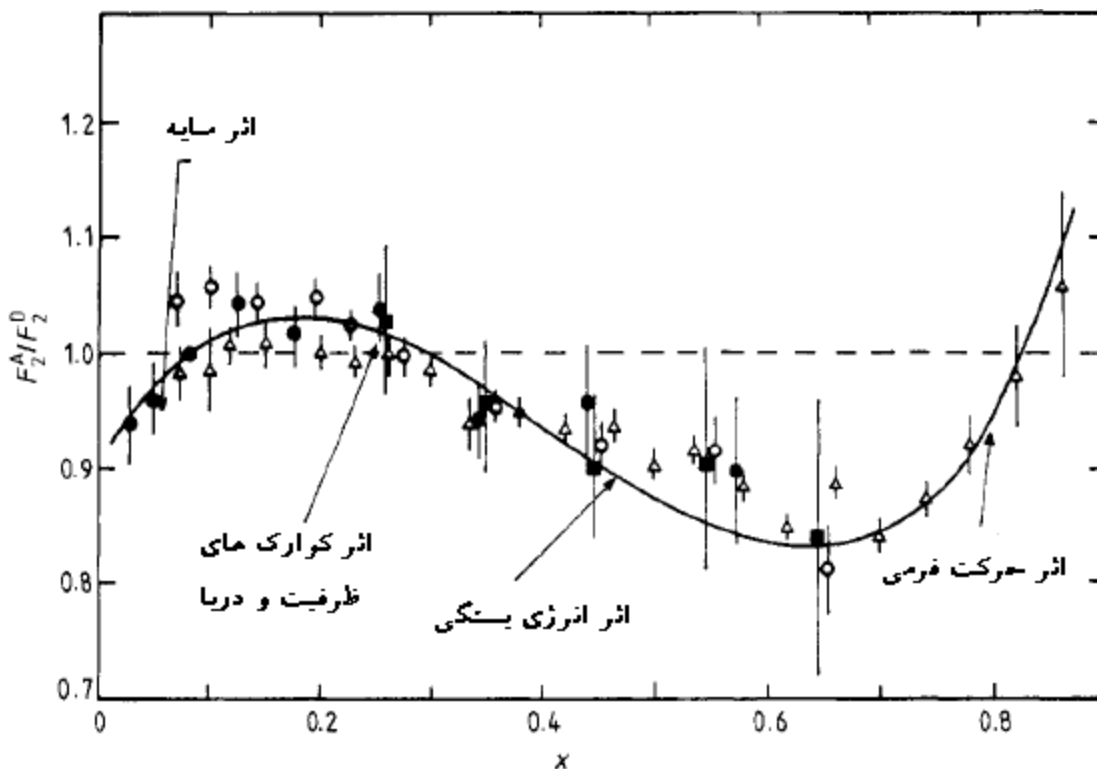
(۱) ناحیه‌ای که در آن $x \geq 0.8$ و $R_{EMC}^A > 1$ است: ناحیه حرکت فرمی می‌باشد.

(۲) ناحیه‌ای که در آن $0.25 \leq x \leq 0.3$ و $R_{EMC}^A < 1$ است: ناحیه انرژی بستگی می‌باشد.

(۳) ناحیه‌ای که در آن $0.1 \leq x \leq 0.25$ و $R_{EMC}^A > 1$ است: ناحیه پاد سایه (ابرمزونی)

می‌باشد.

(۴) ناحیه‌ای که در آن $x \leq 0.1$ و $R_{EMC}^A < 1$ است: ناحیه سایه



شکل ۲-۱۳: اثرهای هسته‌ای و رفتار $R_{EMC}^A(x)$ در ناحیه $0 < x < 1$. [۲۷].

$R_{EMC}^A(x)$ رفتاری تقریباً یکسان نسبت به عدد جرمی A دارد. شکل (۲-۱۳) اثرهای هسته‌ای مختلف که توزیع پارتون‌ها در داخل نوکلئون را برهم زده نمایش می‌دهد. در ناحیه x های کوچک، توزیع پارتونی از روی توزیع دریای کوارک و گلوئون‌ها مشخص می‌شود، از دیدگاه‌های مختلف علت کاهش این نسبت هسته‌ای در این ناحیه به برهم‌کنش هادرون‌ها با فوتون مجازی می‌باشد. مؤلفه هادرونی در تابع موج فوتون مجازی در انرژی بالا تنها با نوکلئون‌های موجود در سطح هسته در برهم‌کنش شرکت می‌کند و باعث کاهش سطح مقطع پراکندگی می‌شود. برای $x < 0.2$ دریای کوارک و کوارک‌های ظرفیتی نقش مهمی دارند و برای ناحیه $0.2 \leq x \leq 0.8$ کوارک‌های ظرفیتی در محاسبه تابع ساختار سهم دارند و برای $x \rightarrow 1$ با حرکت فرمی توضیح داده می‌شود.

مدل‌هایی که برای توضیح اثر EMC ارائه شده است سعی می‌کنند که بتوانند توزیع کوارک‌ها در داخل نوکلئون‌های مقید نسبت به حالت آزاد را توضیح دهند که این مدل‌ها به دو دسته تقسیم

می‌شوند:

(۱) مدل‌هایی که بر اساس مدل درهم روی هسته‌ای هستند. در این مدل فوتون مجازی تنها از کوآرک نوکلئون‌ها پراکنده نمی‌شود بلکه از کوآرک (پادکوآرک) موجود در پایون‌های اطراف نوکلئون‌های داخل هسته می‌تواند پراکنده شود. پایون‌ها به اندازه $x = \frac{M_\pi}{M}$ درصد تکانه را می‌توانند با خود حمل کنند (مدل ابر مزونی). سهم تکانه حمل شده توسط پایون‌ها با در نظر گرفتن اثر محیط هسته‌ای بر حسب پتانسیل جاذبه‌ای که نوکلئون‌ها توسط این نیروی پتانسیل در داخل هسته حرکت می‌کنند، بیان می‌شوند. بنابراین انرژی کل نوکلئون در داخل هسته نسبت به حالت آزاد، به علت سهم منفی که برای پتانسیل در نظر می‌گیرند، کاهش می‌یابد و جرم مؤثر نوکلئون در داخل هسته کاهش رفته و باعث جابجایی $x = \frac{Q^2}{2Mv}$ به سمت مقادیر بزرگ می‌شود. فوتون مجازی توزیع کوآرکی نوکلئون داخل هسته نسبت به حال نوکلئون آزاد در x ‌های بزرگتر مشاهده می‌کند (مدل باز مقیاس بندی x ، مدل انرژی بستگی) [۳۵].

(۲) مدل‌هایی که بر پایه افزایش ابعاد حبس‌شدگی کوآرک‌های مقید به نوکلئون‌های داخل هسته است. از لحاظ QCD تغییر در ابعاد حبس‌شدگی به معنای تغییر در اندازه μ^2 ، در معادله آلترالی - پریزی، می‌باشد. بنابراین مقدار مؤثر Q^2 برای نوکلئون‌های مقید کوچک‌تر از مقدار مؤثر Q^2 برای نوکلئون در حالت آزاد است که بیانگر باز مقیاس‌بندی Q^2 می‌باشد. در این چارچوب تحولات تابع ساختار در QCD برای نوکلئون مقید در مقایسه با حالت آزاد سریع‌تر صورت می‌گیرد. بنابراین اندازه دریای کوآرک از لحاظ QCD برای نوکلئون مقید به هسته نسبت به نوکلئون آزاد زیاد است. در برخی از مدل‌ها تابع ساختار نوکلئون در Q^2 ‌های بزرگ ناچیز می‌شود و دیگر کوآرک‌ها محدود به نوکلئون‌ها نیستند و در تمام حجم هسته قرار می‌گیرند. مدل دسته کوآرک‌ها بر اساس چنین فرضی استوار است، کوآرک‌ها به صورت شبه

آزاد در داخل کیسه‌ای بزرگ که تشکیل یافته از ۶، ۹، ۱۲ و... کوآرک ظرفیتی در حال حرکت هستند [۳۵].

تمام این مدل‌ها توصیف مناسبی از اطلاعات در ناحیه $0/8 < x < 0/2$ به جز ناحیه x ‌های کوچک به علت اثر سایه و همچنین افزایش نسبت تابع ساختار برای ناحیه x ‌های بزرگ به علت حرکت فرمی، بدست می‌دهند.

حال توضیح مختصری در مورد مدل خوشه کوآرکی^۱ ارائه می‌دهیم.

یک هسته به صورت چگال و متراکم است و نوکلئون‌ها در داخل هسته به شدت در کنار یکدیگر قرار گرفتند. پس می‌توان هسته را به صورت جعبه‌ای که بیش از سه کوآرک تشکیل یافته است، در نظر گرفت که از حالت‌های تک رنگ^۲ ۶، ۹، ۱۲... کوآرکی در کسری از زمان که نوکلئون‌ها به یکدیگر خیلی نزدیک شدند توابع موج آن‌ها با یکدیگر همپوشانی دارند، با احتمالی به وجود می‌آیند. شواهد دقیقی به وجود آمدن که چنین کوآرک‌های خوشه‌ای وجود ندارد ولی مدل مفیدی برای بررسی هسته است و از مدل‌های اولیه ارائه شده در بررسی اثر EMC است [۳۶].

اگر هسته از نوکلئون و یک دسته ۶ کوآرکی تشکیل یافته باشد در آن صورت تابع ساختار به شکل زیر می‌توان نوشت:

$$F_2^A(x) = \int_z^A f_N(z) F_2^N\left(\frac{x}{z}\right) + \int_z^A f_6(z) F_2^6\left(\frac{x}{z}\right) dz \quad (55-2)$$

$f_N(z)$ و $f_6(z)$ توزیع تکانه نوکلئون‌ها و دسته ۶ کوآرکی می‌باشد. $F_2^6(x)$ تابع ساختار دسته

۶ کوآرکی است. شرط بهنجارش به صورت زیر می‌باشد:

$$\int_z f_N(z) dz = 1 - p, \quad \int_z f_6(z) dz = p \quad (56-2)$$

^۱ Quark Cluster

^۲ Color Singlet

p تکانه حمل شده دسته ۶ کوارکی در داخل هسته است. به علت اینکه بخشی از تکانه هسته توسط دسته ۶ کوارکی حمل می‌شود تکانه حمل شده توسط نوکلئون‌ها کاهش پیدا می‌کند. در x های بزرگ با توجه به مدل ارائه شده تابع ساختار به صورت $F_2^6 \sim (1-x)^{2n-1}$ است. n تعداد کوارک‌های ناظر، کوارک‌هایی که در برهم‌کنش شرکت نمی‌کنند، است. در مدل دسته ۶ کوارکی، دارای ۵ کوارک ناظر است. بنابراین تابع ساختار برای دسته ۶ کوارکی به صورت زیر است:

$$F_2^6(x) \sim (1 - \frac{x}{2})^9 \quad (57-2)$$

محدوده‌ی x برای چنین دسته کوارکی بین $0 < x < 2$ قرار می‌گیرد، این تابع ساختار برای x های بزرگ برقرار است اما با توجه به نتایج تجربی دارای ۲ ویژگی است. دسته ۶ کوارکی از لحاظ اندازه بزرگ‌تر از نوکلئون است بنابراین توزیع کوارکی بر حسب x به صورت هموار است و دارای جمله اضافی برای توزیع تکانه است که باعث افزایش R در x های بزرگ می‌شود.

مدل تکامل یافته لازبلا [۳۷] توانایی توضیح اثر EMC را در x های کوچک دارد. مدلی که به عدد جرمی A وابسته است و پارامترهای ارائه شده در مدل دسته کوارکی نسبت به مدل‌های قبلی قابل قبول می‌باشند. این مدل که توافق خوبی با نتایج تجربی دارد هرچند که دارای قدرت پیشگویی نمی‌باشد. به عنوان مثال تابع ساختار و یا تابع توزیع تکانه را برای تمام هسته‌ها نمی‌تواند پیشگویی کند. برخی از دیدگاه‌ها برای اثر EMC از لحاظ مفهومی شبیه مدل دسته چند کوارکی هستند. برای مثال مدل بر اساس نیروی سه گلئونی که از جهاتی شبیه به مدل ۹ کوارکی است [۳۸]، یا مدلی که تابع ساختار کوارک و پادکوارک به طور جداگانه بیان می‌شود و توزیع پادکوارک در داخل هسته تغییر پیدا می‌کند [۳۹]. تابع ساختارهای ارائه شده برای مدل دسته چند کوارکی توانایی پیشگویی در مورد رفتار تابع ساختار هسته برای $x > 1$ هستند ناحیه‌ای که تابع ساختار برای نوکلئون آزاد ناچیز می‌باشد ولی هیچ نتایج تجربی برای $x > 1$ ارائه نشده که بتوان با نتایج مقایسه نمود.

فصل سوم

بررسی اثرات هسته‌ای بر توابع ساختار

در پراکندگی ناکشسان ژرف

۳-۱ مقدمه

انرژی صرف شده در پراکندگی ناکشسان ژرف خیلی بزرگتر از انرژی مورد نیاز برای پراکندگی کشسان الکترون از هستهها است، پس می‌توانیم از اثرات هسته‌ای در پراکندگی الکترون از هستهها چشم‌پوشی کرد. به بیان دیگر ذرات تشکیل‌دهنده هسته، نوکلئون‌های شبه‌آزاد و کوارک‌ها، تحت تأثیر محیط هسته‌ای نمی‌باشند. اطلاعات بدست آمده از پراکندگی ناکشسان ژرف حاکی از این بود که توزیع کوارکی نوکلئون‌های مقید در داخل هستهها با توزیع کوارکی نوکلئون‌های آزاد متفاوت است. پدیده‌های مختلفی در این اختلاف نقش دارند، به طوری که در محدوده‌ی x های بزرگ حرکت فرمی و در ناحیه میانی انرژی بستگی و ابر مزونی همچنین در x های کوچک اثر سایه باعث به وجود آمدن اختلاف بین ساختار نوکلئون آزاد و مقید می‌شوند.

در این فصل به طور مختصر به بررسی اثر حرکت فرمی، نقش انرژی پیوستگی و ابر مزونی و اثر سایه بر نوکلئون‌های مقید می‌پردازیم.

۳-۲ بررسی نقش اثر حرکت فرمی در نسبت EMC

نوکلئون‌ها در داخل هسته در مدارهای تک ذره‌ای با تکانه k_F در حال حرکت هستند، این حرکت به حرکت فرمی مشهور است. حرکت فرمی برای هسته‌های محدود به انرژی پیوستگی وابسته می‌باشد، چون بدون در نظر گرفتن انرژی بستگی هسته‌ها واپاشی می‌کنند. وجود حرکت فرمی برای بیان ارتباط تابع ساختار یک نوکلئون در هسته ضروری است. اگر تابع ساختار نوکلئون‌های تشکیل‌دهنده هسته را در نظر بگیریم بر اساس چنین فرضی پراکندگی از هسته به صورت جمع غیر همدوس از پراکندگی نوکلئون‌های تشکیل‌دهنده هسته در نظر می‌گیرند. لزوم استفاده از انرژی بستگی به همراه حرکت فرمی را می‌توان از روی متغیر بیورکن $x = \frac{Q^2}{2Mv}$ متوجه شد. در چارچوب سکون برای نوکلئون آزاد $p \cdot q = Mv$ و $v = q^0$ می‌باشد، در حالی که برای نوکلئون مقید به چارچوب

سکون هسته، برای هسته $\vec{p} \neq 0$ ، برای نوکلئون (p^0 انرژی نوکلئون) $p^0 = M$ یا $p^0 = \sqrt{\vec{p}^2 + M^2}$ به علت وجود انرژی بستگی نمی‌باشد. از آنجایی که چهار بردار تکانه برای نوکلئون پراکنده شده مشخص نیست، تابع ساختار را برحسب $x = \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{x_A M_A}{M}$ بیان می‌کنند. اگر $x_A = \frac{Q^2}{2p_A q}$ متغیر مقیاس‌بندی برای نوکلئون آزاد $p_A q = M_A \nu$ که در چارچوب سکون است. اگر $p \cdot q \neq M\nu$ باشد [۴۰] دیگر نمی‌توان x را درصد تکانه حمل شده توسط کوارک‌های ظرفیتی در نظر گرفت. بنابراین باید اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی را برای تابع ساختار نوکلئون مقید به هسته در نظر بگیریم و در نهایت با تابع ساختار نوکلئون آزاد مقایسه کنیم.

قبل از کشف اثر EMC ، اثر فرمی توسط بودک و ریتچ در سال ۱۹۸۱ بررسی شده است. دیدگاه بودک و ریتچ [۳۰] بر اساس تقریب غیر همدوس تکانه مدل آتوود-وست برای دوترون می‌باشد [۴۱]. پراکندگی ناکشسان هسته با توجه به شکل (۳-۱) برای اثر حرکت فرمی در دو حالت زیر در نظر می‌گیرند:

(۱) پراکندگی از نوکلئون برون لایه‌ای در داخل هسته در صورتی که تکانه نوکلئون کمتر از تکانه فرمی باشد ($K_F > P_i$).

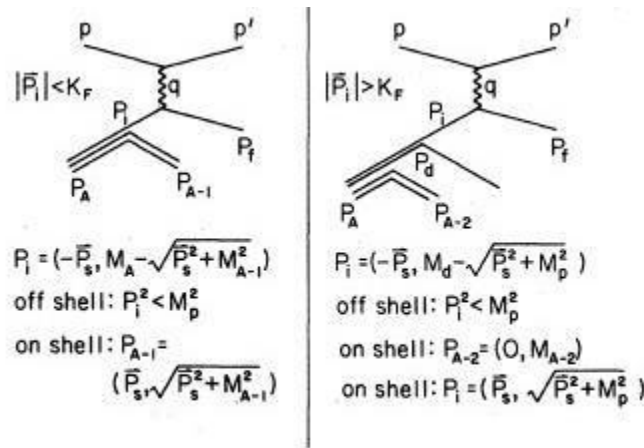
نوکلئون توسط یک پتانسیل میانگین با سایر نوکلئون‌ها در داخل هسته با عدد جرمی A برهم‌کنش می‌کنند. بنابراین نوکلئون برهم‌کنش کننده دارای تکانه P_i که در حالت تعادل با سایر نوکلئون‌های پس زده شده در هسته با عدد جرمی $A-1$ هستند که تکانه $P_{A-1} = -p_i$ است. نوکلئون که در برهم‌کنش شرکت می‌کند به صورت برون لایه‌ای بوده و هسته پس زده $A-1$ به صورت درون لایه‌ای است، فرض بر این است بعد از برخورد هسته پس زده در حالت برانگیخته نباشد. بنابراین در چارچوب آزمایشگاه بصورت زیر می‌باشد [۳۱]:

$$\vec{p} = \vec{p}_i = -\vec{P}_s, \quad E_i = M_A - \sqrt{M_{A-1}^2 + \vec{P}_s^2} \quad (1-3)$$

$$P_f^2 = W'^2 = (P_i + q)^2 = P_i^2 + 2P_i \cdot q - Q^2 \quad (2-3)$$

$$W'^2 = (E_i^2 - \vec{P}_s^2) - 2E_i \nu V - 2E_i |\vec{q}_3| - Q^2 \quad (3-3)$$

اگر $q = (q_0, \vec{q}_3)$ داشته باشیم، p_3 تکانه در تصویر در امتداد بردار \vec{q}_3 است.



شکل ۱-۳: الف) پراکندگی برون لایه‌ای نوکلئون در حالتی که $K_F > P_i$ ب) پراکندگی برون لایه‌ای نوکلئون در

حالتی که $K_F < P_i$ [۳۰]

۲) پراکندگی از نوکلئون برون لایه‌ای در داخل هسته در صورتی که تکانه نوکلئون بزرگتر از تکانه

فرمی است $(K_f < P_i)$.

در مدل گاز فرمی می‌دانیم که نوکلئون‌ها نمی‌تواند تکانه‌ای بزرگتر از تکانه فرمی K_F داشته

باشند. این تکانه بزرگ با فرض برهمکنش دو به دو بین نوکلئون‌های تشکیل دهنده هسته توسط

پتانسیل مغزی سخت^۱ به وجود می‌آید. در این حالت فرض می‌شود که تنها تک نوکلئون در

^۱ Hard core potential

پراکندگی پس زده می‌شود به مانند اینکه در داخل هسته یک شبه دوترون وجود دارد و $A-1$ نوکلئون در داخل هسته، در چارچوب آزمایشگاهی، به صورت ناظر هستند و در پراکندگی شرکت نمی‌کنند. بنابراین برای نوکلئون برون لایه‌ای روابط زیر را داریم:

$$\vec{P}_i = -\vec{P}_s, \quad E_i = M_d - \sqrt{\vec{P}_s^2 + M_p^2} \quad (4-3)$$

در روش آتود-وست تانسور $W_{\mu\nu}^A$ برای هسته به صورت درهم روی تانسور $W_{\mu\nu}^N$ برای نوکلئون‌های برون لایه‌ای بدست می‌دهد [30]:

$$W_{\mu\nu}^A(p_A, q) = \sum_{i=1}^A \int d^3p |\varphi_i(\vec{p})|^2 W_{\mu\nu}^N(p, q) \quad (5-3)$$

$|\varphi_i(\vec{p})|^2$ توزیع تکانه نوکلئون‌ها در مدار تک ذره‌ای i می‌باشد و $\varphi_i(\vec{p})$ تابع موج غیر نسبیتی نوکلئون در مدار i است. تانسور $W_{\mu\nu}^A$ برای هسته با عدد جرمی A باتوجه به مدل آتود-وست به صورت زیر است:

$$W_{\mu\nu}^A = -W_1^A \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{q^2} \right) + \frac{W_2^A}{M_A^2} \times (P_\mu - \frac{q \cdot P}{q^2} q_\mu) (P_\nu - \frac{q \cdot P}{q^2} q_\nu) \quad (6-3)$$

$$W_1^A = \sum_{i=0}^A \int d^3\vec{p} |\varphi_i(\vec{p})|^2 \left(W_1^N + \frac{W_2^N (\vec{p}^2 - p_3^2)}{2M_N^2} \right) \quad (7-3)$$

$$W_2^A = \sum_{i=0}^A \int d^3\vec{p} |\varphi_i(\vec{p})|^2 \left[\left(1 - \frac{p_3 Q^2}{M_N v' q_3} \right) \left(\frac{v'}{v} \right)^2 + \frac{p^2 - p_3^2}{2M_N^2} \left(\frac{Q^2}{q_3^2} \right) \right] W_2^N \quad (8-3)$$

p_3 مولفه تکانه در امتداد \vec{q}_3 است و $v' = \frac{p_i \cdot q}{M_N}$ می‌باشد.

مدل گاز فرمی توزیع تکانه تا حد تکانه فرمی می‌باشد و بالاتر از سطح تکانه فرمی K_F هیچ ذره‌ای قرار نمی‌گیرد ولی در ماده هسته‌ای نیروی هسته‌ای قوی موجب به وجود آمدن همبستگی

کوتاه برد در تابع موج در نوکلئون برهم کنشی می شود و جفت‌هایی بالاتر از سطح فرمی قرار می‌گیرند.

تابع توزیع تکانه به صورت زیر است:

$$|\varphi_i(\vec{p})|^2 \frac{1}{c} \left[1 - 6 \left(\frac{k_F a}{\pi} \right)^2 \right] \quad \text{for } 0 < |\vec{p}| < K_F$$

$$\frac{1}{c} \left[2R \left(\frac{K_F a}{\pi} \right)^2 \left(\frac{K}{\pi} \right)^4 \right] \quad \text{for } K_F < |\vec{p}| < 4\text{GeV} / c$$

$$0 \quad \text{for } |\vec{p}| > 4\text{GeV} / c$$
(۹-۳)

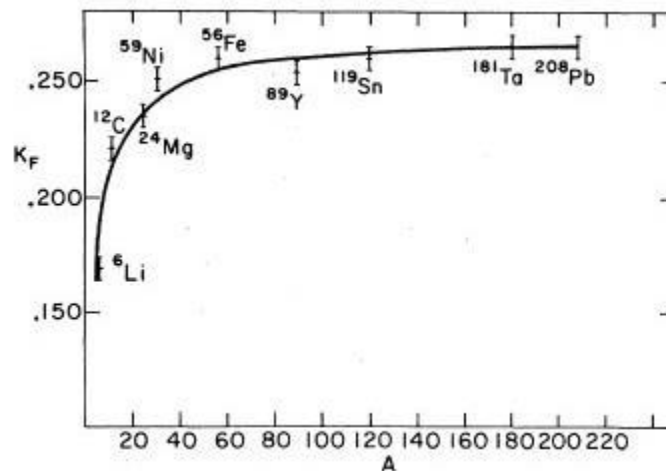
که $a = 2(\text{GeV} / c)^{-1}$ و $c = \frac{4}{3} \pi K_f^3$ و $R = 1/[1 - K_F/(4\text{GeV} / c)]$ است.

توزیع تکانه در شرط بهنجارش صدق می‌کند:

$$\int_0^{4\text{GeV} / c} |\varphi(\vec{p})|^2 4\pi P^2 dp = 1$$
(۱۰-۳)

با توجه به شکل (۲-۳) تکانه فرمی برای عناصر مختلف بر حسب عدد جرمی A آورده شده است.

در این مدل انرژی بستگی را در حدود 8MeV در نظر گرفتند و از برانگیختگی هسته پس زده صرف نظر شده است.



شکل ۲-۳: تکانه فرمی برای هسته‌های مختلف بر حسب عدد جرمی A نمایش داده شده [۳۰].

این دو نمودار بیانگر حساسیت این مدل می‌باشد.

۲-۳ بررسی نقش اثر انرژی بستگی در نسبت EMC

در مدل درهم روی هسته‌ای از مجموعه‌ای از نوکلئون‌های مقید تشکیل شده که برای آن‌ها اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی را در نظر می‌گیرند. قبل از کشف اثر EMC فرض می‌شد که بتوان از انرژی بستگی به علت کوچکی آن (در حدود MeV) در مقابل انرژی انتقالی U (در حدود GeV) در پراکندگی ناکشسان ژرف صرف نظر کرد، اهمیت انرژی بستگی در بررسی اثر EMC اولین بار توسط توماس و دان [۳۲] اشاره شد.

تابع ساختار هسته در مدل درهم روی هسته‌ای با در نظر گرفتن مدل لایه‌ای به صورت زیر می‌باشد [۳۱]:

$$F_2^A(x) = \sum_{N=n,p} \sum_{nl} \int_x^\infty dz g_{nl}^N f^N(z)_{nl} F_2^N\left(\frac{x}{z}\right) \quad (۱۱-۳)$$

که در آن داریم:

$$f^N(z)_{nl} = \int_{|m_N(z-1)-\varepsilon_{nl}|}^\infty dp p m_N |\varphi_{nl}(p)|^2 / (2\pi)^2 \quad (۱۲-۳)$$

که $x = \frac{Q^2}{2m_N q_0}$ و $z = \frac{p_{nl} q}{m_N q_0}$ به ترتیب کسر تکانه حمل شده توسط نوکلئون از کل تکانه

هسته و متغیر بیورکن است. g_{nl} اعداد اشغال مربوط به هر تراز n و l هسته با عدد جرمی A و

$f^N(z)_{nl}$ تابع توزیع نوکلئون در داخل هسته است و بر حسب توزیع تکانه $\varphi_{nl}(p)$ و انرژی

نوکلئون‌ها ε_{nl} در داخل هسته می‌باشد و اثر انرژی بستگی روی تابع ساختار در ناحیه میانی x یعنی

$x \sim 0.5$ اثر گذار است. $f^N(z)_{nl}$ تابع توزیع تکانه باید در شرط بهنجارش صدق کند:

$$\sum_{N=n,p} \sum_{nl} \int_0^\infty dz g_{nl}^N f^N(z)_{nl} = A \quad (۱۳-۳)$$

اگر سهم گلوئون‌ها و دریای کوارک‌ها برای تابع ساختار نوکلئون آزاد در نظر بگیریم در قانون جمع^۱

زیر صدق می‌کند:

$$\int_0^1 dx F_2^N(x) = 1 \quad (14-3)$$

بنابراین برای تابع ساختار هسته‌ای با در نظر گرفتن قانون جمع خواهیم داشت:

$$\int_0^A dx F_2^A(x) = \int_0^\infty dx F_2^A(x) = A \langle z \rangle = A z_0 \quad (15-3)$$

$$z_0 = \langle z \rangle = \frac{1}{A} \int_0^A dz z f^A(z) = 1 + \frac{\langle \varepsilon_{nl} \rangle}{m_N} \quad (16-3)$$

$\langle \varepsilon_{nl} \rangle$ متوسط انرژی جدایی یک نوکلئون از هسته است. اثر پیوستگی به صورت نقض رابطه (۳)-

(۱۶) که متناسب با z_0 ظاهر می‌شود. $\langle z \rangle = z_0 \approx 0.97$ است یعنی نوکلئون‌ها تنها ۹۷ درصد از

مقدار اولیه تکانه هسته را می‌توانند با خود حمل کنند. در این حالت همواره $\langle z \rangle < 1$ است. برای

برقراری رابطه (۱۶-۳) باید بخشی از تکانه توسط ذراتی به نام مزون‌ها حمل شوند برای برقراری رابطه

بالا پارامتر η به صورت زیر اضافه می‌شود:

$$1 + \eta = 1 + \frac{\langle \varepsilon_{nl} \rangle}{m_N} \quad (17-3)$$

حضور مزون‌ها برای ناحیه $x < 0.2$ قابل توجه است. در محاسبه $f^A(x)$ از توابع موج نوسانگر

همهانگ استفاده می‌کنیم که به صورت زیر ارائه شده است:

$$f^A(x) = \sum_{nl} g_{nl} S_{nl}(z) \quad (18-3)$$

که $S_{nl}(z)$ برابر است با:

¹ Sum rule

$$s_{nl}(z) = \frac{1}{2} \left(\frac{m_N}{\hbar\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{n!}{\Gamma(n+l+\frac{3}{2})} \sum_{t_1=0}^n \sum_{t_2=0}^n \frac{(-1)^{t_1+t_2}}{t_1! t_2!} \binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_1} \binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_2} \quad (19-3)$$

$$\times \Gamma[l+t_1+t_2+1, \frac{m_N}{\hbar\omega} (z-1 - \frac{\mathcal{E}_{nl}}{m_N})^2]$$

مدل نوسانگر هماهنگ، پارامتر $\hbar\omega$ برای n و l های مختلف را یک مقدار ثابت در نظر گرفت
[31]:

$$\hbar\omega = \frac{45}{A^{\frac{1}{3}}} - \frac{25}{A^{\frac{2}{3}}} \quad (20-3)$$

اگر تابع ساختار نوکلئون از رابطه زیر بدست آید [31]:

$$F_2^N(x) = 0.59\sqrt{x}(1-x)^{2.8} + 0.33\sqrt{x}(1-x)^{3.8} + 0.49\sqrt{x}(1-x)^8 \quad (21-3)$$

ولی در مدل نوسانگر هماهنگ، پوسته‌های انرژی دارای میانگین مربع شعاع مختلف هستند [42]:

$$\langle r^2 \rangle_{nl} = \frac{1}{\alpha^2} (2n+l+\frac{3}{2}) \quad (22-3)$$

$$\alpha^2 = \frac{m_n \omega}{\hbar} \quad (23-3)$$

می‌باشد که در واحد طبیعی پارامتر $\hbar\omega$ بر حسب میانگین مربع شعاع به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\hbar\omega = \frac{42.2}{\langle r^2 \rangle_{nl}} (2n+l+\frac{3}{2}) \quad (24-3)$$

$\langle r^2 \rangle >^{\frac{1}{2}}$ و $\hbar\omega$ به ترتیب بر حسب فرمی و MeV بیان می‌شود و $m_n = 938/905 MeV$ جرم نوکلئون می‌باشد. در محاسبات خود برای تابع ساختار و نسبت تابع ساختار از رابطه (24-3) استفاده می‌کنیم. R_{EMC}^A به صورت زیر در نظر گرفته شده است [31]:

$$R_{EMC}^A(x) = \frac{F_2^A(x)}{AF_2^{Nucleon}(x)} \quad (25-3)$$

تابع ساختار هسته A بر واحد نوکلئون می‌باشد. نتایج محاسبات در شکل (3-3) آمده

است [29]. به نظر می‌رسد اگر تابع ساختار $\frac{(F_2^p(x) + F_2^n(x))_{GRV}}{2}$ برای نوکلئون آزاد در رابطه

(3-11) استفاده شود نتایج بهتری حاصل شود (در فصل پایانی توضیح داده می‌شود). باید دقت کنیم

که تابع ساختار نوکلئون آزاد برای هسته‌هایی که $Z \neq N$ است به صورت $\frac{(F_2^p(x) + F_2^n(x))_{GRV}}{2}$

نیست.

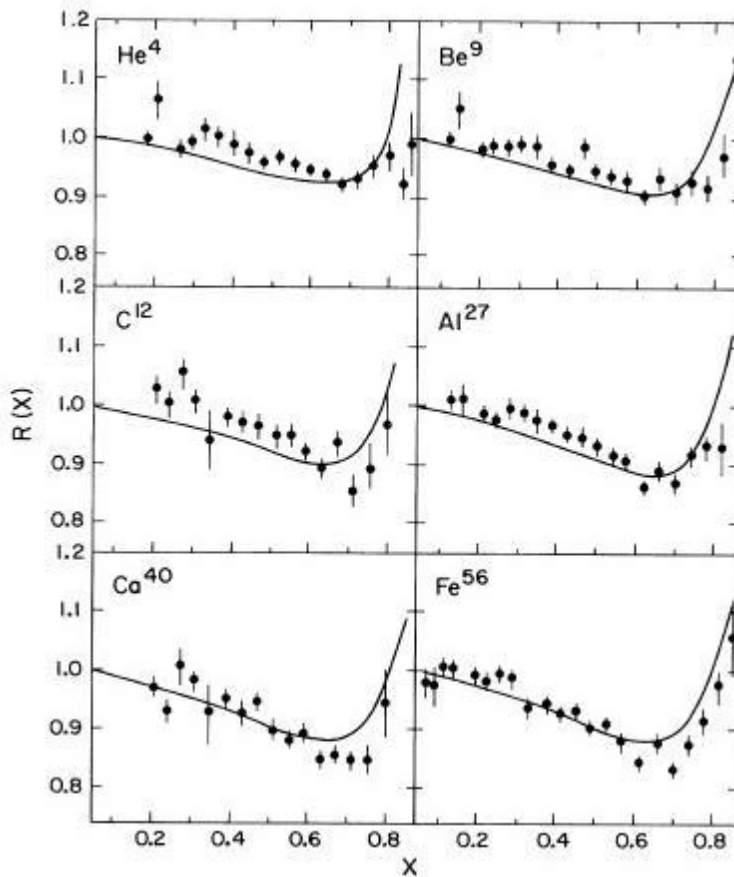
R_{EMC} برای هسته‌های گوناگون را به صورت زیر در نظر می‌گیرند [43]:

$$R_{EMC}(x) = \frac{F_2^A(x)}{ZF_2^p(x) + NF_2^n(x)} \quad (26-3)$$

که در این رابطه Z عدد اتمی و N عدد نوترونی که $A = Z + N$ است.

شکل (3-3) نسبت $R_{EMC}(x) = \frac{2F_2^A(x)}{AF_2^D(x)}$ بر حسب x برای هسته‌های مختلف رسم شده است.

این نتایج تجربی مربوط به شتابدهنده خطی استانفورد ($SLAC$) می‌باشد [31].



شکل ۳-۳: نسبت $R_{EMC}(x) = \frac{2F_2^A(x)}{AF_2^D(x)}$ بر حسب x برای هسته‌های گوناگون [۳۱].

۳-۳ بررسی نقش ابر مزونی در نسبت EMC

بخشی از نتایج بدست آمده از اثر EMC را می‌توان توسط میدان پایونی موجود در داخل هسته توضیح داد. نوکلئون‌ها در اثر برهم‌کنش‌های هسته‌ای در داخل هسته بین یکدیگر پایون مبادله می‌کنند و پایون‌ها را عامل نیروهای هسته‌ای می‌دانند [۴۴،۳۱]. بنابراین در پراکندگی الکترون از هسته فوتون مجازی تنها از کوارک‌های داخل نوکلئون پراکنده نمی‌شوند بلکه بخشی از پراکندگی از روی کوارک‌ها و پادکوارک‌های موجود در ابر مزونی صورت می‌گیرد. تابع ساختار برای نوکلئون مقید به صورت جمع دو جمله نوشته می‌شود:

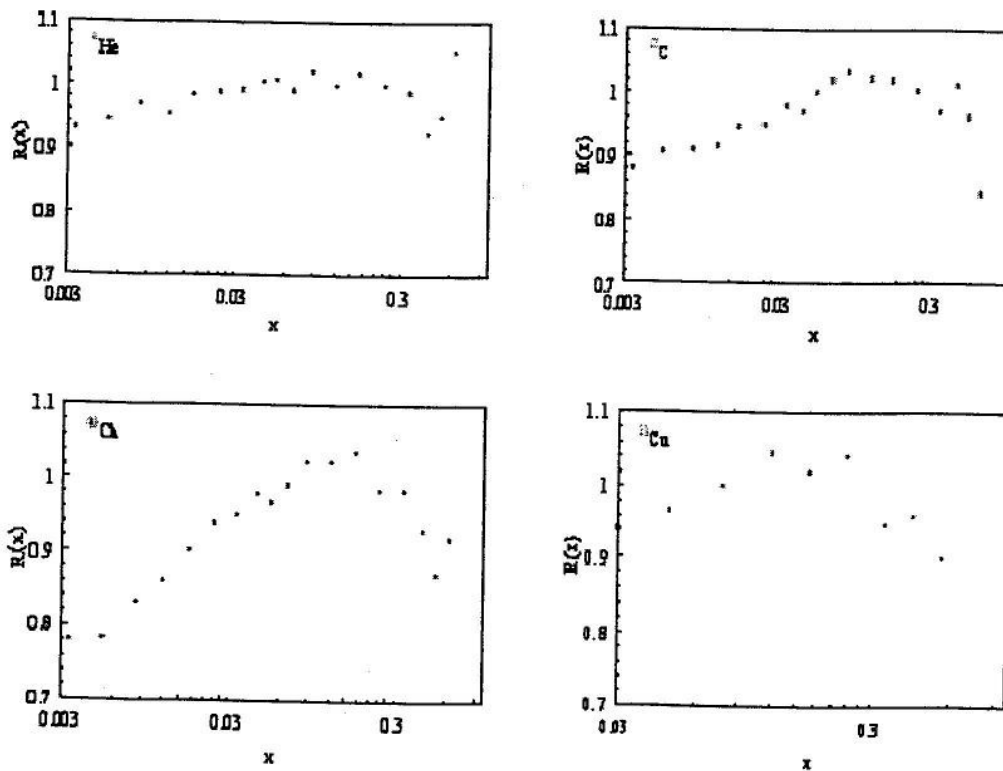
$$F_2^A(x) = \int dy f_N(y) F_2^N\left(\frac{x}{y}\right) + \int dy f_\pi(y) F_2^\pi\left(\frac{x}{y}\right) \quad (۲۷-۳)$$

جمله اول تابع ساختار نوکلئون آزاد $F_2^N(\frac{x}{y})$ و $f_N(y)$ تابع توزیع نوکلئون در داخل هسته می‌باشد و جمله دوم $F_2^\pi(\frac{x}{y})$ تابع ساختار پایون آزاد و $f_\pi(y)$ تابع توزیع پایون در داخل هسته است. پراکندگی ناکشسان ژرف پایون‌ها در حالت سکون هسته با توجه به بقای تکانه محدود به ناحیه $x < \frac{m_\pi}{m} \approx 0.15$ هستند. با توجه به اینکه سهم پایون برای نوکلئون‌های مقید بیشتر از حالت آزاد می‌باشند پس سهم جمله دوم در x های کوچک بیشتر می‌شود. براساس چنین فرضی در x های کوچک برای هسته افزایش توزیع پادکوارک‌ها مشاهده می‌شود چون پایون‌ها شامل پادکوارک‌های ظرفیتی هستند. اگر بخشی از تکانه هسته توسط پایون‌ها حمل شود بنابراین نوکلئون‌ها نسبت به حالتی که پایون‌ها نباشند، کندتر می‌شوند. z تکانه حمل شده توسط نوکلئون در حضور پایون‌ها برابر $z = 1 - \eta$ است که η کسر تکانه حمل شده توسط پایون‌هاست. اگر نوکلئون‌ها به صورت آزاد باشند η برابر صفر است. مدل ابر پایونی اثر EMC را با توجه به نتایج تجربی در بازه $0.1 < x < 0.8$ به خوبی توصیف می‌کند. برای مثال تعداد پایون‌های اضافی به ازای نوکلئون در هسته A در حدود 0.09 می‌باشد و پایون‌ها برای هر هسته متناسب با چگالی هسته است. برای هسته Au تعداد پایون 0.11 بوده و 6 درصد تکانه نوکلئون را با خود حمل می‌کنند.

۳-۴ بررسی نقش اثر سایه در نسبت EMC

در ناحیه x های کوچک ($0.07 \sim 0.3 < x < 5 \times 10^{-3}$) و در Q^2 های کوچک ($Q^2 < 1$) سطح مقطع در برهم‌کنش بین فوتون‌های حقیقی و هسته با افزایش عدد جرمی کاهش می‌یابد [۴۵]. این اثر به عنوان سایه در تشابه با اثر سایه در سطح مقطع هادرونی شناخته می‌شود. با توجه به اینکه فوتون مجازی از یک ذره نقطه‌ای گسیل می‌شود و فوتون مجازی را می‌تواند به صورت برهم‌نهی از مزون‌های برداری مانند ρ و ω و ϕ تبادل شود و سپس با نوکلئون‌های موجود بر روی سطح هسته برهم‌کنش می‌کند. نوکلئون‌های سطحی اغلب شار فرودی هادرونی را جذب می‌کنند بنابراین یک

سایه‌ای بر روی نوکلئون‌های داخلی به وجود می‌آورد و سطح مقطع نوکلئون در داخل هسته کوچکتر از سطح مقطع نوکلئون آزاد می‌شود. شکل (۳-۴) نشان دهنده نتایج تجربی اثر سایه برای چند هسته است.



شکل ۳-۴: نتایج تجربی مربوط به R_{EMC} هسته‌های ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{20}\text{Ca}$ و ${}^{58}\text{Cu}$ بدست آمده است [۳۴].

فصل چهارم

محاسبه توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$

و بدست آوردن نسبت EMC

هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$

۴-۱ مقدمه

توابع ساختار توزیع تکانه پارتون‌ها در داخل نوکلئون هستند. روش‌های زیادی برای بدست آوردن تابع ساختار وجود دارد. یکی از راه‌های شناسایی ساختار داخلی هسته‌ها مطالعه توزیع زاویه‌ای ذرات باردار بدون ساختار داخلی پراکنده شده از هسته‌ها در انرژی‌های بالاست. اهمیت انرژی‌های بالا در این است که ساختار داخلی نوکلئون‌ها در آن مطرح می‌شود. در این نوع پراکندگی ناکشسان ژرف به علت برقراری برهم‌کنش ضعیف الکترومغناطیسی، فوتون مجازی تبادلی می‌تواند مقدار زیادی تکانه به کوآرک داخل نوکلئون انتقال دهد بدون اینکه محیط هسته را به طور شدید برهم بزند [۴۶]. مقادیر تجربی که از پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون‌ها از نوکلئون‌های آزاد و مقید به دست آمده توانسته است اطلاعات زیادی را در مورد تابع ساختار نوکلئون آزاد و مقید به دست دهد که نتایج آزمایشگاهی در این خصوص اولین بار در سال ۱۹۸۳ به وسیله گروه تحقیقاتی اروپایی EMC به سرپرستی آبرت منتشر شد. این گروه دریافتند که نوکلئون‌های داخل هسته نسبت به نوکلئون‌های آزاد یک اختلاف در توزیع تکانه کوآرکی دارند.

در این فصل توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ را برای هسته‌های 3He و 4He در چارچوب مدل پارتونی براساس تابع توزیع مدل نوسانگر هماهنگ [۳۱] و به کارگیری توابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV [۲۶] و تابع ساختار نوکلئون آزاد ارائه شده در [۳۱] محاسبه کرده‌ایم و با استفاده از توابع ساختار بدست آمده نسبت EMC را برای هسته‌های موردنظر بدست آورده‌ایم تا نشان دهیم توزیع کوآرکی در نوکلئون‌های مقید در داخل هسته با توزیع کوآرکی نوکلئون‌های آزاد با در نظر گرفتن دو اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی متفاوت می‌باشد.

۲-۴ محاسبه توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$ با در نظر

گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی

تابع ساختار هسته متشکل از نوکلئون‌های مقید به صورت زیر می‌باشد [۳۱]:

$$F_2^A(x) = \sum_{N=n,p} \sum_{nl} \int_x^\infty dz g_{nl}^N f^N(z)_{nl} F_2^N\left(\frac{x}{z}\right) \quad (1-4)$$

جمع اول بر روی کل پروتون‌ها و نوترون‌ها، جمع دوم روی عدد کوانتومی هر تراز انرژی می‌باشد.

$F_2^N\left(\frac{x}{z}\right)$ تابع ساختار نوکلئون آزاد، g_{nl}^N عدد اشغال لایه‌های انرژی، ε_{nl} ، برای پروتون و نوترون

$N=n, N=p$ می‌باشد. در واقع می‌توان گفت $F_2^{N=n}\left(\frac{x}{z}\right), F_2^{N=p}\left(\frac{x}{z}\right)$ نشان دهنده تابع ساختار

پروتون، نوترون آزاد است که در اینجا با استفاده از تابع توزیع کواریکی گروه GRV تابع ساختار

پروتون و نوترون را بصورت جداگانه بدست آورده‌ایم (به بخش ۲-۴ مراجعه شود). رابطه (۱-۴) برای

هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$ به صورت زیر می‌شود:

$$F_2^{3\text{He}}(x) = \int_x^\infty dz f^{3\text{He}}(z) (g_{nl}^{p,3\text{He}} F_{2,GRV}^p\left(\frac{x}{z}\right) + g_{nl}^{n,3\text{He}} F_{2,GRV}^n\left(\frac{x}{z}\right)) \quad (2-4)$$

$$F_2^{4\text{He}}(x) = \int_x^\infty dz f^{4\text{He}}(z) (g_{nl}^{p,4\text{He}} F_{2,GRV}^p\left(\frac{x}{z}\right) + g_{nl}^{n,4\text{He}} F_{2,GRV}^n\left(\frac{x}{z}\right)) \quad (3-4)$$

برای محاسبه تابع توزیع تکانه $f^{3\text{He}}(z)$ و $f^{4\text{He}}(z)$ بر اساس مدل نوسانگر هماهنگ ارائه شده

در [۳۱] از رابطه (۳-۱۹) استفاده می‌کنیم و در محاسبات خود $\hbar\omega$ را با استفاده از رابطه (۳-۲۴)

محاسبه کرده و در رابطه قرار داده‌ایم. در محاسبه $\hbar\omega$ ، مقادیر $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ از [۴۷] گرفته شده است

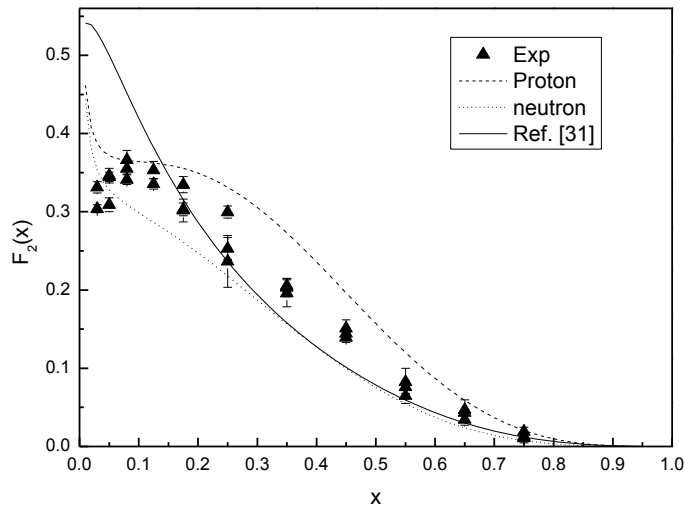
که در جدول (۱-۴) نشان داده شده است.

جدول ۴-۱: $(\langle r^2 \rangle^{\frac{1}{2}}, \hbar\omega, g_{nl}^n, g_{nl}^p)$ برای هسته‌های ${}^2H, {}^3He, {}^4He$.

Shell	2H	3He	4He
Os	(۲/۰۹, ۱۴/۴۹, ۱, ۱)	(۱/۹۷, ۱۶/۳۱, ۱, ۲)	(۱/۶۷, ۲۲/۶۹, ۲, ۲)

بار دیگر از تابع ساختار نوکلئون آزاد ارائه شده در [۳۱]، رابطه (۳-۲۱)، به جای تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV استفاده می‌کنیم و نتایج بدست آمده از دو روش را با هم مورد مقایسه قرار می‌دهیم.

تابع ساختار برای پروتون و نوترون آزاد مدل GRV در $Q^2 = 4GeV^2$ و بر اساس تابع ساختار ارائه شده در [۳۱]، در شکل (۴-۱) رسم شده که براساس محاسبات ما می‌باشد.



شکل ۴-۱: تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV که با تابع ساختار نوکلئون آزاد [۳۱] مقایسه شده است. نتایج تجربی برای مقایسه از [۲۰] گرفته شده است.

همانطور که از شکل (۴-۱) مشاهده می‌شود تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV نسبت به تابع ساختار نوکلئون آزاد [۳۱] از توافق خوبی با نتایج تجربی برخوردار می‌باشد.

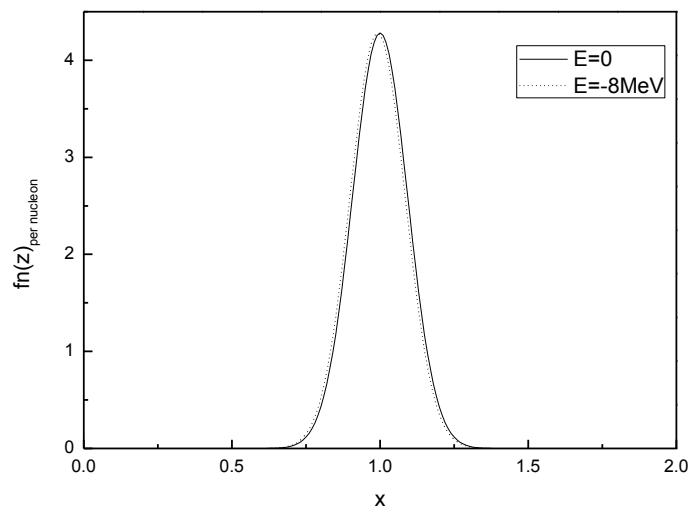
شکل (۲-۴) و (۳-۴) توابع توزیع تکانه، رابطه (۱۹-۳)، را برای هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$ بر واحد نوکلئون، با در نظر گرفتن اثر انرژی بستگی و بدون در نظر گرفتن اثر انرژی بستگی رسم شده است که با توجه به رابطه زیر سطح منحنی باید تقریباً برابر یک باشد:

$$\frac{1}{A} \sum_{N=n,p} \sum_{nl} \int_0^\infty dz g_{nl}^N f^N(z)_{nl} = 1 \quad (۴-۴)$$

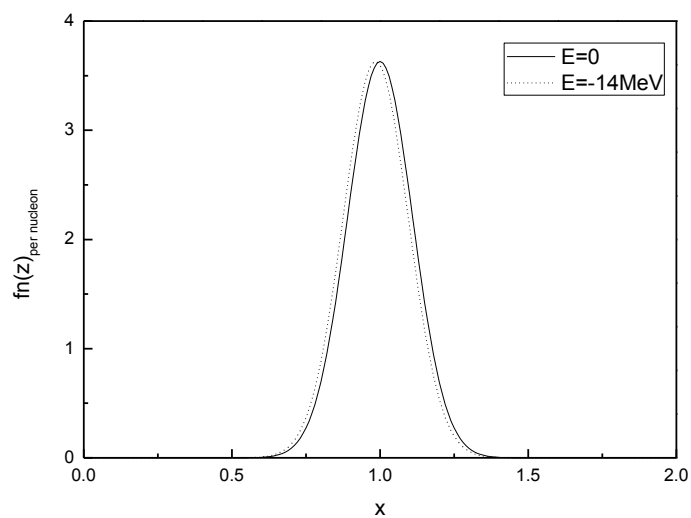
شکل (۴-۴) و (۵-۴) توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ بر واحد نوکلئون برای هسته ${}^3\text{He}$ و شکل (۶-۴) و (۷-۴) توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ بر واحد نوکلئون برای هسته ${}^4\text{He}$ ، با توجه به تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV رسم شده است. شکل (۸-۴) و (۹-۴) توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ بر واحد نوکلئون برای هسته ${}^3\text{He}$ و شکل (۱۰-۴) و (۱۱-۴) توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ بر واحد نوکلئون برای هسته ${}^4\text{He}$ ، با توجه به تابع ساختار ارائه شده در [۳۱] با در نظر گرفتن اثر انرژی بستگی و حرکت فرمی و بدون در نظر گرفتن اثر انرژی بستگی (تنها سهم حرکت فرمی) در انرژی‌های بستگی متفاوت رسم شده و با نمودار تجربی هسته دوترون مقایسه شده است.

می‌دانیم که متوسط انرژی بستگی هسته‌ها حدود -8MeV می‌باشد اما با استفاده از مدلی که ما پیشنهاد دادیم این انرژی بستگی خوب جواب نداده و با نتایج تجربی همخوانی ندارد. بنابراین انرژی بستگی را زیاد کرده و محاسبات را انجام می‌دهیم که البته در نمودارهای بخش ۳-۴ مشاهده می‌کنیم (محاسبه نسبت EMC) این موضوع بیشتر نمایان است.

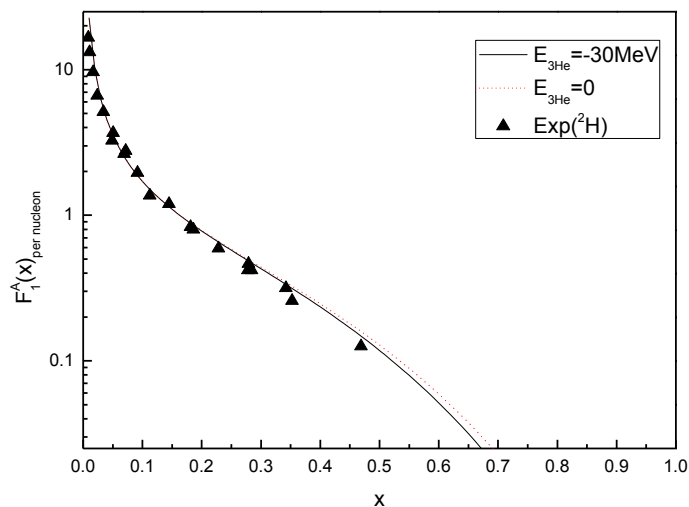
شکل‌های مربوط به تابع توزیع و توابع ساختار $F_1(x)$ و $F_2(x)$ با در نظر گرفتن دو اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی و بدون در نظر گرفتن انرژی بستگی، بسیار بهم نزدیک می‌باشد که حاکی از این است که اثر انرژی بستگی سهم جزئی در شکل نمودارها دارد.



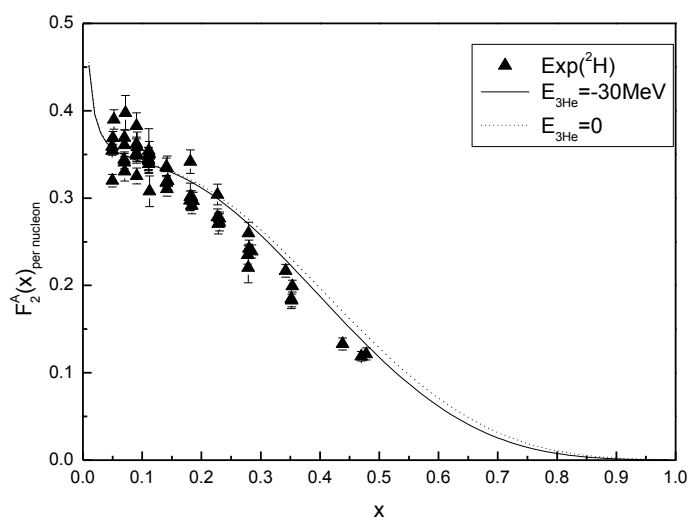
شکل ۴-۲: تابع توزیع هسته ^3He در واحد نوکلئون بدون در نظر گرفتن انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن انرژی بستگی $\varepsilon = -8\text{MeV}$ (نقطه چین)



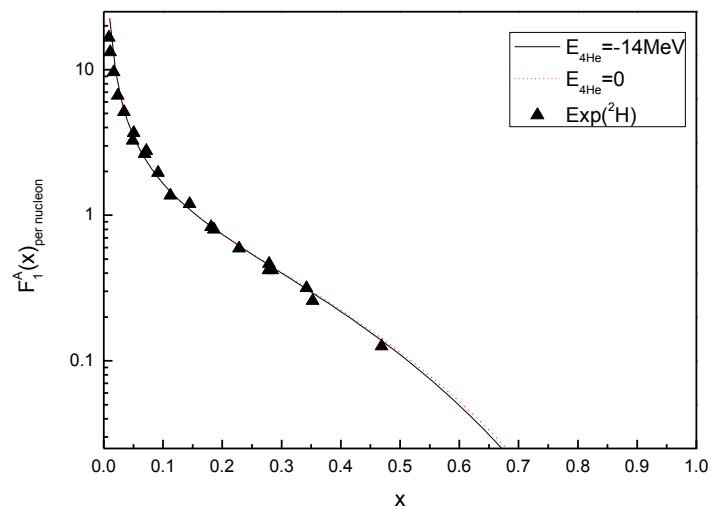
شکل ۴-۳: تابع توزیع هسته ^4He در واحد نوکلئون بدون در نظر گرفتن انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن انرژی بستگی $\varepsilon = -14\text{MeV}$ (نقطه چین)



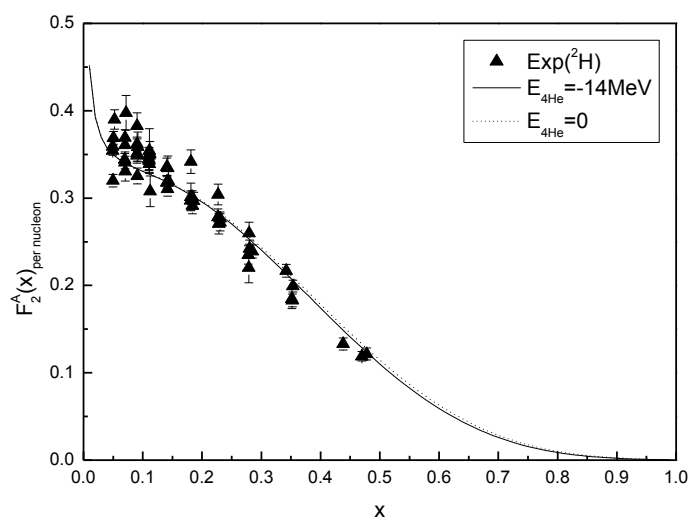
شکل ۴-۴: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته ${}^3\text{He}$ در واحد نوکلئون با به کار گیری توابع ساختار پروتون و نوترون GRV ، با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] برای مقایسه آورده شده است.



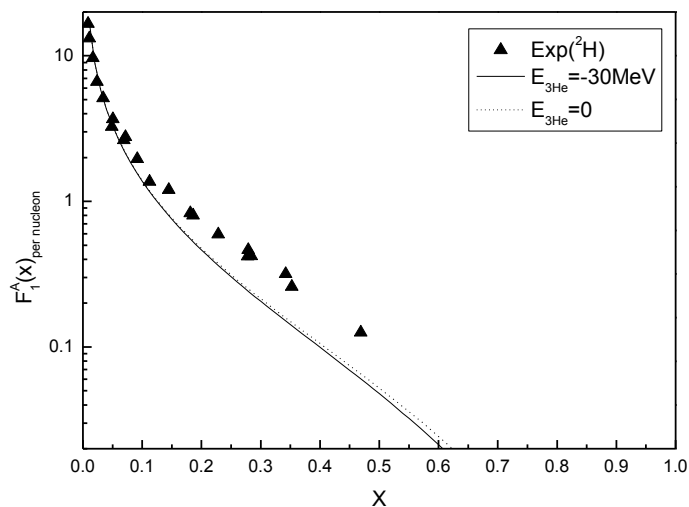
شکل ۴-۵: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته ${}^3\text{He}$ در واحد نوکلئون با به کار گیری توابع ساختار پروتون و نوترون GRV ، با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] برای مقایسه آورده شده است.



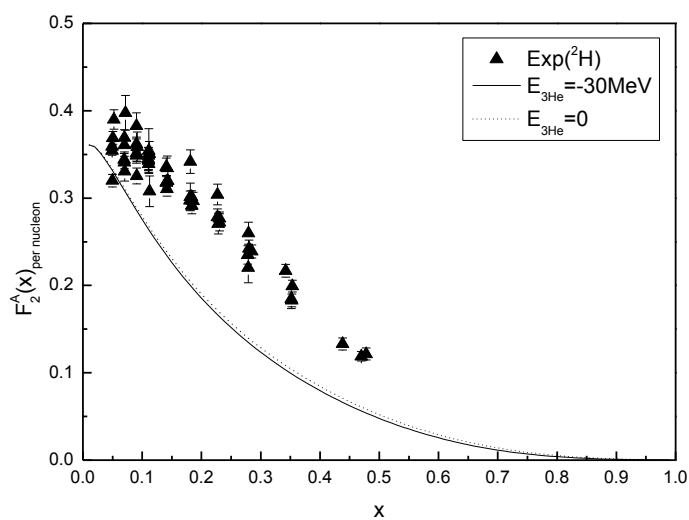
شکل ۴-۶: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته ${}^4\text{He}$ در واحد نوکلئون با به کار گیری توابع ساختار پروتون و نوترون GRV ، با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] برای مقایسه آورده شده است.



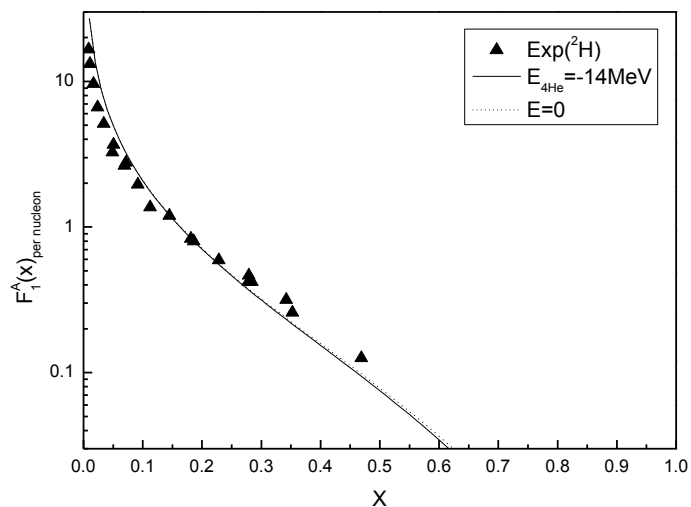
شکل ۴-۷: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته ${}^4\text{He}$ در واحد نوکلئون با به کار گیری توابع ساختار پروتون و نوترون GRV ، با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] برای مقایسه آورده شده است.



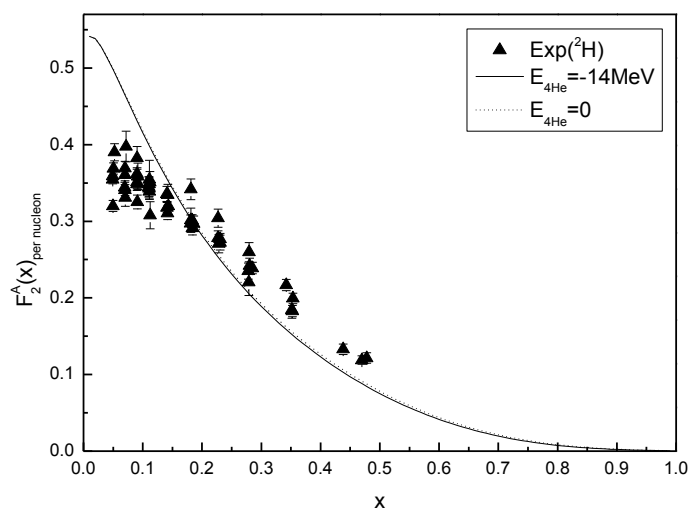
شکل ۴-۸: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته ${}^3\text{He}$ در واحد نوکلئون با استفاده از تابع ساختار نوکلئون آزاد ارائه شده در [۳۱] با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] که برای مقایسه آورده شده.



شکل ۴-۹: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته ${}^3\text{He}$ در واحد نوکلئون با استفاده از تابع ساختار نوکلئون آزاد ارائه شده در [۳۱] با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] که برای مقایسه آورده شده.



شکل ۴-۱۰: تابع ساختار $F_1(x)$ هسته ${}^4\text{He}$ در واحد نوکلئون با استفاده از تابع ساختار نوکلئون آزاد ارائه شده در [۳۱] با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] که برای مقایسه آورده شده.



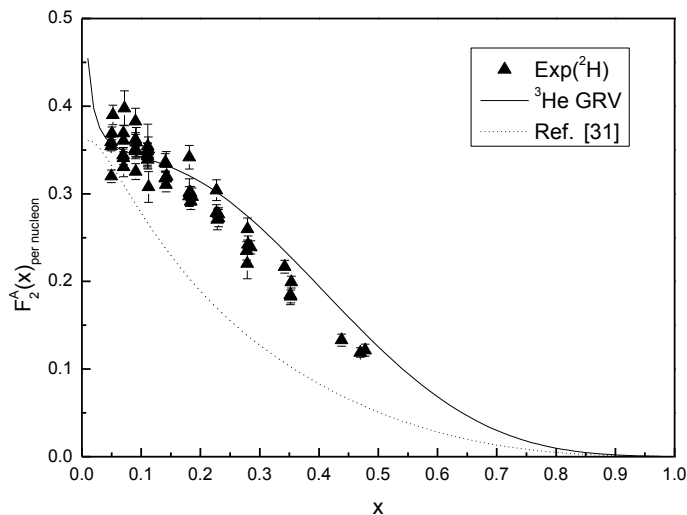
شکل ۴-۱۱: تابع ساختار $F_2(x)$ هسته ${}^4\text{He}$ در واحد نوکلئون با استفاده از تابع ساختار نوکلئون آزاد ارائه شده در [۳۱] با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی (خط پررنگ) و با در نظر گرفتن فقط اثر حرکت فرمی (نقطه چین). نتایج تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون بر واحد نوکلئون می‌باشد [۱۹] که برای مقایسه آورده شده.

پس از مقایسه توابع ساختار هسته‌های موردنظر با نتایج تجربی توابع ساختار دوترون متوجه می‌شویم که تابع ساختار رسم شده با مدل GRV در توافق خوبی نسبت به تابع ساختار نوکلئون آزاد ارائه شده در [۳۱] می‌باشد که در شکل‌های (۱۲-۴) و (۱۳-۴) مشاهده می‌شود. بنابراین از تابع ساختار بدست آمده از روش GRV استفاده کرده و نسبت EMC را با استفاده از دو روش برای هسته‌های مورد نظر بدست می‌آوریم.

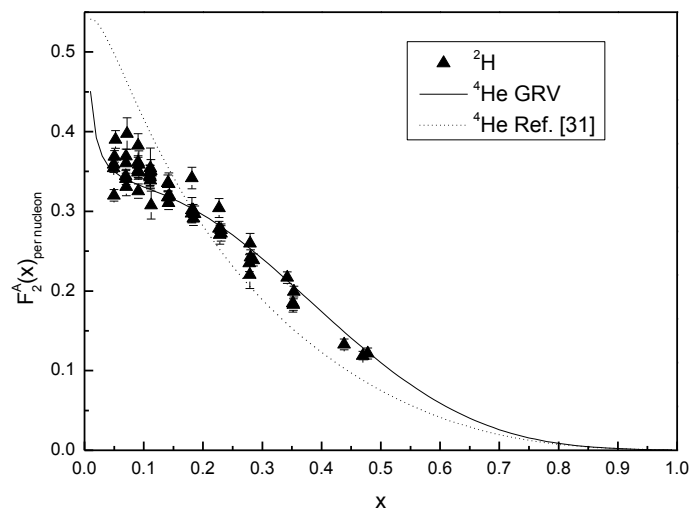
بر اساس رابطه کالن-گراس که در قبل توضیح داده شده بود باید نسبت (۵-۴) برقرار باشد که در شکل (۱۴-۴) و (۱۵-۴) برای دو هسته موردنظر مشاهده می‌شود و همانطور که دیده می‌شود این نسبت برای هسته‌های 3He و 4He تقریباً برابر با یک می‌باشد.

$$\frac{2xF_1(x)}{F_2(x)} = 1 \quad (۵-۴)$$

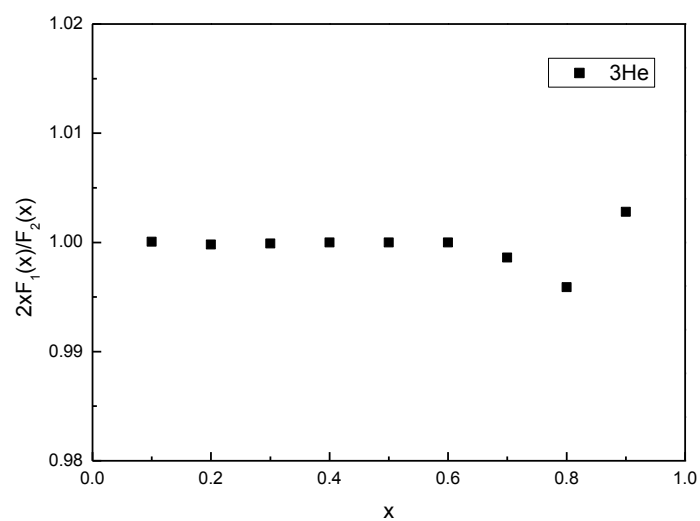
شکل (۱۲-۴) و (۱۳-۴) برای مقایسه دو روش آورده شده است.



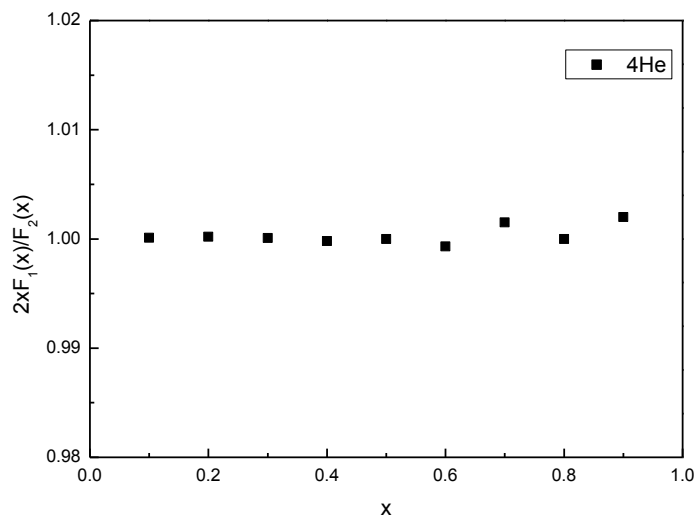
شکل ۱۲-۴: مقایسه تابع ساختار $F_2(x)$ هسته 3He با تابع ساختار مدل GRV (خط پررنگ) و تابع ساختار [۳۱]، (نقطه چین). نتایج تجربی دوترون از [۱۹] گرفته شده است.



شکل ۴-۱۳: مقایسه تابع ساختار $F_2(x)$ هسته ${}^4\text{He}$ با تابع ساختار مدل GRV (خط پررنگ) و تابع ساختار [۳۱]، (نقطه چین). نتایج تجربی دوترون از [۱۹] گرفته شده است.



شکل ۴-۱۴: نسبت کالن-گراس $\frac{2xF_1(x)}{F_2(x)}$ برای هسته ${}^3\text{He}$ که تقریباً برابر یک می‌باشد.



شکل ۴-۱۵: نسبت کالن-گراس $\frac{2xF_1(x)}{F_2(x)}$ برای هسته ${}^4\text{He}$ که تقریباً برابر یک می‌باشد.

۳-۴ محاسبه نسبت EMC برای هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$

مقادیر تجربی که از پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون‌ها از نوکلئون‌های آزاد و مقید به دست آمده توانسته است اطلاعات زیادی را در مورد تابع ساختار نوکلئون آزاد و مقید بدست می‌دهد که نتایج آزمایشگاهی در این خصوص اولین بار در سال ۱۹۸۳ به وسیله گروه تحقیقاتی EMC به سرپرستی آبرت منتشر شد. گروه EMC دریافتند که نوکلئون‌های مقید داخل هسته نسبت به نوکلئون‌های آزاد یک اختلاف در توزیع تکانه کوارکی دارند [۲۹] که این تفاوت نه تنها از اثر حرکت فرمی ناشی شده بلکه پدیده‌های دیگری از قبیل انرژی بستگی، تبادل کوارکی، اثر سایه و... نیز در آن دخالت دارند.

در اینجا با در نظر گرفتن دو اثر هسته‌ای از جمله اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی، تفاوت بین تابع ساختار نوکلئون‌های مقید و آزاد را بررسی می‌نماییم. نسبت EMC بر واحد نوکلئون را برای هسته‌ها بر حسب تابع ساختار $F_2(x)$ به صورت زیر می‌باشد:

$$R_{EMC}^A(x) = \frac{F_2^A(x)}{A F_2^{Nucleon}(x)} \quad (6-4)$$

که در رابطه بالا داریم:

$$F_2^{Nucleon}(x) = F_2^{Deuterium}(x)/2 \quad (7-4)$$

در نهایت با قرار دادن رابطه (6-4) در رابطه (5-4) می توان نوشت:

$$R_{EMC}^A(x) = \frac{F_2^A(x) 2}{F_2^D(x) A} \quad (8-4)$$

برای هسته های 3He و 4He رابطه (8-4) را می توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$R_{EMC}^{3He}(x) = \frac{F_2^{3He}(x) 2}{F_2^D(x) 3} \quad (9-4)$$

$$R_{EMC}^{4He}(x) = \frac{F_2^{4He}(x) 2}{F_2^D(x) 4} \quad (10-4)$$

این نسبت را برای تابع ساختار هسته های 3He و 4He با در نظر گرفتن دو اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی و تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV محاسبه کرده و با نتایج تجربی مقایسه می کنیم. بزرگی انرژی بستگی هسته در ناحیه میانی x یعنی $0/3 < x < 0/8$ اثر گذار است و توزیع نوکلئون های مقید را در داخل هسته برهم می زند. ناحیه $x > 0/8$ تحت اثر حرکت فرمی است که در این ناحیه کوارک ها را به صورت گاز فرمی در نظر می گیرند. در مدل گاز فرمی نوکلئون ها ترازها را تا تراز فرمی k_F پر می کنند و هر چقدر هسته بزرگ تر می شود اثر حرکت فرمی بیشتر شده و باعث افزایش تابع ساختار نوکلئون مقید نسبت به تابع ساختار نوکلئون آزاد می شود. به عبارتی چنانچه هسته بزرگ می شود کوارک های داخل هسته تکانه بیشتری نسبت به کوارک های نوکلئون آزاد با خود

حمل می‌کنند. بنابراین در حرکت فرمی x های بزرگ نقش مهمی را در تعیین نسبت EMC دارد. نسبت EMC را می‌توان بر حسب تابع ساختار نوکلئون آزاد به صورت زیر در نظر گرفت:

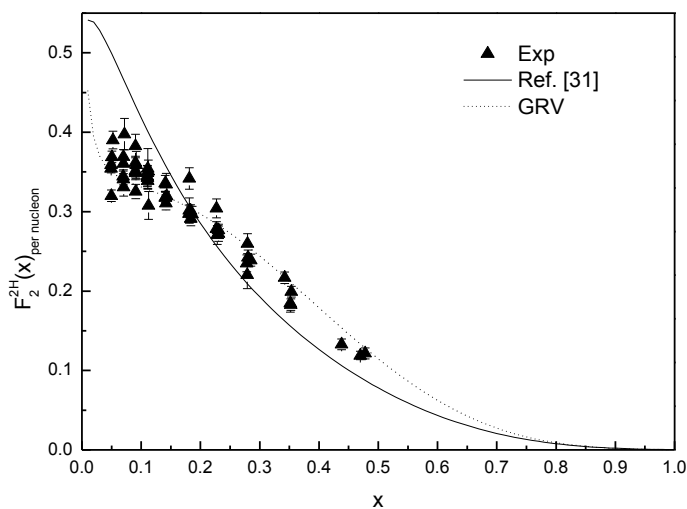
$$R_{EMC}(x) = \frac{F_2^A(x)}{ZF_2^p(x) + NF_2^n(x)} \quad (11-4)$$

برای هسته‌های 3He و 4He رابطه بالا به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$R_{EMC}^{3He}(x) = \frac{F_2^{3He}(x)}{2F_2^p(x) + F_2^n(x)} \quad (12-4)$$

$$R_{EMC}^{4He}(x) = \frac{F_2^{4He}(x)}{2F_2^p(x) + 2F_2^n(x)} \quad (13-4)$$

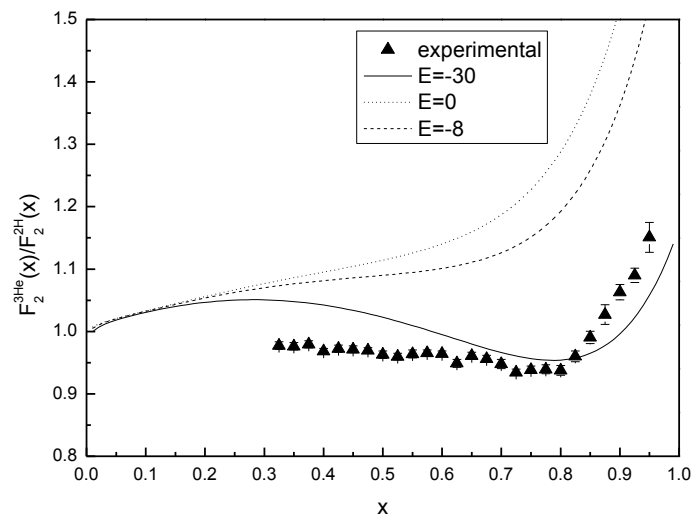
شکل (۴-۱۶) تابع ساختار دوترون با استفاده از تابع ساختار پروتون و نوترون آزاد مدل GRV و با استفاده از تابع ساختار نوکلئون آزاد [۳۱] رسم کرده و با نتایج تجربی مقایسه می‌کنیم. مشاهده می‌شود که تابع ساختار دوترون رسم شده با مدل GRV دارای همخوانی بهتری با نتایج تجربی می‌باشد.



شکل ۴-۱۶: تابع ساختار دوترون با استفاده از تابع ساختار نوکلئون آزاد [۳۱] (خط پررنگ)، با تابع ساختار مدل GRV (نقطه چین) رسم شده. نتایج تجربی از [۱۹] گرفته شده است.

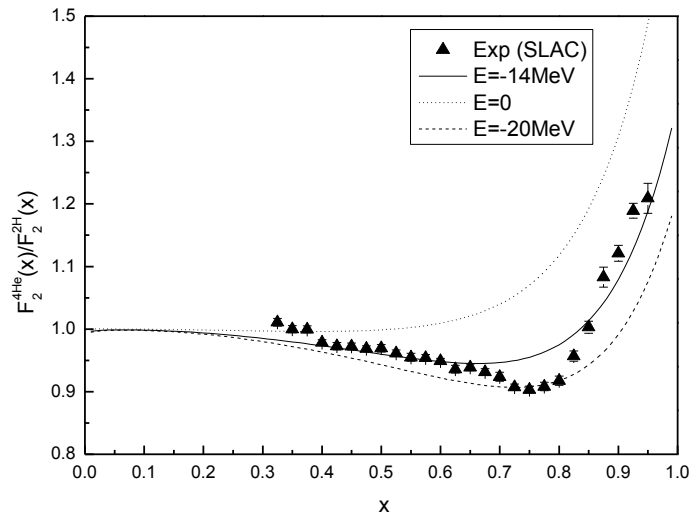
شکل (۴-۱۷) و (۴-۱۸) نسبت EMC را برای هسته‌های 3He و 4He با در نظر گرفتن تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV ، با استفاده از رابطه (۴-۸) و شکل (۴-۱۹) و (۴-۲۰) نسبت EMC را برای هسته‌های 3He و 4He با در نظر گرفتن تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV ، با استفاده از رابطه (۴-۱۱) در انرژی‌های بستگی متفاوت رسم کرده و با نتایج تجربی برگرفته از گروه SLAC برای هسته‌های موردنظر مقایسه می‌کنیم.

همانطور که در فصل دو گفته شد ناحیه $0.3 < x < 0.8$ مربوط به اثر انرژی بستگی و ناحیه $x > 0.8$ مربوط به اثر حرکت فرمی می‌باشد که در محاسبات ما در نظر گرفته شده است. وقتی اثر انرژی بستگی حذف شود انحراف نمودار رسم شده با نمودار تجربی بیشتر می‌شود و این نمودار در بازه $0.3 < x < 0.8$ به سمت بالا انحراف پیدا می‌کند و هرچه انرژی بستگی را بیشتر می‌کنیم نمودار رسم شده به نمودار تجربی نزدیک‌تر می‌شود.



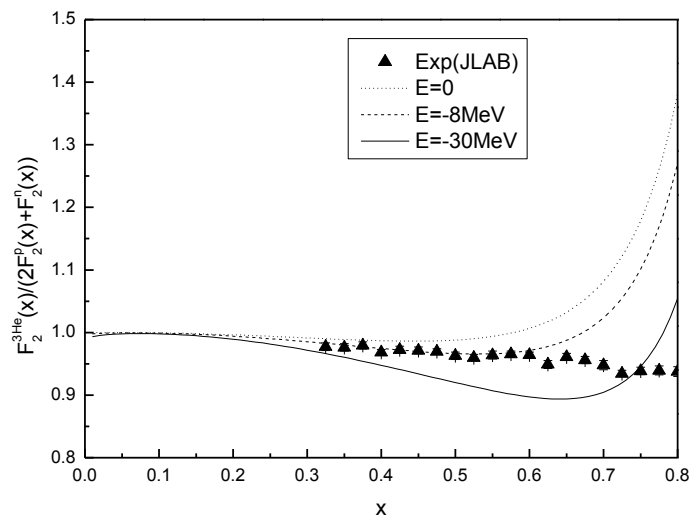
شکل ۴-۱۷: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۴-۸) هسته 3He با در نظر گرفتن تابع ساختار نوکلئون آزاد

مدل GRV (الف) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -30$ (خط پررنگ) (ب) سهم حرکت فرمی $\mathcal{E} = 0$ (نقطه چین) (ج) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -8$ (خط چین) رسم کردیم. نتایج تجربی از [۴۸] گرفته شده.



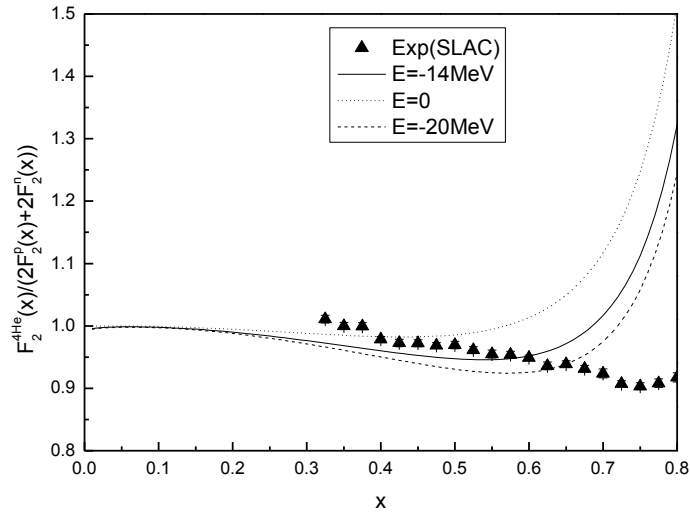
شکل ۴-۱۸: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۴-۸) هسته 4He با در نظر گرفتن تابع ساختار نوکلئون آزاد

مدل GRV (الف) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -14$ (خط پررنگ) (ب) سهم حرکت فرمی $\mathcal{E} = 0$ (نقطه چین) (ج) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -20$ (خط چین) رسم کردیم. نتایج تجربی از [۴۸] گرفته شده.



شکل ۴-۱۹: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۴-۱۱) هسته 3He با در نظر گرفتن تابع ساختار نوکلئون آزاد

مدل GRV الف) سهم حرکت فرمی $\mathcal{E} = 0$ (نقطه چین) ب) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -8$ (نقطه چین) ج) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -30$ (خط چین) رسم کردیم. نتایج تجربی از [۴۸] گرفته شده.



شکل ۴-۲۰: نسبت EMC با استفاده از رابطه (۴-۱۱) هسته 4He با در نظر گرفتن تابع ساختار نوکلئون آزاد مدل GRV الف) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -14$ (خط پررنگ) ب) سهم حرکت فرمی $\mathcal{E} = 0$ (نقطه چین) ج) سهم حرکت فرمی و انرژی بستگی $\mathcal{E} = -20$ (خط چین) رسم کردیم. نتایج تجربی از [۴۸] گرفته شده.

۴-۴ نتیجه گیری

با توجه به شکل‌های توابع ساختار رسم شده برای هسته‌های ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$ با استفاده از دو تابع ساختار نوکلئون آزاد و مقایسه این دو روش با نتایج تجربی، متوجه می‌شویم تابع ساختار رسم شده برای هسته‌های مورد نظر با استفاده از مدل GRV نسبت به روش دیگر از همخوانی بهتری با نتایج تجربی برخوردار می‌باشد. بنابراین از مدل GRV استفاده کرده و نسبت EMC را با استفاده از دو رابطه (۸-۴) و (۱۱-۴) برای هسته‌های ذکر شده رسم کردیم.

از شکل (۴-۱۷) برای هسته ${}^3\text{He}$ متوجه می‌شویم که در انرژی بستگی $\varepsilon = -30$ ، در توافق بسیار خوبی با نتایج تجربی می‌باشد. از شکل (۴-۱۸) برای هسته ${}^4\text{He}$ دیده می‌شود که انرژی‌های بستگی $\varepsilon = -14$ و $\varepsilon = -20$ در توافق خوبی با نتایج تجربی می‌باشد و در صورتی که اثر انرژی بستگی را در نظر نگرفتیم در بازه x های بزرگ انحراف زیادی با نتایج تجربی ایجاد شد. از شکل‌های (۴-۱۹) و (۴-۲۰) برای دو هسته ${}^3\text{He}$ و ${}^4\text{He}$ با استفاده از رابطه (۴-۱۱) دیده می‌شود که این نسبت در بازه $0/7 < x < 0/3$ همخوانی خوبی با نتایج تجربی دارد. فقط در صورتی که اثر انرژی بستگی را حذف کنیم و فقط با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی، این نسبت رسم می‌شود، انحراف بین نمودار رسم شده با نمودار تجربی بیشتر می‌شود.

انحراف از نتایج مورد انتظار بیانگر این مطلب است که برای توضیح بهتر نتایج تجربی باید اثرهای هسته‌ای دیگر از جمله اثر ابر مزونی و اثر سایه را در محاسبه توابع ساختار در نظر گرفت.

- [1] Wilson G., (1974), "Confinement of quarks", **Phys. Rev. D10,2445**.
- [2] Cottingham W.N. and Greenwood D.A., (2000), "An introduction to nuclear physics", Cambridge University Press.
- [3] Griffiths D.J., (1984), "Introduction to Elementary Particles", John Wiley & Sons.
- [4] Frauenfelder H. and Henley E.M., (1977), "subatomic physics", Vol 1.2, prentice – Hall.
- [5] Steinberger J., (2005), "Learning about particles-50 privileged years", Springer, New York.
- [6] Cottingham W.N. and Greenwood D.A. (2000) "An introduction to nuclear physics", Cambridge University Press.
- [7] بارزی م، فلاحی م ت، (۱۳۷۴) "فیزیک زیر اتمی"، مرکز نشر دانشگاهی، تهران.
- [8] خرمیان ع، (۱۳۸۹) "جنبه‌های پدیده شناسی ساختار نوکلئون‌ها"، چاپ اول، انتشارات دانشگاه سمنان.
- [9] Devenish R. and Coopers A., (2004), "Deep Inelastic Scattering", university of oxford.
- [10] Boom E.D et al., (1969), "High energy inelastic e-p scattering at 6 and 10", **Phys.Rev. Lett. 23:930-934**.
- [11] Shojaei M.R., Sattary Nikkhoo N. (2015), "Dirac and Pauli form factor based on consideration of the gluon effect in light-cone wave function", **Nucl. Phys. A943:137-146**.
- [12] Sattary Nikkhoo N., Shojaei M.R. (2015), "Transverse charge and magnetization densities based on Regge parameterization", **Int Mod. Phys. E24:1550086**.

- [13] Halzen F. and Martin A. D., (1984), "Quark and lepton", Jahn Wiley.
- [14] Feynmen R. P., (1969), "very high energy collisions of hadrons", **Phys. Rev. Lett.** **23:1415-1418**.
- [15] Perkins D. H., (1977), "Inelastic lepton-nucleon scattering", Rep Prog. **Phys.** **40:409-481**.
- [16] Bjorken, J. D., (1969), "Asymptotic sum Rules at infinite Momentum" **Phys. Rev.** **176:1547**.
- [17] Gell-Man M., (1964), "A schematic model of baryons and mesons", **Phys.Lett.** **8:214-215**.
- [18] Aubert J. J. et al., (1987), "Measurements of the nucleon structure functions F_2^N in deep inelastic muon scattering from deuterium and comparison with those from hydrogen and iron", **Nucl. Phys.** **B293:740-786**.
- [19] Arneodo M. et al., (1997), "Accurate measurement of F_2^d / F_2^p and $R^d - R^p$ ", **Nucl. Phys.** **B483:3-26**.
- [20] Benvenuti A. C. et al., (1989), "A high statistics measurement of the proton structure functions $F_2(x, Q^2)$ and R from deep inelastic muon scattering at high Q^2 ", **Phys. Lett.** **B223:485-489**.
- [21] Aubert J. J. et al., (1985), "A detailed study of the proton structure functions in deep inelastic muon-proton scattering", **Nucl. Phys.** **B259:189-265**.
- [22] Anderson M, et al., (1997)"A measurement of the proton structure function $F_2(x, Q^2)$ at low x and low Q^2 at HERA" **Nucl. Phys.** **B497:3-28**.
- [23] Amaudruz P. et al., (1992), "proton and deuteron F_2 structure function in deep inelastic muon scattering", **Phys. Lett. B** **295:159-168**.
- [24] Benvenuti A. C. et al., (1990), "A comparison of the structure function F_2 of the proton and the neutron from deep inelastic muon scattering at high Q^2 ", **Phys. Lett. B** **237:599-609**.

- [25] Gross D. J. and Wilczek F. A. (1973), "Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories", **Phys. Rev. Lett.** **30:1343-1346**.
- [26] Glück M. and Reya E. and Vogt A., (1995), "Dynamical parton distribution of the proton and small x physics", **Z. Phys. C** **67: 433-447**.
- [27] Roberts R. G., (1990), "**The structure of proton**", Cambridge University Press.
- [28] Norton P. R., (2003), "The EMC effect", **Rep. Prog. Phys.** **66:1253-1297**.
- [29] Aubert J. J. et al., (1983), "The ratio of the nucleon structure function F_2^N for iron and deuterium", **Phys. Lett. B****123:275-278**.
- [30] Bodek A. and Ritchie J. L., (1981), "Fermi motion effects in deep inelastic scattering", **Phys. Rev. D** **23:1070-1090**.
- [31] Akulinichev S. V. and Shomo S. and Kulagin S. A. and Vagrado G. M., (1985), "Lepton nucleus deep inelastic scattering", **Phys. Rev. Lett.** **55:2239-2241**.
- [32] Dunne G. V. and Thomas A. W., (1986), "The effect of conventional nuclear binding on nuclear structure functions", **Nucl. Phys. A** **455:701-719**.
- [33] Ericson M. Thomas A. W., (1983), "Pionic corrections and the enhancement of the sea in iron" **Phys. Lett. B** **128: 112-116**.
- [34] Frankfurt L. L. and Strikman M. I., (1981), "High energy phenomena, short range nuclear structure and QCD", **Phys. Rep.** **76:215**.
- [35] Arneodo M., (1994), "Nuclear effect in structure functions", **Phys.** **240:301-393**.
- [36] Jaffe R. L., (1983), "Quark distributions in nuclei", **Phys. Rev. Lett.** **50:228-231**.
- [37] Lassila K.E. Sukhatme U. P. (1988), "The EMC effect at all x in the quark cluster model", **Phys. Lett. B** **209:343-346**.
- [38] Barshay S., (1985). "The EMC effect in ^3He and ^4He due to a three-body

gluonic force", **Z. Phys. C 27:443-445.**

[39] Fredriksson S., (1984), "Nuclear structure functions and the size of diquark in nucleons", **Phys. Rev. Lett. 52:724-726.**

[40] Bickerstaff R. P. and Thomas A. W. (1987), "On the change of scale observed in nuclear deep-inelastic scattering", **Phys. Rev. D 35: 108-112.**

[41] Atwood W. B. and West G. B. (1973), "Extraction of asymptotic nucleon cross section from deuterium data", **Phys. Rev. D 7: 773-783.**

[42] Preston M. A. and Bahaduri R. K., (1975). "**Structure of Nucleus**", Addison-Wesley publishing Company.

[43] Zolfagharpour F., (2008). "EMC effect with different parameters $\hbar\omega$ for different shell by considering difference between proton and neutron structure functions",

[44] Berger E. L. and Coester F., (1985), "Nuclear effects in deep inelastic lepton scattering", **Phys. Rev. D 38: 1071-1084.**

[45] Caldwell D.O. et. al., (1973), "Total hadronic photo absorption cross section on hydrogen and complex nuclei from 4 to 18 Gev", **Phys. Rev. D 7: 1362-1383.**

[46] Ashman J. et al., (1991), "comparsion of forward hadrons produced in muon intractions on nuclear targets and deuterium", **Z Phys. 52-1 pp 1-11.**

[47] Ottermann C. R. et al., (1985), "Elastic electron Scattering from ^3He and ^3He ", **Nucl. Phys. A436:688-698.**

[48] Hen O. et al., (2013), "The EMC effect and High Momentum Nucleons in Nuclei", **Int. J. Mod Phys. E 22:1330017.**

Abstract

Studying the nuclei structure functions is one of the essential concepts of nuclear physics and fundamental particles. By using the structure function, we can analyze the parton's distribution in nucleon. One of the methods for calculating structure functions is using parton model. In this thesis, first we studied nucleons structure and types of scattering. Afterward, we investigated structure functions and EMC effect on parton model. Then, we obtained parton structure function $F_1(x)$ and $F_2(x)$ for ${}^3\text{He}$ and ${}^4\text{He}$ nuclei according to the quark distribution function and free nucleon structure function GRV model in NLO approximation. At the end, by using the obtained structure function, we calculated EMC ratio by considering Fermi motion and Binding energy effect on nuclei. Finally, we compared them with experimental results from SLAC and JLab Laboratories that they had a proper consistency with the areas of investigation.

Keywords: Nuclei structure function, parton model, Free nucleon structure function, Distribution function, EMC ratio



Shahrood University of Technology

Department of Physics

**Study and investigation of structure function for light nuclei in ^3He
and ^4He**

Mohadeseh Arab ahmadi

Supervisor:

Dr. M. R. Shojaei

February 2016