



دانشکده : پردیس خوارزمی

گروه: فیزیک

عنوان پایان نامه ارشد

استفاده از مدل پارتونی در مطالعه و بررسی تابع ساختار پروتون به روش عددی

دانشجو :

سپیده حسینی نقوی

استاد راهنما :

دکتر محمد رضا شجاعی

استاد مشاور:

خانم نگین ستاری نیکخو

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ۹۴

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده : پردیس خوارزمی

گروه : فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد خانم سپیده حسینی نقوی به شماره دانشجویی: ۹۲۴۵۲۱۴  
تحت عنوان: استفاده از مدل پارتونی در مطالعه و بررسی تابع ساختار پروتون به روش عددی

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 : خانم نگین ستاری نیکخو		نام و نام خانوادگی : دکتر محمد رضا 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 :
			نام و نام خانوادگی :

تقدیم به دامان سبز مادرم

ودستهای خسته پدرم

دو عشق پاک زندگیم

تقدیم به همسر م که سایه مهربانی اش سایه سار زندگیم می باشد و شکیبایی اش امید بخش و روشنی بخش راه من بوده است و آغاز و انجام این اثر جز در پرتو صبوری وی امکان پذیر نبوده است.

و تقدیم به شکوفه های زندگیم

کیان و پریمه

## سپاسگزاری

بر خود لازم می دانم از تمام کسانی که در انجام این پایان نامه به من کمک نموده اند تشکر و قدردانی نمایم. ابتدا از استاد گرانقدرم جناب آقای دکتر محمد رضا شجاعی که در طول تحصیل و تدوین این پایان نامه از راهنمایی های ارزشمند، نظرات مثبت و سازنده شان بهره جستم کمال تشکر را دارم. از خانم نگین ستاری نیکخو نیز که آشنایی با ایشان موهبت بی نظیر زندگی ام بود، به خاطر راهنمایی های ارزنده شان متشکرم.

## تعهد نامه

اینجانب سپیده حسینی نقوی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک-ذرات بنیادی دانشکده پردیس خوارزمی دانشگاه شاهرود نویسنده پایان نامه استفاده از مدل پارتونی در مطالعه و بررسی تابع ساختار پروتون به روش عددی تحت راهنمایی دکتر محمد رضا شجاعی متعهد می شوم.

- تحقیقات در این پایان نامه 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 پایان نامه 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 شاهرود می باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه شاهرود » و یا « **Shahrood University** » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده ( یا بافتهای آنها ) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است

### تاریخ

### امضای دانشجو

#### مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است ) متعلق به دانشگاه شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

\* متن این صفحه نیز باید در ابتدای نسخه های تکثیر شده پایان نامه وجود داشته باشد .

## چکیده

بدست آوردن توابع ساختارپراکندگی کشسان به روشهای گوناگون انجام شده است. یکی از این روشها استفاده از نظریه توزیع عمومی پارتونها (GPD) می باشد. با این حال پیدا کردن راه حل تحلیلی برای QCD در خارج از دامنه اختلالی آن مشکل است. یکی از پیشرفتهای نظری قابل توجه در سالهای اخیر استفاده از مختصات فضا-زمان است که در آن می توان از جرم کوآرک صرفنظر کرد. مختصات فضا زمان در پایه QCD نمایشی برای توصیف توابع ساختار هادرون می باشد. در این متن توابع موج را در مختصات مخروط نوری محاسبه کرده ایم سپس توابع موج را در مختصات دیوار نرم فضا-زمان در پایه QCD بدست آورده ایم سپس با استفاده از فرم فکتورهای الکتریکی و مغناطیسی چگالی بار را در مختصات تکانه عرضی و چارچوب بریت به روش عددی محاسبه کرده ایم.

## واژه های کلیدی:

توابع ساختار پراکندگی کشسان، توزیع عمومی پارتون، مختصات فضا-زمان، مختصات مخروط نوری، چارچوب بریت، چگالی بار پروتون

## فهرست مطالب

### فصل اول: توابع ساختار و مدل پارتونی

۲	۱-۱ مقدمه.....
۲	۱-۲ ذرات بنیادی .....
۳	۱-۳ بررسی ساختمان ذرات بنیادی.....
۴	۱-۴ مدل کواریکی .....
۵	۱-۵ چگالی لاگرانژی.....
۶	۱-۶ پراکندگی رادرفورد و موت.....
۹	۱-۷ عامل های شکل.....
۱۲	۱-۸ الگوی پارتن.....
۱۳	۱-۸-۱ مدل کواریکی پارتن.....
۱۶	۱-۹ نظریه میدان کوانتومی.....
۱۸	۱-۹-۱ میدان ها و تابش ها.....
۱۸	۱-۹-۲ کلیات مربوط به نظریه.....
۱۹	۱-۱۰ جبهه نوری تابع موج.....
۲۱	فصل دوم: پراکندگی عمومی در مدل پارتونی.....
۲۱	۲-۱ ساختار هادرون.....
۲۴	۲-۲ پراکندگی ژرف نا کشسان:مدل کواریکی پارتون.....
۲۵	۲-۲-۱ پراکندگی نا کشسان الکترون پروتون.....

۲۸	.....۳-۲ توزیع عمومی پارتون.....
۳۱	.....۴-۲ پراکندگی عمومی، توزیع پارتونها.....
۳۳	.....۵-۲ فرم فکتورهای پراکندگی کشسان.....
۳۵	.....۶-۲ پراکندگی انحصاری، توزیع پارتونهای تعمیم یافته.....
۳۸	.....۶-۲ ارتباط بین توابع توزیع پارتون و فرم فاکتورها.....
۳۸	.....۷-۲ قوانین جمع و چند جمله ای ها.....
۳۹	.....۸-۲ فضای پارامتر برخورد.....
۴۳	فصل سوم: محاسبه عددی فرم فکتورهای پائولی و دیراک و چگالی بار پروتون....
۴۳	.....۳-۱ نمایش فضایی Ads در پایه QCD.....
۴۵	.....۳-۲ مدل جبهه نوری کوارک-پادکوارک برای نوکلئون.....
۵۹	.....۳-۳ چگالی بار پروتون.....
۷۰	.....۳-۴ نتیجه گیری.....
۷۲	.....مراجع.....



## فهرست شکل ها

- شکل ۱-۱: مدل استاندارد ذرات بنیادی..... ۲
- شکل ۲-۱: شکل پروتون از دیدگاه ذرات بنیادی..... ۴
- شکل ۳-۱: پراکندگی کشسان الکترون-پروتون..... ۱۰
- شکل ۴-۱: الف- پراکندگی کشسان الکترون-نوکلئون      ب- پراکندگی ناکشسان الکترون-پروتون..... ۱۳
- شکل ۵-۱: مدل کوآرک - پارتونی فرایند ناکشسان ژرف الکترون - پروتون..... ۱۴
- شکل ۶-۱: چارچوب بریت..... ۱۵
- شکل ۷-۱: پایستگی هلیسیتی در چارچوب بریت..... ۱۶
- شکل ۸-۱: نمودار فاینمن ..... ۱۷
- شکل ۱-۲: بر هم کنش الکترون با هسته نقطه ای با بار  $Z_e$  و هسته با توزیع بار  $\rho(r')$ ..... ۲۲
- شکل ۲-۲: نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون-پروتون به سطح مقطع موت..... ۲۶
- ۳-۲: تابع ساختار  $W_2$  بر حسب  $Q^2$  در  $X = 0.25$ ..... ۲۷
- شکل ۴-۲: فرایند ناکشسان ژرف..... ۲۸
- شکل ۵-۲: فرایند ناکشسان ژرف با در نظر گرفتن ساختار عرضی..... ۲۹
- شکل ۶-۲: دامنه پراکندگی کامپتون که قسمت موهومی سطح مقطع DIS را می دهد..... ۳۰
- شکل ۷-۲: دامنه پراکندگی کامپتون..... ۳۰
- شکل ۸-۲: (a) دیاگرام برای  $\gamma^*p \rightarrow \gamma^*p$  (دامنه کامپتون جلو رونده) که سطح مقطع آن قسمت موهومی DIS را می دهد. (b): DVCS در ناحیه  $1 < x < \xi$ ..... ۳۱
- شکل ۹-۲: در پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون فرودی با یک کوآرک در داخل نوکلئون از طریق مبادله فوتون مجازی در برهمکنش شرکت می کند..... ۳۲

- شکل ۲-۱۰: در نظریه اپتیکی سطح مقطع DIS را به صورت بخش موهومی دامنه جلو رونده فرآیند پراکندگی مجازی مضاعف کامپتون در نظر می گیرند..... ۳۲
- شکل ۲-۱۱: تصویر المان های ماتریس غیر محلی جلو رونده..... ۳۳
- شکل ۲-۱۲: فرآیند پراکندگی کشسان الکترون از نوکلئون در انرژی های بالا..... ۳۳
- شکل ۲-۱۳: تصویر عناصر ماتریسی پراکندگی غیر محلی جلورونده..... ۳۴
- شکل ۲-۱۴: تصویر عناصر ماتریسی غیر جلورونده غیر محلی..... ۳۵
- شکل ۲-۱۵: مقایسه تکانه زاویه ای در مدل های جی و رایوشکین..... ۳۵
- شکل ۲-۱۶: نواحی که توزیع در آن تعریف شده است..... ۳۶
- شکل ۲-۱۷: نمایش GPD در فضای پارامتر برخورد،  $\Delta_{\perp}$  و  $b$  تبدیل فوریه یکدیگر می باشند..... ۴۰
- شکل ۳-۱: نمودار مقایسه ای فرایندهای نرم و سخت..... ۵۱
- شکل ۳-۲: نمودار  $G_E / G_M$  بر  $Q^2$ ، مقایسه مشاهدات در  $\Psi_{soft}$  (خط چین) و  $\Psi_{hard}$  (خط ممتد)..... ۵۱
- شکل ۳-۳: نمودار  $F_1 / F_D$  (  $F_D = \frac{1}{(1 + \frac{Q^2}{0.71})^2}$  ) بر حسب  $Q^2$ ..... ۵۲
- شکل ۳-۴: نمودار  $F_1 / F_D$  برای پروتون بر حسب  $Q^2$ ..... ۵۳
- شکل ۳-۵: نمودار  $F_1 / F_D$  برای پروتون بر حسب  $Q^2$ ..... ۵۳
- شکل ۳-۶: نمودار  $F_1$  بازای  $F_D$  در نواحی مختلف  $k_{\perp}$  در  $\Psi(k_{\perp})$ ..... ۵۴
- شکل ۳-۷: نمودار مقایسه ای کارهای ما..... ۵۵
- شکل ۳-۸: نمودار کارهای مقایسه ای مدل های مختلف..... ۵۶
- شکل ۳-۹: نمودار فرم فاکتور الکتریکی به مغناطیسی با ضریب  $\mu_p$  مقایسه ای کارهای ما با مدل های مختلف..... ۵۷
- شکل ۳-۱۰: نمودار نسبت فرم فاکتورهای الکتریکی پروتون به  $\mu_p G_D$  مربوط به کارهای ما..... ۵۷

- شکل ۳-۱۱: فرم فاکتور کوآرک  $d$  دیراک با مضرب  $Q^2$  ..... ۶۲
- شکل ۳-۱۲: فرم فاکتور کوآرک  $u$  دیراک با مضرب  $Q^2$  ..... ۶۳
- شکل ۳-۱۳: فرم فاکتور  $d$  پائولی با مضرب  $Q^2$  ..... ۶۳
- شکل ۳-۱۴: فرم فاکتور  $u$  پائولی با مضرب  $Q^2$  ..... ۶۴
- شکل ۳-۱۵: فرم فاکتور  $d$  دیراک با مضرب  $Q^4$  ..... ۶۵
- شکل ۳-۱۶: فرم فاکتور  $u$  دیراک با مضرب  $Q^4$  ..... ۶۵
- شکل ۳-۱۷: فرم فاکتور دیراک پروتون با مضرب  $Q^4$  ..... ۶۶
- شکل ۳-۱۸: فرم فاکتور  $d$  پائولی با مضرب  $Q^4$  ..... ۶۷
- شکل ۳-۱۹: فرم فاکتور  $u$  پائولی با مضرب  $Q^4$  ..... ۶۸
- شکل ۳-۲۰: نسبت  $Q^4 F_2^P / \kappa^P F_1^P$  ..... ۶۸
- شکل ۳-۲۱: نمودار  $G_E^P / G_D$  ..... ۶۹
- شکل ۳-۲۲: نمودار مقایسه ای چگالی پروتون در چارچوب بریت (خط چین) و چارچوب مختصات تکانه عرضی (خط ممتد) ..... ۷۱

## فهرست جداول:

جدول ۱-۳: پارامترهای توابع جفت شده با  $f_q(x)$  و  $f_q^{(i)}(x)$  ..... ۴۹

فصل اول

توابع ساختار و مدل

پارتونی

## ۱-۱ مقدمه

در این فصل مفاهیم و مقدمات پایه مربوط به موضوع پایان نامه آورده شده است. مفاهیم و تعاریف مربوط به ذرات بنیادی، مدل های استاندارد، نظریات مختلف و ... همه و همه از مواردی هستند که در این فصل به صورت مختصر به آنها پرداخته شده است.

## ۱-۲ ذرات بنیادی<sup>۱</sup>

امروزه مدت زیادی نگذشته که ثابت شده تمامی مواد از مولکول ها، مولکول ها از اتم ها، اتم ها از هسته ها و الکترون ها و هسته ها از پروتون ها و نوترون ها تشکیل شده است. اما پروتون ها، نوترون ها و الکترون ها از چه چیزی ترکیب شده اند؟ این ذرات، ذرات بنیادی یعنی ذرات غیر قابل تجزیه نام دارند، با فرض اینکه تجزیه بیشتر آن ها باعث می شود که به ذرات دیگری تبدیل شوند. در شکل ۱-۱ مدل استاندارد ذرات بنیادی آورده شده است. در مدل استاندارد همه ی برهم کنشهای بنیادی از یک اصل عمومی یعنی شرط ناوردایی پیمانه ای موضعی بدست می آیند.

Category	Particle	Mass (MeV/c <sup>2</sup> )	Charge	Spin
QUARKS	up (u)	~0.3	2/3	1/2
	charm (c)	~1.275	2/3	1/2
	top (t)	~172.87	2/3	1/2
	down (d)	~4.8	-1/3	1/2
	strange (s)	~95	-1/3	1/2
	bottom (b)	~4.18	-1/3	1/2
LEPTONS	electron (e)	0.511	-1	1/2
	muon (μ)	105.7	-1	1/2
	tau (τ)	1.777	-1	1/2
	electron neutrino (ν <sub>e</sub> )	~0.2	0	1/2
muon neutrino (ν <sub>μ</sub> )	~0.17	0	1/2	
tau neutrino (ν <sub>τ</sub> )	~15.5	0	1/2	
GAUGE BOSONS	photon (γ)	0	0	1
	Z boson	91.2	0	1
	W boson	80.4	±1	1
	gluon (g)	0	0	1
Higgs boson (H)	~126	0	0	

شکل (۱-۱): مدل استاندارد ذرات بنیادی [۱۸]

در اواخر قرن بیستم دانشمندان درباره ی ساختمان پنهانی ذرات بنیادی به یک مطالعه سیستماتیک پرداختند. این مطالعه ابتدا از نوکلئون ها یعنی پروتون ها و نوترون ها شروع شد. عموماً در فیزیک هسته ای این کار می توانست در دو خط اصلی ادامه یابد:

- بررسی پدیده هایی شامل ذرات بنیادی با فیزیک هسته ای
- کوشش برای شکستن یا خرد کردن یک ذره بنیادی در صورت امکان و تبدیل آن به اجزاء تشکیل دهنده اش اگر اجزاء تشکیل دهنده ای وجود داشته باشد.

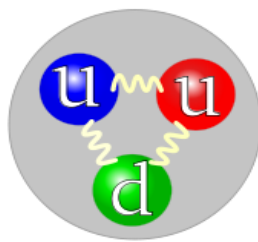
برای این منظور، ذرات مشابه دیگر را با سرعت های حتی المقدور نزدیک به سرعت نور شتاب داده و این گلوله های شتابدار را به ذرات بنیادی موجود در اتم های دیگر برخورد می دهند. برای مثال در بمباران هیدروژن یونیزه شده (یعنی پروتون) از پروتون های شتابدار، یا برای بمباران کردن پروتون و ذرات آلفا از پروتون و ذرات آلفای دیگر استفاده کردند. انرژی لازم برای این عمل فقط می تواند به کمک شتاب دهنده های قوی ذرات باردار فراهم شود.

### ۳-۱ بررسی ساختمان ذرات بنیادی

دوبروی کشف کرد که هر چه ذرات سریعتر حرکت کنند خواص موجی بیشتری از خود نشان می دهند. پس از این کشف تهیه نوعی میکروسکوپ الکترونی ممکن گردید که در آن الکترون با انرژی  $100 \text{ KeV}$  شتاب داده می شد. مطابق نظریه دوبروی هر چه ذرات سنگین تر بوده و سریعتر حرکت کنند طول موج معادل آن کوتاهتر خواهد بود. این مطالب نشان می دهد اگر الکترونی تا انرژی چند صد میلیون الکترون ولت شتاب داده شود، طول موجش آنقدر کوچک می شود که متناسب با اندازه ذرات هسته ای شده و می تواند برای بررسی ساختمان هسته اتمی بکار رود. در ادامه به بررسی مدل هایی می پردازیم که به خوبی می تواند برای شناخت و بررسی ساختمان هسته اتمی به کار رود. مدل کوارکی یکی از این مدل ها می باشد.

## ۱-۴ مدل کوآرکی

موری گل‌مان مندلیف در سال ۱۹۶۱ آنچه به اصطلاح راه هشت گانه نامیده می‌شد را معرفی کرد [۱]. راه هشت گانه باریون‌ها و مزون‌ها را بر حسب بار و شگفتی شان در طرح‌های هندسی غیر عادی مرتب می‌کند. موفقیت راه هشت گانه این پرسش را مطرح می‌کند که چرا هادرون‌ها در این طرح‌های عجیب و غریب قرار می‌گیرند؟ جدول تناوبی باید سالیان دراز صبر می‌کرد تا مکانیک کوانتومی و اصل طرد پائولی توجیهی برای آن پیدا کند. اما شناخت راه هشت گانه در ۱۹۶۴ هنگامی امکان پذیر شد که گل‌مان و زویگ مستقل از یکدیگر پیشنهاد کردند که در واقع تمام هادرن‌ها از اجزاء بنیادی تری تشکیل شده‌اند، این اجزاء را کوآرک نامیدند [۲]. در واقع راه هشت گانه چیزی بیش از طبقه‌بندی صرف هادرون‌ها است، اما اهمیت واقعی آن در سازماندهی ساختاری آن است. کوآرک‌ها دارای سه نوع طعم هستند و یک مثلث هشت گانه را شکل می‌دهند. کوآرک  $u$  (up) حامل بار  $2/3$ ، کوآرک  $d$  (down) حامل بار  $-1/3$  و کوآرک  $s$  (strong) حامل بار  $-1/3$  است. برای هر کوآرک  $q$  پاد کوآرک  $\bar{q}$  با بار مخالف هم وجود دارد. بطور مثال پروتون از دو کوآرک  $u$  و یک کوآرک  $d$  تشکیل شده است.



شکل (۱-۲): شکل پروتون از دیدگاه ذرات بنیادی [۱۸]

بنا بر مدل کوآرک:

۱- هر باریون از سه کوآرک تشکیل شده است.

۲- هر مزون، مرکب از یک کوآرک و یک پاد کوآرک است.



## ۵-۱ چگالی لاگرانژی

چگالی لاگرانژی برای کرومودینامیک کوانتومی به صورت زیر داده شده است:

$$L_{QCD} = \bar{\psi}_i (i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} - m \delta_{ij}) \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} = \quad (1-1)$$

$$\bar{\psi}_i (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_i - g G_{\mu\nu}^a \bar{\psi}_i \gamma^\mu T_{ij}^a \psi_j - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$$

در اینجا  $\psi_i$  میدان کوارک است و  $G_{\mu\nu}^a$  قدرت میدان گلئون می‌باشد.

جالب اینجاست که اگر معادلات اوپلر-لاگرانژ را بر قسمت اول  $\bar{\psi}_i (i \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi_i$  اجرا کنیم معادله

دیراک را به دست می‌آوریم. در عین حال قسمت دوم این فرمول  $-g G_{\mu\nu}^a \bar{\psi}_i \gamma^\mu T_{ij}^a \psi_j$  برهم کنش بین گلئون

ها و کوارک‌ها را توجیه می‌کند. قسمت سوم یعنی  $-\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}$  نیز برهم کنش بین دو گلئون یا سه گلئون

با هم است.

براساس کرومودینامیک کوانتومی<sup>۱</sup> (QCD)، کوارک‌ها ویژگی شاخصی به نام بار رنگ دارند. سه نوع بار رنگ

وجود دارد که با برجسب‌های آبی و سبز و قرمز مشخص می‌شوند. هریک از آنها مکملی به نام پاد رنگ دارند

(پادآبی، پادسبز، پادقرمز). هر کوارک حامل یک رنگ و هر پادکوارک حامل یک پاد رنگ است.

سیستم ربایش و رانش میان کوارک‌هایی که بار رنگ آنها ترکیبات متفاوتی از سه رنگ هستند، نیروی

هسته‌ای قوی نام دارد که توسط ذرات حامل نیرو به نام گلئون منتقل می‌شوند. نظریه‌ای که نیروی هسته‌ای

قوی را توصیف می‌کند، کرومودینامیک کوانتومی نام دارد. کرومودینامیک کوانتومی نظریه‌ای است که نیروی

بین هسته‌ای قوی را توضیح می‌دهد. این نظریه به همراه الکترو دینامیک کوانتومی و نظریه برهم کنش

ضعیف، مدل استاندارد ذرات را تشکیل می‌دهند. یک کوارک که رنگ مشخصی دارد، به همراه یک پادکوارک

حامل پاد رنگ متناظر آن تشکیل یک سیستم ثابت را می‌دهند. نتیجه ربایش میان کوارک‌ها خنثی شدن

۱. Quantum Chromo Dynamics

رنگ است. نتیجه ترکیب یک کوارک با بار رنگ  $\bar{c}$  به علاوه یک پادکوارک با بار رنگ  $\bar{c}$ ، بار رنگ صفر (رنگ سفید) و تشکیل مزون است. همچنین به شکل مشابهی ترکیب سه کوارک با رنگهای متفاوت و یا سه پادکوارک با پادرنگهای متفاوت باعث تشکیل رنگ سفید و باریون و پادباریون می شود.

## ۶-۱ پراکندگی رادرفورد و مات

در صورتی که هسته بدون اسپین باشد پراکندگی رادرفورد نامیده می شود. ذره  $\alpha$  نیز دارای اسپین صفر است. سطح مقطع پراکندگی ذره‌ای با اسپین صفر از هسته‌ای بدون اسپین را می توان به صورت کلاسیک یا مکانیک کوانتومی محاسبه کرد و به یک نتیجه رسید. فرمول پراکندگی رادرفورد یکی از محدود فرمول هایی است که می توان آن را بدون تغییر به محدوده مکانیک کوانتومی برد و این واقعیت باعث افتخار رادرفورد بود. روش سریع برای به دست آوردن سطح مقطع دیفرانسیلی برای پراکندگی رادرفورد، بر اساس تقریب اول بورن است. عموماً سطح مقطع دیفرانسیلی به صورت [۱۸]:

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

نوشته می شود که در آن  $f(q)$  دامنه پراکندگی نامیده می شود و  $q$  تکانه منتقل شده است.

$$q = p - p' \quad (3-1)$$

$p$  تکانه ذره فرودی و  $p'$  تکانه ذره پراکنده است.

برای پراکندگی کشسان، بزرگی تکانه منتقل شده طبق رابطه زیر:

$$q = 2p \sin \frac{\theta}{2} \quad (4-1)$$

به زاویه پراکندگی بستگی دارد. در تقریب اول بورن فرض می شود که ذرات فرودی و پراکنده را می توان به صورت امواج تخت توصیف کرد. دامنه ذرات پراکنده را می توان به صورت ۵-۱ نوشت.

$$f(q) = -\frac{m}{2\pi\hbar^2} \int v(x) e^{\frac{iq \cdot x}{\hbar}} d^3x \quad (5-1)$$

$v(x)$  پتانسیل پراکندگی است که اگر تقارن کروی داشته باشد، می توان انتگرال گیری بر روی زوایا را انجام

داد، و دامنه پراکندگی با  $x = |\vec{x}|$  به صورت

$$f(q^2) = -\frac{2m}{\hbar q} \int_0^\infty dx x \sin\left(\frac{qx}{\hbar}\right) v(x) \quad (6-1)$$

در می آید. از آنجایی که  $f$  دیگر بستگی به جهت  $q$  ندارد و فقط به بزرگی آن وابسته است آنرا به صورت  $f(q^2)$  می نویسیم.

در پراکندگی رادرفورد پتانسیل  $v(x)$  پتانسیل کولنی است که به صورت زیر نوشته می شود:

$$v(x) = \frac{q_1 q_2}{x} \quad (7-1)$$

در آزمایش پراکندگی، هسته توسط ابر الکترونی اش احاطه می شود و بار هسته  $Ze$  می شود. با نوشتن رابطه:

$$v(x) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{x} e^{-\frac{x}{a}} \quad (8-1)$$

حفاظت را به حساب می آوریم که در آن  $a$ ، طولی در حدود ابعاد اتمی است. با داشتن معادله بالا می توان

انتگرال معادله (6-1) را انجام داد و دامنه پراکندگی به صورت:

$$f(q^2) = -\frac{2m Z_1 Z_2 e^2}{q^2 + \left(\frac{\hbar}{a}\right)^2} \quad (9-1)$$

در می آید.

در تمام برخوردهایی که برای شناخت ساختار هسته ها انجام می شود، تکانه منتقل شده  $q$  حداقل از مرتبه

چند  $\frac{Mev}{c}$  است و می توان از عبارت  $\left(\frac{\hbar}{a}\right)^2$  کاملاً صرف نظر کرد. در نهایت سطح مقطع دیفرانسیلی رادرفورد

به صورت زیر می شود:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = \frac{4m^2(Z_1Ze^2)^2}{q^4} \quad (10-1)$$

فرمول پراکندگی رادرفورد معادله (۱۰-۱) مبتنی بر چند فرض است:

۱- تقریب بورن

۲- ذره هدف خیلی سنگین است و انرژی جذب نمی‌کند (پس زنی وجود ندارد).

۳- ذرات فرودی و هدف بدون اسپین هستند.

۴- ذرات فرودی و هدف هیچ ساختاری ندارند، آنها را ذرات نقطه‌ای فرض می‌کنیم.

این چهار محدودیت را باید توجیه کنیم یا از بین ببریم. ما با توجیه دو شرط اول آنها را حفظ خواهیم کرد و دو شرط دیگر را به صورت جزئی از بین خواهیم برد.

۱- در تقریب بورن فرض بر این است که ذره فرودی و خروجی را می‌توان به صورت موج های تخت توصیف

کرد. این فرض مادامی که

$$\frac{Z_1Ze^2}{\hbar c} \ll 1 \quad (11-1)$$

باشد، مجاز است.

۲- اینجا فقط پراکندگی کشسان بررسی می‌شود. ذره هدف در حالت پایه‌اش باقی می‌ماند، و انرژی برانگیزش

را نمی‌پذیرد. بعلاوه فرض می‌شود ذره آنقدر سنگین است که می‌توان از انرژی پس زنی آن صرف‌نظر کرد.

در نخستین مرحله، ایده داشتن یک برخورد با انتقال تکانه بزرگ اما با انتقال انرژی ناچیز غیر واقعی به نظر

می‌رسد. قسمت اعظم بحث‌های بعدی راجع به پراکندگی الکترون از هسته‌ها و نوکلئون‌هاست. در این مورد

تا زمانی که نسبت انرژی فرودی الکترون به انرژی سکون هدف ناچیز باشد، محدودیت دوم برقرار است. در

انرژی‌های بالاتر می‌توان سطح مقطع را برای پس زنی نوکلئون یا هسته به سادگی تصحیح کرد.

۳- بیشتر آزمایش‌های مورد بحث مربوط به پراکندگی الکترون هاست. در این مورد باید اسپین را به حساب آورد. پراکندگی مات ذرات با بار  $Z_1 = 1$  و اسپین  $1/2$  را از هدف بدون اسپین بررسی کرده است. سطح مقطع برای پراکندگی مات عبارت است از

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{mott} = 4(Ze^2)^2 \frac{E^2}{(qc)^4} \left(1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}\right) \quad (12-1)$$

$E$  انرژی الکترون فرودی و  $v = \beta c$  سرعت آن است. عبارت  $\beta^2 \sin^2 \frac{\beta}{2}$  از برهم‌کنش گشتار مغناطیسی الکترون و میدان مغناطیسی هدف به دست می‌آید. این میدان در چارچوب سکون هدف از بین می‌رود، اما در چارچوب سکون الکترون وجود دارد. این عبارت مختص به اسپین  $1/2$  است و در حد  $\beta \rightarrow 0$  از بین می‌رود و وقتی  $\beta \rightarrow 1$  به همان اهمیت برهم‌کنش الکتریکی معمولی است زیرا در آن صورت قدرت نیروهای الکتریکی و مغناطیسی مساوی است. در حد  $\beta \rightarrow 0$  سطح مقطع مات به فرمول رادرفورد معادله (۱۰-۱) تقلیل می‌یابد.

## ۷-۱ عامل‌های شکل<sup>۱</sup>

عامل‌های شکل اثرهای برهم‌کنشی اجزای سازنده هادرون را بر حسب تابعی از تکانه انتقالی  $q^2$  که ناوردای لورنتس است بدست می‌دهد. عامل‌های شکل الکترومغناطیس، توزیع بار در داخل هادرون را تعیین می‌کند. هر چه  $q^2$  بزرگتر باشد ساختار درونی هدف مرکب را بهتر می‌توان کاوید. عامل شکل کمیته فیزیکی است و می‌توان آن را در آزمایشگاه اندازه گرفت. هادرون‌ها (مزون‌ها و باریون‌ها) ساختار مشخص دارند. آنها حالت‌های مقید کوارکی هستند و مانند هر جسم مرکب گستره و ساختار فضایی آنها پیچیده است و رفتارشان در برهم‌کنش الکترومغناطیسی و ضعیف متفاوت از رفتار ذره نقطه‌ای است. اگر لپتون فرودی

---

<sup>۱</sup>. Form factor

یک الکترون یا موئون باشد آنگاه پراکندگی از طریق انتقال یک فوتون مجازی صورت می گیرد. توابع ساختار  $F(x, Q^2)$  براساس سطح مقطع پراکندگی لپتون تعریف می شوند.

اگر پروتون را ذره ای نقطه ای با بار الکتریکی  $e$  و گشتاور مغناطیسی  $\frac{e}{2m_p}$  در نظر بگیریم در اینصورت برای سطح مقطع الکترون - پروتون بدون ساختار در سیستم آزمایشگاه خواهیم داشت :

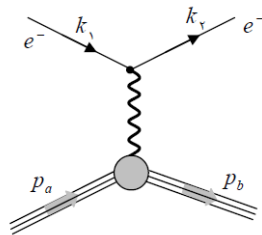
$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \left( \frac{\alpha^2 \pi}{2E_1^2 \sin^4(\theta_{lab}/2)} \right) \frac{E_3}{E_1} \left( \cos^2(\theta_{lab}/2) - \frac{q^2}{2m_p^2} \sin^2(\theta_{lab}/2) \right) \quad (13-1)$$

در این رابطه ضریب  $\frac{E_3}{E_1} = \left( 1 + \frac{2}{m_p} \sin^2(\theta_{lab}/2) \right)^{-1}$  اثر پس زنی است و جمله دوم در پرانتز سمت راست رابطه بالا به گشتاور مغناطیسی مربوط است.

برای یافتن سطح مقطع پراکندگی کشسان الکترون-پروتون در پایین ترین مرتبه ی اختلال (تبادل یک فوتون) که این فرایند در شکل ۱-۳ نشان داده شده است، دامنه ی پراکندگی  $e^- + p \rightarrow e^- + p$  به صورت زیر است:

$$T_{fi} = -i \int j_\mu^e \left( -\frac{1}{q^2} \right) J_p^\mu d^4x \quad (14-1)$$

که در آن  $q = p_a - p_b = k_1 - k_2$  است.



شکل ۱-۳: پراکندگی کشسان الکترون-پروتون [۱۸]

جریان گذار الکترون در فضای مکان عبارت است از:

$$j_{\mu}^e = -e\bar{u}(k_2)\gamma^{\mu}u(k_1)e^{i(k_2-k_1)\cdot x} \quad (15-1)$$

اما برای جریان گذار پروتون نمی توان جمله ای همانند رابطه بالا نوشت. دلیل آن روشن است، در راس  $pp\gamma$  دایره توپر به معنی این است که پروتون ساختار دارد و جفت شدگی نقطه ای  $\gamma^{\mu}$  باید با چیز دیگری جایگزین شود. در پراکندگی الکترون از پروتون دارای ساختار، بار نقطه ای نداریم. بنابراین یک عامل شکل برای توصیف غیر نقطه ای بودن بار الکتریکی لازم است و یک عامل شکل هم برای توصیف گشتاور مغناطیسی غیر نقطه ای بودن نیاز داریم. پس، می توان انتظار داشت که برای توصیف غیرنقطه ای بودن پروتون، دو عامل شکل برای توزیع بار الکتریکی و توزیع گشتاور مغناطیسی پروتون نیاز است.

عمومی ترین چار بردار لورنتس در  $x = 0$  می تواند به شکل زیر باشد:

$$J_p^{\mu} = e\bar{u}(p_b)\left[\gamma^{\mu}k_1 + i\sigma^{\mu\nu}(p_b - p_a)_\nu k_2 + i\sigma^{\mu\nu}(p_b + p_a)_\nu k_3 + (p_b - p_a)^{\mu}k_4 + (p_b + p_a)^{\mu}k_5\right]u(p_a) \quad (16-1)$$

که در آن  $\sigma^{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}]$  است و ضرایب  $k_i$  ها تابعی از متغیرهای اسکالر هستند.

با استفاده از جدا سازی گوردون و حل معادلات و برخی ساده سازیها خواهیم داشت:

$$J_p^{\mu} = e\bar{u}(p_b)\left[\gamma^{\mu}F_1(q^2) + \frac{i\kappa}{2m_p}F_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_{\nu} + q^{\mu}F_3(q^2)\right]u(p_a) \quad (17-1)$$

چون جریان پروتون پایسته است، یعنی  $\partial_{\mu}J_p^{\mu} = q_{\mu}J_p^{\mu} = 0$  است، بنابراین باید داشته باشیم:

$$q_{\mu}J_p^{\mu} = e\bar{u}(p_b)\left[\gamma^{\mu}q_{\mu}F_1(q^2) + \frac{i\kappa}{2m_p}F_2(q^2)q_{\mu}\sigma^{\mu\nu}q_{\nu} + q_{\mu}q^{\mu}F_3(q^2)\right]u(p_a) = 0 \quad (18-1)$$

جمله اول سمت راست بنا به معادله ی دیراک، صفر است. جمله ی سوم برابر  $q^2F_3$  است. چون فوتون مجازی

است، یعنی  $m = 0 \neq q^2$ ، در نتیجه، پایستگی جریان لازم می دارد که  $F_3 = 0$  باشد. سرانجام می توان می

توانیم جریان گذار پروتون را به صورت زیر بنویسیم:

$$J_p^{\mu} = e\bar{u}(p_b)\left[\gamma^{\mu}F_1(q^2) + \frac{i\kappa}{2m_p}F_2(q^2)\sigma^{\mu\nu}q_{\nu}\right]u(p_a) \quad (19-1)$$

در رابطه بالا  $F_1$  و  $F_2$  دو عامل شکل مستقل پروتون می باشند.

وقتی  $q^2 \rightarrow 0$  میل می کند، طول موج فوتون متناظر بزرگ می شود و در نتیجه، پروتون به صورت جسم نقطه ای دیده می شود. به بیان دیگر، فوتون با طول موج بزرگتر از حدود یک فرمی، پروتون را بدون ساختار می بیند. این شرط لازم می دارد که :

$$F_2(q^2 = 0) = 1, F_1(q^2 = 0) = 1 \quad (20-1)$$

باشند.

عامل های شکل الکتریکی  $G_E(q^2)$  و مغناطیسی  $G_M(q^2)$  را با ترکیب های خطی  $F_1$  و  $F_2$  به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$G_E(q^2) = F_1(q^2) + \frac{q^2}{4m_p^2} \kappa F_2(q^2) \quad (21-1)$$

$$G_M(q^2) = F_1(q^2) + \kappa F_2(q^2)$$

و به این ترتیب برای سطح مقطع پراکندگی کشسان الکترون - پروتون خواهیم داشت:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} \right)_{NS} \left\{ \frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(q^2) \tan^2 \theta / 2 \right\} \quad (22-1)$$

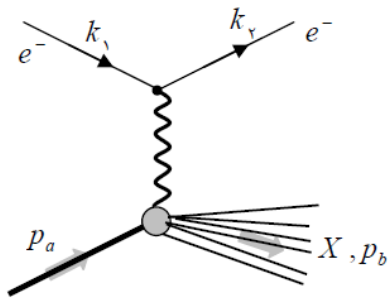
که در آن زیر نویس  $NS$  به معنی بدون ساختار بودن است.

## ۸-۱ الگوی پارتون

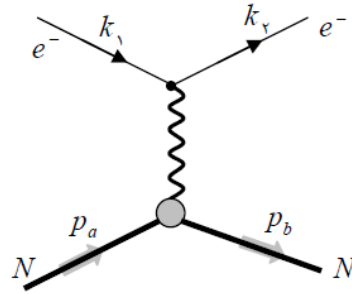
در اواخر دهه ۶۰ بیورکن پیش بینی کرد که در انرژی های خیلی زیاد بستگی توابع ساختار ناکشسان به  $q^2$  کم رنگ و فقط تابعی از  $x \equiv Q^2/2m_p v$  (متغیر بیورکن) می باشد ( $Q^2 = -q^2$ ). به منظور داشتن تصویر



روشنی از ساختار نوکلئون می توان آن را از دیدگاه<sup>۱</sup> GPDs بیان کرد. برای شروع، مفهوم فرایندهای انحصاری و غیر انحصاری را باز می کنیم. فرایندهای انحصاری آنهایی هستند که تعداد محدودی ذره در حالت نهایی تولید می شود و همه آنها مشاهده یا اندازه گیری می شوند مانند پراکندگی کشسان الکترون-نوکلئون  $N + e \rightarrow N + e$  در فرایندهای همه گیر (غیر انحصاری) لپتون-نوکلئون  $l + N \rightarrow l' + X$  فقط لپتون حالت نهایی،  $l'$ ، مشاهده و اندازه گیری می شود و هیچ تلاشی برای مشاهده هادرون خاصی در حالت نهایی نمی شود. نماد  $X$  جمع همه ی هادرون های مشاهده نشده (اما تولید شده) حالت نهایی است. مقایسه فرایندهای کشسان و ناکشسان و در نتیجه تولید هادرون بصورت طرح وار در زیر آورده شده است. دایره های نشان داده شده در شکل به این معنی است که پروتون ساختار دارد. برای توصیف رویدادهای ناکشسان از توابع ساختار استفاده می کنیم.



ب: پراکندگی ژرف ناکشسان الکترون-پروتون



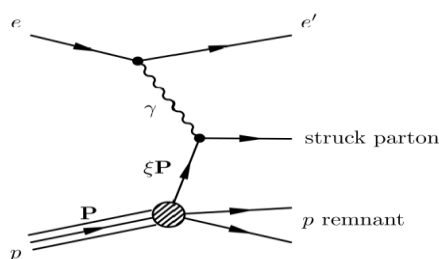
شکل (۴-۱): الف: پراکندگی کشسان الکترون-نوکلئون

[۳]

<sup>۱</sup>. Generalized Parton Distributions

## ۱-۸-۱ مدل کوآرک پارتون

رفتار مقیاس بندی توابع ساختار به سرعت به عنوان پراکندگی از ذرات باردار نقطه ای در داخل پروتون شناخته شد. ساده ترین مدل معتبر، مدل پارتون بود. عقیده اصلی این بود که فوتون با ذرات آزاد باردار بدون ساختار داخل پروتون بر هم کنش می کنند. ساده ترین راه بررسی این مدل در چارچوبی است که پروتون تکانه خیلی بزرگ P را دارد. در این چارچوب (که چارچوب تکانه بی نهایت است) اجزای پروتون اکثراً تکانه هم راستا با پروتون خواهند داشت.



شکل ۱-۵: مدل کوآرک - پارتونی فرایند ناکشسان ژرف الکترون - پروتون که به صورت برخورد کشسان الکترون با پارتون  $i$  که کسر  $x_i$  از تکانه پروتون را با خود حمل می کند تفسیر می شود [۳].

هر پروتون با بار  $e_i$  به احتمال  $f(x_i)$  کسر  $x$  از تکانه پروتون را حمل می کند. به وضوح داریم:

$$\sum_i \int x f_i(x) dx = 1 \quad (۲۳-۱)$$

که جمع روی  $i$ ، برای تمام محتویات پروتون است.

پروتون (پارتون ها) در راستای محور  $z$  حرکت می کنند و تکانه پروتون  $p$  و جرم آن  $M$  و انرژی آن  $E$  می باشد به همین سبب پارتون دارای انرژی  $x E$ ، جرم  $x M$ ، تکانه طولی  $x P$  و تکانه عرضی  $\sigma_T$  است. با فرض

اینکه فوتون با چنین پارتون های بدون ساختاری بر هم کنش می کند داریم:

$$F_1(W) = \frac{Q}{4M v_x} \delta\left(1 - \frac{Q^2}{2M v}\right) = \frac{1}{2x^2 W} \delta\left(1 - \frac{1}{xW}\right) \quad (۲۴-۱)$$

پس  $F_1(W)$  تابع ساختار است. تابع ساختار برای تمام پارتون ها، جمع همه توابع ساختار آن ها است.

$$W = \frac{2Mv}{Q^2}, \delta\left(\frac{x}{a}\right) = a\delta(x) \quad (25-1)$$

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

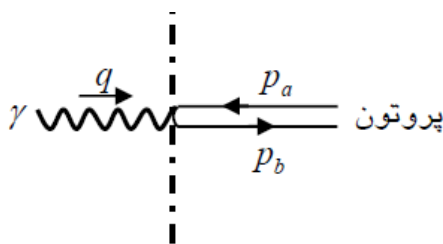
$$F_1(x) = \frac{W}{2} F_2(W)$$

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

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x) \quad (26-1)$$

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

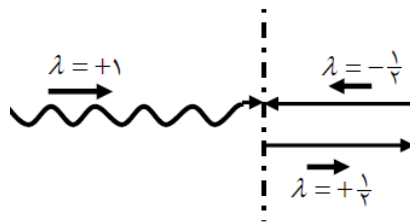
که اساس مدل پارتون اولیه است. این رابطه نتیجه ی آن است که سطح مقطع  $ep \rightarrow ex$  باید برای فوتون های قطبیده عرضی و طولی که با پروتون بر هم کنش می کنند به دو قسمت طولی  $\sigma_L$  و عرضی  $\sigma_T$  تقسیم می شود. نسبت سطح مقطع های طولی به عرضی برای فوتون ها، رابطه  $\frac{\sigma_L}{\sigma_T}$  را برای پارتون های اسپین ارضا می کند. حرکت الکترون را در صفحه  $x-z$ ، مطابق شکل ۶-۱ در نظر بگیرید.



شکل ۶-۱: چارچوب بریت [۳]

به این چارچوب، چارچوب بریت گفته می شود در این چارچوب فوتون و پارتون در یک راستا حرکت می کنند و پس از برخورد سه تکانه پارتون دقیقا وارون می شود. پایستگی تکانه زاویه ای کل بیان می کند که یک پارتون با اسپین صفر نمی تواند یک فوتون با هلیسیتی  $\lambda = \pm 1$  را جذب کند و بنابراین  $\sigma_T = 0$ ، اگر

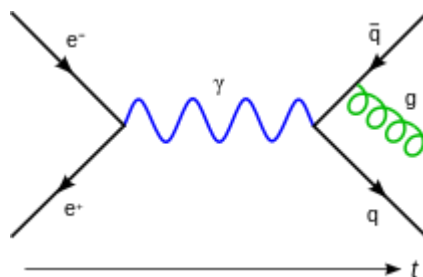
اسپین پارتون  $\frac{1}{2}$  باشد، فقط می تواند فوتون ها با هلیسیتی  $\lambda = \pm 1$  را جذب کند زیرا هلیسیتی آنها در بر هم کنش های انرژی بالا پایسته می ماند پس  $\sigma_L = 0$ . داده های آزمایشگاهی در توافق بیشتری با مورد اسپین  $\frac{1}{2}$  است. این رابطه و رفتار مقیاسی پارتون نشان داد که پارتون ها در واقع ذرات بدون ساختار با اسپین  $\frac{1}{2}$  هستند.



شکل ۷-۱: پایستگی هلیسیتی در چارچوب بریت [۳]

## ۹-۱ نظریه میدان کوانتومی

در فیزیک نظری، نظریه ی میدان های کوانتومی (QFT) چارچوبی نظری برای ساختن مدل های مکانیک کوانتومی از ذرات زیراتمی در فیزیک ذرات و شبه ذره ها در فیزیک ماده چگال می باشد. یک نظریه میدان کوانتومی، ذرات را به شکل حالاتی برانگیخته از میدان فیزیکی زمینه می بیند، به همین دلیل این ذرات کوانتای میدان نامیده می شوند.



شکل (۸-۱): نمودار فاینمن [۱۸]

در نظریه میدان‌های کوانتومی، برهم‌کنش‌های مکانیک کوانتومی بین ذرات بر حسب برهم‌کنش‌های میان میدان‌های پس‌زمینه متناظر بیان می‌شوند.

الکترودینامیک کوانتومی (QED) یک میدان الکترون و یک میدان فوتون دارد؛ کرومودینامیک کوانتومی (QCD) به ازای هر نوع کوارک یک میدان دارد و در ماده چگال یک میدان جابجایی اتمی وجود دارد که باعث پیدایش ذرات فونون می‌شود. ادوارد ویتن نظریه میدان‌های کوانتومی را با اختلاف زیادی دشوارترین نظریه در فیزیک نوین می‌داند.

سامانه‌های معمولی مکانیک کوانتومی تعداد ذرات ثابتی دارند و هر ذره تعداد متناهی از درجه‌های آزادی دارد. در مقابل، حالات برانگیخته یک نظریه میدان کوانتومی می‌توانند نماینده هر تعدادی از ذرات باشند. این باعث می‌شود که نظریه‌های میدان‌های کوانتومی برای توصیف سامانه‌هایی که در آنها شمار ذرات در طول زمان تغییر می‌کند (یکی از ویژگی‌های اساسی دینامیک نسبیتی)، بسیار مناسب هستند.

برهم‌کنش‌ها در نظریه میدان‌های کوانتومی ذاتا بسیار شبیه به برهم‌کنش‌های میان بار و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در معادلات ماکسول هستند، با این تفاوت که بر خلاف میدان‌های کلاسیک نظریه ماکسول، میدان‌ها در نظریه میدان‌های کوانتومی، معمولا در برهم‌نهی‌های کوانتومی وجود دارند و از قوانین مکانیک کوانتومی پیروی می‌کنند.

از آنجا که میدان‌ها کمیت‌های پیوسته‌ای در فضا هستند، حالات برانگیخته‌ای که شامل تعداد به اندازه دلخواه بزرگی از ذرات هستند، وجود دارند، که به سامانه‌های نظریه میدان‌های کوانتومی اجازه می‌دهد بی‌نهایت درجه آزادی داشته باشند. تعداد بی‌نهایت درجه‌های آزادی، به سادگی می‌تواند به واگرایی کمیت‌های اندازه‌گیری شده بی‌انجامد (یعنی کمیت‌ها بی‌نهایت می‌شوند). تکنیک‌هایی مانند بازبه‌هنجارسازی و گسسته‌سازی فضا-زمان، مانند کرومودینامیک کوانتومی شبکه‌ای مورد استفاده قرار می‌گیرند تا از این بی‌نهایت‌ها اجتناب کنیم و نتایج فیزیکی معنی‌داری تولید کنیم.

## ۱-۹-۱ میدان‌ها و تابش

میدان گرانشی و میدان الکترومغناطیسی تنها میدان‌های بنیادی در طبیعت هستند که برد بی‌نهایت و یک حد انرژی پایین کلاسیک متناظر دارند که برانگیختگی‌های ذره‌مانند آنها را بسیار کاهش می‌دهد و پنهان می‌سازد. آلبرت اینشتین در سال ۱۹۰۵، ویژگی کوانتای میدانی، یعنی تبادل‌های گسسته و ذره‌مانند مومنتا و انرژی را به میدان الکترومغناطیس نسبت داد. ابتدا انگیزه اصلی وی این بود که ترمودینامیک تابش را توضیح دهد. اگرچه اثر فوتوالکتریک و اثر کامپتون قویا دلالت بر وجود فوتون می‌کنند، می‌توان آن را صرفاً با کوانتیزه‌سازی انتشار هم توضیح داد. شواهد محکم‌تر از ماهیت کوانتومی تابش امروزه در نورشناخت کوانتومی نوین (مانند اثر پاددسته‌بندی) یافت می‌شود.

## ۱-۹-۲ کلیات مربوط به نظریه

در نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی نیروهای میان ذرات توسط ذرات دیگر حمل می‌شوند. برای نمونه، نیروی الکترومغناطیسی میان دو الکترون با رد و بدل کردن فوتون‌ها امکان می‌یابد. با این حال نظریه‌ی فوق برای تمام نیروهای بنیادی به کار برده می‌شود. بردارهای بوزونی متوسط نیروی ضعیف، گلوئون‌ها نیروی قوی، و گراویتون‌ها نیروی گرانشی را حمل می‌کنند. این ذرات حامل نیرو، ذراتی مجازی‌اند و طبق تعریف، زمانی که حامل نیرو هستند امکان آشکارشدن‌شان وجود ندارد، زیرا عملیات آشکارسازی گواه بر عدم حمل نیرو خواهد بود. در نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی، فوتون‌ها به صورت کوانتاهای میدان پنداشته می‌شوند و نه مانند توپ‌های کوچک بیلبارد! یعنی امواج پکیده‌ای که در میدان به صورت ذرات به نظر می‌آیند. همچنین فرمیون‌ها -مانند الکترون- را نیز می‌توان به صورت امواج در میدان توصیف کرد، و این در حالی است که هر نوع فرمیون میدان خاص خودش را دارد. به طور خلاصه، تصویر کلاسیکی از "همه چیز به شکل ذرات و

میدان هاست"، در نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی به صورت "همه چیز ذره است" و یا در نهایت "همه چیز میدان است" در می‌آید.

در این نظریه با ذرات نیز به صورت حالت‌های برانگیخته‌ی میدان برخورد می‌شود (کوانتای میدان). این میدان خاص را می‌توان نوعی خوش‌شانسی دانست زیرا که در این صورت لازم نیست نگران پیامدهای اصل طرد پاؤلی بین فرمیون‌های مختلف مثلاً بین الکترون‌ها و نوترون‌ها باشیم. در این حال می‌توان با آسودگی خیال حالت‌های انرژی مربوط به هر فرمیون را جداگانه بررسی کرد.

## ۱-۱۰ جبهه‌ی نوری تابع موج<sup>۱</sup>

کوانتوم Light Front توسط دیراک برای حل کردن معادلات مربوط به نظریه میدان کوانتومی ابداع شد که چارچوب خوبی برای توصیف ساختار هادرون هاست. در این چارچوب، نوکلئون‌های اولیه و نهایی در راستای محور  $z$  به هم برخورد می‌کنند و مولفه‌های مخروط نوری به صورت  $a^\pm$  هستند که  $a^\pm = \frac{a^0 + a^3}{\sqrt{2}}$ . علت اینکه مخروط نوری را در نظر می‌گیریم این است که ذرات با سرعت نور در راستای محور  $z$  حرکت میکنند (مانند کوارک و فوتون واقعی). پس فقط یک مولفه ۴-بردار  $a^+$  و  $a^-$  مطابق با جهت آن‌ها در راستای محور  $z$  در نظر گرفته می‌شود. پس در کل می‌توان گفت که با عملگرها و بردارهایی که دارای یک بعد هستند روبرو هستیم.

در این پایان نامه قصد بر این است که توابع ساختار پروتون را به روش عددی محاسبه کنیم برای اینکار از توزیع عمومی پارتون (GPD) استفاده میکنیم و برای بدست آوردن توابع ساختار، همپوشانی LFWF را مد نظر قرار خواهیم داد.

---

<sup>۱</sup>. Ligh Front Wave Function





## فصل دوم

# پراکندگی عمومی در مدل

## پارتونی

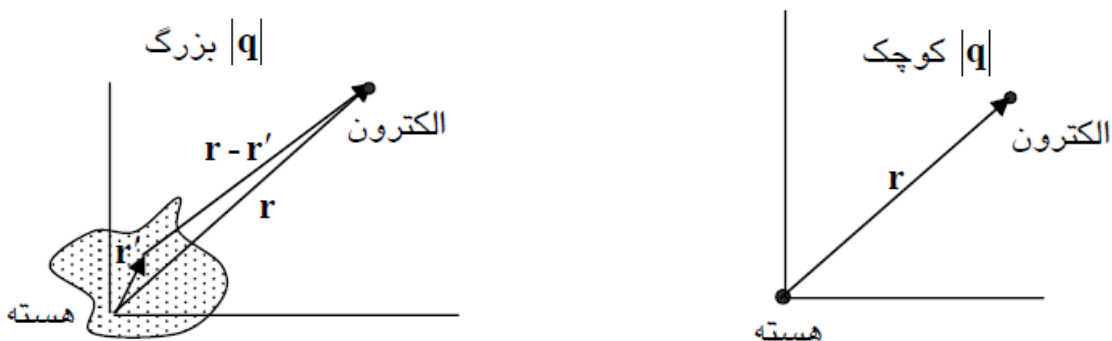
## ۱-۲ ساختار هادرون

هادرون ها ساختار پیچیده ای از کوارک ها و گلوئون دارند. بنابر این برای توصیف آن ها بر حسب اجزای سازنده شان باید "توابع موج" آن ها را پیدا کنیم. یعنی برای مثال، پروتون را بر حسب توزیع کوارک درونش توصیف کنیم. این کار را با شناسایی عامل شکل آغاز میکنیم. عامل های شکل اثرهای بر هم کنشی اجزای سازنده هادرون را بر حسب تابعی از تکانه انتقالی  $q^2$  که ناوردای لورنتس است، به دست می دهد. عامل های شکل الکترومغناطیسی توزیع بار در درون هادرون را تعیین می کند و شیب این تابع اندازه هادرون را به دست می دهد. در بر هم کنش کشسان لپتون - نوکلئون می توان عامل های شکل نوکلئون را اندازه گیری کرد.

هادرون ها (مزون ها و باریون ها) ساختار دارند. ویژگی های استاتیکی و دینامیکی هادرون که از شیوه تولید و واپاشی شان استنتاج می شود به همراه طیف شان نشان میدهد که هادرون ها حالت مقید کوارکی اند. مانند هر جسم مرکب، گستره و ساختار فضایی آن ها پیچیده است و رفتارشان در بر هم کنش الکترومغناطیسی و ضعیف متفاوت از رفتار ذره ای نقطه ای است.

برای نمونه، سطح مقطع پراکندگی لپتون - هادرون به سرعت با  $q^2$  کاهش پیدا می کند اما در سطح مقطع لپتون - لپتون چنین حساسیتی نسبت به تکانه انتقالی  $q^2$  دیده نمی شود. این رفتار را به طور کیفی می توان فهمید: در پراکندگی لپتون - لپتون، اگر لپتون نقطه ای با فوتونی که از لپتون دیگر گسیل می شود برخورد کند، فقط تکانه آن، سازگار با پایستگی انرژی - تکانه، تغییر می کند. شدت بر هم کنش و در نتیجه، سطح مقطع نسبت به  $q^2$  حساس نیستند. اما در پراکندگی لپتون - هادرون، فوتونی که از لپتون گسیل می شود، با اجزای سازنده هادرون بر هم کنش می کند و شدت بر هم کنش به  $q^2$  بستگی پیدا می کند. هر چه  $q^2$  بزرگتر باشد، ساختار درونی هدف مرکب را بهتر میتوان کاوید. در واقع  $q^2$  مانند توان تفکیک ذره بین رفتار

میکند. اگر به توده ای با ذره بین ضعیف نگاه کنید آن را بصورت یک جسم یک پارچه خواهید دید. اگر از ذره بینی با توان تفکیک بزرگ به همان توده نگاه کنید، می توانید جزییات آن را از هم تمیز دهید. پراکندگی الکترون از میدان استاتیک کولمبی هسته را در نظر بگیریم. در واژگان امروزی می گوییم بر هم کنش الکترون- هسته با تبادل فوتون مجازی فضاگونه بین پرتابه(الکترون) و هدف(هسته) انجام می گیرد. وقتی تکانه  $q = p - p'$ ، که فوتون به هسته منتقل می کند، کوچک و مثلا حدود  $20 \text{ KeV}$  باشد طول موجش  $1/10^{-9}$  می شود و کاونده الکترو مغناطیسی (فوتون) نمی تواند به درون هسته نفوذ کند، چون ابعاد هسته بسیار کوچک تر از این طول موج و از  $10^{-12}$  است. هسته به صورت یک بار نقطه ای با بار الکتریکی  $Ze$  دیده خواهد شد. با افزایش تکانه انتقالی به حدود  $20 \text{ MeV}$  یا بیشتر، پیچیدگی درون هسته بیشتر آشکار می شود و فوتون می تواند پروتون ها را با توزیع بارشان درون هسته، ببیند. در این حد تکانه، باید هسته نقطه ای مانند را با جسم گسترده جایگزین کرد. در شکل (۱) این وضعیت ها نشان داده شده است [۳].



شکل ۱-۲: بر هم کنش الکترون با هسته نقطه ای با بار  $Z_e$  و هسته با توزیع بار  $\rho(r')$  [۳]

به بیان دیگر، پتانسیل کولمبی بین الکترون و هسته ی نقطه ای باید با پتانسیل بین الکترون و توزیع بار  $\rho(r')$  جایگزین شود مطابق رابطه ۱-۲ می توان نوشت:

$$V_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_e}{|r|} \rightarrow V = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r' \frac{\rho(r')}{|r-r'|} \quad (1-2)$$

که در آن چگالی بار پروتون ها در هسته است که به  $Z_e$  بهنجار شده است و داریم:

$$\int \rho(r') d^3 r' = Z_e \quad (2-2)$$

اگر تبدیل های فوریه پتانسیل های  $V_p$  و  $V$  به فضای تکانه را به ترتیب  $V_p(q)$  و  $V(q)$  بنامیم داریم:

$$V_p(q) = \frac{Z_e}{4\pi\epsilon_0} \int d^3 r e^{-iq.r} \frac{1}{r} ; V(q) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3 r e^{-iq.r} \left( \int d^3 r' \frac{\rho(r')}{|r-r'|} \right) \quad (3-2)$$

هدف ما این است که نشان دهیم  $V_p(q)$  و  $V(q)$  با یک کمیت قابل اندازه گیری به نام عامل شکل هسته، یعنی  $F_N(q^2)$  به یکدیگر مربوطند.

با محاسبه تبدیل فوریه رابطه بالا:

$$\begin{aligned} V_p(q) &= \frac{Z_e}{4\pi\epsilon_0} \int d^3 r e^{-iq.r} \frac{1}{r} = \frac{Z_e}{4\pi\epsilon_0} \lim_{\mu \rightarrow 0} \int d^3 r e^{-iq.r} \frac{e^{-\mu r}}{r} = \frac{Z_e}{4\pi\epsilon_0} \lim_{\mu \rightarrow 0} \int r^2 \sin(\theta) dr d\theta d\phi e^{-iq.r} \frac{e^{-\mu r}}{r} \\ &= \frac{Z_e}{4\pi\epsilon_0} (2\pi) \lim_{\mu \rightarrow 0} \int_0^\infty \frac{e^{-\mu r}}{r} r^2 dr \int_{-1}^1 e^{-|q|r \cos(\theta)} d(\cos \theta) = \frac{Z_e}{4\pi\epsilon_0} \lim_{\mu \rightarrow 0} \frac{4\pi}{(|q|^2 + \mu^2)} = \frac{Z_e}{4\pi\epsilon_0} \frac{4\pi}{|q|^2} \end{aligned} \quad (4-2)$$

از پارامتر  $\mu$  که بعد جرم بر طول دارد استفاده کردیم تا انتگرال گیری آسان شود. با باز نویسی رابطه بالا:

$$V_p(q^2) = -\frac{Z_e}{\epsilon_0 q^2} \quad (5-2)$$

حال  $V(q)$  را حساب و آن را با  $V_p(q)$  مقایسه می کنیم:

$$V(q) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3r e^{-iq.r} \left( \int d^3r' \frac{\rho(r')}{|r-r'|} \right) \Rightarrow \quad (۶-۲)$$

$$\Rightarrow V(q) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int d^3R \frac{e^{-iq.R}}{|R|} \underbrace{\left( \int d^3r' e^{-iq.r'} \rho(r') \right)}_{\equiv F_N(q^2)} = \frac{1}{\epsilon_0} \frac{1}{|q|^2} F_N(q^2)$$

$F_N(q^2)$  عامل شکل الکترومغناطیسی هسته نام دارد که غیر نقطه ای بودن بار را توصیف می کند.

عامل شکل مفهوم مناسبی برای توصیف ساختار ذره است. شیب تابع در  $q^2=0$  اندازه هادرون را بدست می دهد. هر چه جسم بزرگ تر باشد عامل شکل آن با افزایش  $q^2$  سریع تر کاهش می یابد. عامل شکل الکترومغناطیسی و ضعیف جسم نقطه ای مستقل از  $q^2$  است. عامل های شکل کمیت های فیزیکی اند و می-توان در آزمایشگاه آن ها را اندازه گرفت.

اگر پروتون بدون ساختار بود و پس زنی هم نمی داشت می توانستیم آن را یک جسم نقطه ای باردار بسیار سنگین بپنداریم. برای توصیف غیر نقطه ای بودن پروتون، دو عامل شکل برای توزیع بار الکتریکی و توزیع گشتاور مغناطیسی پروتون نیاز است.

## ۲-۲ پراکندگی ژرف ناکشسان: مدل کوآرک پارتون

ساختار هادرون در آزمایش های پراکندگی ژرف ناکشسان لپتون از هادرون آشکار شدند. با بزرگ شدن  $q^2$  طول موج فوتون کوتاه می شود و توان تفکیک آن بالا می رود. برای اینکه  $q^2$  بزرگ باشد، الکترون هایی که با هدف بر هم کنش می کنند، باید انرژی بیشتری از دست بدهند.

وقتی  $q^2$  خیلی بزرگ باشد، تعداد ذره های نهایی که در راس پروتون تولید می شود زیاد می شود و پروتون حالت اولیه، به کلی هویت خودش را از دست می دهد. بنابراین برای اینکه بتوان از آزمایش اطلاعات سودمندی استخراج کرد فرمول بندی تازه ای لازم است.

## ۲-۲-۱. پراکندگی ناکشسان الکترون-پروتون

فرایند پراکندگی الکترون، در حالت کلی پراکندگی لپتون ها، یکی از ابزارهای مفید برای بررسی تابع ساختار داخلی ذرات است. به این علت که لپتون ها بدون ساختارند، بر هم کنش آنها با هسته هدف عمدتاً از طریق برهم کنش الکترومغناطیسی است. این نوع برهم کنش ها از طریق نظریه کوانتوم الکترودینامیک<sup>۷۶</sup> به صورت دقیق بررسی می شوند. با توجه به نتایج حاصل از برهم کنش الکترومغناطیسی با صرف نظر کردن از برهم کنش قوی مشخص شد که کوارک ها و گلوئون ها ذاتاً بدون ساختارند. این پراکندگی به دو صورت انجام می گیرند، اولین نوع پراکندگی، پراکندگی عمومی<sup>۸</sup> است که در این نوع پراکندگی فقط لپتون پراکنده شده مورد بررسی قرار می گیرد و نوکلئون هدف مورد مطالعه نمی باشد ( $LN \rightarrow LX$ ). دومین نوع پراکندگی، پراکندگی انحصاری<sup>۹</sup> است که در این مورد حالت نهایی هادرون بر هم کنش دهنده به طور کلی مورد بررسی قرار می گیرد ( $LN \rightarrow LN$ ) (فرایند کشسان).

سطح مقطع هر فرایند انحصاری خیلی سریع با مربع عامل شکل یا با  $q^4$  کاهش می یابد. بنابر این در پراکندگی های با تکانه انتقالی بزرگ، به سختی می توان پراکندگی کشسان یافت. در پراکندگی های با تکانه انتقالی بزرگ احتمال رویدادهای ناکشسان که در حالت نهایی آن ها ذرات دیگری به جز لپتون و پروتون وجود دارد بسیار بزرگ است. بیورکن از نخستین کسانی بود که نشان داد پراکندگی ژرف ناکشسان بهترین روش برای بررسی ساختار نوکلئون است. او قانون مقیاس بندی<sup>۱۰</sup> را برای توابع ساختار نوکلئون پیش بینی کرد. کشف قانون مقیاس بندی سرچشمه مدل پارتون است. پارتون نامی است که فاینمن در توصیف قانون مقیاس بندی بیورکن به ذره های نقطه ای درون هادرون داد.

---

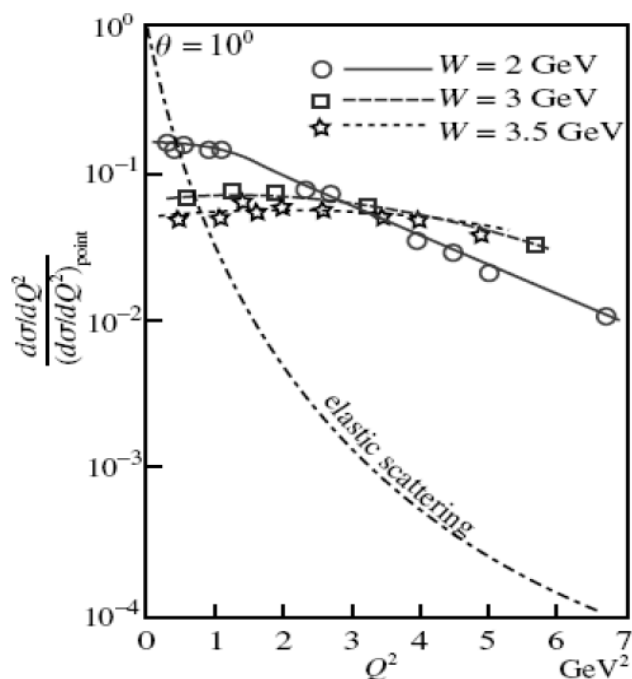
<sup>۷۶</sup>.Quantum Electro Dynamic

<sup>۸</sup>.Inclusive processes

<sup>۹</sup>.Exclusive processes

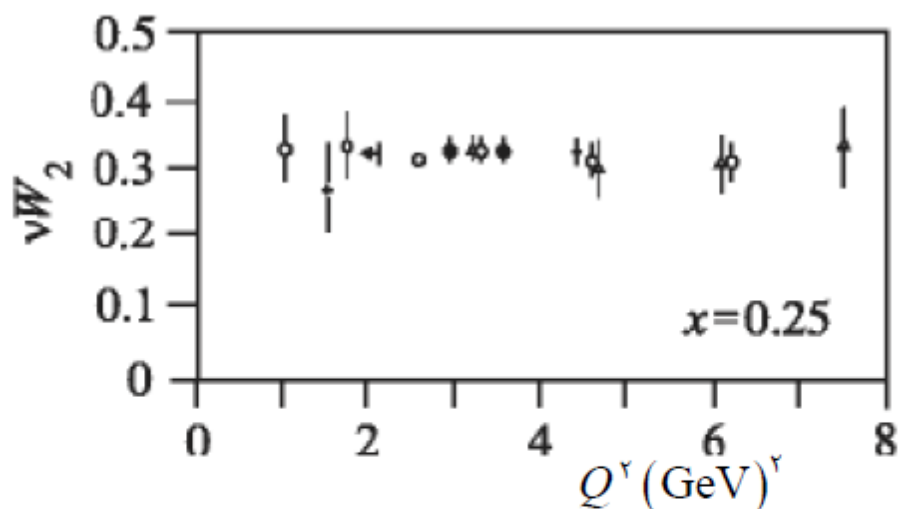
<sup>۱۰</sup>. Scaling Law

نتایج تجربی نشان می دهد که به ازای  $Q^2 > (0.71\text{GeV})^2$  عامل شکل  $G(Q^2)$  خیلی سریع افت پیدا میکند و احتمال پراکندگی کشسان را کاهش می دهد و به فروپاشی پروتون می انجامد به عبارتی سطح مقطع پراکندگی کشسان به سرعت با افزایش  $Q^2$  کاهش می یابد که این رفتار نشان می دهد که هدف، جسم دارای بعد (غیر نقطه ای) است.



شکل ۲-۲: نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون-پروتون به سطح مقطع موت [۳]

اما تغییرات سطح مقطع های پراکندگی ناکشسان به نسبت کند هستند. این رفتار تابع ساختار را مقیاس بندی می نامیم. در شکل ۲-۳ دیده میشود که در یک مقدار ثابت  $x=0.25$  (متغیر بیورکن) تابع ساختار  $W_2$  مقدار ثابتی است و با تغییر  $Q^2$  تغییر نمی کند. این رفتار تابع ساختار با رفتار عاملهای شکل الکتریکی و مغناطیسی متفاوت است. این داده های تجربی نشان می دهد که با ثابت ماندن متغیر بیورکن و افزایش  $Q^2$  علی رغم ثابت ماندن  $W_2$ ، عامل های شکل الکتریکی و مغناطیسی کاهش می یابند.



شکل ۲-۳: تابع ساختار  $vW_2$  بر حسب  $Q^2$  در  $x = 0.25$  [۱۸]

ساختار پیچیده کوارک و گلوئون در داخل نوکلئون از طریق برهم کنش قوی بین ذرات بدست می آید، این نظریه با نام نظریه کوانتوم کروودینامیک<sup>۱۱</sup> ( $QCD$ ) شناخته می شود. در  $QCD$  مفهومی با نام جداسازی وجود دارد که برهم کنش ذرات نقطه ای را در فاصله کوتاه به صورت اختلالی بررسی می کنند و برهم کنشی را که مربوط به برهم کنش کلی نوکلئون در پراکندگی است، به صورت غیراختلالی بررسی می کنند. بخش غیر اختلالی مربوط به پراکندگی ها بر اساس نظریه توزیع های پارتون های تعمیم یافته ( $GPDs$ ) می توان بررسی نمود.  $GPDs$  در ابتدا برای توصیف برهم کنش های شامل پراکندگی عمیق مجازی کامپتون و تولید مزون در تکانه های انتقالی بالا  $Q^2$  و پایین  $t$  بیان شد، اما با توجه به قوانین جمعی که برای کمیت های  $GPDs$  دارد می توان کمیت های مورد بررسی در پراکندگی ناکشسان و کشسان را نیز بدست آورد.

## ۲-۳ توزیع عمومی پارتون<sup>۱۲</sup>

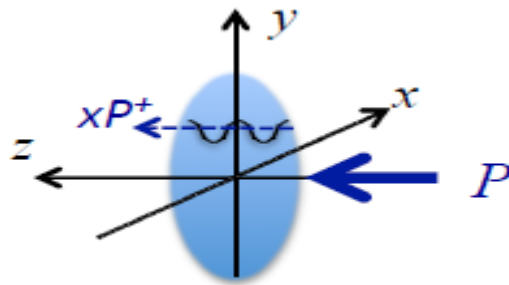
بخش غیر اختلالی مربوط به پراکندگی ها بر اساس نظریه توزیع های پارتون های تعمیم یافته ( $GPDs$ ) می توان بررسی نمود.

<sup>۱۱</sup>.QCD

<sup>۱۲</sup>Generalized Parton Distributions

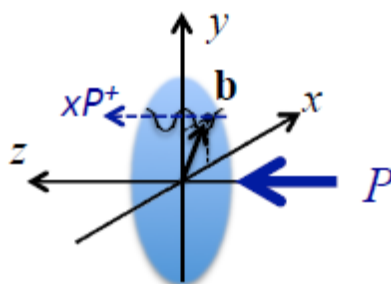


تئوری مبتنی بر فعل و انفعالات قوی بر این بنا شده که چطور نوکلئون و سایر هادرون ها از کوارک ها و گلوئون ها ساخته شده اند. یکی از ابزارهای مهم برای رسیدگی به ساختار هادرون مطالعه ی فرایندهای پراکندگی ناکشسان ژرف است ، جایی که کوارکها و گلوئونها در دسترس هستند.



شکل ۲-۴: فرایند ناکشسان ژرف [۱۶]

تراکم پارتون را می توان از چنین فرایندهایی استخراج کرد که توسط توزیع طولی تکانه و قطبش انجام شده توسط کوارکها، پاد کوارک هاو گلوئون ها در حین حرکت سریع هادرون بدست آمده است. ولی در این روابط قسمتی از اطلاعات از قلم می افتد نظیر ساختار عرضی پارتون ها در مسیری که حرکت می کنند و اینکه چطور تکانه زاویه ای آنها اسپین نوکلئون را می سازد. در سال های اخیر روشن شده است که فرایندهای مناسب منحصر به فردی می تواند این اطلاعات را بدست دهد که GPD نامیده می شود. در سالهای اخیر GPD، عنوان بسیاری از نظریه های آزمایشی و تحقیقاتی شده است. چراکه، نه تنها ساختار اسپین نوکلئون را مشخص می کند، بلکه شامل اطلاعات مهمی در مورد هلیسیتی پارتونها و تکانه زاویه ای آنهاست. هنگامی که تکانه انتقالی طولی به صفر می رسد، GPD، تبدیل به پارامتر برخورد می شود، که بیانگر چگالی پارتون ها با کسر تکانه انتقالی طولی  $x$  و فاصله عرضی  $b$  از مرکز پارتون است.



شکل ۲-۵: فرایند ناکشسان ژرف با در نظر گرفتن ساختار عرضی [۱۶]

بررسی سیستماتیک از GPD و ظهور آن ها در پراکندگی مجازی کامپتون توسط گروه Leipzig طی یکسری مقاله انجام شده است [۴]. پراکندگی کامپتون ابزار منحصر به فردی برای مطالعه‌ی ساختار هادرونی است. دامنه کامپتون، داخل هادرون ها را از طریق اتصال دو جریان الکترومغناطیسی بررسی می کند و از این جنبه می تواند به عنوان یک تابع ساختار عمومی هادرونی در نظر گرفته شود.

در QCD فوتون ها با کوارکهای هادرون در یک راس متقابلا بر هم اثر می کنند که در پایین ترین تقریب ساختار شبه نقطه ای دارد. برای بهره گرفتن از ساختار نقطه‌ای فوتون-کوارک و ویژگی های آزادی مجانبی از QCD باید رفتار خاصی را در دامنه مربوطه، مثل مسافت کوتاه یا. . . . . را در نظر بگیریم. عمومی ترین خصیصه ای که در نظر می گیریم زیاد بودن تکانه انتقالی است.

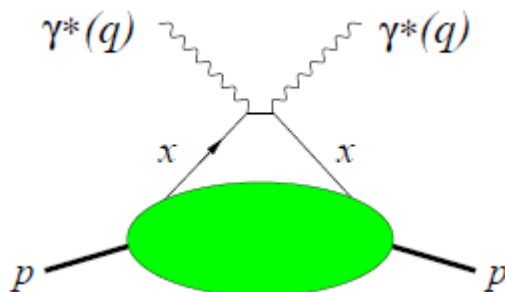
برای دامنه کامپتون چندین وضعیت وجود دارد:

(i) هر دو فوتون خارج از پوسته <sup>۱۳</sup> و موقعیت مجازی یکسانی دارند: دامنه کامپتون مجازی جلو رونده <sup>۱۴</sup> که قسمت موهومی آن توابع ساختار پراکندگی نا کشسان ژرف (DIS) را می سازد (شکل ۲-۶). در این نوع پراکندگی از بر هم کنشهای شناخته شده لپتونها برای بررسی ساختار نوکلئون استفاده می شود. آزمایش های ناکشسان ژرف با توجه به ماهیت ذره کاوشگر به دو دسته تقسیم می شود. در نوع اول، الکترون یا میون بر روی یک هدف نوکلئونی پراکنده شده و نیروی عمل کننده، نیروی الکترومغناطیسی است، در این فرایند تک فوتون

<sup>۱</sup>. Off-shell.

<sup>۱۴</sup>. Virtual compton

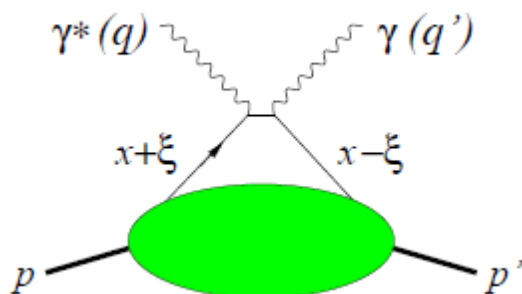
مبادله می شود. در نوع دوم که به نوترینو موسوم است، نیروی عمل کننده، نیروی هسته ای ضعیف و فرایند حاکم، مبادله تک بوزون است.



شکل: ۲-۶ پراکندگی کامپتون که قسمت موهومی، سطح مقطع DIS را می دهد [۱۶].

(ii): فوتون ورودی بسیار مجازی است و فوتون خروجی حقیقی است و تکانه انتقالی به هادرون کوچک است (DVCS)<sup>۱۵</sup> (شکل ۲-۷). در این جا فوتونی که از لپتون تابیده می شود، اندازه حرکت و انرژی را تغییر می دهد. پراکندگی DVCS بصورت زیر بیان می شود:

$$\gamma^*(q) + p(P) \rightarrow \gamma(q') + p(P') \quad (7-2)$$



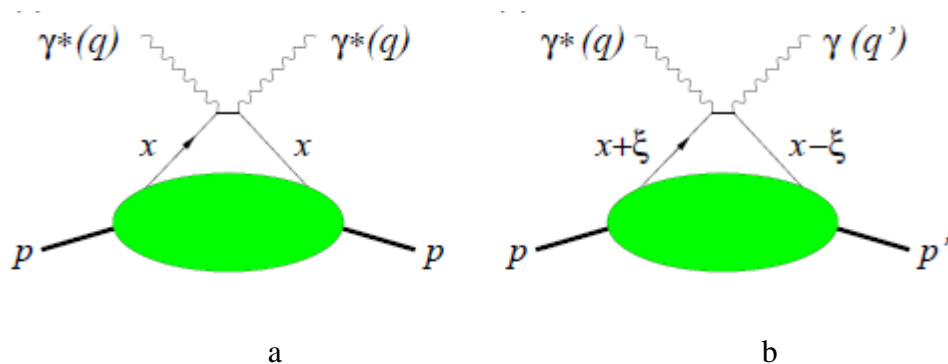
شکل ۲-۷ دامنه پراکندگی کامپتون [۱۶]

(iii): همه فوتون ها حقیقی هستند ولی تکانه انتقالی بزرگ است: پراکندگی با زاویه بزرگ کامپتون (WACS).

<sup>۱۵</sup>. Deep virtual compton scattering

نقطه شروع مناسب برای معرفی GPD تشریح پراکندگی ناکشسان ژرف است. در حد بیورکن وقتی فوتون مجازی  $Q^2 = -q^2$  و مربع انرژی هادرونی  $(p+q)^2$  هر دو به یک نسبت ثابت  $x_B = \frac{Q^2}{2P \cdot q}$  بزرگ شوند ساختار عامل ها تبدیل به فرایندهای شبه پارتونی می شوند که در تئوری اختلال و توزیع یک پارتون محاسبه می شوند که نشان دهنده احتمال پیدا شدن یک پارتون با کسر تکانه  $x$  در هدف است.

بستگی نمودارهای فاینمن در جفت شدن قوی بصورت نمودار فاینمن شکل زیر نشان داده شده است.



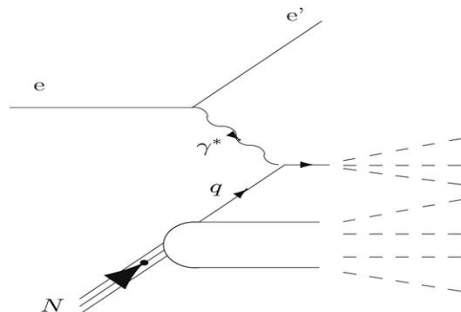
شکل ۲-۸: (a) دیاگرام برای  $\gamma^* p \rightarrow \gamma^* p$  (دامنه کامپتون جلو رونده) که سطح مقطع آن قسمت موهومی DIS را می دهد. (b) DVCS: در ناحیه  $0 < x < 1$  [۱۶]

## ۴-۲ پراکندگی عمومی، توزیع پارتون ها

آزمایش های اولیه پراکندگی عمومی الکترون از نوکلئون ها،  $eN \rightarrow e'X$  را پراکندگی ناکشسان ژرف گویند (DIS) که در اواخر دهه ۶۰ در آزمایشگاه مرکزی در شتابدهنده خطی استانفورد<sup>۱۶</sup> انجام شد. اگر  $Q^2$  را به عنوان متغیر ناوردای لورنتس تعریف کنیم که همان مربع تکانه انتقالی به نوکلئون توسط پرتو الکترونی باشد  $(Q^2 = -(e - e')^2)$ ، و  $e'$  به ترتیب ۴- بردار الکترون فرودی و پراکنده شده هستند. در  $Q^2$  های بالا، مطابق شکل ۲-۹، الکترون فرودی با یک کوارک در داخل نوکلئون از طریق مبادله فوتون مجازی در برهم کنش شرکت می کند. مفهومی که در این پراکندگی از لحاظ QCD است به این صورت است که در این ناحیه سینماتیکی

<sup>۱۶</sup>.Stanford Linear Accelerator

مطابق شکل ۹-۲ فرآیند برهم کنش را می توان به دو بخش تقسیم بندی<sup>۱۷</sup> کرد. یکی ناحیه اختلالی با نام hard و دیگری ناحیه غیر اختلالی که با نام soft شناخته می شود.



شکل ۹-۲: در پراکندگی نا کشسان ژرف الکترون فرودی با یک کوآرک در داخل نوکلئون از طریق مبادله فوتون مجازی در برهم کنش شرکت می کند [۱۷].

$$\sigma \left( \begin{array}{c} \gamma^* \\ q \\ N \end{array} \right) \propto \text{Im} \left( \begin{array}{c} \gamma^* \quad \gamma^* \\ q \\ N \end{array} \right)_{t=0}$$

شکل ۱۰-۲: در نظریه اپتیکی سطح مقطع DIS را به صورت بخش موهومی دامنه جلو رونده فرآیند پراکندگی مجازی مضاعف کامپتون در نظر می گیرند. [۱۷]

در نظریه اپتیکی سطح مقطع DIS را به صورت بخش موهومی دامنه جلو رونده فرآیند پراکندگی مجازی مضاعف کامپتون<sup>۱۸</sup> در نظر می گیرند.

چارچوبی را با نام چارچوب مخروط نوری<sup>۱۹</sup> برای بررسی این نوع پراکندگی ها در نظر میگیرند که نوکلئون های اولیه و نهایی در راستای محور Z به هم برخورد می کنند و مولفه های مخروط نوری به صورت  $a^\pm$  هستند که

<sup>۱۷</sup>.Factorization

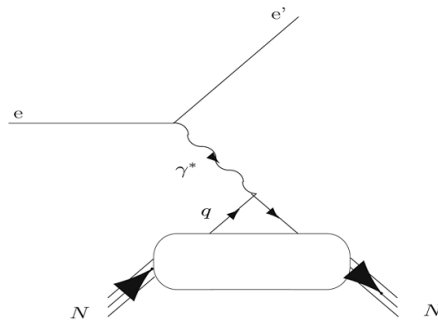
<sup>۱۸</sup>.Doubly virtual compton

<sup>۱۹</sup>.Light cone

$a^\pm = \frac{a^0 + a^3}{\sqrt{2}}$  . علت اینکه مخروط نوری را در نظر می گیریم این است که ذرات با سرعت نور در راستای محور

$z$  حرکت میکنند (مانند کوارک و فوتون واقعی). پس فقط یک مولفه ۴-بردار  $a^+$  و  $a^-$  مطابق با جهت آن ها در راستای محور  $z$  در نظر گرفته می شود. پس در کل می توان گفت که با عملگرها و بردارهایی که دارای یک بعد هستند روبه رو هستیم.

## ۲-۵ فرم فاکتورهای پراکندگی کشسان

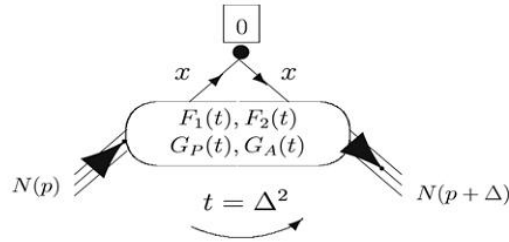


شکل ۲-۱۲: فرایند پراکندگی کشسان الکترون از نوکلئون در انرژی های بالا [۱۷]

فرایند پراکندگی کشسان الکترون از نوکلئون در انرژی های بالا  $Q^2$  که در استانفورد توسط هوفستدتر<sup>۲۰</sup> و همکارانش انجام شده ، در شکل ۲-۱۲ نمایش داده شده است. عنصر ماتریسی QCD این پراکندگی را می توان طبق رابطه زیر بیان کرد:

$$\langle P' | \bar{\psi}_q(0) O \psi_q(0) | P \rangle \quad (۲-۸)$$

<sup>۲۰</sup>.Hofstadter



شکل ۲-۱۳: تصویر عناصر ماتریسی پراکندگی غیر محلی جلورونده<sup>۲۱</sup> [۱۷]

در شکل ۲-۱۳ عناصر ماتریسی این پراکندگی نشان داده شده است. عنصر ماتریسی این نوع پراکندگی را "محلی غیر جلو رونده" گویند. منظور از "محلی" یعنی اینکه ذره قبل و بعد از پراکندگی در یک نقطه از فضا - زمان قرار دارد، و "غیر جلو رونده" یعنی تکانه نوکلئون تغییر یافته است. این عنصر ماتریسی دامنه احتمالی را بیان می کند که یک کوارک قبل از پراکندگی در یک نقطه خاص فضا-زمان مانند 0 در نوکلئون با تکانه P باشد و بعد از پراکندگی کوارک بوجود آمده در همان نقطه خاص 0 در نوکلئونی باشد که این بار تکانه تغییر یافته ی آن  $P \square$  است. عنصر ماتریسی با چارچوب دیگری با نام چارچوب بریت<sup>۲۲</sup> قابل بیان است، در این چارچوب انرژی انتقالی توسط فوتون مجازی صفر است. دامنه احتمال را در این چارچوب می توان بدین صورت تفسیر کرد که احتمال یافتن یک کوارک در یک نقطه خاص از نوکلئون بدون در نظر گرفتن تکانه نوکلئون است. در فضای تکانه، از روی عناصر ماتریسی برداری و شبه برداری می توان فرم فاکتورها را بدست آورد.

$$\langle P' | \bar{\psi}_q(0) \gamma^+ \psi_q(0) | P \rangle = F_1^q(t) \bar{N}(P') \gamma^+ N(P) + F_2^q(t) \bar{N}(P') i \sigma^{+\nu} \frac{\Delta_\nu}{2m_N} N(P)$$

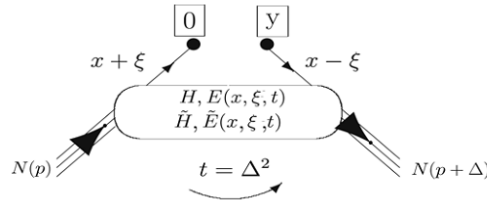
$$\langle P' | \bar{\psi}_q(0) \gamma^+ \gamma_5 \psi_q(0) | P \rangle = G_A^q(t) \bar{N}(P') \gamma^+ \gamma_5 N(P) + G_P^q(t) \bar{N}(P') \gamma_5 \frac{\Delta_\nu}{2m_N} N(P)$$

(۲-۹)

<sup>۲۱</sup> Non-local forward limit

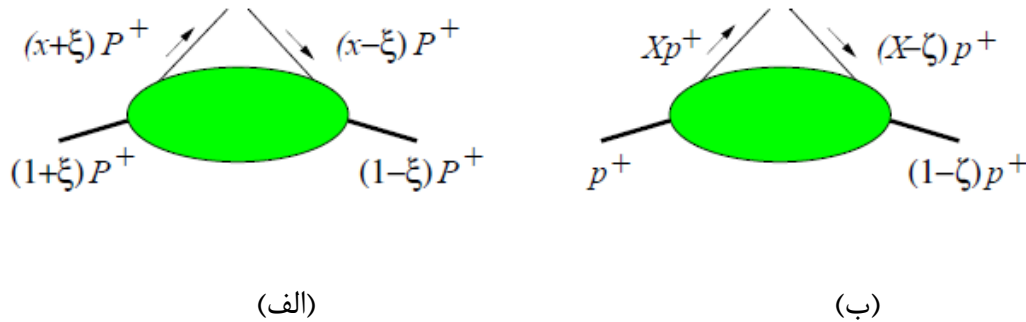
<sup>۲۲</sup> Breit Frame

## ۶-۲ پراکندگی انحصاری، توزیع پارتون های تعمیم یافته



شکل ۱۴-۲: تصویر عناصر ماتریسی غیر جلورونده غیر محلی<sup>۲۳</sup> [۱۷]

نظریه توزیع پارتون های تعمیم یافته (GPD) در دهه گذشته توسط مولر<sup>۲۴</sup> [۵]، جی<sup>۲۵</sup> [۶]، و رادیوشکین<sup>۲۶</sup> [۷]، مطرح شد.



شکل ۱۵-۲: مقایسه تکانه زاویه ای در مدل های الف:جی ب:رادیوشکین [۱۶]

عملگر کلی برای بررسی بیشتر پراکندگی ها به صورت عملگر "غیر محلی" "غیر جلو رونده" است شکل عناصر ماتریسی غیر محلی غیر جلو رونده که در شکل ۱۳-۲ نشان داده شده است به صورت زیر می باشد:

$$\langle P' | \bar{\psi}_q(0) O \psi_q(y) | p \rangle \quad (۱۰-۲)$$

کوارک قبل از پراکندگی و بعد از پراکندگی در دو نقطه جدا است و تکانه اولیه و نهایی نوکلئون یکسان نیست. تبدیل فوریه عناصر ماتریسی برداری و شبه برداری بصورت زیر بدست می آید [۸]:

<sup>۲۳</sup> Non-local Non-forward limit

<sup>۲۴</sup> .Mueller

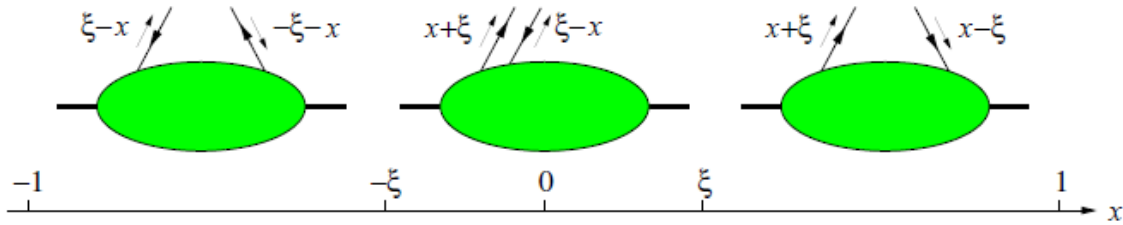
<sup>۲۵</sup> . Ji

<sup>۲۶</sup> .Radyushkin



$$\begin{aligned}
& \frac{P^+}{2\pi} \int dy^- e^{ixp^+y^-} \langle P' | \bar{\psi}_q(0) \gamma^+ \psi_q(y) | P \rangle |_{y^+ = \bar{y}_\perp = 0} \\
& = H_q(x, \xi, t) \bar{N}(P') \gamma^+ N(P) + E_q(x, \xi, t) \bar{N}(P') i \sigma^{+\nu} \frac{\Delta_\nu}{2m_N} N(P) \\
& \frac{P^+}{2\pi} \int dy^- e^{ixp^+y^-} \langle P' | \bar{\psi}_q(0) \gamma^+ \gamma_5 \psi_q(y) | P \rangle |_{y^+ = \bar{y}_\perp = 0} \\
& = \tilde{H}_q(x, \xi, t) \bar{N}(P') \gamma^+ \gamma_5 N(P) + \tilde{E}_q(x, \xi, t) \bar{N}(P') \gamma_5 \frac{\Delta_\nu}{2m_N} N(P)
\end{aligned} \tag{11-2}$$

کمیت‌های (GPD) به سه متغیر مستقل وابسته است:  $x$ ،  $\xi$  و  $t$ . متغیر  $x$  بین  $-1$  و  $1$  تغییر می‌کند کمیت  $\xi$  نیز اگر چه بین  $-1$  الی  $1$  تغییر می‌کند اما با توجه به ناوردایی برگشت زمان، محدوده  $\xi$  بین  $0$  الی  $1$  خواهد بود. نواحی که توزیع در آن تعریف شده در محدوده  $X \in [-1, 1]$  است. که در شکل ۱۶-۲ نشان داده شده است:



شکل ۱۶-۲: نواحی که توزیع در آن‌ها تعریف شده است [۱۶].

- I. برای  $X \in [\xi, 1]$ ،  $X + \xi$  و  $X - \xi$  مثبت هستند و این ناحیه توصیف انتشار و جذب یک کوارک است.
- II. برای  $X \in [-\xi, \xi]$  که  $X + \xi \geq 0$  و  $X - \xi \leq 0$  است. در این حالت کسر اندازه حرکت دوم بصورت تعلق یک پادکوارک با کسر اندازه حرکت  $X - \xi$  تفسیر می‌شود که از پروتون اولیه ساطع شده است.
- III. برای  $X \in [-1, -\xi]$ ،  $X + \xi$  و  $X - \xi$  منفی هستند یکی برای انتشار و دیگری برای جذب مجدد پادکوارک با کسر اندازه حرکت  $X - \xi$  و  $X - \xi$ .

توجه داریم که:

مورد اول و سوم اشاره به ناحیه DGLAP دارند و ناحیه دوم، ناحیه ERBL است.

در رابطه ۱۱-۲،  $P$  نشان دهنده ۴-تکانه میانگین نوکلئون  $P = \frac{P+P'}{2}$  است و  $\Delta = P' - P$ ، ۴-تکانه انتقالی بین نوکلئون حالت اولیه و نهایی است. کمیت  $X + \xi$  کسر تکانه اضافه شده به کوآرک اولیه و کمیت  $X - \xi$  کسر تکانه اضافه شده به کوآرک نهایی است که به داخل نوکلئون بر می گردد.  $2\xi$ -تکانه اضافه شده به کوآرک های اولیه و نهایی است. به عبارت دیگر  $2\xi$ -نشان دهنده تکانه انتقالی طولی است ولی  $t$  علاوه بر تکانه انتقالی طولی شامل مولفه تکانه انتقالی عرضی نیز می باشد ( $\Delta_{\perp}$ ).  $t$  مربع ۴-تکانه انتقالی بین نوکلئون اولیه و نهایی است که بر حسب  $\Delta^2$  بیان می شود [۹]. در حالت کلی  $2\xi$ -کسر تکانه انتقالی  $\Delta$  است. این کسرهای تکانه را می توان نسبت به تکانه اولیه نوکلئون مثلا  $k^+ = xP^+$  و  $\Delta^+ = -2\xi P^+$  بیان کرد. کمیت های  $E_q(x, \xi, t)$ ،  $H_q(x, \xi, t)$ ،  $\tilde{E}_q(x, \xi, t)$  و  $\tilde{H}_q(x, \xi, t)$  را کمیت های توزیع پارتون های تعمیم یافته گویند. با استفاده از کمیت های GPDs میتوان به روشی مناسب تر، توابع توزیع پارتونی (PDFs) را برای پراکندگی ناکشسان ژرف و فرم فاکتورها (FFs) را از روی پراکندگی کشسان بدست آورد. کمیت های GPDs از روی پراکندگی انحصاری الکترون و نوکلئون که محصول نهایی آنها فوتون و مزون هستند، بدست می آیند.

## ۲-۶-۱. ارتباط بین توابع توزیع پارتون و فرم فاکتورها

کمیت های GPDs کاملا ناشناخته نیستند بلکه با فرم فاکتورها و توابع توزیع پارتون ها رابطه دارند. برای محاسبه فرم فاکتورها باید حول  $x$  در ناحیه  $0 - 1$  انتگرال گیری کنیم. می توان گفت فرم و اندازه توابع توزیع پارتون تاثیر مهمی روی اندازه فرم فاکتورها دارد. اما توابع توزیع پارتون طی پراکندگی ناکشسان اندازه گیری می شوند. ولی می توان نتیجه گرفت فرم فاکتورها بستگی به توابع توزیع پارتونی دارد. در نواحی  $X > \xi$  هر دو پارتون ها کوآرک هستند و در حالت  $X < -\xi$  هر دو پارتون پاد کوآرک هستند. در این نواحی کمیت های GPDs را می توان در حالت کلی بر حسب توزیع پارتون ها بر اساس پراکندگی DIS بیان نمود. در حالتی که از

لحاظ کواریکی دارای هیچ تکانه طولی ( $\xi = 0$ ) و از لحاظ نوکلئونی دارای هیچ تکانه انتقالی ( $t=0$ ) نباشد، توابع  $H$  و  $\tilde{H}$  تبدیل به تابع توزیع کواریک  $q(x)$  و تابع توزیع هلیسیتی کواریک  $\Delta q(x)$  می شوند که به صورت زیر بیان می شود:

$$H_q(x, 0, 0) = \begin{cases} q(x) & x > 0 \\ -\bar{q}(-x) & x < 0 \end{cases} \quad \tilde{H}_q(x, 0, 0) = \begin{cases} \Delta q(x) & x > 0 \\ \Delta \bar{q}(-x) & x < 0 \end{cases}$$

(۱۲-۲)

## ۷-۲ قوانین جمع و چند جمله ای ها

گشتاورها در کسر تکانه  $x$  نقش مهمی را در تئوری GPDs بازی می کنند(همانطور که برای توزیع عمومی پارتون ها ایفا می کنند).

با انتگرال گیری المان های ماتریسی ۱۲-۲ حول  $x$  المانهای محلی کواریک یا اپراتورهای گلوئون را می دهد. بنابراین انتگرال  $x$  از GPDs مربوط به توابع ساختار جریان است:

$$\int_{-1}^{+1} dx H^q(x, \xi, t) = F_1^q(t) \quad \int_{-1}^{+1} dx E^q(x, \xi, t) = F_2^q(t) \\ \int_{-1}^{+1} dx \tilde{H}^q(x, \xi, t) = G_1^q(t) \quad \int_{-1}^{+1} dx \tilde{E}^q(x, \xi, t) = G_2^q(t)$$

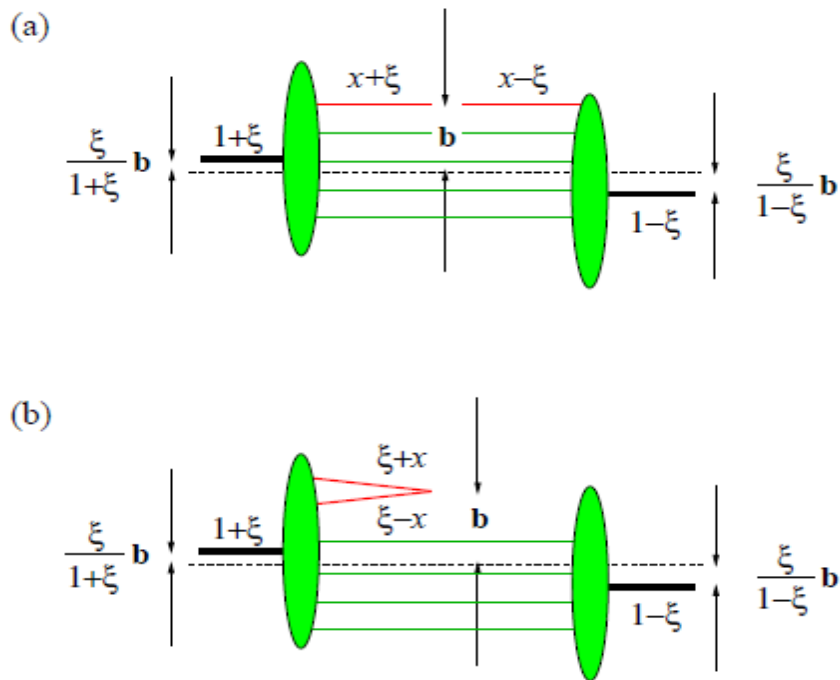
(۱۳-۲)

## ۸-۲ فضای پارامتر برخورد<sup>۲۷</sup>

مخلوطی از مشاهدات با در نظر گرفتن تکانه درمسیر مثبت مخروط نوری، اما با تبدیل فوریه از تکانه عرضی به مکان عرضی پارامتر برخورد نامیده می شود. این مشاهدات در زمینه های مختلف مثل انرژی های بالای پراکندگی مهم است. پارامتر برخورد در متن های مختلف GPDs با تاکید بر  $\xi = 0$  بیان شده [10]. اولین گام در ساخت در فضای GPD پارامتر برخورد ساختن آن به حالت هادرونی می باشد و این کار با تعیین موقعیت  $P^+$  و  $b$  در مقطع عرضی امکان پذیر است. نمایش GPD در فضای پارامتر برخورد در شکل ۱۶-۲ در حالت  $\xi \neq 0$

<sup>۲۷</sup> Impact parameter space

نشان داده شده. کسر  $p^+$  بستگی به میانگین تکانه پروتون ( $P+P'$ ) دارد. ناحیه  $x \in [\xi, 1]$  در شکل (a) و ناحیه  $x \in [-\xi, \xi]$  در (b) نشان داده شده است:



شکل ۲-۱۶: نمایش GPD در فضای پارامتر برخورد،  $\Delta_{\perp}$  و  $b$  تبدیل فوریه یکدیگر می باشند [۱۶]

پارامتر برخورد یک تصویر بصری از اطلاعات کد گذاری شده در GPDs را با توجه به مقدار  $x$  اپراتورهای کوارک-پادکوارک، هم توصیف انتشار و باز جذب از یک کوارک (پاد کوارک) در موقعیت عرضی  $b$  است یا انتشار از یک جفت کوارک-پادکوارک در موقعیت  $b$  را نمایش می دهد. موقعیت عرضی از حالت‌های پروتون ورودی و خروجی توسط مقداری متناسب با  $b \xi$  به یکدیگر بستگی پیدا می کنند. در ناحیه DGLAP کوارک پس زده مقداری از  $p^+$  خود را متناسب با  $\xi$  از دست داده بنابراین این موقعیت عرضی پارتون در پروتون اولیه و نهایی متفاوت است. به طور مشابه در ناحیه ERBL پروتون یک جفت کوارک-پادکوارک را از دست می دهد که منجر به یک تغییر از مرکز  $p^+$  است.

در حالت  $\xi = 0$  (که  $t = -\Delta_{\perp}^2$ ) می توان پارامتر برخورد GPDs را از طریق تبدیل فوری در انتگرال نسبت به تکانه عرضی  $\Delta_{\perp}$  به صورت زیر بدست آورد:

$$H^q(x, b_{\perp}) = \int \frac{d^2 \Delta_{\perp}}{(2\pi)^2} e^{ib_{\perp} \Delta_{\perp}} H^q(x, \Delta_{\perp}^2) \quad (۱۴-۲)$$

در حالت  $\xi = 0$  کمیت های  $GPDs(x, 0, t)$  نشان دهنده دامنه احتمال حضور پارتون با کسر تکانه طولی  $x$  در فاصله عرضی پارامتر برخورد  $b_{\perp}$  (نسبت به مرکز جرم عرضی) در داخل نوکلئون می باشد. بنابراین می توان گفت اطلاعاتی که از اندازه گیری توابع توزیع پارتونی PDFs (از پراکندگی ناکشسان ژرف حاصل شده است) و فرم فاکتورها FFs (از پراکندگی کشسان لپتون و نوکلئون حاصل شده است) بدست می آیند به طریقی با اطلاعات بدست آمده از GPDs ترکیب شده و در ارتباط هستند.



## فصل سوم

محاسبه فرم فاکتورهای پاولی و دیراک  
و چگالی بار پروتون

از مهمترین اهداف در نظریه فعل و انفعالات قوی، ساختار نوکلئون ها و هادرون ها می باشد. مطالعه در فرایندهای پراکندگی مختلف می تواند توسط GPDS انجام شود به دلیل برخی خواص غیراختلالی GPDS، نظیر  $H^q(x, \xi, t)$  و  $\varepsilon^q(x, \xi, t)$  نمی توان آن را مستقیم از کرومودینامیک کوانتومی محاسبه کرد. اساسا سه روش برای دسترسی به GPDS وجود دارد:

۱- استخراج از اندازه گیریهای آزمایشی ناشی از فرایندهای سخت

۲- یک محاسبه مستقیم در زمینه QCD

۳- مدل های وابسته به پدیده شناسی

آخرین روش بر پایه پارامتر بندی از توابع موج کوآرک GPDS با استفاده از محدودیت‌های اعمال شده توسط قوانین جمع، که بستگی توزیع پارتون ها به فرم فاکتورهای الکترومغناطیسی نوکلئون را نشان می دهد، بنا شده است. به عبارت دیگر، قوانین جمع می توانند توسط محاسبه فرم فاکتورهای الکترومغناطیسی نوکلئون در مسیر محاسبه GPDS مورد استفاده قرار گیرند.

### ۳-۱ نمایش فضایی Ads در پایه QCD

برای توصیف هادرون ها و نیروهای هسته ای در کوآرک و گلوئون می توان از QCD استفاده کرد، با این حال به دلیل جفت شدگی قوی، پیدا کردن راه حل تحلیلی برای QCD نیاز به پیش بینی های دقیقی خارج از دامنه اختلالی آن است. QCD در نظریه میدان قابل تطابق (جفت شدگی) نیست پس احتیاج به یک نمایش تقارنی در فضایی داریم که به Ads مشهور است، که برای محاسبه از جرم هادرون صرف نظر کرده و به دو قسمت دیوار سخت<sup>۲۸</sup> و دیوار نرم<sup>۲۹</sup> تقسیم می شود. Ads پیدا کردن یک تخمین اولیه برای QCD است که بتواند راه حل تحلیلی و قاعده دار را برای آن ارائه دهد. نمایش ریاضی Ads/QCD نظریه خوبی را در این زمینه اعمال می

<sup>۲۸</sup>.Hard wall

<sup>۲۹</sup>.soft wall



کندکه، در این جا لازم است توضیحی کوتاه در مورد آن ارائه دهیم: یکی از راههای کوانتومی کردن گرانش، مطالعه در نظریه ریسمان<sup>۳۰</sup> است. در سال ۱۹۹۸ دانشمندان با مطالعه نظریه ریسمان، متوجه دوگانگی بین نظریه میدان که گرانش ندارد و نظریه گرانش شدند. قسمتی که این دوگانگی را پیدا می کند در فضای Ads انجام می شود. به عبارت دیگر فضا-زمان جواب معادله انیشتین، با ثابت گرانشی منفی است که اگر نظریه ریسمان در این میدان تعریف شود در مرز آن می توان به Ads/QCD رسید. دیوار نرم، تناظر بین مدل گرانشی در پنج بعد و نظریه شبه کرومودینامیکی در چهار بعد می باشد. در مدل هولوگرافی دیوار نرم، شکستن تقارن همدیس، بواسطه یک فاکتور پیچش در طرف گرانشی تناظر، صورت میگیرد. متریک مدل هولوگرافی دیوار نرم، بر هم کنشها را به قسمت خاصی از فضای Ads محدود می کند. در این مدل، بوزون ها و فرمیون های نظریه شبه کرومودینامیک کوانتومی، بوسیله بوزون ها و فرمیون های لاگرانژی طرف پنج بعدی گرانش، بدست می آیند. آنگاه جواب های هنجارپذیر طرف گرانشی ۵-بعدی به حالت های پیمانه ای طرف ۴-بعدی ربط داده می شود. هدف از این فصل بررسی تابع موج نوکلئون در مختصات مخروط نوری و در نتیجه بررسی فرم فاکتورهای پروتون است. ابتدا LFWF توسط مدل دیوارنرم Ads/QCD محاسبه میشود سپس رفتار توابع توزیع پارتون و فرم فاکتورها را برای نوکلئون ها و باریون ها ارائه می دهد. به منظور داشتن مدلی بهتر برای توزیع پارتون ها بهتر است فرم فاکتورها را با قوانین جمع کوارک ترکیب کرد. نتیجه این کار رسیدن به توابع توزیع پارتون می باشد. با انجام این کار یک تابع موج در مختصات مخروط نوری، برای نوکلئون در حالت جفت شدن یک کوارک-پادکوارک اسکالر، با بستگی به تکانه عرضی  $K_{\perp}$  و متغیر  $x$ ، بدست می آید. برتری این نتیجه ها در محاسبه LFWF عدم بستگی آن به پارامترهای پدیده شناسی مثل جرم کوارک-پادکوارک است که در آن با به صفر محدود کردن جرم جریان کوارکی توصیف معقولی برای فرم فاکتورهای نوکلئون بدست آمده است. در اینجا LFWF با شرط  $\mu_0 = 1\text{Gev}$  محاسبه شده و توابع توزیع پارتونی هم در همین مقیاس بدست آمده است.

---

<sup>۳۰</sup>.String Theory

### ۲-۳ مدل جبهه ی نوری<sup>۳۱</sup> کوارک-پادکوارک برای نوکلئون

فرم پیشنهادی تابع موج برای نوکلئون به صورت:  $\Psi(x, K_{\perp})$  است که این مدل می تواند توابع توزیع پارتونی کوارک های  $du$  را تولید کند، همچنین فرم فاکتورهای نوکلئون شامل تجزیه طعم آنها را بدست آورد. فرم فاکتورهای پائولی و دیراک نوکلئون  $F_{1,2}^N (N = P, n)$  به صورت تجزیه آن به کوارک های ظرفیت بصورت زیر تعریف می شود [۴]:

$$F_i^{p(n)}(Q^2) = \frac{2}{3} F_i^{u(d)}(Q^2) - \frac{1}{3} F_i^{d(u)}(Q^2)$$

$$F_1^q(Q^2) = \int_0^1 dx H^q(x, Q^2), \quad (1-3)$$

$$F_2^q(Q^2) = \int_0^1 dx E^q(x, Q^2).$$

در  $Q^2 = 0$  توزیع کوارک های ظرفیت و توزیع مغناطیسی کوارک بصورت زیر است:

$$H^q(x, 0) = q_v(x), \quad \varepsilon^q(x, 0) = \varepsilon^q(x) \quad (2-3)$$

در اینجا به دنبال مدلی برای  $H(x, Q^2)$ ،  $E(x, Q^2)$  در  $Q^2$  های بزرگ هستیم. ساده ترین مدلی که می توان برای  $H^q(x, t)$  ارائه داد، می تواند به صورت  $H^q(x, t) = q_v(x) F_1(t)$  باشد که در آن  $q_v(x)$  چگالی پروتون است و  $F_1(t)$  فرم فاکتور پروتون است. علت انتخاب این مدل این است که  $q_v(x)$  می تواند اطلاعات خوبی را در مورد  $F_1(t)$  ارائه دهد. در مختصات مخروط نوری برای سیستمی شامل دو پارتون خواهیم داشت [۱۵]:

$$F(Q^2) = \int_0^1 dx \int \frac{d^2 k_{\perp}}{16\pi^3} \Psi^{\dagger}(x, k'_{\perp}) \Psi(x, k_{\perp}) \quad (3-3)$$

که در آن :

$$k'_{\perp} = k_{\perp} + (1-x)q_{\perp}, Q^2 = q_{\perp}^2 \quad (4-3)$$

و در نتیجه یک تابع موج گاوسی به شکل زیر خواهیم داشت [۱۵]:

$$\Psi(x, k_{\perp}) = \frac{4\pi}{\kappa} \frac{\sqrt{\log(1/x)}}{1-x} \exp\left[-\frac{k_{\perp}^2 \log(1/x)}{2\kappa^2 (1-x)^2}\right] \quad (5-3)$$

و به این ترتیب تابع توزیع پارتون و  $H^q$  در مدل LFWF به صورت زیر خواهد بود [۱۵]:

$$q(x) = \int \frac{d^2 k_{\perp}}{16\pi^3} |\Psi(x, k_{\perp})|^2 \quad (6-3)$$

<sup>۳۱</sup>. Light front

$$H(X, Q^2) = \int \frac{d^2 k_{\perp}}{16\pi^3} \Psi^{\dagger}(x, k'_{\perp}) \Psi(x, k_{\perp}) \quad (7-3)$$

و در نتیجه :

$$H(X, Q^2) = q(x) \exp\left[-\frac{Q^2}{4\kappa^2} \log(1/x)\right] \quad (8-3)$$

نمایش LF برای فرم فاکتورهای پائولی و دیراک مطابق زیر است [۱۳ و ۱۴]:

$$F_1^q(Q^2) = \int_0^1 dx \int \frac{d^2 k_{\perp}}{16\pi^3} \left[ \Psi_{+q}^{+*}(x, k'_{\perp}) \Psi_{+q}^+(x, k_{\perp}) + \Psi_{-q}^{+*}(x, k'_{\perp}) \Psi_{-q}^+(x, k_{\perp}) \right]$$

$$F_2^q(Q^2) = -\frac{2M_N}{q^1 - iq^2} \int_0^1 dx \int \frac{d^2 k_{\perp}}{16\pi^3} \left[ \Psi_{+q}^{+*}(x, k'_{\perp}) \Psi_{+q}^-(x, k_{\perp}) + \Psi_{-q}^{+*}(x, k'_{\perp}) \Psi_{-q}^-(x, k_{\perp}) \right] \quad (9-3)$$

در معادله ی اخیر  $M_N$  جرم نوکلئون است و  $\Psi_{\lambda_q}^{\lambda_N}(x, k_{\perp})$ ، تابع موج در مختصات مخروط نوری با هلیسیتی

مخصوص نوکلئون ( $\lambda_N = \pm$ ) است، که + و - نمایش  $\frac{1}{2}$  و  $-\frac{1}{2}$  هستند.

در این کار ما با چارچوب  $q = (0, 0, q_{\perp})$  کار می کنیم که  $Q^2 = q_{\perp}^2$ . همچنین در این کار  $\mu_0 = 1\text{Gev}$  در نظر

گرفته شده است [۱۱]. در مدل کوآرک-پاد کوآرک اسکالر، عمومی ترین پیشنهاد برای LFWF به صورت

رابطه ۳-۱۲ است توجه داریم که در این مدل از جرم کوآرک صرف نظر می شود و این یکی از برتری های این

مدل نسبت به بیشتر مدل های موجود است از این رو، بدون در نظر گرفتن جرم در  $\mu_0 = 1\text{Gev}$  برای این مدل،

داریم [۱۴]:

$$\Psi_{+q}^+(x, k_{\perp}) = \varphi_q^{(1)}(x, k_{\perp})$$

$$\Psi_{-q}^+(x, k_{\perp}) = -\frac{k^1 + ik^2}{xM_N} \varphi_q^{(2)}(x, k_{\perp})$$

$$\Psi_{+q}^-(x, k_{\perp}) = \frac{k^1 - ik^2}{xM_N} \varphi_q^{(2)}(x, k_{\perp})$$

$$\Psi_{-q}^-(x, k_{\perp}) = \varphi_q^{(1)}(x, k_{\perp}) \quad (10-3)$$

$\varphi_q^{(1)}$  و  $\varphi_q^{(2)}$  ، تابع موجهایی هستند که از جفت شدن فرم فاکتورهای الکترومغناطیسی نوکلئون در دیوار نرم Ads/QCD و جنبه نوری QCD به دست آمده است [۱۴] که بر اساس مدل هولوگرافی Ads/QCD برای تابع موج خواهیم داشت [۱۵]:

$$\varphi_q^{Ads/QCD(i)}(x, k_{\perp}) = N_q^{(i)} \frac{4\pi}{\kappa} \sqrt{\frac{\log(1/x)}{1-x}} \exp\left[-\frac{k_{\perp}^2 \log(1/x)}{2\kappa^2 (1-x)^2}\right] \quad (۱۱-۳)$$

$N_q^{(i)}$  ضریب بهنجارسازی می باشد. مقدار پارامتر حالت  $\kappa = 350 \text{ Mev}$  است.

با تعمیم  $\varphi_q^{Ads/QCD(i)}(x, k_{\perp}) \rightarrow \varphi_q^{(i)}(x, k_{\perp})$  دو عامل طولی  $f_q^{(i)}(x)$  و  $\bar{f}_q(x)$  به صورت زیر در معادلات وارد می شوند [۱۵]:

$$\varphi_q^{(i)}(x, k_{\perp}) = N_q^{(i)} \frac{4\pi}{\kappa} \sqrt{\frac{\log(1/x)}{1-x}} \sqrt{f_q^{(i)}(x) \bar{f}_q(x)} \exp\left[-\frac{k_{\perp}^2 \log(1/x)}{2\kappa^2 (1-x)^2} \bar{f}_q(x)\right] \quad (۱۲-۳)$$

انتخاب توابع  $f_q^{(i)}(x)$  توسط توابع پارتونی کوارکهای ظرفیت دو صورت گرفته است و  $\bar{f}_q(x)$  از جفت شدن فرم فکتورهای کوارک و نوکلئون بدست آمده است. توابع  $f_q^{(i)}(x)$  و  $\bar{f}_q(x)$  به صورت زیر تعیین شده اند:

$$\begin{aligned} f_q^{(1)}(x) &= x^{\eta_q^{(1)}-1} (1-x)^{\eta_q^{(2)}-1} (1 + \varepsilon_q \sqrt{x} + \gamma_q x) \\ f_q^{(2)}(x) &= x^{2+\rho_q} (1-x)^{\sigma_q} (1 + \lambda_q \sqrt{x} + \delta_q x)^2 f_q^{(1)}(x) \end{aligned} \quad (۱۳-۳)$$

در این رابطه پارامترهای  $\eta_q^{(1)}$ ،  $\eta_q^{(2)}$ ،  $\varepsilon_q$  و  $\gamma_q$  از [۱۱] گرفته شده اند. همچنین پارامترهای  $\lambda_q$ ،  $\delta_q$ ،  $\bar{f}_q(x)$  و  $\rho_q$  را می توان از [۱۱] بدست آورد.

$\delta_q$ ،  $\eta_q^{(1)}$ ،  $\eta_q^{(2)}$ ،  $\varepsilon_q$  و  $\gamma_q$  از جفت شدن گشتاورهای غیر عادی مغناطیسی کوارکها (نوکلئونها) و بستگی به  $Q^2$  فرم فاکتورهای الکترومغناطیسی کوارک (نوکلئون) بدست آمده اند. آخرین جفت شدگی این پارامترها با توابع  $f_q^{(i)}(x)$  و  $\bar{f}_q(x)$  در جدول (۱) آورده شده است [۱۵]. توابع توزیع پارتونی کوارک ها به صورت زیر تعریف

می شوند [۱۵]:

$$q_v(x) = (N_q^{(1)})^2 (1-x) f_q^{(1)}(x) + (N_q^{(2)})^2 \frac{\kappa^2}{M_N^2} \frac{(1-x)^3}{x^2 \log(1/x)} \frac{f_q^{(2)}(x)}{\bar{f}_q(x)} \quad (۱۴-۳)$$

$$\varepsilon^q(x) = 2N_q^{(1)} N_q^{(2)} \frac{(1-x)^2}{x} \sqrt{f_q^{(1)}(x) f_q^{(2)}(x)}$$

(۱۵-۳)

نسبت  $c_q = N_q^{(2)} / N_q^{(1)}$  مقدار ثابتی است و  $c_d = -1$  و  $c_q = 1$  یا  $N_u^{(1)} = N_u^{(2)} = N_u$  و  $N_d^{(1)} = -N_d^{(2)} = N_d$  انتخاب می شوند. در محاسبات ضرایب بهنجارسازی، به صورت  $N_u = 1.18093$  و

$$N_d = 2.00432 \text{ انتخاب شده اند. همچنین } \kappa^2 / M_N^2 \sim 1/10 \text{ و } \bar{\eta}_d^{(2)} = 5.3444.$$

در GPDs،  $H(x, Q^2)$  و  $\varepsilon(x, Q^2)$  برای کوآرک در نوکلئون به صورت زیر تعریف می شوند [۱۵]:

$$H(x, Q^2) = q_v(x, Q^2) \exp \left[ -\frac{Q^2}{4\kappa^2} \log(1/x) \bar{f}_q(x) \right] \quad (۱۶-۳)$$

$$q_v(x, Q^2) = q_v(x) - (N_q^{(2)})^2 \frac{Q^2}{4M_N^2} \frac{(1-x)^3}{x^2} f_q^{(2)}(x) \quad (۱۷-۳)$$

$$\varepsilon^q(x, Q^2) = \varepsilon^q(x) \exp \left[ -\frac{Q^2}{4\kappa^2} \log(1/x) \bar{f}_q(x) \right] \quad (۱۸-۳)$$

در اینجا حالت توابع توزیع پارتونی را با  $x$  و  $Q^2$  بزرگ در نظر گرفته شده است که این اساس مدلی است که به آن می پردازیم.

parameter	value	parameter	value
$\eta_u^{(1)}$	0.45232	$\eta_d^{(1)}$	0.71978
$\eta_u^{(2)}$	3.0409	$\eta_d^{(2)}$	5.3444
$\epsilon_u$	-2.3737	$\epsilon_d$	-4.3654
$\gamma_u$	8.9924	$\gamma_d$	7.4730
$\bar{\eta}_u^{(1)}$	0.195	$\bar{\eta}_d^{(1)}$	0.280
$\bar{\eta}_u^{(2)}$	$\frac{\eta_u^{(2)}-1}{2} - 0.54$	$\bar{\eta}_d^{(2)}$	$\frac{\eta_d^{(2)}-1}{2} - 0.60$
$\bar{\epsilon}_u$	-0.71	$\bar{\epsilon}_d$	-0.10
$\bar{\gamma}_u$	0	$\bar{\gamma}_d$	0
$\rho_u$	0.091	$\rho_d$	-0.17
$\sigma_u$	$(\eta_u^{(2)}-1) - 0.2409$	$\sigma_d$	$(\eta_u^{(2)}-1) - 2.3444$
$\lambda_u$	-2.40	$\lambda_d$	-0.22
$\delta_u$	3.18	$\delta_d$	3.90

جدول ۳-۱: پارامترهای توابع جفت شده با  $f_q^{(i)}(x)$  و  $\bar{f}_q(x)$

در حالت کلی در مقیاس بزرگ  $x$ ، برای  $q_v(x)$  داریم [۱۵]:

$$q_v(x) \sim (1-X)^{\eta_q^{(2)}}, u_v(x) \sim (1-X)^3, d_v(x) \sim (1-X)^5 \quad (۱۹-۳)$$

همچنین برای  $\epsilon^q(x)$ :

$$\epsilon^q(x) \sim q_v(x)(1-x)^{1+\sigma_q/2} \sim (1-X)^{\eta_q^{(2)}+1+\sigma_q/2}, \epsilon^u(x) \sim (1-x)^5, \epsilon^d(x) \sim (1-x)^7 \quad (۲۰-۳)$$

و رفتار فرم فاکتورهای پائولی و دیراک در مقیاس بزرگ  $Q^2$  به صورت زیر می باشد:

$$F_1^q(Q^2) \sim \int_0^1 dx (1-X)^{\eta_q^{(2)}} \exp\left[-\frac{Q^2}{4\kappa^2}(1-X)^{1+\eta_q^{(2)}}\right] \sim \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{\frac{1+\eta_q^{(2)}}{1+\bar{\eta}_q^{(2)}}} \sim \left(\frac{1}{Q^4}\right)^{1+\Delta_q^{(1)}}$$

$$F_2^q(Q^2) \sim \int_0^1 dx (1-X)^{1+\eta_q^{(2)}+\sigma_q/2} \times \exp\left[-\frac{Q^2}{4\kappa^2}(1-X)^{1+\eta_q^{(2)}}\right] \sim \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{\frac{2+\eta_q^{(2)}+\sigma_q/2}{1+\bar{\eta}_q^{(2)}}} \sim \left(\frac{1}{Q^6}\right)^{1+\Delta_q^{(2)}}$$

(۲۱-۳)

در این رابطه مطابق قانون مقیاس بندی خواهیم داشت [۴۱]:

$$\Delta_q^{(1)} = \frac{1 + \eta_q^{(2)}}{2(1 + \bar{\eta}_q^{(2)})} - 1, \quad (22-3)$$

$$\Delta_q^{(2)} = \frac{2}{3} \Delta_q^{(1)} + \frac{1}{3} \left( \frac{1 + \sigma_q / 2}{1 + \bar{\eta}_q^{(2)}} - 1 \right)$$

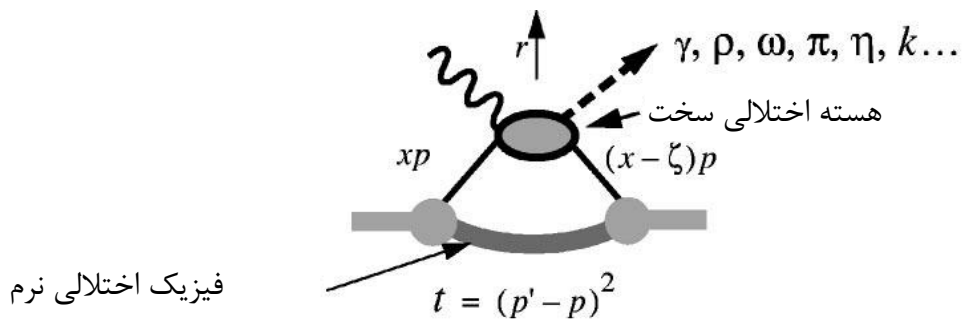
در اینجا فرم فاکتورهای نوکلئون در فضای اقلیدسی محاسبه شد و مدل LF، برای نوکلئون با قانون مقیاس بندی ترکیب شد و مدل هولوگرافی جبهه نوری (رابطه ۳-۱۱)، دست یافتنی شد. فرایندهای پراکندگی به دو دسته کلی نرم<sup>۳۲</sup> و سخت<sup>۳۳</sup> تقسیم می شوند. فرایندهای نرم حاوی اطلاعاتی درباره توزیع کوارکها در هادرون است. در حالی که در طول فرایندهای سخت، DIS بدست می آید. با نوشتن تابع موج هادرونی به عنوان یک مجموعه از ترکیب های نرم و سخت خواهیم داشت:

$$\psi_n(x, Q^2) = \psi_n^{soft}(x, Q^2) + \psi_n^{hard}(x, Q^2) \quad (23-3)$$

که،  $\psi_n^{hard}(x, Q^2)$  توسط QCD اختلالی، در نتیجه فعل و انفعالات هسته مبادله ای محاسبه می شود. در ادامه طی ارائه چند نمودار ساده به تشریح این پراکندگی ها و مقایسه فرم فاکتورهای مربوط به آن ها می پردازیم. شکل ۱-۳ نمایی از مقایسه این ترکیب ها را آورده ایم. در این شکل مشاهده می شود هنگامی که کوارک در پراکندگی شرکت می کند، سهم تکانه آن  $xP$  است، بعد از پراکندگی این سهم  $(\zeta - x)P$  خواهد بود. قسمت پایین برهمکنش (soft)، به حالت نهایی وابسته نیست، ولی قسمت بالا (hard)، توسط فعل و انفعالات غیر اختلالی هسته بدست آمده و مشاهده می شود ذرات دیگری (مزون ها)، بعد از پراکندگی تولید شده است. منظور از  $t$  در این شکل انرژی داده شده به کوارک ( $Q^2$ )، می باشد، به همین ترتیب  $P'$  و  $P$  تکانه بعد و قبل از برخورد می باشد.

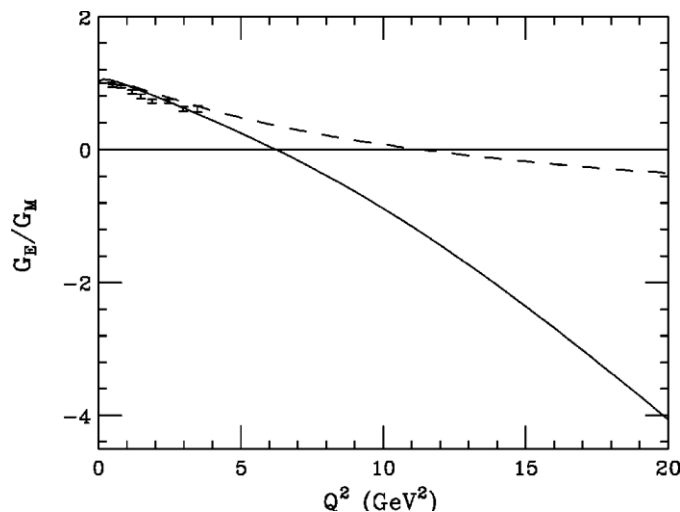
---

<sup>۳۲</sup> Soft  
<sup>۳۳</sup> Hard



شکل ۱-۳: نمودار مقایسه ای فرایندهای نرم و سخت [۲۷].

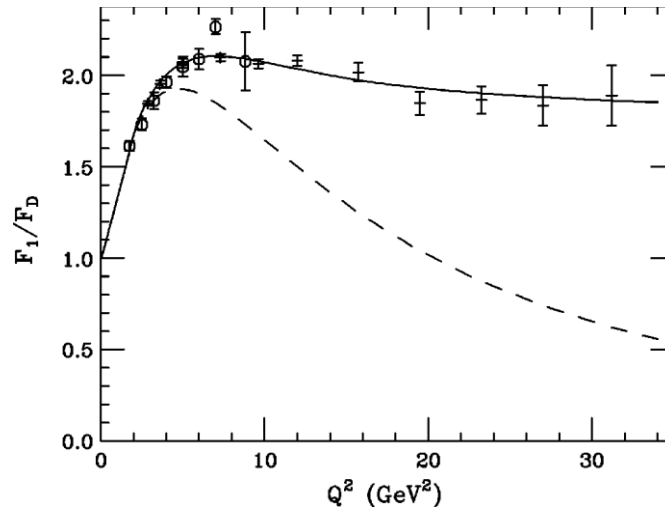
در شکل ۲-۳، نمودار فرم فاکتورهای الکتریکی بر فرم فاکتور مغناطیسی برحسب  $Q^2 (GeV^2)$  نمایش داده شده است [۲۷]. در این جا  $0 < Q^2 < 20 GeV^2$  انتخاب شده است. ملاحظه می شود در بازه صفر تا  $4 GeV^2$ ، دو نمودار بر هم و نیز بر داده های تجربی منطبق هستند. با افزایش  $Q^2$ ، این دو، نمایش متفاوتی را از خود نشان می دهند. بخش  $\Psi_n^{soft}$ ، به شکل خط چین و  $\Psi_n^{hard}$ ، به صورت خط ممتد رسم شده است.



شکل ۲-۳: نمودار  $G_E/G_M$  بر  $Q^2$ ، مقایسه مشاهدات در  $\Psi_{soft}$  (خط چین) و  $\Psi_{hard}$  (خط ممتد) [۲۷]. در شکل ۳-۳ نمودار  $F_1/F_D$  بر حسب  $Q^2$  رسم شده است. توجه کنید که در این جا منظور از  $F_D$ ، فرم

$$\text{فاکتور دو قطبی با مقدار } F_D = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{0.71}\right)^2} \text{ می باشد.}$$





شکل ۳-۳: نمودار  $F_1 / F_D$  برحسب  $Q^2$  [۲۷]. با افزایش  $Q^2$  اختلاف با داده ها زیاد می شود (خط پر) و خط چین نمایش تابع موج soft می باشد.

در این شکل نمایش خط چین مربوط به تابع موج soft و خط پر نمایش hard تابع موج می باشد. این نمودار برای  $0 < Q^2 < 35 \text{ GeV}^2$  رسم شده است. در  $Q^2$  های پایین تر از  $4 \text{ GeV}^2$ ، این دو نمودار رفتار یکسانی را از خود

نشان می دهند، همانطور که ملاحظه می شود که با افزایش  $Q^2$ ، اختلاف بین دو نمودار زیاد می شود. برای

محدوده کمتر از  $6 \text{ GeV}^2$ ،  $\Psi_n^{soft}$ ، تطابق خوبی با نتایج تجربی دارد. در ادامه این نمودار را با نمودار  $F_1 / F_D$ ،

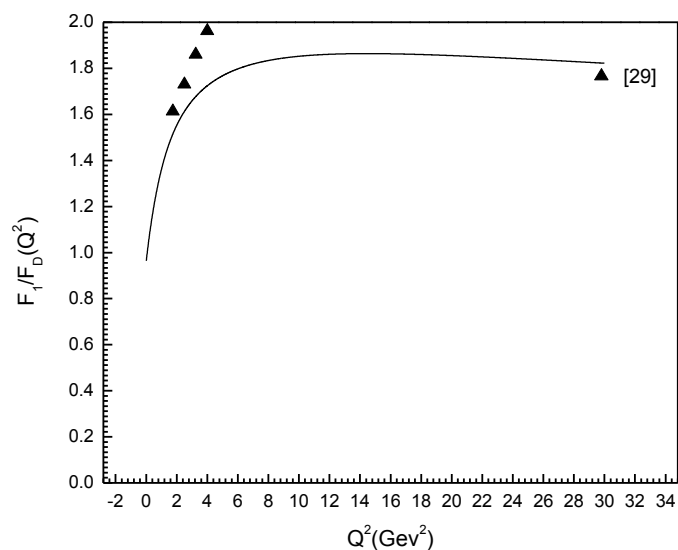
مربوط به کارهای خود مقایسه کرده ایم. در شکل ۳-۴ نمودار  $F_1 / F_D$  را برای پروتون رسم کرده ایم. در

محدوده  $1 \text{ GeV}^2$  تا  $4 \text{ GeV}^2$ ، این نمودار با داده های تجربی تطابق خوبی دارد. منظور از قرار دادن این نمودار در

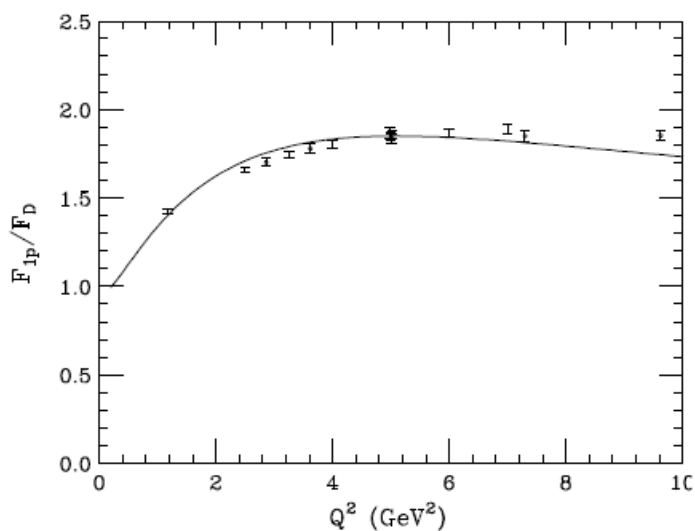
این قسمت، مقایسه آن با شکل ۳-۵ مبنی بر اینکه کارهای ما در محدوده hard از تابع موج قرار دارد، می باشد.

مقایسه دیگری که در این قسمت انجام داده ایم مقایسه کارهای ما با [۴۲]، می باشد که در شکل ۳-۵، نمودار

آن داده شده است.



شکل ۳-۴: نمودار  $F_1 / F_D$  برای پروتون بر حسب  $Q^2$  و مقایسه آن با داده های تجربی [۲۹].



شکل ۳-۵: نمودار  $F_1 / F_D$  برای پروتون بر حسب  $Q^2$  [۳۱].

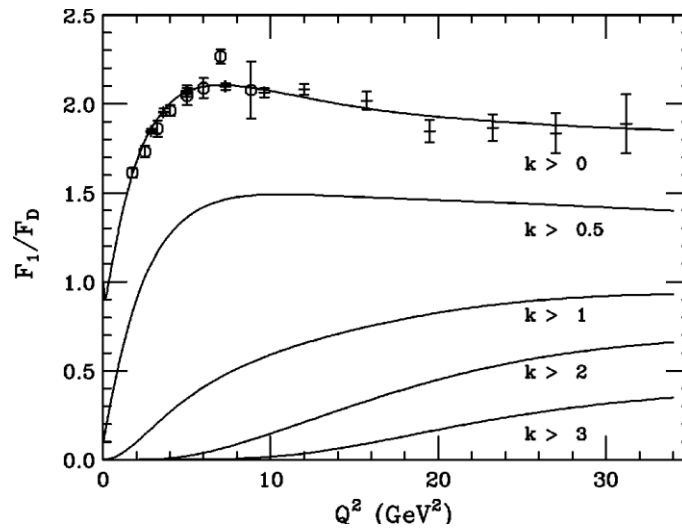
ملاحظه می شود که در شکل ۳-۵،  $Q^2$  از  $0 \text{ GeV}^2$  تا  $10 \text{ GeV}^2$  انتخاب شده است، و همین علت اختلاف نمودار

مربوط به کارهای ما و این نمودار می باشد. در شکل ۳-۶ نمودار  $F_1 / F_D$ ، سهم  $F_1$  را برای نواحی مختلف

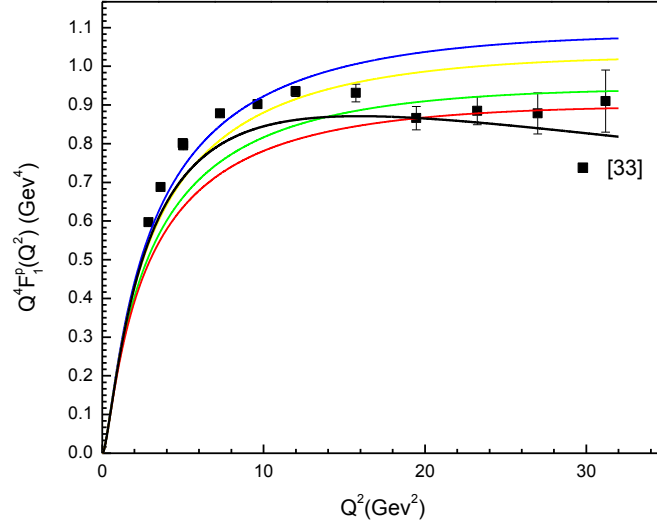
$k_{\perp}$  نشان می دهد [۲۸] و [۲۹]. همانطور که ملاحظه می شود  $Q^2$  تا  $32 \text{ GeV}^2$  در نظر گرفته شده است. با

توجه به نمودار، در نواحی  $Q^2$  بزرگ،  $k_{\perp}$  ناشی از  $\Psi(k_{\perp})$  زیاد است. بطور مثال، در بالاترین مقدار  $32 \text{ GeV}^2$

$Q^2 = 31/2$  سهمی برای  $k_{\perp} > 5$  نیست. بنابراین فرم فاکتور نسبت به  $k_{\perp}$  در مقادیر بالا حساس است. مشاهده می شود در  $k$  های نزدیک به صفر، تطابق با داده های تجربی بیشتر می شود. در شکل ۳-۷ نمودار  $Q^4 F_1^P$  بر حسب  $Q^2$  داده شده است. در این نمودار کارهای خودمان را با مشکی رسم کرده ایم. با توجه به پارامتر بندی گرفته شده از مرجع [۴۲]، ملاحظه می شود کارهای ما برای مقادیر بزرگ انرژی به خوبی سازگار است و با نتایج گرفته شده از [۴۲] سازگاری خوبی را نشان می دهد. در این نمودار آبی، مقادیر  $Q^2$  کمتر از  $10 \text{ GeV}^2$  و قرمز رنگ، مقادیر  $Q^2$  کمتر از  $30 \text{ GeV}^2$  را پوشش می دهد. در این نمودار، کار ما در محدوده  $Q^2$  بیشتر از  $20 \text{ GeV}^2$  پاسخ قانع کننده ای می دهد. در ضمن با مقایسه آن کار با نتایج گرفته شده از نمودارهای بالا همچنین می توان به این نتیجه رسید که کارهای ما در محدوده تابع موج hard قرار دارد و با نتایجی که در قسمتهای پیشین به آن اشاره کردیم کاملاً در تطابق می باشد.



شکل ۳-۶: نمودار  $F_1 / F_D$  بر حسب  $Q^2$  [۲۷].



شکل ۳-۷: تغییرات نمودار  $Q^2 F$  بر حسب  $Q^2$  (خط پر مشکی) و مقایسه آن با [۴۲]. در تقریب مبادله برای تک فوتون، فرم فاکتورهای کشسان نوکلئون در پراکندگی کشسان الکترون-نوکلئون شکل می گیرند [۲۵]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(d\sigma/d\Omega)_{Mott}}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \theta / 2} \left[ \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(Q^2) \tan^2 \theta / 2 \right] \quad (۲۴-۳)$$

این رابطه را سطح مقطع روزنبلات<sup>۳۴</sup> می نامند. در این رابطه  $E$ ، انرژی الکترون ورودی،  $\theta$  زاویه پراکندگی الکترون و  $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$  می باشد. همچنین  $G_E$  و  $G_M$ ، فرم فاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی هستند. در روش جداسازی روزنبلات سطح مقطع کشسان در اندازه گیری های مختلف، بدست آمده است. اندازه گیری های اولیه از فرم فاکتورها با یک پارامتر به نام عامل شکل دو قطبی بدست آمد.

و فرم فاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی نوکلئون در پراکندگی های کشسان بصورت  $G_D = \left(1 + \frac{Q^2}{4M^2}\right)^{-2}$  (۲۵-۳) تعریف می شوند.

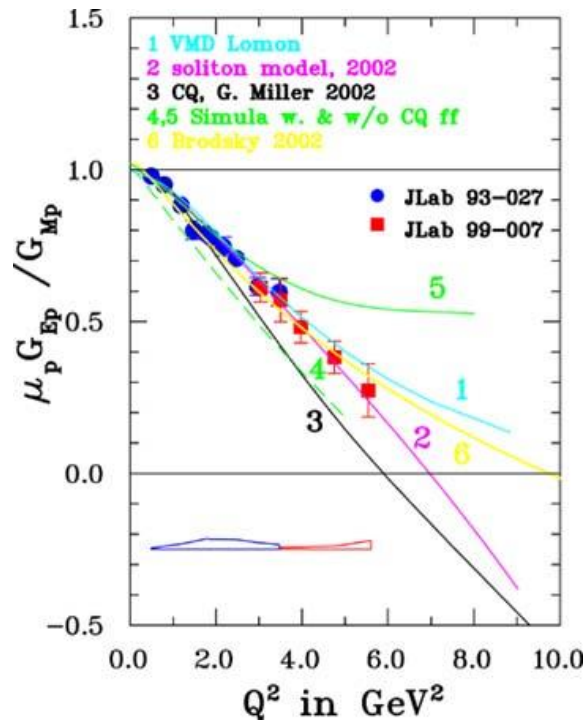
$$G_E^N(Q^2) = F_1^N(Q^2) - \frac{Q^2}{4m_N^2} F_2^N(Q^2) \quad (۲۶-۳)$$

$$G_M^N(Q^2) = F_1^N(Q^2) + F_2^N(Q^2).$$

نمودار فرم فاکتور الکتریکی به مغناطیسی با ضرب  $\mu_p$  مقایسه ای مدل های مختلف روزنبلات در

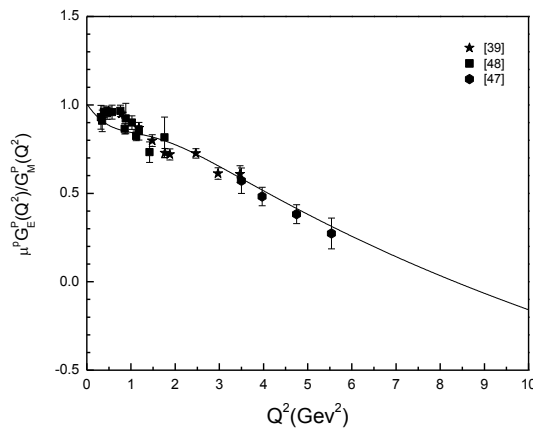
<sup>۳۴</sup>.Rosenbluth

شکل ۳-۸ نشان داده شده است.

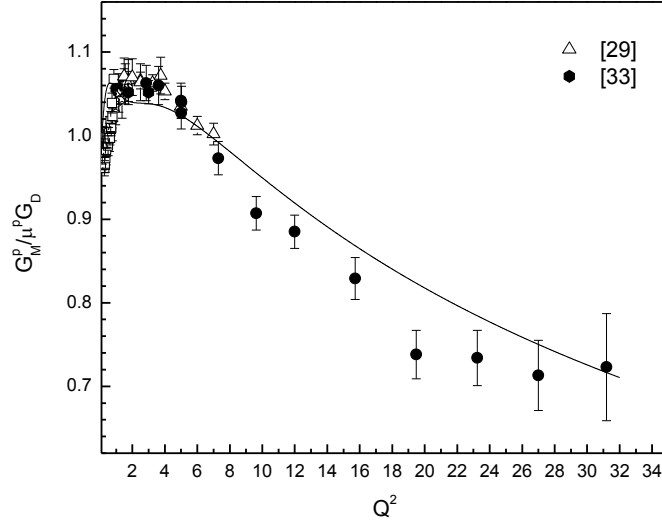


شکل ۳-۸: نمودار کارهای مقایسه ای مدل های مختلف گرفته شده از [۲۷]

به منظور انجام یک مقایسه دیگر نمودار نسبت فرم فاکتورهای الکتریکی به مغناطیسی، با ضریب  $\mu_p$  در شکل ۳-۹ و نمودار نسبت فرم فاکتور مغناطیسی به  $\mu^p G_D$  در شکل ۳-۱۰ رسم شده است. در شکل ۳-۹، بازه  $Q^2$  در محدوده  $0$  تا  $10 \text{ GeV}^2$ ، انتخاب شده است. از  $2 \text{ GeV}^2$  تا  $6 \text{ GeV}^2$  تطابق خوبی با داده های تجربی وجود دارد و رفتار کلی مد نظر را در  $0$  تا  $2 \text{ GeV}^2$  به خوبی نشان می دهد. همانگونه که مشاهده می شود، برای محدوده بعد از  $6 \text{ GeV}^2$ ، نتایج تجربی وجود ندارد و این بدان معنی است که محدوده  $Q^2$  انتخابی قسمت بیشتری را پوشش می دهد. بیشتر نتایج تجربی موجود در محدوده  $Q^2$ ،  $0$  تا  $2 \text{ GeV}^2$  می باشند.



شکل ۳-۹: فرم فاکتور الکتریکی به مغناطیسی با ضریب  $\mu_p$  مقایسه ای کارهای ما با مدل های مختلف



شکل ۳-۱۰: نمودار نسبت فرم فاکتورهای الکتریکی پروتون به  $\mu_p G_D$  مربوط به کارهای ما

در نمودار  $Q^2$  تا  $32 \text{ GeV}^2$ ، انتخاب شده است. برای بازه  $0 \text{ GeV}^2$  تا  $6 \text{ GeV}^2$  بر داده های تجربی منطبق است ولی برای بعد از آن، رفتار بالاتری را توجیه می کند.

در ادامه به بررسی و مزیت مدل مورد بررسی، با مدل دیگری خواهیم پرداخت. در این مدل که در [۲۲]، به آن پرداخته شده است، تابع انرژی  $\varphi(x, k_{\perp})$  به صورت زیر نوشته می شود.

$$\varphi(x, \vec{k}_{\perp}) = \frac{e}{\sqrt{1-x}} \frac{1}{\left(M^2 - \frac{\vec{k}_{\perp}^2 + m^2}{x} - \frac{\vec{k}_{\perp}^2 + \lambda^2}{1-x}\right)} \quad (۲۷-۳)$$

که در آن  $M$ ، جرم فرمیونهای نهایی،  $m$  جرم فرمیونهای اولیه و  $\lambda$  جرم بوزونهای اولیه می باشند. در نتیجه برای فرم فاکتورهای پائولی و دیراک خواهیم داشت [۲۲]:

$$F_1(Q^2) = \frac{e^2}{16\pi^3} M^4 \int dx \left( 2(1+x^2)(1-x)I_1 + \frac{2(Mx - m)^2(1-x)^3}{x^2} I_2 \right), \quad (۲۸-۳)$$

$$F_2(Q^2) = -4M^5 \frac{e^2}{16\pi^3} \int dx (Mx - m)x(1-x)^3 I_2$$

که در آن:

$$I_1 = \pi \int_0^1 \frac{\alpha(1-\alpha)}{2D^2} d\alpha, \quad (۲۹-۳)$$

$$I_2 = \pi \int_0^1 \frac{\alpha(1-\alpha)}{2D^3} d\alpha, \quad (30-3)$$

$$D = \alpha(1-\alpha)(1-x)^2 q_{\perp}^2 - M^2 x(1-x) + m^2(1-x) + \lambda^2 x \quad (31-3)$$

ملاحظه می شود این مدل کاملا وابسته به جرم می باشد. در این مدل برای فرم فاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی و در نتیجه چگالی بار خواهیم داشت [۲۲]:

$$G_E(Q^2) = \frac{e^2}{16\pi^3} M^4 \int dx 2(1+x^2)(1-x)I_1 + \frac{2(Mx-m)^2(1-x)^3}{x^2} I_2 + \frac{e^2}{16\pi^3} M^3 Q^2 \int dx (Mx-m)x(1-x)^3 I_2 \quad (32-3)$$

$$G_M(Q^2) = \frac{e^2}{16\pi^3} \left( M^4 \int dx 2(1+x^2)(1-x)I_1 + \frac{2(Mx-m)^2(1-x)^3}{x^2} I_2 - 4M^5 \int dx (Mx-m)x(1-x)^3 I_2 \right) \quad (33-3)$$

$$\rho(b_{\perp}) = \int_0^{\infty} \frac{dQ}{2\pi} J_0(Qb_{\perp}) \int_0^1 dx \frac{(1+\tau) \left( 2M^4(1+x^2)(1-x)I_1 + \frac{2(Mx-m)^2(1-x)^3}{x^2} I_2 \right)}{1+\tau} + \frac{Q^2 M^3 (Mx-m)x(1-x)^3 I_2 - 4\tau M^5 (Mx-m)x(1-x)^3 I_2}{1+\tau} \quad (34-3)$$

ملاحظه می شود این روابط طولانی به شدت به جرم وابسته اند. و این برتری مدلی که در این قسمت به آن پرداخته شد (soft-wall Ads/QCD)، حداقل نسبت به مدلی است که در بالا به آن پرداخته شد، می باشد. در ادامه چگالی بار پروتون به روشی ساده تر از مدل [۲۲]، می پردازیم.

### ۳-۳ چگالی بار پروتون

پراکندگی کشسان الکترون از هسته، منبع عظیمی از داده های تجربی را در اختیار می گذارد که برای بررسی مدل های هسته ای در حالت پایه سودمند است. اندازه گیری های دقیق مربع شعاع بار در دهه ۷۰ و ۸۰ منجر به تعیین توزیع های چگالی بار تعداد زیادی هسته شده است. در این توزیع های چگالی، نوسان هایی در چگالی

درون هسته دیده می شود که بیانگر کوانتومی بودن (موجی بودن) رفتار نوکلئون ها در درون هسته است. برای هر توزیع باری می توان بهنجارش چگالی آن را با رابطه زیر بیان کرد [۴۵]:

$$\int \rho(r)_{ch} d\tau = 4\pi \int \rho(r)_{ch} r^2 dr = Z \quad (35-3)$$

که  $Z$  تعداد پروتونهای داخل هسته است. چگالی احتمال بار زیر، بیانگر احتمال یافتن تعداد  $Z$  پروتون در فاصله  $r$  از مرکز هسته است.

$$P(ch) = 4\pi r^2 \rho(r)_{ch} \quad (36-3)$$

نسبت سطح مقطع پراکندگی الکترون به سطح مقطع پراکندگی رادرفورد (پراکندگی از هدف نقطه ای) به عنوان تابعی از انتقال تکانه،  $q$ ، مطابق رابطه زیر به تبدیل فوریه موج تخت چگالی بار مربوط است [۴۵]:

$$F(Q) = \frac{1}{Z} \int \rho(r)_{ch} e^{iq \cdot r} d\tau = \frac{4\pi}{Z} \int \rho(r)_{ch} J_0(qr) r^2 dr \quad (37-3)$$

که در آن داریم:

$$J_0(qr) = \frac{\sin(qr)}{qr} \quad (38-3)$$

برای تعیین چگالی بار نیاز به اندازه گیری عناصر ماتریسی از یک کمیت چگالی داریم. در چارچوب تکانه بی نهایت داریم [۴۵]:

$$\hat{\rho}_\infty(a^-, \mathbf{b}) = J^+(a^-, \mathbf{b}) = \sum_q e_q \bar{q}(a^-, \mathbf{b}) \gamma^+ q(a^-, \mathbf{b}) = \sum_q e_q \sqrt{2} q_+^\dagger(a^-, \mathbf{b}) q_+(a^-, \mathbf{b}) \quad (39-3)$$

همچنین رابطه بین چگالی بار و فرم فکتورهای مغناطیسی  $F(Q^2)$ ، که از طریق چگالی جریان در مختصات مخروط نوری تعیین شده به صورت زیر می باشد [۴۵].

$$F(Q^2) = \frac{\langle P^+, \mathbf{P}' | J^+(0) | P^+, \mathbf{P} \rangle}{2P^+} \quad (40-3)$$

که با بهنجارسازی خواهیم داشت:

$$\langle P'^+, \mathbf{P}' | P^+, \mathbf{P} \rangle = 2P^+ (2\pi)^3 \delta(P'^+ - P^+) \delta^{(2)}(\mathbf{P}' - \mathbf{P}) \quad (41-3)$$



توجه داشته باشیم که در این قسمت اسپین و هلیسیتی نادیده گرفته می شود، در نتیجه ساختار یک هادرون بدون اسپین می تواند بصورت خطی در نظر گرفته شود.

$$|p^+, \mathbf{R}=0\rangle \equiv \mathcal{N} \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} |p^+, \mathbf{p}\rangle \quad (42-3)$$

در اینجا  $\mathcal{N}$  ضریب بهنجارسازی است که برای آن داریم:  $|\mathcal{N}|^2 \int \frac{d^2 p_{\perp}}{(2\pi)^2} = 1$ . با صفر قرار دادن تکانه عرضی می توان فاصله عرضی  $\mathbf{b}$  را محاسبه کرد.

$$\mathbf{R} = \sum_i x_i \mathbf{b}_i \quad (43-3)$$

در نتیجه رابطه بین چگالی بار بصورت زیر خواهد بود [45]:

$$\rho_{\infty}(a^-, \mathbf{b}) = \frac{\langle p^+, \mathbf{R}=0 | \hat{\rho}_{\infty}(a^-, \mathbf{b}) | p^+, \mathbf{R}=0 \rangle}{\langle p^+, \mathbf{R}=0 | p^+, \mathbf{R}=0 \rangle} \quad (44-3)$$

با این رابطه چگالی بار به  $F(Q^2)$  وابسته می شود. در چارچوبی که ما در این فصل کار می کنیم تکانه در مسیر مثبت جابه جا شده است، بنابراین اطلاعاتی راجع به راستای  $a^-$  در دسترس نیست. در نتیجه در اینجا حول  $a^-$ ، با بکاربردن رابطه ی زیر:

$$q_+^{\dagger}(a^-, \mathbf{b}) q_+(a^-, \mathbf{b}) = e^{i\hat{p}^+ x^-} e^{-i\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{b}} q_+^{\dagger}(0) q_+(0) e^{i\hat{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{b}} e^{-i\hat{p}^+ x^-} \quad (45-3)$$

$$\rho(b) \equiv \int da^- \hat{\rho}_{\infty}(a^-, b) = \langle p^+, \mathbf{R}=0 | \hat{\rho}_{\infty}(a^-, \mathbf{b}) | p^+, \mathbf{R}=0 \rangle / (2p^+)$$

و با استفاده از روابط 3-15 و 3-17 خواهیم داشت [45]:

$$\rho(b) = \int \frac{d^2 q}{(2\pi)^2} F(Q^2 = q^2) e^{-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \quad (46-3)$$

که  $\rho(b)$  چگالی عرضی بار نامیده می شود. با ترکیب این رابطه با فرم فکتورهای الکتریکی و مغناطیسی خواهیم داشت [45]:

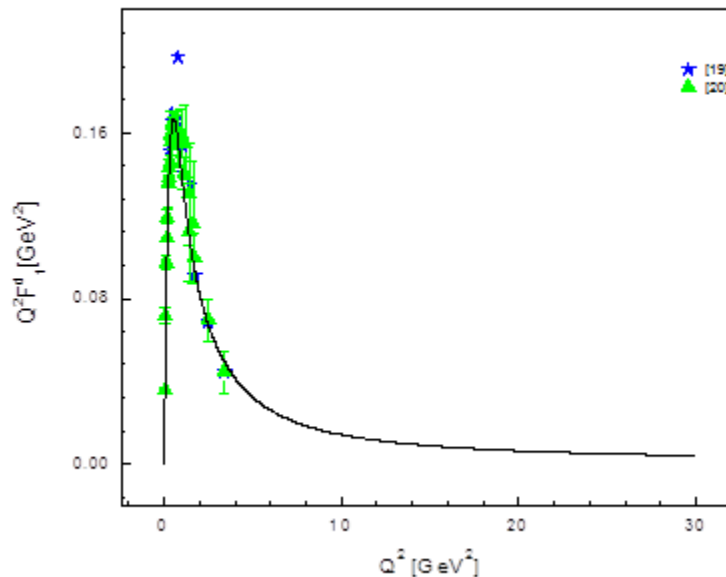
$$\rho(b) = \int_0^{\infty} \frac{dQ Q}{2\pi} J_0(Qb) \frac{G_E(Q^2) + \tau G_M(Q^2)}{1 + \tau} \quad (47-3)$$

در رابطه 3-36،  $J_0(Qb)$  تابع بسل استوانه ای و  $\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$  می باشد. در چارچوب بریت که  $\mathbf{p} = -\mathbf{p}'$  و در

فصل اول به آن پرداخته شد،  $G_E$ ، ماتریس هلیسیتی المانهای  $J_0$  است [46].

$$\rho_{G_E}(b) = \int_0^\infty \frac{dQ}{2\pi} Q J_0(Qb) G_E(Q^2) \quad (48-3)$$

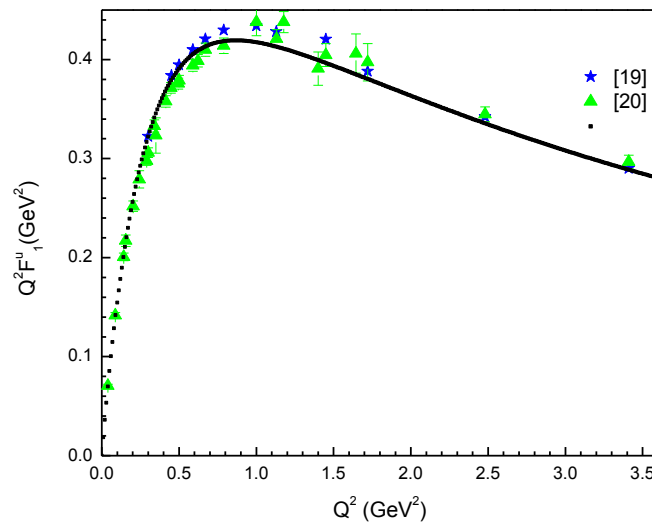
نمودار مقایسه ای چگالی بار در موقعیت عرضی و چارچوب بریت در شکل ۳-۲۲ آورده شده است که خط ممتد مربوط به چگالی بار در چارچوب بریت می باشد. در ادامه با استفاده از مدل soft-wall Ads/QCD که در این فصل به آن پرداخته شد. اقدام به رسم نمودار فرم فاکتورهای کوارکهای u و d و همچنین فرم فاکتورهای الکتریکی و مغناطیسی نموده ایم. و در پایان نمودار چگالی بار پروتون را با دو چارچوب تکانه عرضی و بریت رسم کرده و آنها را با یکدیگر مقایسه کرده ایم. در بیشتر نمودارها سعی شده بازه های  $Q^2$  تا  $30 \text{ GeV}^2$  انتخاب شود. در شکل ۳-۱۱ نمودار فرم فاکتور کوارک d دیراک برحسب  $\text{GeV}^2$  رسم شده است.



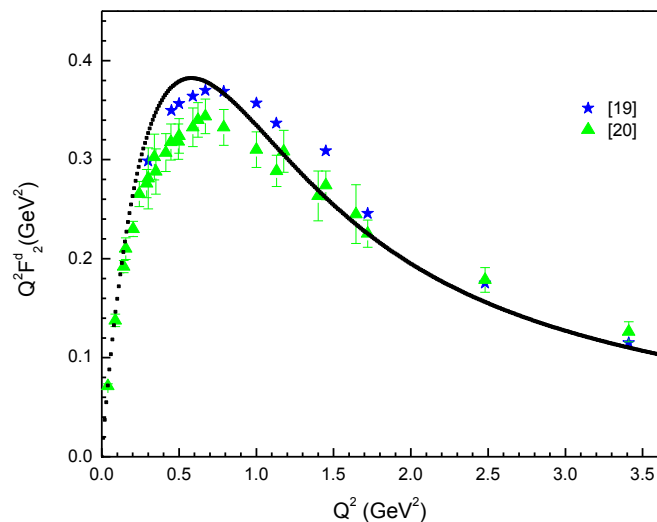
شکل ۳-۱۱: فرم فاکتور کوارک d دیراک با مضرب  $Q^2$

نمودار تا  $Q^2 = 30 \text{ GeV}^2$  رسم شده است. در بازه  $Q^2$ ،  $2 \text{ GeV}^2$  تا  $4 \text{ GeV}^2$  تطابق خوبی با نتایج تجربی دارد. داده های تجربی به شکل مثلث تطابق بهتری نسبت به ستارها با نمودار دارند. به علت اینکه داده های تجربی انتخابی محدوده  $Q^2$  پایینی را پوشش می داد، لذا در محدوده  $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ ، داده تجربی نداریم. در شکل

۳-۱۲ نمودار فرم فاکتور کوارک  $u$  دیراک با مضرب  $Q^2$  رسم شده است که در آن داده-های تجربی از [۱۹] و [۲۰] گرفته شده است. همانطور که در این شکل ملاحظه می شود، در محدوده  $Q^2$  از  $0.5 \text{ GeV}^2$  تا  $3 \text{ GeV}^2$  نمودار رسم شده هماهنگی خوبی با داده های تجربی دارد. در این قسمت ما  $Q^2$  را از صفر تا  $3/5 \text{ GeV}^2$  در نظر گرفته ایم به همین سبب نمودار با داده های تجربی بیشتری منطبق شده است. ولی این جفت شدگی در محدوده  $0.5 \text{ GeV}^2$  تا  $2 \text{ GeV}^2$  بیشتر است. در ادامه نمودار فرم فاکتور کوارک  $d$  پائولی با مضرب  $Q^2$  رسم شده است.

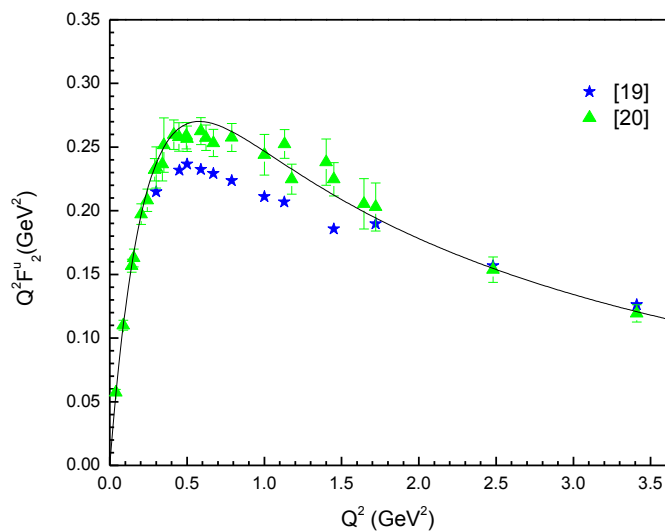


شکل ۳-۱۲: فرم فاکتور کوارک  $u$  دیراک با مضرب  $Q^2$



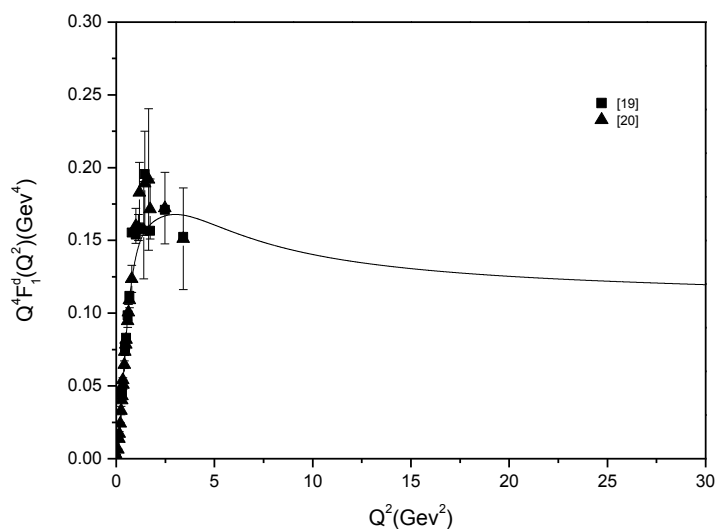
شکل ۳-۱۳: فرم فاکتور کوارک  $d$  پائولی با مضرب  $Q^2$

در شکل ۳-۱۳ نمودار فرم فاکتور  $d$  پائولی برحسب  $Q^2 (GeV^2)$  رسم شده است.  $Q^2$  را از صفر تا  $3/5 GeV^2$  در نظر گرفته ایم. در محدوده  $0/3 GeV^2$  تا  $0/7 GeV^2$  نمودار از داده های تجربی بالاتر است، و در  $Q^2 GeV^2$  تا  $1$  تا  $3/5 GeV^2$  تطابق بهتری با داده های تجربی دارد. همانگونه که مشاهده می شود در بازه های  $Q^2$  کمتر داده های تجربی بیشتری موجود است.

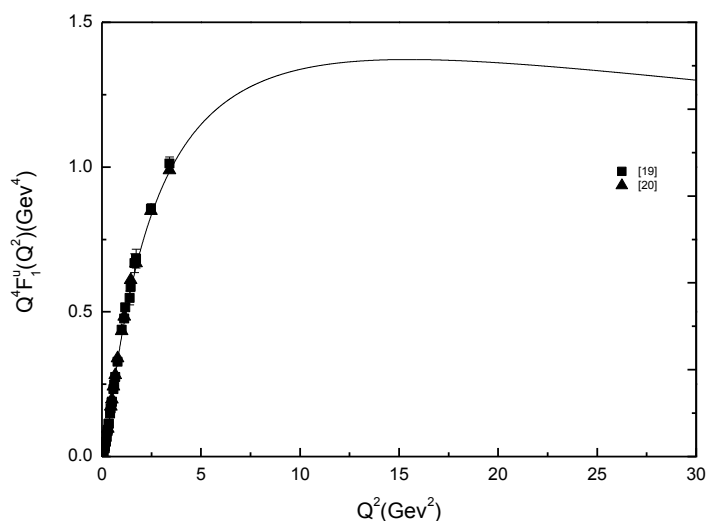


شکل ۳-۱۴: فرم فاکتور کوارک  $u$  پائولی با مضرب  $Q^2$

در شکل ۳-۱۴ فرم فاکتور کوارک  $u$  پائولی برحسب  $Q^2 (GeV^2)$  با مضرب  $Q^2$ ، آورده شده است، در محدوده  $0.3 GeV^2 < Q^2 < 1.7 GeV^2$ ، انطباق خوبی با داده های تجربی داریم. در  $Q^2 > 1.7 GeV^2$  و در محدوده  $Q^2 < 0.3 GeV^2$ ، داده های تجربی کمتری وجود دارد. همانگونه که مشخص است، در این شکل نمودار ما در محدوده  $0.3 GeV^2$  تا  $1.7 GeV^2$  تطابق خوبی با داده های تجربی دارد. در اینجا هم ما محدوده  $Q^2$  را تا مقدار  $3/5 GeV^2$  انتخاب کرده ایم به همین سبب داده های بیشتری بر نمودار منطبق شده است. در شکل ۳-۱۵ نمودار فرم فاکتور کوارک  $d$  دیراک و در شکل ۳-۱۶ نمودار فرم فاکتور کوارک  $u$  دیراک با مضرب  $Q^4$  رسم شده است. علت اختلاف بین این دو نمودار را می توان به این صورت توجیه کرد که، در شکل ۳-۱۵، دامنه پراکندگی کوارک  $d$  داخل پاد کوارک را بررسی می کند در نتیجه دو گلوئون نیاز به مبادله دارند پس جفت شدگی شبیه  $1/Q^4$  رفتار می کند. ولی رفتار نمودار در ۳-۱۶ شبیه  $1/Q^2$  است.



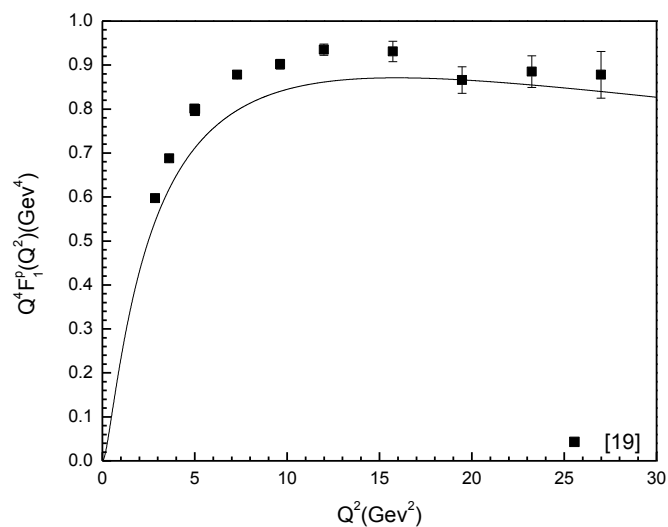
شکل ۳-۱۵: فرم فاکتور کوارک  $d$  دیراک با مضرب  $Q^4$ .



شکل ۳-۱۶: فرم فاکتور کوارک  $u$  دیراک با مضرب  $Q^4$

در نمودار ۳-۱۶،  $Q^2$  را تا  $30 \text{ GeV}^2$  در نظر گرفته ایم. نمودار از  $0 \text{ GeV}^2$  تا  $5 \text{ GeV}^2$  تطابق خوبی با داده های تجربی دارد. به لحاظ بالا بودن مقدار  $Q^2$  های انتخابی ما در محدوده بالاتر از  $4 \text{ GeV}^2$  داده های - تجربی برای مطابقت موجود نمی باشد.

در شکل ۳-۱۷ نمودار فرم فاکتور دیراک پروتون بر حسب  $Q^2$  رسم شده است. همانطور که مشاهده می - شود در  $4 \text{ GeV}^2$  و همچنین در  $20 \text{ GeV}^2$  تا  $25 \text{ GeV}^2$  انطباق خوبی با نتیجه های تجربی وجود دارد برای کمتر از  $5 \text{ GeV}^2$  داده تجربی برای انطباق نداشتیم. از  $20 \text{ GeV}^2$  تا  $27 \text{ GeV}^2$  میزان انحراف نمودار رسم شده از خطای سیستماتیک خیلی زیاد نیست و این دلیل بر انطباق خوب نمودار است. در ادامه در شکل ۳-۱۸ نمودار فرم فاکتور کوارک  $d$  پائولی بر حسب  $Q^2$  با مضرب  $Q^4$  رسم شده است .



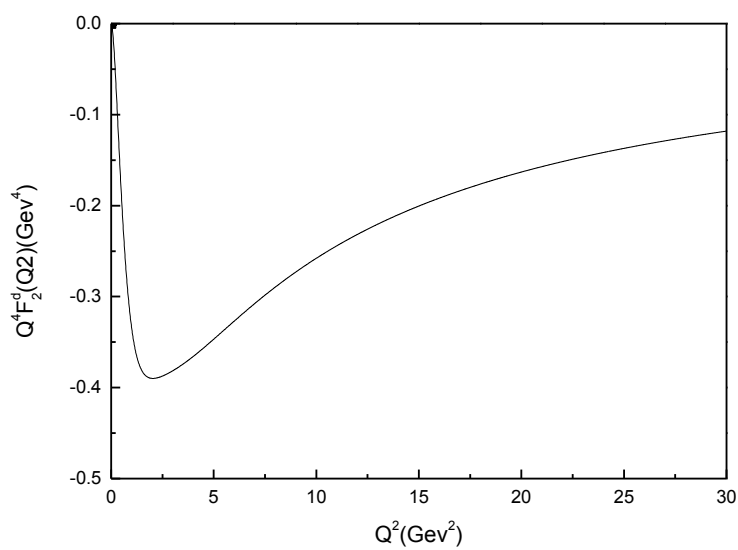
شکل ۳-۱۷: فرم فاکتور دیراک پروتون با مضرب  $Q^4$

در شکل ۳-۱۸ نمودار فرم فاکتور کوآرک d پائولی با مضرب  $Q^4$  داده شده است. این نمودار با مضرب  $Q^2$  در

شکل ۳-۱۱ داده شده است، با این تفاوت که در شکل ۳-۱۱ این نمودار در بازه های مثبت رسم شده و

در شکل ۳-۱۸، هدف رسم کردن همان نمودار در بازه های منفی بوده است به همین دلیل است که در این

نمودار داده تجربی نداریم.

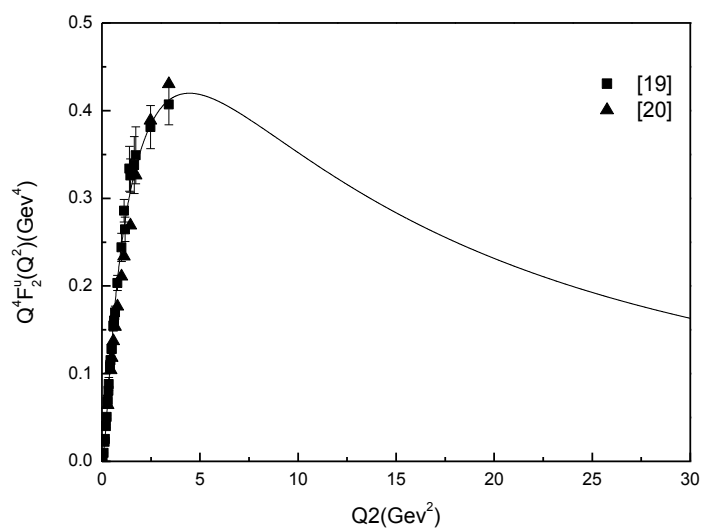


شکل ۳-۱۸: فرم فاکتور کوارک  $d$  پائولی با مضرب  $Q^4$

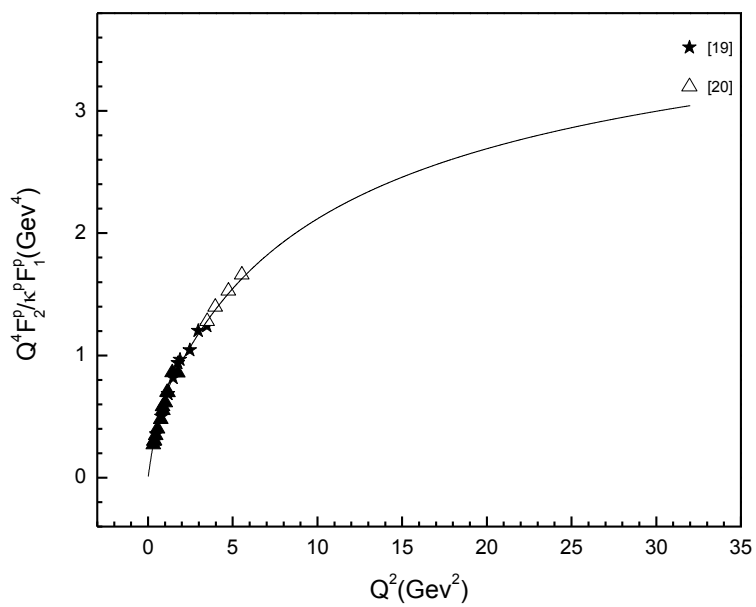
در شکل ۳-۱۹، نمودار فرم فاکتور کوارک  $u$  پائولی با مضرب  $Q^4$ ، برحسب  $Q^2 (GeV^2)$  رسم شده است. برای محدوده  $0 < Q^2 < 4 GeV^2$  داده های تجربی وجود داشت و نمودار ما در این ناحیه با این داده ها هم خوانی خوبی را نشان داده است.

در شکل ۳-۲۰ نمودار  $Q^4 F_2^P / \kappa^P F_1^P (GeV^4)$ ، برحسب  $Q^2 (GeV^2)$  رسم شده است. برای محدوده  $0 < Q^2 < 7 GeV^2$  داده های تجربی وجود داشت و نمودار ما در این ناحیه با این داده ها هم خوانی خوبی را نشان داده است. در این جا  $Q^2$  تا  $35 GeV^2$  انتخاب شده است که بازه خوبی برای رسم نمودار محسوب می شود.



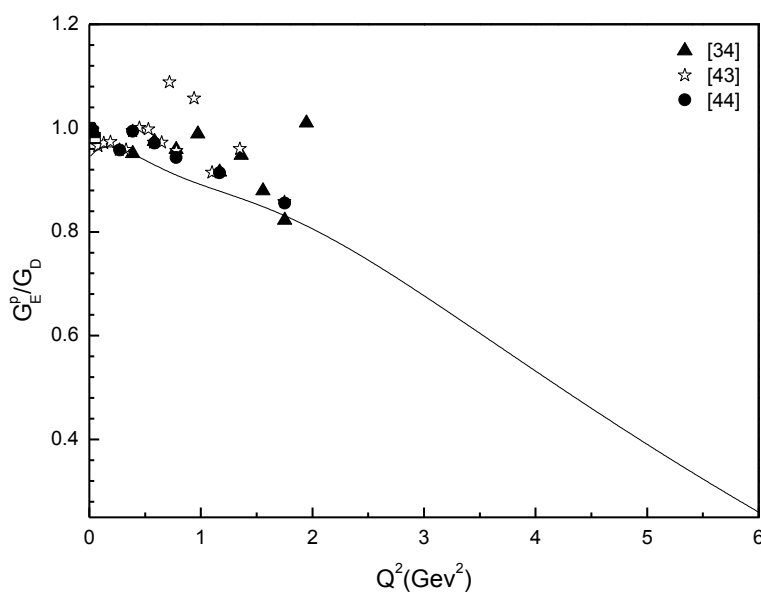


شکل ۳-۱۹: فرم فاکتور کوارک لاپائولی با مضرب  $Q^4$ .



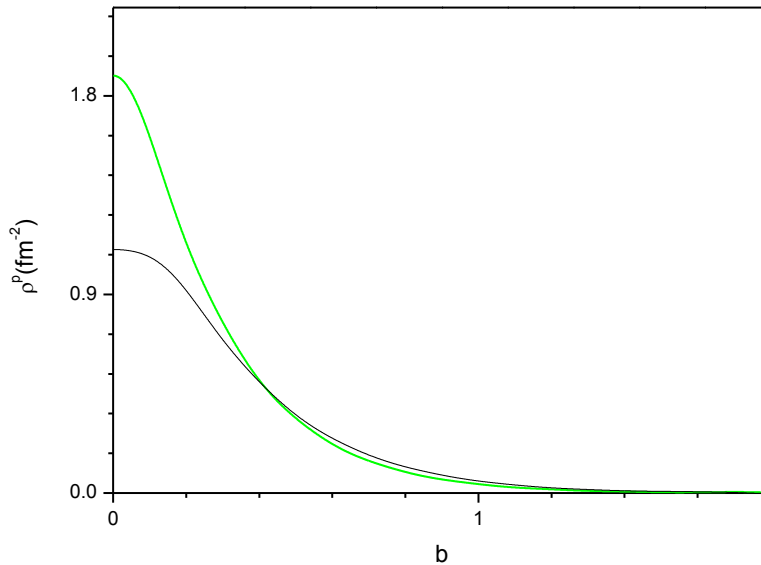
شکل ۳-۲۰: نسبت  $Q^4 F_2^p / \kappa^p F_1^p$ .

در شکل ۳-۲ نمودار فرم فاکتور مغناطیسی پروتون به  $G_D$ ، رسم شده است. در این نمودار  $Q^2$  تا  $6 \text{ GeV}^2$  انتخاب شده است. داده های تجربی تا حدود  $2 \text{ GeV}^2$  وجود داشت و در این قسمت نمودار تطابق خوبی با برخی از این داده ها داشت. تعدادی از داده های تجربی برای این نمودار در همین محدوده  $Q^2$  بالاتر از سطح نمودار بدست آمده است. داده های تجربی تا ناحیه  $2 \text{ GeV}^2$  از نمودار را پوشش داده است. به جز در ناحیه  $2 \text{ GeV}^2 < Q^2 < 3 \text{ GeV}^2$  تطابق خوبی با داده های تجربی نشان می دهد. لازم به ذکر است که در این قسمت تمامی نمودارهای رسم شده مربوط به کارهای ما در این فصل، از زبان برنامه نویسی فرترن بهره گرفته ایم.



شکل ۳-۲: نمودار  $G_E^p / G_D$ .

در ادامه، در شکل ۳-۲۲ نمودار چگالی پروتون، بر حسب فرمی در دو چارچوب متفاوت بریت و چارچوب مختصات تکانه عرضی رسم شده است. این دو نمودار با توجه به روابط داده شده در روابط ۳-۴۷ و ۳-۴۸ محاسبه شده اند.



شکل ۳-۲۲: نمودار مقایسه ای چگالی پروتون در چارچوب بریت (مشکی) و چارچوب مختصات تکانه عرضی (سبز).

### ۴-۳ نتیجه گیری

در این پایان نامه توانستیم فرم فاکتورهای پائولی و دیراک پروتون و همچنین فرم فاکتورهای پائولی و دیراک را برای کوارکهای  $u$  و  $d$  به روش LFWF، به صورت عددی محاسبه کنیم. نتایج این محاسبات در نمودارهای ۳-۱۱ الی ۳-۲۲ نشان داده شده است. داده های تجربی در این شکلها از [۳۴]، [۳۵]، [۳۶]، [۳۷]، [۳۸]، [۴۱]، [۴۴]، [۱۹] و [۲۰] گرفته شده است. همچنین در این نمودارها نسبت هر یک از فرم فاکتورهای کوارکها را بر  $G_D(Q^2) = 1/(1+Q^2/0.71\text{Gev}^2)^2$  نیز اندازه گرفته ایم. نتایج حاصل از این اندازه گیری ها تطابق خوبی با کارهای دیگران داشت. سپس توانستیم چگالی بار را در چارچوب تکانه عرضی و نیز در چارچوب بریت رسم کنیم. در هر دو نمودار با افزایش فاصله از مرکز هسته چگالی کمتر شد تا به صفر رسید. این نمودار نیز تطابق خوبی با کارهای دیگران داشت. در نظر گرفتن  $Q^2$  بالا یکی از برتری های کارهای ما نسبت به بسیاری از

کارهای دیگران بود. در این مورد نیز کارهای خود را با کارهای دیگران مقایسه نمودیم. با مقایسه نمودارهای رسم شده در نتیجه کارهای ما با کارهای دیگران، مشخص شد که روش انتخابی ما در محدوده hard از تابع موج قرار دارد.

در این جا اشاره به این مطلب قابل ذکر است که مدل LFWF یک مدل کوارکی، در مختصات مخروط نوری است، ضمن آنکه با قانون مقیاس بندی سازگار می باشد.

- [1] M.Gell-Mann and Y.Ne'eman.Phys.Lett.8(1964)214.
- [2] O.W.Greenberg,Am.J.Phys.50 (1982) 1074.
- [3] A.D.Martin,Quarks and Leptons(New York:Wilev 1984).
- [4] B.Geyer,D.Robaschik,M.Bordag,and J.Horejsi,Z.Phys.C26(1985) 591.
- [5] D.Muller,D.Robaschik,B.Geyer,F.M.Ditters,J.Horejsi,Fortsch.Phys.42(1994).
- [6] X.Ji,Phys.Rev.Lett.78(1997)610;Phys-Rev.D55(1997)7114.
- [7] A.V.Radyushkin,Phys.Lett.B380(1996)417;Phys.Rev.D56(1997)5524.
- [8] J.C.Collins,L.Frankfurt,M.Strikman,Phys.Rev.D56(1997)2982.
- [9] M.Vanderhaeghen,P.A.M.Guichon,M.Guidal,Phys.Rev.D60(1991)094017.
- [10] M.Burkardt,Phys.Rev.D62(2000)071503,hep-ph/0005108,Erratum-ibid.D66(2002)119903.
- [11] A.D.Martin,W.J.Stirling,R.S.Thorne,and G.Watt, Eur.Phys.J.C63(2009)189.
- [12] D.Muller,D.Robaschik,B.Greyer,F.M.Dittes,and J.Horejsi, Fortschr.Phys.42(1994)101.
- [13] S.J.Brodsky and S.D,Drel, Phys.Rev.D22(1980)2236.
- [14] S.J.Brodsky and D.S.Hwang, Nucl.Phys.B543(1999)239.
- [15] T.Gutshe,V.E.Lyubovitskij,I.Schmidt,and A.Vega,Phy.Rev.D89(2014)054033.
- [16] M.Diehl, DESY,22603 Hamburg,Germany Nucl.Phys .28(2001).
- [17] M.Guidal, progress in particle and Nuclear physics61(2008)89-105.
- [18] Griffiths,David Jeffrey,Introducing to Elementary particle (1987).
- [19] G.D.Cates,C.W.de Jager,S.Riordan,and B.Wojtsekhowski, Phys,Rev.Lett.106(2011)252003.
- [20] M.Diehl and P.Kroll, Eur.Phys.J.C73(2013)2379;  
M.Diehl,,Nucl.Phys.B,Proc.Suppl.161(2006)49.
- [21] G.A.Miller,Annu.Rev.Nucl.Part.Sci.60(2010)1-25.

[۲۲] مباحثی در فیزیک ساختار هسته ای، ب الکس برون، ترجمه علی اکبر مهمان دوست خواجه راد.

[22] N. kumar and H. Dehiya ,Eur. Phy,J.A(2015)51:19.

[23] A.V.Radyshkin, Phy.Rev.D58(1998) 114008.

[24]M. Burkardt ,Phys.Lett,B595 (2004)245.

[25] R.Bradford,A.Bodek, Nucl.Phys B159(2006)127-132.

[26] M.K.Jones,PRL 84 (2000) 1398.

[27] P.Stoler Physical Review C70 (2004) 068202.

[28] R.G.Arnold,Phys.Rev,Lett.57 (1986) ,177.

[29] L.Andihavis,Phys.Rev.D50 (1994) 5491.

[30] M.Guidal, M.V.Polyakov, A.V,Radyushkin, and  
M.Vanderhanghen,Phys.Rev.D72(2005)054013.

[31] P.Stoler, Phys.Rev.Lett.(2003)91172303.

[32] M.Diehl,Th. Feldmann,R.Jakob and P.Kroll,Eur.Phys.J.C39(2005) 1-39.

[33] A.F.Sill et al.,Phys.Rev.D48(1993) 29.

[34] L.E.Price,J.R.Dunning, Jr , M,G.Gotein , k.Hanson, T.Kirk ,and R. Wilson. Phys.Rev  
(1976)023138.

[35] K.M.Hanson, T.Kirk ,and Richard Wilson, Phys.Rev (1976)023138.

[36] R.U.Haq,A.Pandey, and O.Bohigas,Physic.Rev.Lett.80(1998)452.

[37]M.K.Jones et al, Physic.Rev.Lett. 84(2000)1398.

[38]J.Golak, Physic.Rev C 63(2001)034006.

[39] V.Punjabi,C.F.Perdrisat et al,Phy.Rev.C71(2005)055202.

[40] J.C.Bermauer, L.Price , Physic.Lett B524(2002) 26-32.

[41] S.D.Drell and T.M.Yan,Phys.Rev.Lett.24(1970)181.

[42] M. R. Shojaei,N. Sattary Nikkhoo, Nucl.Phys. 943(2015)137-146.

- [43] C.Berger, V.Burkert, G.Knop, B.Langenbeck, and K.Rith, *Phys.Lett.* 358(1971)87.
- [44] K.M.Hanson, J.Dunning, M.Goitein, T.Kirk, L.Price, and R.Wilson, *Phys.Rev.D* 8(1973)753.
- [45] G.A.Miller, *Phys.Rev.Lett.* 99 (2007)112001.
- [46] O.V.Selyugin, O.V.Teryaev, *Phys.Rev.D* 79(2009)033003.
- [47] O.Gayou et al ; *Phys.Rev.Lett.* 88(2002)092301.
- [48] O.Gayou et al ; *Phys.Rev.C* 64(2001) 038202.

## **Abstract**

One of the most objective in order to obtain the elastic form factor, using from General Parton Distribution. However, because of its strong coupling nature, it is difficult to find analytic solution to QCD or to make precise predictions outside of its perturbative domain.

One of the most significant theoretical advances in recent years has been the application of the Ads/QCD corresponding.

The Ads/QCD correspondence is particularly relevant for the description of hadronic form factor.

In this present work we obtained wave function in LF then obtained them in the soft wall Ads/QCD, we also show charge density in the Brite frame and Transvers charge density.

## **Keywords:**

Elastic Distribution Function Scattering, General Parton Distribution, Ads, Light Front Coordinate, Breit Frame, Charge Density.





**Shahrood University of Technology**

**Pardis kharazmi**

**Department of Physics**

**Study of the proton structure function in parton distribution  
by using numerical method**

**Sepide Hosseini Naghavi**

**Supervisor:**

**Mohammad Reza Shojaei**

Winter 2016