



دانشکده فیزیک

رساله‌ی کارشناسی ارشد فیزیک

عنوان

# **تولید بوزون‌های برداری در پراکندگی هادرون-هادرون**

نگارش

سیده حدیث شمس الدین

استاد راهنما

دکتر علی خرمیان

شهریور ۱۳۹۱



دانشکده فیزیک

رساله‌ی دوره کارشناسی ارشد فیزیک

تحت عنوان

تولید بوزون‌های برداری در پراکندگی هادرون-هادرون

ارائه شده توسط

سیده حدیث شمس‌الدین

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

دکتر علی خرمیان (دانشگاه سمنان و IPM)

دکتر مهرداد قمی‌نژاد (دانشگاه سمنان)

دکتر حمیدرضا قلی‌پور (دانشگاه سمنان)

۱- استاد راهنما

۲- استاد مدعو

۳- استاد مدعو

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

خدای من، به من دلی بخش که مشتاق مقام قرب تو شود و زبانی که صدقش به سوی درگاہت بالا  
رود و دیدہ‌ای حقیقت‌بین که به تو تقرب جوید. (فرازی از مناجات شعبانیه)

## سپاس‌گزاری...

حمد و سپاس پروردگار هستی را که به استعانت از او توفیق آن را پیدا نمودم تا از اقیانوس بیکران علم و دانش توشه‌ای برگیرم.

بر خود لازم می‌دانم از استاد راهنمای ارجمندم، جناب آقای دکتر علی خرمیان که به پاس انگیزه‌ها و امیدواری‌هایشان در امر پژوهش، اینجانب را از راهنمایی‌های بی‌دریغشان بهره‌مند ساخته‌اند صمیمانه سپاس‌گزاری نمایم. از اساتید گرانقدر، دکتر مهرداد قمی‌نژاد، دکتر حمیدرضا قلی‌پور و دکتر حمزه خانپور به جهت شرکت در جلسه دفاعیه و ارائه پیشنهادات ارزنده صمیمانه تشکر می‌کنم.

در نهایت سپاس بی‌شائبه دارم از خانواده عزیزم و موفقیت خود را از آغاز دوره تحصیل تاکنون مرهون زحمات آنها هستم. خالصانه تشکر می‌کنم از همسر مهربانم، که در طول دوران تحصیل همواره مشوق اصلی من بودند.

تقدیم به

همسر عزیزم

که همواره مشوق و یاورم بوده است.

سیده حدیث شمس الدین

## چکیده

در این پایان نامه، به فرآیند تولید بوزون برداری در فیزیک LHC می پردازیم. سطح مقطع مربوط بسیار بزرگ است و بازیابی حالت نهایی به علت اثرات مفیدی که در مدهای واپاشی لپتونی دارد، آسان است. چنین فرآیندهایی نقش مهمی در تنوع نشانه های فیزیک جدید بازی کرده و از طرفی به بهتر دانستن فیزیک مدل استاندارد در طبیعت برخورددهنده های هادرونی کمک می کند. ما پیشرفت های اخیر در توصیفات نظری تقریب مرتبه بالای نظریه ی QCD و اثرات الکتروضعیف در تولید بوزون های برداری در LHC را بیان می کنیم. از سوی دیگر به فرآیند Drell-Yan و تولید جفت بوزون برداری در رابطه با جت ها می پردازیم.

پیش بینی هایی را برای سطح مقطع های  $gg \rightarrow H, Z, W$  و  $t\bar{t}$  در LHC ارائه خواهیم داد. همچنین به طور ویژه به وابستگی مقادیر مختلف ثابت جفت شدگی قوی،  $\alpha_s(M_z^2)$  می پردازیم. مقایسه ای بین تابع درخشندگی مربوط به کوارک-آنتی کوارک و گلوئون-گلوئون خواهیم داشت.

واژه های کلیدی: محاسبه  $NLO$  تابع توزیع پارتون - فرآیندهای  $Drell-Yan$  - تولید بوزون برداری -

پراکندگی هادرون-هادرون - سطح مقطع  $Z$  و  $W$

# فهرست مطالب

صفحه	عنوان
ح	پیشگفتار
۱	۱ مقدمه
۳	۲ ثابت جفت‌شدگی قوی
۳	۱.۲ مقدمه
۳	۱.۱.۲ بازبهنجارش‌پذیری و رهیافت‌های آن
۴	۲.۱.۲ آزادی مجانبی و حبس‌شدگی
۴	۳.۱.۲ وابستگی $\alpha_s$ به مقیاس انرژی
۷	۴.۱.۲ اندازه‌گیری ثابت جفت‌شدگی قوی در پراکندگی هادرون-هادرون
۱۱	۳ فرآیندهای Drell-Yan
۱۱	۱.۳ مقدمه
۱۱	۲.۳ فرآیندهای Drell-Yan
۱۲	۱.۲.۳ تاریخچه بوزون‌های برداری
۱۳	۲.۲.۳ کسرهای تکانه پارتونی نمونه
۱۴	۳.۲.۳ جنبش‌شناسی پارتون در LHC
۱۴	۳.۳ سطح مقطع فرآیندهای Drell-Yan
۱۵	۱.۳.۳ فرآیند $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$
۱۶	۲.۳.۳ تصحیح NLO و فاکتور-K
۱۶	۳.۳.۳ سطح مقطع NLO
۱۶	۴.۳.۳ سطح مقطع NNLO برای فرآیندهای Drell-Yan در Q های کوچک
۱۷	۴.۳ مکانیسم Drell-Yan
۱۹	۱.۴.۳ مقیاسی برای سطح مقطع پیوسته
۲۱	۲.۴.۳ درخشندگی
۲۳	۵.۳ فاکتورگیری سطح مقطع

۲۷	تولید بوزون های $Z$ و $W$	۴
۲۷	مقدمه	۱.۴
۲۷	تولید هادرونی بوزون $Z$ و $W$	۲.۴
۲۹	برخوردهای $p\bar{p}$	۱.۲.۴
۳۱	برخوردهای $pp$	۲.۲.۴
۳۲	عدم تقارن بار بوزون $W$	۳.۲.۴
۳۳	سطح مقطع های کلی با توجه به مدل استاندارد	۴.۲.۴
۳۴	قید روی برش هیگز و جرم بوزون $W$	۳.۴
۳۵	اندازه گیری های الکتروضعیف جهانی	۱.۳.۴
۳۵	جرم بوزون $W$	۲.۳.۴
۳۶	اندازه گیری های بعدی	۳.۳.۴
۳۷	مدهای واپاشی هادرونی در مقابل مدهای واپاشی لپتونی	۴.۴
۳۸	سطح مقطع $Z$ و $W$ در $LHC$	۵.۴
۳۸	تولید $gg \rightarrow H$	۱.۵.۴
۴۳	تولید $t\bar{t}$	۲.۵.۴
۴۷	تمایز بین مجموعه داده ها	۶.۴
۴۸	معرفی مدل MSTW08	۱.۶.۴
۴۸	معرفی مدل ABKM10	۲.۶.۴
۵۰	تولید هادرونی جت ها	۵
۵۰	جنبش شناسی و تعریف جت	۱.۵
۵۱	الگوریتم های جت- $k_T$	۱.۱.۵
۵۲	نتایج روی $W$ + جت ها	۲.۱.۵
۵۳	بوزون های برداری + $n$ جت	۳.۱.۵
۵۳	نتایجی از $Z$ + تولید جت ها	۴.۱.۵
۵۶	نتیجه گیری	۶
۵۷	واژه نامه فارسی به انگلیسی	
۵۹	واژه نامه انگلیسی به فارسی	





# لیست تصاویر

صفحه	عنوان
۵	۱.۲ مقدار ثابت جفت‌شدگی قوی $\alpha_s$ به صورت تابعی از انرژی [۱۶].
	۲.۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیری‌های $\alpha_s(M_Z^2)$ و عدم قطعیت گروه‌های مختلف PDF در تقریب NLO.
۹	قسمت‌های سایه‌دار میانگین جهانی $\alpha_s(M_Z^2)$ را نشان می‌دهد [۲۲].
۱۰	۳.۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیری‌های انجام شده در استخراج $\alpha_s$ [۲۳].
	۱.۳ فرآیند Drell-Yan نشان داد که با برهمکنش هادرون نوع A, B تولید بوزون‌های برداری را خواهیم داشت [۲۵].
۱۱	
۱۳	۲.۳ تاریخچه کشف بوزون‌های برداری [۲۵].
۱۳	۳.۳ نمودار $x_A$ بر حسب $x_B$ [۲۵].
۱۴	۴.۳ جنبش‌شناسی پارتون در LHC [۱۴].
۱۵	۵.۳ تولید جفت لپتون در مدل Drell-Yan [۲۳].
۱۷	۶.۳ خلاصه‌ای از اندازه‌گیری‌های $\alpha_s(Q^2)$ [۲۲].
۱۸	۷.۳ مقایسه فاکتور K- در مرتبه‌های مختلف [۲۵].
۱۹	۸.۳ برهمکنش $q(p_a) + q(p_b) \rightarrow e^+(p_\gamma)e^-(p_\gamma)$ [۲۵].
۲۰	۹.۳ نمودارهایی در مرتبه LO و NLO برای فرآیند Drell-Yan [۲۸].
۲۱	۱۰.۳ درخشندگی پارتون از تابع DIS مشتق شده است [۲۵].
	۱۱.۳ مرتبه NLO برای تولید جفت لپتون در برخوردهای $p\bar{p}$ در $\sqrt{s} = 7.8 \text{ TeV}$ با داده‌های CDF از [۳۰] (با دایره‌های توخالی) و [۳۱] (با دایره‌های توپر) نشان می‌دهد. همچنین تابع توزیع پارتون [۳۲] در پیش‌بینی QCD با مرتبه NLO به صورت منحنی نشان داده شده است.
۲۲	
۲۳	۱۲.۳ نمودار درخشندگی برای فرآیند quark-antiquark [۳۲].
۲۴	۱۳.۳ نمودار درخشندگی برای فرآیند $gluon - quark$ [۳۲].

- ۱.۴ نمودار مرتبه LO برای تولید بوزون‌های برداری  $W^\pm$  [۴۱]. . . . . ۲۹
- ۲.۴ چپ: سطح مقطع تولیدی بوزون  $W$  و  $Z$  در Tevatron به عنوان تابعی از تندی بوزون  $y$  برای توزیع پارتون MSTW08 راست: عدم تقارن بوزون (خط های پیوسته)  $W$  با تقریب رابطه ۱۷.۴ (باخط تیره) [۴۱]. . . . . ۳۰
- ۳.۴ چپ: سطح مقطع تولیدی بوزون  $W$  و  $Z$  در LHC به عنوان تابعی از تندی  $y$  برای توزیع پارتون MSTW08 در تقریب LO. راست: عدم تقارن بوزون  $W$  (خط‌های پیوسته) در معادله ۲۱.۴ در  $x = x_1$  و  $x = x_2$  (دو خط تیره) و برای توزیع کوآرک ظرفیت در  $x = x_1$  (خط تیره-نقطه) [۴۱]. . . . . ۳۱
- ۴.۴ عدم تقارن بار الکترونی براساس تابعی ساختگی، از اندازه‌گیری‌های  $D\otimes$  به صورت نقطه نشان داده شده‌اند. و توسط CTEQ خط‌های پیوسته پیش‌بینی شده‌اند و MSTW08 (با خط تیره) در اندازه‌گیری‌های تابع توزیع پارتونی نمایش داده شده است [۴۴]. . . . . ۳۳
- ۵.۴ عدم تقارن بار بوزون  $W$  براساس تابعی از تندی، که توسط CDF اندازه‌گیری شده است (به صورت نقطه). و اندازه‌گیری‌های CTEQ (در بالا) و MRST (در پایین) نشان داده شده است [۴۵]. . . . . ۳۴
- ۶.۴ عدم تقارن بار  $W \rightarrow \ell\nu$  [۵۵]. . . . . ۳۵
- ۷.۴ تولید جفت بوزون برداری در برخوردهای  $pp$  و  $p\bar{p}$  را برای  $\sqrt{s}$ ‌های مختلف [۵۳]. . . . . ۳۵
- ۸.۴ ۹۵ درصد بیضی برای مقدار  $M_W$  اندازه‌گیری شده است. و  $m_t$  (دایره آبی) و بیضی‌های کوچک برای عدم قطعیت‌های بعدی از  $15 GeV$  (دایره مشکی) و  $10 GeV$  (دایره قرمز) [۵۶] یک عدم قطعیت از  $10 GeV$  باید شامل مقداری از ذره هیگز مدل استاندارد، در بالای جهت جریان با حدود کمتر از  $114 GeV$  باشد. . . . . ۳۶
- ۹.۴ سطح مقطع کل  $W^\pm$  و  $Z^0$ ، نمودار برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NLO [۵۵]. . . . . ۳۹
- ۱۰.۴ سطح مقطع کل  $W^\pm$  و  $Z^0$ ، نمودار برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NNLO [۵۵]. . . . . ۴۰
- ۱۱.۴ سطح مقطع کل  $W^+$  و  $W^-$ ، نمودار برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NLO [۵۵]. . . . . ۴۱
- ۱۲.۴ سطح مقطع کل  $W^+$  و  $W^-$ ، نمودار برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NNLO [۵۵]. . . . . ۴۲
- ۱۳.۴ سطح مقطع کلی  $gg \rightarrow H$ ، نموداری برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NLO [۵۵]. . . . . ۴۴
- ۱۴.۴ سطح مقطع کلی  $gg \rightarrow H$ ، نموداری برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NNLO [۵۵]. . . . . ۴۵
- ۱۵.۴ سطح مقطع کلی  $t\bar{t}$ ، نموداری برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NLO، برای  $m_t = 177.3 GeV$  [۵۵]. . . . . ۴۶
- ۱۶.۴ سطح مقطع کلی  $t\bar{t}$ ، نموداری برحسب تابعی از  $\alpha_s(M_Z^Y)$  در NNLO، برای  $m_t = 177.3 GeV$  [۵۵]. . . . . ۴۶

- ۱.۵ نمایش جت مخروطی [۲۸]. . . . . ۵۱
- ۲.۵ نمایش جت سه تایی با الگوریتم خوشه‌ای [۲۳]. . . . . ۵۲
- ۳.۵ نمایش Event بر حسب تعداد جت‌های تولیدی [۲۸]. . . . . ۵۳
- ۴.۵ نمایش تعداد Event و تعدادی از جت‌ها [۲۸]. . . . . ۵۴
- ۵.۵ تصحیحات مرتبه NLO سطح مقطعی از  $W + 0jet$  و  $W + 1jet$  و  $W + 2jet$  با توجه به نتایج LHC [۲۸]. . . . . ۵۴
- ۶.۵ تصحیحات مرتبه LO و NLO برای سطح مقطعی از  $Z+$  جت‌ها [۲۸]. . . . . ۵۵

# لیست جداول

صفحه	عنوان
۸	۱.۲ خلاصه‌ای از اندازه‌گیری‌های گزارش شده برای $\alpha_s$ [۲۱]. . . . .
۳۳	۱.۴ سطح مقطع در $pb$ برای برخوردهایی $p\bar{p}$ در $\sqrt{s} = ۲ TeV$ با خطای آماری $\pm ۱$ . . . . .
۳۴	۲.۴ سطح مقطع در $pb$ برای برخوردهای $pp$ در $\sqrt{s} = ۱۴ TeV$ با خطای آماری $\pm ۱$ تا آخرین رقم. . . . .
	۳.۴ مقایسه بین مجموعه PDF عمده و ویژگی‌های برجسته‌ای با رده‌های اصلی ( شامل داده‌های
۴۸	بالای جدول) و جنبه‌های مهم از رفتارهای تئوری (در پایین جدول) را خواهیم داشت . . . . .
۴۹	۴.۴ فرآیندهای اصلی که داده‌های تجربی آن‌ها در آنالیز گروه MSTW08 مورد استفاده قرار گرفته‌اند. . . . .

# پیشگفتار

در برخورددهنده‌های هادرونی در فرآیند Drell-Yan تولید بوزون‌های  $W$  و  $Z$  برای مطالعه فیزیک برخورددهنده‌های هادرونی بسیار مهم است. هدف اصلی نگارش این پایان‌نامه بررسی تولید بوزون‌های برداری در پراکندگی هادرون-ها درون است.

ساختار این پایان‌نامه به صورت زیر است: در فصل ۱ مروری بر مدل استاندارد و کاربرد آن در فیزیک انرژی‌های بالا اشاره‌ای خواهیم داشت. در ادامه و در فصل ۲ به معرفی یکی از مهمترین کمیت‌های ذرات، یعنی ثابت جفت‌شدگی در نظریه  $QCD$  پرداخته و به جزئیات این کمیت اساسی از دیدگاه نظری توجه خواهیم کرد. همچنین در این فصل مروری مختصر بر اصول  $QCD$  اختلالی، شامل مفاهیم بازهنجارش، حبس‌شدگی و آزادی مجانبی خواهیم داشت. در نهایت مقدار  $\alpha_s$  را در برخوردهای هادرون-ها درون تعیین می‌کنیم. در فصل ۳ فرآیند Drell-Yan معرفی می‌شود. همچنین مقیاسی از سطح مقطع پیوسته ارائه خواهد شد. تصحیح NLO و فاکتور-K در ادامه بیان می‌شود. اندازه‌گیری‌های کلاسیکی در فرآیند Drell-Yan با مقدار کوچک  $Q$  بررسی می‌شود. مروری هم بر عدم تقارن لپتون باردار در Tevatron را خواهیم داشت. در نهایت قیدهایی بر روی برش ذره هیگز و جرم بوزون  $W$  مورد بررسی قرار می‌گیرند. در فصل ۴ فرمول‌های مقدماتی برای سطح مقطع بوزون ضعیف و بحث جزئی در تولید بوزون  $W$  در پراکندگی  $pp$  یا  $p\bar{p}$  بیان می‌شود. در فصل ۵، جنبش‌شناسی جت‌ها و تعریف مختصری از جت‌ها را ارائه خواهیم داد. فصل ۶ به نتیجه‌گیری اختصاص دارد.

# فصل ۱

## مقدمه

مدل استاندارد فیزیک ذرات، بر پایه تئوری الکتروضعیف و برهمکنش‌های قوی استوار است و اساسی برای اندازه‌گیری‌هایی در فیزیک انرژی‌های بالا است. تجربیات در برخورددهنده‌های HERA<sup>۱</sup>، Tevatron و بسیاری دیگر تأیید مدل استاندارد و اندازه‌گیری پارامترهای آن‌ها را اثبات می‌کنند. مدل استاندارد نمی‌تواند به عنوان تئوری کاملی در نظر گرفته شود، زیرا شامل نیروی پایه‌ای چهارم گرانش نیست و شامل پارامترهای آزاد بسیاری است و فقط تعداد کمی از آن‌ها با دقتی بیش از ۱٪ اندازه‌گیری می‌شوند. برخورددهنده‌های جدید پروتون-پروتون و LHC مقدار بزرگی از داده‌های تجربی با درخشندگی بسیار بالا را فراهم می‌آورد که دارای درجه اطمینان‌های آماری کوچکی برای بیشتر فرآیندهای تولیدی است. دانستن هر دو درجه اطمینان نظری و تجربی کلیدی برای کشفیاتی مهم خواهد بود.

پراکندگی ناکشسان ژرف<sup>۲</sup> (DIS) با برخورددهنده‌های هادرون-هادرون نیازمند زمانی برای تولید مقادیر زیادی از رخدادها در مرتبه‌ای که به کمترین عدم قطعیت در پیش‌بینی‌های نظری دست یابیم، است. اگرچه در توابع توزیع پارتونی (PDFs)<sup>۳</sup> یا تخمین عدم قطعیت پیش‌بینی شده برای آن،  $\alpha_s$  یا مقیاس انتخابی از عدم قطعیت، پردازشی را انجام می‌دهند، اما محاسبات کلی نیازمند بازیابی خواهد بود.

علاوه بر این، به کار بردن فاکتور-K امکانات دیگری از NLO در سطح مقطع LO است که همچون یک فاکتور که برای اولین بار محاسبه می‌شود، می‌تواند از لحاظ نسبی در محاسباتی از سطح مقطع LO برای بدست آوردن نتایج NLO باز مقیاس‌سازی شود، اگرچه این روش فقط یک تقریب است.

رد اولین پروتون با انرژی مرکز جرم  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  در LHC در سی‌ام مارس تا چهارم نوامبر ۲۰۱۰ از درخشندگی انتگرالی مشتق شده از شتابدهنده‌های CMS و ATLAS با تقریب  $\sim 50 \text{ pb}^{-1}$ ، صورت گرفت که البته نیمی از آن در یک هفته در آخر اکتبر انجام شد.

اولین سطح مقطع W و Z اندازه‌گیری شده توسط ATLAS و CMS در کنفرانس ICHEP در جولای

<sup>۱</sup>Hadron Electron Ring Accelerator (HERA)

<sup>۲</sup>Deep Inelastic Scattering (DIS)

<sup>۳</sup>Parton Distribution Functions

۲۰۱۰ گزارش شده بود و متعاقباً از درخشندگی انتگرالی با تقریب  $۳۲۰ \text{ pb}^{-۱}$  برای ATLAS [۱] و  $۲۰۱۰ \text{ pb}^{-۱}$  برای CMS [۲] منتشر شد. نتایج اولیه‌ای با داده‌های کامل  $۲۰۱۰$  تنظیم شد که در مارس  $۲۰۱۰$  توسط ATLAS [۳] و CMS [۴] ایجاد شد. تجربیات LHCb نتایج اولیه‌ای برای سطح مقطع  $W$  و  $Z$  [۵] فراهم کرد. در کنفرانس ICHEP اندازه‌گیری‌های سطح مقطع  $t\bar{t}$  با درخشندگی انتگرالی با  $۲۰۱۰ \text{ pb}^{-۱}$  برای ATLAS [۶] و  $۳۷۸ \text{ pb}^{-۱}$  برای CMS [۷] گزارش شد. دوباره، نتایج اولیه‌ای با داده‌های کامل  $۲۰۱۰$  حاضر شد [۸، ۹] و CMS اندازه‌گیری‌هایش را در مسیر دو لپتونی [۱۰] و لپتون + جت‌ها [۱۱] منتشر کرد. جستجوی مدل استاندارد بوزون هیگز  $H$ ، از ترکیب گلوئون-گلوئون از یک حلقه کوارک سر<sup>۴</sup>، نیازمند دقت سطح مقطع نظری می‌باشد. تمام این فرآیندهای موجود ( $gg \rightarrow H$  و  $W, Z, t\bar{t}$ ) در برابر تابع توزیع پارتون‌های (PDFs) پروتون حساس هستند. تابع توزیع پارتون‌های پروتون با چندین گروه از تجزیه و تحلیل جهانی در یک بازه وسیعی از پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) و داده‌های مربوط به پراکندگی سخت تعیین می‌شوند، که در برخوردندهای Tevatron و HERA و از تجربیاتی با هدف ثابت در انرژی مرکز جرم پایین گرفته می‌شوند [۱۲-۱۴].

---

<sup>۴</sup> Top quark

## فصل ۲

# ثابت جفت‌شدگی قوی

### ۱.۲ مقدمه

یکی از نیروهای بنیادین طبیعت، نیروی برهمکنش قوی است. درک این نیرو و بلوک‌های سازنده ماده با نظریه‌ی QCD<sup>۱</sup> امکان پذیر است.

در QCD با استفاده از مفاهیمی مشابه از QED<sup>۲</sup>، برهمکنش کوارک‌ها قابل توصیف است. اگرچه QCD به علت اینکه کوارک‌ها و گلوئون‌ها، مشابه الکترون‌ها و فوتون‌ها در QED، به عنوان ذرات آزاد مشاهده نشده‌اند و در درون هادرون‌ها حبس شده‌اند پیچیدگی بیشتری نسبت به QED دارد. در این فصل به معرفی ثابت جفت‌شدگی در نظریه‌ی QCD پرداخته و به جزئیات این کمیت اساسی از دیدگاه نظری توجه خواهیم کرد. همچنین در این فصل مروری مختصر بر اصول QCD اختلالی، شامل مفاهیم بازهنجارش، حبس‌شدگی و آزادی مجانبی خواهیم داشت. در نهایت مقدار  $\alpha_s$  را در برخوردهای هادرون-هادرون تعیین می‌کنیم.

### ۱.۱.۲ بازهنجارش‌پذیری و رهیافت‌های آن

در نظریه‌ی میدان کوانتومی و مکانیک آماری، به مجموعه‌ای از تکنیک‌های استفاده شده برای ساختن روابط ریاضی با روابط تقریبی بین مقادیر قابل مشاهده - وقتی این فرض استاندارد که پارامترهای تئوری محدود هستند از بین می‌رود- بازهنجارش می‌گویند.

رهیافت‌های بازهنجارش‌پذیری به دو نوع کلی وابسته به جرم و مستقل از جرم تقسیم می‌شوند. هر کدام از این رهیافت‌ها یک ویژگی و یک ایراد دارند. قبل از توصیف رهیافت‌های بازهنجارش، به شرح تئوری Appelquist-Carazzone می‌پردازیم.

---

<sup>۱</sup>Quantum ChromoDynamics

<sup>۲</sup>Quantum ElectroDynamics



در سال ۱۹۷۵ دو دانشمند به نام‌های Appelquist و Carazzone قضیه‌ای معروف به قضیه واشدگی<sup>۲</sup> را اثبات کردند. این قضیه به بیان ساده می‌گوید: در یک تئوری بازهنجارش‌پذیر، اگر از رهیافت بازهنجارش وابسته به جرم استفاده کنیم، ذرات سنگین مستقل از فیزیک انرژی پایین می‌شوند [۱۵]. حال دو رهیافت بازهنجارش وابسته به جرم و رهیافت بازهنجارش مستقل از جرم را توصیف می‌کنیم:

- رهیافت بازهنجارش وابسته به جرم مثل MO<sup>۴</sup>

با توجه به این رهیافت، ذرات سنگین مستقل از فیزیک انرژی پایین می‌شوند، اما در لاگرانژی موثر باید بی‌نهایت جمله را در نظر بگیریم.

- رهیافت بازهنجارش مستقل از جرم مثل MS<sup>۵</sup> یا  $\overline{MS}$ <sup>۶</sup>

رهیافت MS شامل جذب بخش واگرایی تصحیحات تابشی از جملات متقابل است و  $\overline{MS}$  علاوه بر جذب بخش واگرایی به جذب ثابتی که اغلب همراه با این واگرایی در محاسبات نمودار فاینمن وارد می‌شود می‌پردازد. در این رهیافت‌ها می‌توانیم لاگرانژی موثر را براساس دقت محاسبات محدود کنیم و تئوری Appelquist-Carazzone در اینجا صادق نیست و ذرات سنگین وابسته به فیزیک انرژی پایین می‌شوند.

## ۲.۱.۲ آزادی مجانبی و حبس‌شدگی

آزادی مجانبی اشاره بر این دارد که قدرت جفت‌شدگی موثر در فواصل کوتاه، با تکانه انتقالی بزرگ به طور لگاریتمی کاهش می‌یابد و کوارک‌ها و گلوئون‌ها مانند ذرات آزاد رفتار می‌کنند. اگر آزادی مجانبی کشف نمی‌شد، کرومودینامیک کوانتومی نیز از بین می‌رفت. مفهوم حبس‌شدگی این است که جفت‌شدگی  $\alpha_s$  در فواصل بزرگ، با تکانه انتقالی کوچک به طور تقریباً خطی افزایش می‌یابد و به همین علت، نمی‌توان یک کوارک را از درون یک هادرون بیرون کشید و کوارک‌ها همیشه با هم و در داخل هادرون‌ها یافت می‌شوند. لازم به ذکر است که در فیزیک کوانتومی، فاصله بزرگ به  $\Delta s > 1 fm$  (اندازه هسته از یک نوکلئون یکه تا سنگینترین آنان در محدوده‌ی  $1 fm$  تا  $7 fm$  است) و تکانه کوچک به  $Q < 1 GeV$  مربوط می‌شود.

## ۳.۱.۲ وابستگی $\alpha_s$ به مقیاس انرژی

نظریه‌ی QCD وابستگی انرژی به ثابت جفت‌شدگی را پیش‌بینی می‌کند، در حالی که مقدار واقعی  $\alpha_s$  در انرژی داده شده یا در مقیاس چاربردار تکانه انتقال یافته  $Q^2$ ، پیش‌بینی نشده است و باید از طریق تجربی

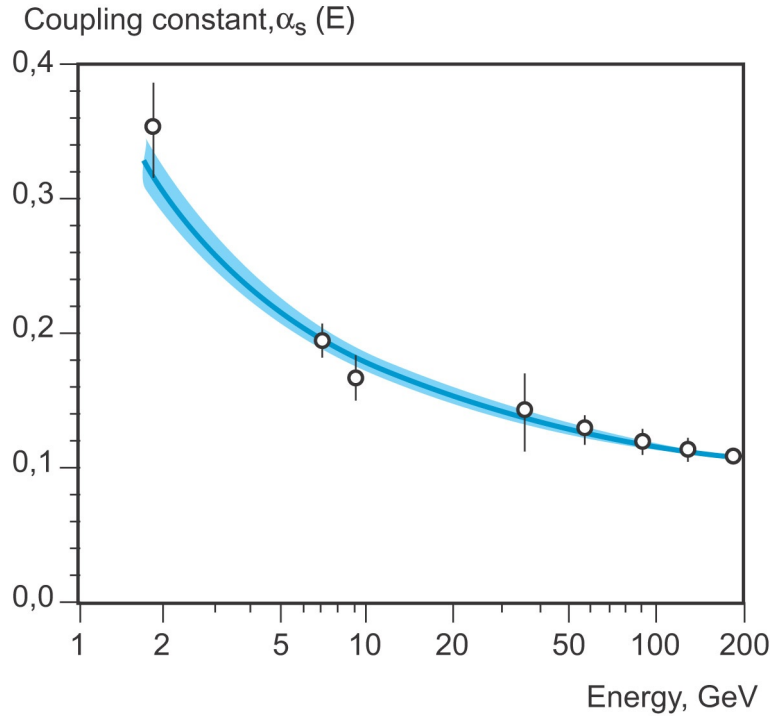
<sup>۲</sup>Decoupling Theorem

<sup>۴</sup>Momentum Subtraction

<sup>۵</sup>Minimal Subtraction

<sup>۶</sup>Modified Minimal Subtraction

تعیین شود. در شکل ۱.۲ ثابت جفت‌شدگی  $\alpha_s$  به عنوان تابعی از مقیاس انرژی نمایش داده شده است.



شکل ۱.۲: مقدار ثابت جفت‌شدگی قوی  $\alpha_s$  به صورت تابعی از انرژی [۱۶].

اگر جفت‌شدگی بازهنجارش شده  $\alpha_s(\mu^2)$  در یک مقیاس  $\mu^2$  که به طور دقیق اندازه‌گیری شده باشد، تعیین شود، QCD به طور دقیق می‌تواند با استفاده از معادله گروه بازهنجارش<sup>۷</sup> اندازه  $\alpha_s$  را در مقیاس انرژی  $Q^2$  دیگر، پیش‌بینی کند

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s(Q^2)}{\partial Q^2} = \beta(\alpha_s(Q^2)). \quad (1.2)$$

تئوری اختلال که بر اساس آزادی مجانبی بیان شده است، بسط اختلالی تابع  $\beta$  را بر اساس پارامترهای جفت‌شدگی به صورت زیر بیان می‌کند

$$\beta(\alpha_s(Q^2)) = -\beta_1 \alpha_s^2(Q^2) - \beta_2 \alpha_s^3(Q^2) - \beta_3 \alpha_s^4(Q^2) - \beta_4 \alpha_s^5(Q^2) - O(\alpha_s^6). \quad (2.2)$$

<sup>۷</sup>Renormalization Group Equation (RGE)

توابع  $\beta$  در رهیافت  $\overline{MS}$  تا چهار حلقه به صورت زیر محاسبه شده‌اند [۱۷]

$$\begin{aligned}\beta_0 &= \left[ 11 - \frac{2}{3}n_f \right] \\ \beta_1 &= \left[ 102 - \frac{38}{3}n_f \right] \\ \beta_2 &= \left[ \frac{2857}{2} - \frac{5033}{18}n_f + \frac{325}{54}n_f^2 \right] \\ \beta_3 &= 29243/10 - 6946/30 n_f - 405/0.89 n_f^2 + \frac{1093}{729} n_f^3.\end{aligned}\quad (3.2)$$

ثابت‌های عددی در معادله ۳.۲ توابعی از ثابت‌های گروه  $C_A$  و  $C_F$  هستند که برای QCD،  $C_A = 3$  و  $C_F = \frac{4}{3}$  است.  $\beta_0$  و  $\beta_1$  مستقل از رهیافت بازهنجارش هستند. اما ضرایب  $\beta$  از مراتب بالاتر، وابسته به رهیافت هستند. ضرایب  $\beta_3$  تا دقت شش رقم ساده شده‌اند.

با در نظر گرفتن  $\beta_1$  و جملاتی از مراتب بالاتر با توجه به روابط ۳.۲، یعنی حل یک حلقه‌ای (LO)

معادله گروه بازهنجارش، خواهیم داشت

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2)\beta \ln \frac{Q^2}{\mu^2}}. \quad (4.2)$$

در این صورت  $\alpha_s(Q^2)$  برحسب  $\alpha_s(\mu^2)$  بیان می‌شود که یکی از روش‌های پارامتری کردن  $\alpha_s(Q^2)$  است. مشخص است که در QCD برخلاف QED نمی‌توانیم از  $Q^2 = 0$  شروع کنیم. زیرا در این انرژی  $\alpha_s$  بسیار بزرگ است. باید مکانی را به عنوان مرجع در نظر بگیریم که برای بسط اختلالی، به اندازه کافی کوچک باشد. به این دلیل است که  $\alpha_s(Q^2)$  برحسب  $\alpha_s(\mu^2)$  و نه  $\alpha_s(0)$  بیان می‌شود مشروط به این که  $\alpha_s(\mu^2) < 1$  باشد، مهم نیست که  $\mu^2$  را چه مقداری انتخاب کنیم.

برای مقادیر معمول  $5 \dots 2 = n_f$ ،  $\alpha_s(Q^2)$  برای  $(100 \text{ MeV} \dots 1 \text{ GeV})$  بیشتر از یک

می‌شود.

مشخص است که این ناحیه‌ای است که بسط‌های اختلالی  $\alpha_s$  به هیچ عنوان معنادار نیستند پس باید مقیاس‌های انرژی  $\mu^2$  و  $Q^2$  کمتر از  $1 \text{ GeV}$  را به عنوان ناحیه غیراختلالی، که جس‌شدگی شروع می‌شود و معادلات (۱.۲) و (۲.۲) قابل استفاده نیستند، در نظر بگیریم.

با وارد کردن  $\beta_1$  و جملاتی از مرتبه بالاتر، روابط پیچیده‌تری از  $\alpha_s(Q^2)$  بدست می‌آید که می‌تواند

مستقیماً توسط انتگرال مرتبه چهار رانگ-کوتا<sup>۸</sup> حل شود [۱۶، ۱۸].

<sup>۸</sup>C.Runge , M.W. Kutta

## ۴.۱.۲ اندازه‌گیری ثابت جفت‌شدگی قوی در پراکندگی هادرون-هادرون

تعیین  $\alpha_s$  در برخوردهای هادرون-هادرون ( $p\bar{p}$ ,  $pp$ ) با مقایسه مستقیم سطح مقطع‌های فوتون، کوارک سنگین و بوزون  $W$  به علاوه جت‌ها در مرتبه NLO انجام می‌شود. اندازه‌گیری براساس تولید جت خالص در تصحیحات NLO فقط برای مورد دوجتی ممکن است و هنوز در تولید چند جتی‌ها کامل نشده است. دستیابی‌های دقیق بدست آمده در تعیین هادرون-هادرون کمتر از فرآیندهای  $e^+e^-$  و لپتون-هادرون است، زیرا داده‌های تجربی و عدم قطعیت‌های نظری به هادرون‌های بدست آمده وابسته است. قبل از هر چیز، عدم قطعیت‌های زیادی در رابطه با توزیع‌های پارتونی از هادرون‌های بدست آمده وجود دارد. حالت نهایی هادرونیکی چون فقط شامل تولیدات جانشین فرآیندهای سخت نیست، غالباً بسیار پیچیده است. اما اغلب بقایای پارتون‌های نرم مشاهده‌پذیر و واکنش‌های آن‌ها را در نظر می‌گیریم، یعنی آن‌هایی که شامل جانشین فرآیند سخت نیستند. به علاوه در بیشتر موارد، طبیعت و جنبش‌شناسی جانشین فرآیند سخت کمتر شناخته می‌شود. در بین بهترین فرآیندهای شناخته شده در برخوردهای هادرون-هادرون، به بوزون‌های برداری و تولید جت‌ها می‌توان اشاره کرد که در بخش‌های بعد توضیح داده می‌شوند. از نسبت این دو سطح مقطع، برای بوزون  $W$  با همکاری‌های UA1 [۱۹] و UA2 [۲۰] در CERN بدست می‌آید

$$\begin{aligned}\alpha_s(Q^2) &= 0.127 \pm 0.026(stat.) \pm 0.034(sys.) \quad (UA1), \\ \alpha_s(Q^2) &= 0.123 \pm 0.118(stat.) \pm 0.017(sys.) \quad (UA2).\end{aligned}\quad (5.2)$$

با ترکیب این نتایج و تبدیل مقیاس  $M_W$  به  $M_Z$  نتایج بدست آمده در جدول ۱.۲ را ببینید. جانشین فرآیند سخت مانند تولید بوزون  $W$  در تکانه انتقالی بزرگ است. تفاوت بین  $\sigma(pp \rightarrow \gamma X)$  و  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow \gamma X)$  در مرتبه‌ای که سهم شناخته شده‌ی ناچیز نسبیتی توزیع کوارک دریا و گلوئون در پروتون نادیده گرفته می‌شود، اندازه‌گیری شده است. مقیاس  $Q$  با تکانه انتقالی فوتون  $p_T \approx 4 GeV$  تنظیم شده است و نتایج نشان داده شده را آورده‌اند.

فرآیند هادرونی دیگر که برای تعیین  $\alpha_s$  بیان شده است تولید کوارک سنگین است. همکاری UA1 [۱۹] نتایج بدست آمده از یک مقایسه بین داده‌ها در تولید  $b\bar{b}$  و محاسبات  $O(\alpha_s)$  را نشان داده است [۲۰]. برای یک تلاش اولیه برای استخراج  $\alpha_s$  از نسبت  $jet - jet$  انجام شد [۲۰]. با استنتاج تمام اندازه‌گیری‌های  $\alpha_s$  در  $Q = M_Z$ ، نتایجی در ستون چهارم جدول ۱.۲ آمده است و به طور ترسیمی در شکل ۲.۲ و ۳.۲ نیز نشان داده شده است.