بسم الله الرحمن الرحیم

کلیه حقوق مادی مرتبط با نتایج مطالعات ، ابتکارات و
نوآوری های ناشی از تحقیق موضوع
این پایان نامه متعلق به دانشگاه رازی است .

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه جهت اخذ درجه دکتری رشته ی فیزیک گرایش ذرات بنیادی

عنوان پایان نامه

ترکش دوکوارک سنگین به باریون های سنگین

استاد راهنما:

پروفسور محمد علی گومشی نوبری

نگارش :

توفیق اوسطی

شهریور ماه – ۱۳۸۹

دانشکده علوم

گروه فیزیک

پایان نامه جهت اخذ درجه دکتری رشته ی فیزیک گرایش ذرات بنیادی

عنوان پایان نامه

ترکش دوکوارک سنگین به باریون های سنگین

نگارش :

توفیق اوسطی

در تاریخ ۸۹/۶/۲۴ توسط هیأت داوران زیر بررسی و با درجه ی ..... به تصویب نهایی رسید.

۱– استاد راهنما پروفسور محمدعلی گومشی نوبری با مرتبه ی علمی استاد امضاء

۲- استاد داور خارج از گروه پروفسور شهریار بایگان با مرتبه ی علمی استاد امضاء

۳ – استاد داور خارج از گروه دکتر رضا سپه وند با مرتبه ی علمی استادیار امضاء

۴ – استاد داور داخل گروه دکتر غلامرضا برون با مرتبه ی علمی دانشیار امضاء

شهریورماه - ۱۳۸۹

تشکر و سپاسگزاری

بی شک ورود به مقطع تحصیلی دکتری و فارغ التحصیل شدن از آن برای هر کسی از جمله اینجانب افتخار بزرگی محسوب می شود . بدون شک این امر مهم برای اینجانب میسر نمی شد مگر با کمک و تشویق عزیزانی که برخود لازم می دانم با کلماتی هر چند قاصر از آنها تشکر و قدردانی نمایم. ابتدا از استاد بزرگوار و گرانقدر جناب آقای پروفسور محمد علی گومشی نوبری که استاد راهنمای اینجانب بوده و زحمات زیادی را متحمل شدند تشکر و قدردانی نمایم.

از همراهی ها ، تشویق و دعای خیر همسر گرامیم که در مدت تحصیل یار و یاور من بوده و بدون هیچ عذر و منتی با فراهم نمودن محیطی آرام و پر از عشق و محبت در خانه ، شرایط لازم را برای ادامه تحصیل و تحقیق مطالعه اینجانب فراهم می نمود ، و رنج و زحمت مسائل تربیتی و آموزش فرزندان عزیزمان آرمین و آرین را به عهده داشتند صمیمانه تشکر و قدردانی نمایم. امید است که در سایه توجهات حضرت حق بتوانم گوشه ای از زحمات ایشان را جبران کنم.

از داوران محترم جناب آقای دکتر رضا سپه وند و دکتر غلامرضا برون که دلسوزانه پایان نامه اینجانب را مطالعه کرده و تذکرات ارزنده ای جهت اصلاح آن ارائه دادند تشکر و قدردانی می نمایم همچنین از جناب پروفسور شهریار بایگان نیز بخاطر مطالعه پایان نامه و شرکت در جلسه دفاعیه اینجانب تشکر و قدردانی می نمایم.از مدیریت محترم گروه فیزیک جناب آقای دکتر اردشیر رابعی و سایر اساتید گروه ، آقایان دکتر مرادیان ، دکتر تکوک ، دکتر مرادی ، دکتر موسوی ، دکتر منصوری ، دکتر فتحعلیان به خاطر مساعدتها و محبت های بی دریغ که در حق بنده داشتند تشکر و قدردانی می نمایم . از دوست عزیزم آقای دکتر جلیل ناجی نیز به خاطر همکاری و همراهی و مساعدتهایی که در حق بنده داشتند کمال تشکر می نمایم. بدون شک یاد و خاطره روزها و شب هایی که تا دیروقت در گروه فیزیک روی موضوع محاسبه تابع ترکش و سطح مقطع تولید باریونهای با سه طعم سنگین بحث های جدی و جدال برانگیزی داشتیم همواره در ذهن باقی خواهد ماند. در اینجا لازم می دانم از دوست عزیزم جناب آقای مهندس برهان ارغوانی نیا و سایر اساتید محترم گروه فیزیک دانشگاه آزاد اسلامی واحد کرمانشاه نیز تشکر و قدردانی کنم. از دوستان عزیزم در آموزش و پرورش ، آقای بختیار فخری معاونت آموزش متوسطه ناحیه ۳ کرمانشاه و آقای زنگنه مدیر متوسطه ناحیه ۳ نیز بخاطر لطف ها و محبت هایی که در حق بنده داشتند کمال تشکر و قدردانی می نمایم. همچنین از آقای حاج بهمن کرانی مدیر محترم

دبیرستان نمونه دولتی جواد الائمه (ع) و معاون محترم ایشان آقای مسعود نجفی علاوه بر اینکه یار و یاور و مشوق بنده بودند ، بلکه صدها انسان فرهیخته را تحویل جامعه داده اند، تشکر و قدردانی می نمایم. همچنین از دبیران فرهیخته و برجسته شهرمان کرمانشاه، آقایان : مهراندیش شریعت زاده ، کرباسی ، فرجی ، اکبری ، شیخ حسینی ، میربیگی ، شهرام مرادی ، ایرج مطاعی ، محمدعابد محمدی ، و سایر عزیزانی که اسم آنها از قلم افتاده به خاطر تشویق ها و محبت های بی دریغشان تشکر و قدردانی می نمایم. از برادران عزیزم احمدآقا و محمد که در تنگناها و مشکلات خانوادگی همواره یار و یاور بنده بوده اند نیز کمال تشکر می نمایم آرزوی موفقیت و شادکامی آنان را از خداوند منان خواستارم. در پایان از سرکار خانم ولدیان که با حوصله و صبر و تحمل زحمت تایپ این پایان نامه را به عهده داشتند ، تشکر می کنم.

تقدیم به

همسر گرامیم

و

پسران عزیزم آرمین و آرین

چکیده

دراین کار تولید ترکشی باریونهای با سه طعم سنگین را از طریق ترکش دوکوارکهای سنگین نرده ای bc و برداری cc مورد مطالعه قرار داده ایم. دلیل اصلی برای انجام این کار از این واقعیت ناشی می شود که احتمالهای کل ترکش برای تولید باریونهای با سه طعم سنگین از ترکش کوارکهای سنگین بسیار کوچک می باشند. ما امیدواریم که در ترکش دوکوارکها این احتمالهای کل ترکش افزایش پیدا کند که در آن دوکوارکها به صورت نرده ای و یا برداری ظاهر می شوند. برای توصیف این چنین ذراتی به عنوان ذره های سازنده باید ضرایب شکل آنها را نیز اعمال کنیم. گرچه در مورد دوکوارک نرده ای ضریب شکل تابع Q^2 و یک پارامتر آزاد می باشد ولی در مورد دوکوارک برداری نیازمند دو ضریب شکل کروموالکتریک وکرومومغناطیس و پارامترهای آزاد بیشتری هستیم. در این تحقیق در ابتدا توابع ترکش را برای تولید باریونهای Ω_{bbc} و Ω_{bcc} از ترکش دوکوارک نرده ای bc محاسبه کردیم. سپس نتایج به دست آمده را با نتایج ناشی از ترکش کوارکهای سنگین b و c مقایسه نمودیم به نظر می رسد که هدف ما برآورده شده است زیرا احتمالهای ترکش حداقل یک مرتبه بزرگتر شده اند. سپس روی تولید Ω_{ccc} که سبکترین باریون با سه طعم سنگین بعد از Ξ_{cc} است تمرکز نمودیم. محدودیت ناشی از آمار فرمی باعث می شود که cc بصورت برداری باشد. ما در انجام این کار موفق شدیم توابع ترکش را برای Ω_{ccc} در حالت‌های مختلف اسپینی دوکوارک cc بدست آوردیم. مجدداً نتایج بدست آمده با نتایج ناشی از ترکش کوارک c قابل مقایسه است.

فهرست مطالب

عنوان **صفحه**

فصل اول : دینامیک کوانتومی رنگ

۱-۱ - تاریخچه QCD ۲

۱ – ۲- رنگ ۷

۱ -۳ - ناوردایی پیمانه ای ۹

۱ -۴ - $SU(3)_C$ و لاگرانژی QCD ۱۰

۱ - ۵ - QCD اختلالی ۱۴

۱ – ۵- ۱ - QCD در سطح درختی ۱۴

۱ – ۵ – ۲- اندازه گیری α_S ۱۷

۱ – ۵- ۳ - پراکنده گی ناکشسان ژرف ۲۰

۱ – ۶ - کوارک های سنگین ۲۴

۱ –۷- مقایسه QCD با QED ۲۶

۱-۸ - قوائد فاینمن برای QCD ۳۰

۱ – ۸- ۱ بیان قواعد فاینمن برای محاسبه نمودارهای سطحی در QCD ۳۲

۱ –۹- برهمکنش کوارک – پادکوارک ۳۴

۱ –۱۰- برهمکنش کوارک – کوارک ۳۵

۱ –۱۱ - پدیده حبس ۳۶

۱ – ۱۲ - آزادی مجانبی ۳۷

۱ – ۱۳ - بحث و نتیجه گیری ۳۸

فصل دوم: دوکوارک ها

۲ – ۱- مدل های هادرونی ۴۴

۲ – ۲ - همبستگی دوکوارک ها در باریونها ۴۵

۲ – ۳ - خواص استاتیکی باریون ها ۴۶

۲ – ۴ - جریان رأس دو کوارک – دوکوارک ۴۷

۲ – ۵ - ترکش دوکوارک ۴۸

۲-۶ - بحث و نتیجه گیری ۵۰

فصل سوم : تولید ترکشی با ریون های سنگین

۳ – ۱- باریون های با سه طعم سنگین ۵۵

۳– ۲ - روش اختلال کوارک – گلوئون ۵۵

۳-۳ - فرمول بندی توابع ترکش نوبری – سپه وند ۵۶

فهرست مطالب

عنوان **صفحه**

۳ -۴ - روش اختلال کوارک – دوکوارک ۶۱

۳-۴-۱ - تولید باریون های با سه طعم سنگین در مدل کوارک – دوکوارک..... ۶۲

۳-۴-۲ - تولید باریون های با سه طعم سنگین در حالت پایه در چارچوب مدل کوارک – دوکوارک.....۶۵

۳-۵ - ترکش دوکوارک به باریون های با سه طعم سنگین.....۶۸

۳-۶ - بحث و نتیجه گیری ۶۹

فصل چهارم : توابع ترکش دوکوارک نرده ای bc به باریون های با سه طعم سنگین

۴-۱ - توابع ترکش ۷۳

۴ – ۱ -۱ - سینماتیک ۷۳

۴-۱-۲- تابع ترکش دوکوارک نرده ای bc به باریون های با سه طعم سنگین ۷۵

۴-۲ - ترکش کوارک سنگین به دوکوارک نرده ای..... ۷۷

۴-۳ - تولید باریون سنگین در ترکش دو مرحله ای..... ۷۹

۴-۴- بحث و نتیجه گیری..... ۸۱

فصل پنجم : توابع ترکش دوکوارک برداری cc به باریون های سنگین $\Omega_{ccc}^{(\frac{1}{2})'}$ **و** $\Omega_{ccc}^{\frac{3}{2}}$

۵ – ۱ - سینماتیک..... ۸۶

۵ -۱-۱ - محاسبه تابع ترکش ۸۷

۵-۲ - جریان ها ، توابع موج باریون و ضرایب شکل دو کوارک ۸۹

۵-۳- محاسبه تابع ترکش دوکوارک برداری cc به باریون $\Omega_{ccc}^{(\frac{1}{2})'}$.....۹۰

۵ -۴ - محاسبه تابع ترکش دوکوارک برداری cc به باریون ۹۲

۵ – ۵ - تولید باریون های سنگین در یک ترکش دو مرحله ای..... ۹۴

۵ – ۵ – ۱- تابع ترکش دوکوارک cc ۹۶

۵ – ۶ - بحث و نتیجه گیری..... ۹۸

فصل ششم : خلاصه ، بحث و نتیجه گیری

منابع و مأخذ..... ۱۱۶

چکیده انگلیسی ۱۲۰

فهرست شکل ها

عنوان **صفحه**

شکل ۱-۱- نمودار فاینمن برای $\tau^- \to \nu_\tau + X$ ۸

شکل ۱-۲ - رأس های اساسیQCD ۱۲

شکل ۱-۳ - $e^+e^- \to hadrons$ ۱۴

شکل ۱ – ۴ - قطبش هادرونی خلاء ۱۵

شکل ۱ – ۵ - داده های تجربی برای $R_{e^+e^-}$ برگرفته از مرجع [۱۱] ۱۶

شکل ۱ – ۶ - نمودارهای مرتبه پیشرو برای تولید سه جتی ۱۶

شکل ۱ – ۷ - مجموعه ای از داده ها جهت محاسبه $\alpha_s^{\overline{MS}}(M_Z)$ [۱۲] ۱۹

شکل ۱ – ۸ - وابستگی ثابت تزویج روان $\alpha_s^{\overline{MS}}(Q)$ به انرژی [۱۲] ۱۹

شکل ۱ – ۹ - پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون – پروتون ۲۱

شکل ۱ – ۱۰- شواهد مبنی بر مقیاس بندی بیورکن [۱۲] ۲۲

شکل ۱ – ۱۱ - پراکندگی ناکشسان ژرف الکترون – پروتون در چارچوب بریت..... ۲۲

شکل ۱ – ۱۲ - شواهد آزمایشی تخطی از پیمایش بیورکن [۱۵] ۲۴

شکل ۱ – ۱۳ - مقادیر جرم های کوارک برگرفته از مقاله مروری بر ویژگی هـای ذرات ۲۰۰۴[۱۶] . جدیـدترین داده ها به شکل نقطه ای در بالای هر نقشه نشان داده شده است. ۲۶

شکل ۱ – ۱۴ - ذره باردار e وارد می شود و فوتون را جذب و یا دفع می کند و سپس خارج می شود ۲۷

شکل۱- ۱۵ - برهمکنش بین دو الکترون..... ۲۷

شکل ۱ – ۱۶ - کوارک q وارد می شود و گلوئون را جذب یا گسیل می کند سپس خارج می شود..... ۲۸

شکل ۱ -۱۷ - برهمکنش بین دو کوارک در پایین ترین مرتبه ۲۸

شکل ۱ – ۱۸ - تغییر رنگ کوارک..... ۲۸

شکل ۱ – ۱۹- (الف) گره های چهار گلوئونی(ب) گره های سه گلوئونی ۲۹

شکل ۱ –۲۰- یک کوارک قرمز به یک کوارک پاد آبی تبدیل و یک گلوئون قرمز– پادآبی منتشر می کن..... ۳۰

شکل ۱ – ۲۱ – (الف) رأس چهارگلوئونی (ب) رأس سه گلوئونی ۳۲

فهرست شکل ها

عنوان **صفحه**

شکل ۱ – ۲۲ - برهمکنش کوارک – پادکوارک در پایین ترین مرتبه اختلال.....۳۴

شکل ۲ -۱ - نمودار فاینمن در اولین مرتبهٔ اختلالبرای رأس DgD ۴۷

شکل ۳ – ۱ - دیاگرام های فاینمن سهیم در تولید حالت های مختلف Ω برای مرتبهٔ پیشرو ، در پایین ترین مرتبه اختلال QCD ۵۶

شکل ۳ – ۲ - دیاگرام های فاینمن در پایین ترین مرتبه اختلال QCD ، که ترکش یک کوارک سنگین Q_i را به یک باریون Ω نشان می دهند ۵۷

شکل ۳-۳ - توابع ترکش کوارک های c وb به باریون های با سه طعم سنگین Ω که تا مقیاس مورد نیاز برای LHC تحول داده شده اند. ۶۱

شکل ۳-۴ - نمودار فاینمن در پایین ترین مرتبهٔ اختلال برای ترکش یک کوارک سنگین (Q) به یک باریون با سه طعم سنگین $(\Omega_{Q'Q"Q"})$ در مدل کوارک – دوکوارک ۶۳

شکل ۳ – ۵ - توابع ترکش برای $b \to \Omega_{bbc}$ و $c \to \Omega_{bcc}$ بدست آمده در مدل کوارک – دوکوارک (خط پر) که با آنهایی در روش کاملاً اختلالی در مرجع [۸۲] مقایسه شده است(خط چین).....۶۵

شکل ۳-۶ - تابع ترکش $c \to \Omega_{ccc}$ محاسبه شده از روش کاملاً اختلالی و روش کوارک – دوکوارک.....۶۸

شکل ۴-۱ - نمودار فاینمن در اولین مرتبهٔ اختلال برای ترکش کوارک به باریون در مدل کوارک – دوکوارک. ۷۲

شکل ۴-۲ - نمودار فاینمن در پایین ترین مرتبهٔ اختلال برای تولید باریون B در ترکش دوکوارک نرده ای.....۷۳

شکل ۴-۳ - ترکش یک کوارک سنگین به دوکوارک نرده ای در پایین ترین مرتبهٔ اختلال QCD. ۷۸

شکل ۴-۴ - رفتار تابع ترکش (۴-۲۱) بدست آمده از محاسبات ما که با تابع ترکش بدست آمده توسط فالک در مرجع [۸۰] مقایسه شده است. ۷۹

شکل ۴ - ۵ - رفتار تابع ترکش (۴- ۱۸) برای ترکش دوکوارک نرده ای bc به باریون های سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} ۸۰

شکل ۴- ۶ - رفتار تابع ترکش بدست آمده از حلقه (۴-۲۴) با استفاده از تابع ترکش دوکوارک (۴-۲۱) و تابع ترکش باریون (۴- ۱۸) ۸۱

فهرست شکل ها

عنوان **صفحه**

شکل ۵-۱ - نمودار فاینمن در اولین مرتبهٔ اختلال برای تولید یک باریون سنگین از ترکش کوارک سنگین Q در مدل کوارک – دوکوارک ۸۵

شکل ۵-۲ - نمودار فاینمن در پایین ترین مرتبهٔ اختلال برای تولید باریون B در ترکش دوکوارک برداری cc ۸۶

شکل ۵ -۳ - نمودار فاینمن در اولین مرتبه اختلال برای $c \to cc$ ۹۵

شکل ۵-۴ - رفتار تابع ترکش $D_{cc\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0)$ بر حسب z از محاسبات ما (خط پر)با تابع ترکش بدست آمده در مرجع [۸۰] مقایسه شده است (منحنی خط چین). ۱۰۵

شکل ۵ - ۵ - رفتار تابع ترکش $D^{(\frac{1}{2})'}_{cc\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0)$ بر حسب z ۱۰۵

شکل ۵ – ۶ - رفتار تابع ترکش $D^{(\frac{1}{2})'}_{c\to cc\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0)$ بر حسب z ۱۰۵

شکل ۵ – ۷ - رفتار تابع ترکش $D^{\frac{3}{2}}_{cc\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0)$ بر حسب z ۱۰۶

شکل ۵ – ۸ - رفتار تابع ترکش $D^{\frac{3}{2}}_{c\to cc\to\Omega_{ccc}}(z,\mu_0)$ بر حسب z ۱۰۶

فهرست جدولها

عنوان **صفحه**

جدول ۱-۱ - قدرت نسبی نیروهای بنیادی برای دو پروتون ۳۸

جدول ۱-۲ - اعدا کوانتومی کوارک :Q بارالکتریکی،B عدد باریونی،S شگفتی،C دلبربایی،b زیبایی وt سر..۳۹

جدول ۱-۳ - جرم برهنه و جرم مؤثر کوارک ها. ۴۰

جدول ۳-۱ - احتمال کل ترکش (.F.P) و پارامتر متوسط ترکش <z> حالت های مختلف باریون Ω با سه طعم سنگین در مقیاس اولیه ترکش μ_0 برای دو طیف جرمی متفاوت از کوارک های شرکت کننده در فرآیند ترکش..... ۵۹

جدول ۳-۲ - احتمال کل و متوسط پارامتر ترکش برای $c \to \Omega_{ccc}$ برای تکانه های عرضی مختلف.....۶۰

جدول ۳-۳ - سطح مقطع کل تولید باریون های با سه طعم سنگین از ترکش کوارک b یا c در شتابدهندهٔ LHC بر حسب پیکوبارن (Pb) ۶۰

جدول ۳-۴ - احتمالات ترکش (.F.P) و پارامتر متوسط ترکش <z> به شکلی که در مرجع [۶۵] بدست آمده با مقادیر بدست آمده از مدل کوارک – دو کوارک مقایسه شده است.....۶۴

جدول ۳-۵ - سطح مقطع کل بر حسب Pb برای Ω_{bbc} و Ω_{cbc} در ترکش کوارک های cوb که برای شتابدهنده LHC در مدل کوارک – دوکوارک در مقیاس $\mu = ۲\mu_R$ بدست آمده با مقادیری که برای سطح مقطع کل بر حسب Pb برای شتابدهندهٔ LHC در روش کاملاً اختلالی در مرجع [۶۵] بدست آمده مقایسه شده اند که توافق خوبی را میان هر دو روش را نشان می دهد..... ۶۴

جدول ۳-۶ - احتمالات کل ترکش (.F.P) و پارامتر متوسط ترکش <z> و سطح مقطع کل تولید حالت های باریونی $\Omega_{QQ'Q''}$ در مقیاس $\mu = ۲\mu_R$ و همچنین مقادیر Q_S و Q_V ۶۸

جدول ۴-۱ - مقایسه احتمالات کل ترکش (F.P) و پارامتر متوسط ترکش <z> برای تولید باریون های سنگین Ω_{bbc} و Ω_{bcc} در ترکش کوارک سنگین b با استفاده از نظریه کاملاً تختلالی QCD با مقادیر مشابه که در ترکش کوارک سنگین نرده ای bc در چارچوب مدل کوارک – دو کوارک محاسبه شده اند ۸۱

جدول ۴-۲ - مقایسه احتمالات کل ترکش (F.P) و پارامتر متوسط ترکش (<z>) روش کاملاً اختلالی با نتایج مشابه که از طریق ترکش دو مرحله ای به دست آمده است. ۸۱

فهرست جدول ها

عنوان **صفحه**

جدول ۴-۲ - مقایسه احتمالات کل ترکش (F.P) و پارامتر متوسط ترکش (<z>) روش کاملاً اختلالی با نتایج مشابه که از طریق ترکش دو مرحله ای به دست آمده است. ۸۱

جدول ۵-۱ - سطح مقطع تولید Ω_{ccc} در ترکش کوارک سنگینc [۸۲ و ۸۳] ۹۸

جدول ۵-۲ - احتمال کل ترکش(F.P.) و پارامتر متوسط ترکش برای $c \to cc$ و $cc \to \Omega_{ccc}^{(\frac{1}{2})'}$ و $c \to cc \to \Omega_{ccc}^{(\frac{1}{2})'}$ برای مقادیر مختلف m_c ، Q_v ، $R_B(0)$ و $(۰/۴۱\ GeV)^۳$ = $R_{cc}^2(0)$ و $C_F = \frac{۲}{۳}$ برای دوکوارک و $C_F = \frac{۴}{۳\sqrt{۳}}$ برای باریون Ω_{ccc}..... ۱۰۱

جدول ۵-۳ - احتمال کل ترکش (F.P.) و پارامتر متوسط ترکش(<z>) برای $c \to cc$ و $cc \to \Omega_{ccc}^{\frac{۳}{۲}}$ و $c \to cc \to \Omega_{ccc}^{\frac{۳}{۲}}$ با مقادیر مختلف m_c ، Q_v ، $R_B(0)$ و $(۰/۴۱\ GeV)^۳$ = $R_{cc}^2(0)$ و $C_F = \frac{۲}{۳}$ برای دوکوارک و $C_F = \frac{۴}{۳\sqrt{۳}}$ برای باریون Ω_{ccc}..... ۱۰۱

جدول ۵-۴ - احتمال کل ترکش (F.P.) و پارامتر متوسط ترکش (<z>) برای تولید باریون Ω_{ccc} در فرآیندهای مختلف ترکش با مقادیر m_c = ۱/۲۵GeV و F_B= ۰/۲۵GeV و $(۰/۲۹\ GeV)^۳$= $R_B^2(0)$ ۱۰۳

جدول ۵- ۵- احتمال کل ترکش (F.P.) و پارامتر متوسط ترکش <z> برای تولید باریون Ω_{ccc} در فرآیندهای مختلف ترکش با مقادیر m_c = ۱/۲۵GeV و F_B= ۰/۲۵GeV و $(۰/۴۵\ GeV)^۳$= $R_B^2(0)$ ۱۰۴

فصل اول

دینامیک کوانتومی رنگ

۱-۱ تاریخچه QCD

سئوالی که در آغاز مطرح می باشد این است که چرا پس از گذشت ۴۰ سال از خلق نظریه برهمکنش های قوی ، کوانتوم کرومودینامیک (QCD) همچنان به مطالعه آن می پردازیم ؟ پاسخ این سئوال در نکات زیر نهفته است:

- بنابر تصمیم کمیته جوایز نوبل در سال ۲۰۰۴ میلادی ، QCD نظریه صحیح در مبحث برهمکنشهای قوی محسوب می شود [۱] .
- پارامترهای QCD، مانند قدرت تزویج α_s و جرم های کوارک می بایست به دقت اندازه گیری شود.
- فرآیند های الکتروضعیف در هادرون ها ، لزوماً شامل برهمکنشهای قوی نیز می باشد.
- در بررسی های فیزیک جدید در مورد طراحی و ساخت شتاب دهنده ها در زمان حاضر و آینده ، می بایست تاریخچهٔ QCD به شکل کامل فهمیده شود.
- هرچند در فرآیندهای با انرژی بالا QCD تحت کنترل خواهد بود . اما سئوالات بسیاری در حوزه های غیر اختلالی بی پاسخ مانده اند(مانند پدیدهٔ حبس،شکست تقارن کایرال،هادرونیزه شدن و ...).
- و در نهایت QCD یکی از شاخه های جذاب در علم فیزیک به شمار می رود . به همین دلیل این فصل با ارائه تاریخچه کوتاهی از پیشرفت های فیزیک ذرات طی دهه های ۱۹۶۰ میلادی و اوایل ۱۹۷۰ میلادی آغاز می شود. سپس به اصول پایه ای QCD ، نظیر مفهوم رنگ و ناوردایی پیمانه ای می پردازیم .

وضعیت علم فیزیک ذرات طی اوایل دههٔ ۱۹۶۰ میلادی چندان رضایت بخش نبود . نظریه میدان کوانتومی را تنها می شد در برهمکنشهای مغناطیسی لپتون به کار برد . از الکترودینامیک کوانتومی (QED) پیش بینی های مؤثر بسیاری بدست آمد که از طریق آزمایش اثبات شدند. با این وجود روش بازبهنجارش که جنبه اصلی رفتار QED است با پذیرش جهانی روبه رو نشد. حتی در میان بنیانگذاران نظریه میدان

کوانتومی (QFT) شواهدی مبنی بر عدم رضایت مشاهده گردید . در کنفرانس سولوای [۱]سال ۱۹۶۱ میلادی فاینمن اقرار کرد که وی هرگز به تشریح فلسفه بازبهنجارش نپرداخته است [۲] . در الکترودینامیک کوانتومی (QED) سه موضوع زیر حل شده است :

- دامنه $A(p_i ; e_0 ; m_0 ; \Lambda)$ به تکانه p_i ذرات موجود بستگی دارد. همچنین به m_0 و e_0 موجود در لاگرانژین QED و به Λ قطع که مدهای تکانه های بالای نظریه را حذف می کند وابسته است . چون در $\Lambda \to \infty$ دامنه A واگرا می شود لذا قطع جریان الزامی می باشد . در غیر این صورت نتایج بی معنی می شود.
- با استفاده از کمیت های قابل اندازه گیری (سطح مقطع و چهار تکانه ذرات) می توان پارامترهای فیزیکی $m(\mu)$ و $e(\mu)$ را طوری تعریف کرد که به طور کلی وابسته به مقیاس بازبهنجارش دلخواه μ باشند. بنابراین می توان در مرتبهٔ معین از نظریه اختلال به جای m_0 و e_0 از مقادیر فیزیکی $m(\mu)$ و $e(\mu)$ استفاده کرد.
- حد

$$\lim_{\Lambda \to \infty} A(p_i, e_0(e,m,\Lambda), m_0(e,m,\Lambda), \Lambda) = \hat{A}(p_i, e(\mu), m(\mu))$$

اکنون معین می باشد و با تعاریف $e(\mu)$ و $e(\mu)$ مبهم نمی شود.

طبق این روند توافق بین نظریه و آزمایش به شکل گسترده ای افزایش می یابد و برای برهمکنشهای ضعیف نظریه در واپاشی های ضعیف موفق ظاهر می شود ، اما :

- امکان برآورد تصحیحات مرتبه بالاتر وجود ندارد.
- در فرآیندهای پراکندگی برای انرژی های $E \geq ۳۰۰\text{GeV}$ نظریه ناسازگار می شود .

در انتهای دههٔ شصت میلادی نظریه پیمانه ای الکترو ضعیف به شکل مدل استاندارد ارائه گردید. در میان تمام برهمکنشهای بنیادی ، برهمکنش های قوی ، وضعیت نامناسب تری داشت. اگرچه با استفاده از مدل کوارک گلمان[۲] و زویگ[۳] به خوبی می توان افزایش سریع تعداد هادرون ها را طبقه بندی نمود ، اما دینامیک موجود در مدل کوارک کاملاً به شکل یک راز باقی مانده بود و رفتار اختلالی ناکارامد بود طوری که می شد نتیجه گرفت که QFT در برهمکنش های قوی ناکارآمد است [۳] . بنابراین گروهی از فیزیکدانان نظیر چف[۴] اظهار داشتند که در عوض جستجوی سازنده

---

[۱] Solvay
[۲] Gell-Mann
[۳] Zweg
[۴] Chew

های بنیادی هادرون ها ، ماتریس S بدون استفاده از نظریه میدان برای فرآیندهای قوی مورد بررسی قرار گیرد. گلمان معتقد بود که می شود QFT را برای برهمکنش های قوی سازگار کرد. خود گلمان کاربردی بودن این روش را اثبات نمود[۴] .

تا اوایل ۱۹۷۰ میلادی گلمان همچنان عقید داشت که ماهیت کوارک ها کاملاً ریاضی است و مطلقاً در فیزیک واقعیت ندارد و بسیاری از فیزیکدانان ذرات در آن زمان از نظریه وی پیروی می کردند. از آزمایشها یک سرنخ قطعی بدست آمد . در اواخر دهۀ ۱۹۶۰ میلادی گروه همکار MIT – SLAC از پراکندگی ناکشان ژرف لپتون ها روی پروتون ها و نوکلئون ها نتایج غیرمنتظره ای بدست آوردند. در حالی که در مقادیر کم انرژی و تکانه انتقالی پایین سطح مقطع ها با تولید باریون رزونانسی مشخص می شوند، رفتارها در مقادیر زیاد انرژی و انتقال تکانه بالا به شکل عجیبی ساده است. به نظر می رسید که پروتون ها از پارتون هایی تشکیل شده اند که تمایل به برهمکنش ندارند و کوارک ها نمونه های مشخصی از این پارتون ها هستند. اما این نظریه یک تناقض به وجود می آورد ، چگونه کوارک ها می توانند در مقادیر زیاد انرژی نیمه آزاد و در مقادیر کم انرژی در هادرون ها کاملاً ثابت و محدود باشند؟

این امر که قدرت یک برهمکنش می تواند وابسته به انرژی باشد موضوع جدیدی در نظریه ها به شمار نمی رود. در QED خلاء مانند یک میانجی با قابلیت قطبی سازی عمل می کند و منجربه پدیدۀ هم پوشانی[۱] بار می شود. با این حال ، متضاد با آنچه که آزمایش های ناکشسان ژرف در برهمکنشهای قوی نشان می دهند بار مؤثر در QED با افزایش انرژی افزایش می یابد ، یعنی QED در فرابنفش ناپایدار می باشد. جهت توضیح پدیده وابستگی برهمکنش به انرژی آهنگ بی بعد سطح مقطع ها را در نظر می گیریم.

$$R_{e^+e^-} = \frac{\sigma(e^+ + e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-)} \qquad (۱-۱)$$

جدای از مقدار مرتبه پیشرو R_0 ، برای پایین ترین مرتبه در قدرت ثابت ترویج g_s برابر است با :

$$R_{e^+e^-} = R_0(1 + \frac{g_s^2}{4\pi^2}) \qquad (۱-۲)$$

شکل کلی برای هر مرتبه برحسب g_s (صرف نظر از جرم های کوارک) برابر است با :

$$R_{e^+e^-} = R_{e^+e^-}(E, \mu, g_s(\mu)) \qquad (۱-۳)$$

که در آن E انرژی مرکز جرم و μ مقیاس بازبهنجارش است. چون $R_{e^+e^-}$ کمیتی قابل اندازه گیری است . می بایست مستقل از مقیاس دلخواه μ باشد پس :

---

[۱] Charch Screen

$$\mu\frac{d}{d\mu}R_{e^+e^-}(E,\mu,g_s(\mu)=\circ \Rightarrow$$

$$(\mu\frac{\partial}{\partial\mu}+\beta(g_s)\frac{\partial}{\partial g_s})R_{e^+e^-}=\circ \qquad (۴-۱)$$

با تابع بتا زیر :

$$\beta(g_s)=\mu\frac{dg_s(\mu)}{d\mu} \qquad (۵-۱)$$

بررسی های ابعادی نشان می دهد که آهنگ بی بعد $R_{e^+e^-}$ می بایست به شکل زیر باشد :

$$R_{e^+e^-}(E,\mu,g_s(\mu)=f(\frac{E}{\mu},g_s(\mu)) \qquad (۶-۱)$$

وابستگی صریح به μ را می توان با وابستگی به انرژی یا نسبت بی بُعد $z=\frac{E}{\mu}$ مساوی دانست پس :

$$(\frac{-\partial}{\partial\log z}+\beta(g_s)\frac{\partial}{\partial g_s})f(z,g_s(\mu))=\circ \qquad (۷-۱)$$

جواب عمومی این معادله گروه بازبهنجارش برابر است با :

$$f(z,g_s(\mu)=\hat{f}(\bar{g}_s(z,g_s)) \qquad (۸-۱)$$

یعنی تابعی از یک متغیر مجزا ، بستگی انرژی ثابت تزویج روان $\bar{g}_s(z,g_s)$ شرط زیر را برآورده میکند :

$$\frac{\partial\bar{g}_s}{\partial\log z}=\beta(\bar{g}_s) \qquad (۹-۱)$$

با شرط مرزی $\bar{g}_s(۱,g_s)=۱$. برای هر تزویج پیمانه ای در مرتبه پیشرو یک حلقه ، برای تابع β داریم:

$$\beta(x)=\frac{-\beta_\circ}{(۴\pi)^۲}x^۲ \qquad (۱۰-۱)$$

$$\bar{g}_s^۲(\frac{E}{\mu},g\ (\mu))=\frac{g_s^۲(\mu)}{۱+\frac{\beta_\circ}{(۴\pi)^۲}g_s^۲(\mu)\log(\frac{E}{\mu})^۲} \qquad (۱۱-۱)$$

با بسط مخرج می بینیم که معادله گروه بازبهنجارش جمع زدن لگاریتم های $\log(g_s^۲(\mu)\log\frac{E^۲}{\mu^۲})^n$ را در هر مرتبه ای از نظریه اختلال ممکن می سازد. مهمتر آنکه وابستگی ثابت تزویج روان به انرژی با استفاده از علامت $\beta_\circ$ در معادله (۱- ۱۰) بدست می آید :

پایداری مادون قرمز (QED)	$\lim_{E\to\circ}\bar{g}(E)=\circ$	$\beta_\circ<\circ$
پایداری ماوراء بنفش (QCD)	$\lim_{E\to\infty}\bar{g}(E)=\circ$	$\beta_\circ>\circ$