بسم الله الرحمن الرحیم

دانشگاه کاشان

دانشکده فیزیک
گروه ذرات بنیادی و نظریه میدان‌ها

پایان‌نامه

جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

در رشته فیزیک

گرایش ذرات بنیادی و نظریه میدان‌ها

عنوان:

حالت‌های کوانتومی گرانش در نظریه ریسمان

استاد راهنما:

دکتر سروش زمانی‌مقدم

به وسیله:

مهرداد کریمی

بهمن ماه ۱۳۹۱

بسمه تعالی

تاریخ:

پیوست:

مدیریت تحصیلات تکمیلی دانشگاه

صورتجلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد

نام و نام خانوادگی دانشجو : آقای مهرداد کریمی

شماره دانشجویی : ۸۹۱۱۶۰۰۰۰۴

رشته : **فیزیک گرایش ذرات بنیادی و نظریه میدان‌ها**

دانشکده : فیزیک

عنوان پایان‌نامه : " حالت‌های کوانتومی گرانش در نظریه ریسمان "

این پایان‌نامه به مدیریت تحصیلات تکمیلی به منظور بخشی از فعالیتهای تحصیلی لازم برای اخذ درجه کارشناسی ارشد ارائه می‌گردد.دفاع از پایان نامه در تاریخ ۹۱/۱۱/۲۵ مورد تأیید و ارزیابی هیأت داوران قرار گرفت و

با نمره به عدد: ۱۹٫۵ به حروف: نوزده و نیم و درجه عالی به تصویب رسید.

اعضاء هیأت داوران

عنوان	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱. استاد راهنما :	دکتر سروش زمانی مقدم	استادیار	
۲. متخصص وصاحب نظر داخل دانشگاه :	دکتر مجید منعم‌زاده	استادیار	
۳. متخصص وصاحب نظر خارج دانشگاه :	دکتر فرهاد زمانی	استادیار	
٤. نماینده تحصیلات تکمیلی دانشگاه :	دکتر احمد اکبری	دانشیار	

منصورنیا

مدیر تحصیلات تکمیلی

دانشگاه کاشان

دانشکده فیزیک

آدرس: کاشان- بلوار قطب راوندی

کدپستی ۵۱۱۶۷-۸۷۳۱۷

تلفن ۵۵۵۲۲۳۵- دورنگار ۵۵۵۲۲۳۵

http : www.kashanu.ac.ir

تقدیم به

پدر و مادرم

تشکر و قدردانی

این پایان نامه نتیجه راهنمایی های استاد گرانقدر دکتر سروش زمانی مقدم است؛ از تمام زحمات ایشان طی دو سال گذشته کمال تشکر و قدردانی را دارم. از دکتر فرهاد زمانی و دکتر مجید منعم زاده که به عنوان داور پایان نامه بنده را مطالعه نموده و در جلسه دفاع شرکت نموده تشکر می نمایم. از زحمات دکتر احمد اکبری به عنوان نماینده تحصیلات تکمیلی در جلسه دفاع نیز تشکر می نمایم.

و با تشکر از استاد حسین ارباب و تمامی اساتید گروه فیزیک دانشگاه کاشان که طی سالیان گذشته به من علم و شوق علم آموزی آموختند؛

چکیده

نظریه ریسمان در اوایل دهه ۱۹۷۰ به عنوان درک نهایی نظریه ماتریس S بنا نهاده شد. ریسمان‌های باز و بسته و شامه‌ها اشیای فیزیکی این نظریه هستند. برای ریسمان‌های باز شرط مرزی دیریکله و نویمن و برای ریسمان‌های بسته شرط تناوبی بودن را داریم. ریسمان‌های باز روی اشیای فیزیکی به نام D-شامه تمام می‌شوند. ریسمان‌های بسته برانگیختگی‌های فضای خالی و ریسمان باز برانگیختگی‌های D-شامه‌ها را توصیف می‌کند. رد ریسمان در فضا-زمان جهان-صفحه نامیده می‌شود. کنش ریسمان نسبیتی با مساحت جهان-صفحه متناسب است و کنش نامبو-گوتو نامیده می‌شود. این کنش ناوردای بازپارامتری‌سازی است؛ بنابراین با انتخاب پارامتری‌سازی ویژه‌ای معادله حرکت ریسمان نسبیتی به معادله موج تبدیل می‌شود. این انتخاب باعث اضافه شدن قیدی به کنش می‌شود. با استفاده از دستگاه مخروط-نوری می‌توانیم جواب معادله حرکت که شرایط مرزی و قید را برآورده می‌کند به دست آوریم. در پیمانه مخروط-نوری بسط مختصات ریسمان با استفاده از مدهای α که مولفه‌های فوریه مختصات نوسانگر هستند به دست می‌آید. این مدها عملگرهای خلق و فنای نظریه ریسمان هستند.

تعمیم نظریه ریسمان باز به ریسمان بسته نیز سرراست است. دو مجموعه از عملگرها وجود دارد؛ پس در هر تراز جرمی، طیف ریسمان بسته حاصلضرب دو کپی از طیف ریسمان باز است. با ترکیب ناوردایی بازپارامتری‌سازی و ناوردایی وایل می‌توانیم متریک جهان-صفحه، h، را در هر شکل تعیین شده‌ای قرار دهیم. در واقع می‌خواهیم تمام درجات آزادی با علامت مثبت را صفر کنیم. با این کار یک میدان تانسوری متقارن، بدون رد و عرضی درجات آزادی یک میدان گرانشی کلاسیکی D بعدی را دارد؛ مولفه‌های این میدان تانسوری معادله حرکت یک اسکالر بدون جرم را توصیف می‌کند. برای این کار ناوردایی بازپارامتری‌سازی به تنهایی کافی نیست. با این حال یک تقارن موضعی دیگر وجود دارد که فقط در حالت ویژه ریسمان وجود دارد و مقیاس‌بندی وایل نامیده می‌شود. اولین حالت برانگیخته ریسمان بسته با عمل دو نوسانگر روی حالت پایه به دست می‌آید. قسمت متقارن و بدون رد این حالت یک ذره اسپین دو بدون جرم که همان گراویتون است را توصیف می‌کند.

کلمات کلیدی : کوانتش گرانش، نظریه ریسمان، ابعاد اضافی، عملگرهای خلق و فنا، ریسمان بسته

فهرست مطالب

فهرست شکل‌ها

مقدمه

از قرن هجدهم میلادی به بعد توسعه فیزیک بر پایه وحدت نیروها شکل گرفته است. نیروهای الکتریسیته و مغناطیس که در ابتدا پدیده‌های فیزیکی غیرمرتبطی به نظر می‌رسیدند، توسط کارهای ماکسول در معادلات الکترومغناطیس با یکدیگر جفت شدند.

سپس نیروی ضعیف با نیروی الکترومغناطیس متحد شد. نیروی ضعیف مسئول واپاشی بتازا است، که در آن یک نوترون به یک پروتون و یک الکترون و یک ذره بتا (الکترون) واپاشی می‌کند. در اواخر ۱۹۶۰، مدل واینبرگ-سلام نیروهای الکترومغناطیس و ضعیف را متحد کرد. این نظریه ابتدا با چهار ذره بدون جرم حامل نیرو فرمول‌بندی شد. فرآیند شکست تقارن به حامل‌های نیروی ضعیف (W^+،W^- و Z^0) جرم داد، و حامل نیروی الکترومغناطیسی (فوتون) بدون جرم ماند.

جرم‌دار شدن بوزون‌های پیمانه‌ای نیروی ضعیف با کشف نوع ویژه‌ای از جفت شدگی به ماده به نام هیگز توضیح داده شد. در سازوکار هیگز بوزون‌های پیمانه‌ای برهم‌کنش ضعیف بدون از بین بردن تقارن‌های نظریه کوانتومی بسیار سنگین می‌شوند. برهم‌کنش بین بوزون‌های پیمانه‌ای و ذرات هیگز شکست خودبه‌خودی تقارن نامیده می‌شود. تقارن نظریه هنوز وجود دارد، فقط در برهم‌کنش‌های نظریه مخفی شده است.

برهم‌کنش شناخته شده بعدی در طبیعت، نیروی قوی یا نیروی رنگ نام دارد که مسئول کنار هم نگه داشتن اجزای نوترون، پروتون و پایون‌ها و خیلی از ذرات هسته‌ای دیگر است. نظریه توصیف کننده این بخش از فیزیک دینامیک کوانتومی رنگ[۱] نام دارد.

کامل‌ترین نظریه توصیف کننده ذرات مدل استاندارد است. نظریه الکتروضعیف به همراه دینامیک کوانتومی رنگ، مدل استاندارد فیزیک ذرات را شکل می‌دهد. در مدل استاندارد برخی اثرات متقابل بین بخش الکتروضعیف و دینامیک کوانتومی رنگ وجود دارد، زیرا برخی از ذرات هر دو نیرو را احساس می‌کنند، ولی جفت‌شدگی واقعی بین نیروهای ضعیف و رنگ وجود ندارد.

نوع کامل‌تری از مدل استاندارد شامل ابرتقارن است. در نظریه‌ای ابرمتقارن، فرمیون‌ها و بوزون‌ها به صورت جفت‌هایی با جرم برابر ظاهر می‌شوند. در طبیعت این ویژگی وجود ندارد، پس اگر ابرتقارنی وجود داشته باشد باید به صورت خودبه‌خودی شکسته شده باشد[۱]. ابرتقارن باید در مقیاس الکتروضعیف، یعنی در گستره ۱۰۰ GeV تا ۱ TeV، شکسته شده باشد[۲]. این تقارن شامل ذرات شریکی[۲] است که در این گستره کلی قرار دارند. در بیشتر گونه‌های ابرتقارنی یک عدد کوانتومی پایسته وجود دارد که پاریته R نامیده می‌شود. تمام ذرات شناخته شده پاریته R زوج، و تمام ابرشریک‌های[۳] آن‌ها پاریته R فرد دارند. این بیان گر آن است که ابرذرات در برخوردهای ذرات باید به صورت جفت تولید شوند، و نیز سبک‌ترین ذره ابرتقارن[۴] باید کاملاً پایدار باشد. سبک‌ترین ذره ابرتقارن را با قطعیت نمی‌شناسیم، ولی یک حدس محبوب نوترالینو[۵] است. این ذره شبیه نوترینو و کاندیدایی عالی برای ماده تاریک است [۲].

چهارمین برهم‌کنش شناخته شده در طبیعت نیروی گرانش است. برای اولین بار نیوتون توصیف دقیقی از این نیرو ارایه داد و سپس در نسبیت عام فرمول‌بندی جدیدی یافت. این نیرو بسیار ضعیف‌تر از برهم‌کنش‌های دیگر است؛ برای مثال جاذبه گرانشی بین یک جفت الکترون $۱۰^{۴۳}$ بار ضعیف‌تر از دافعه الکتریکی بین آنهاست. این نیرو توسط آزمایش‌های کاوندیش گونه فقط تا حدود چند ده میلیمتر مورد آزمایش قرار گرفته است. آنچه که از آزمایش‌ها می‌دانیم

۱- *Quantum Chromodynamics (QCD)*
۲- *Partner*
۳- *superpartner*
٤- *Lightest supersymmetric particle (LSP)*
۵- *Neutralino*

اینست که برای $10^{-4}\mathrm{cm} \le r \le 10^{28}\mathrm{cm}$ قانون عکس مجذوری بر برهم‌کنش‌های گرانشی حاکم است[۳]؛ ولی قوانین طبیعت ممکن است بیرون این بازه متفاوت باشند. مدل‌هایی در نظریه ریسمان با $N \ge 1$ بعد اضافی پیشنهاد می‌کند بزرگی نیروی گرانشی بین دو جسم میکروسکوپی که در فاصله r از یکدیگر قرار دارند، به جای عکس مجذوری متناسب با $r^{-(2+N)}$ باشد[۴].

برای این‌که نظریه کاملی داشته باشیم گرانش نیز باید درنظرگرفته شود. وقتی بخواهیم گرانش را در مدل استاندارد وارد کنیم، یک مشکل بزرگ وجود دارد. مدل استاندارد نظریه‌ای کوانتومی و نسبیت عام نظریه‌ای کلاسیکی است. اگر غیرممکن نباشد، بسیار مشکل است نظریه سازگاری (بازبهنجارش‌پذیر[۱]) داشته باشیم که بخشی از آن کوانتومی و بخشی کلاسیکی است. با توجه به موفقیت‌های مکانیک کوانتومی، گرانش نیز باید به یک نظریه کوانتومی تبدیل شود. ولی کوانتش گرانش با مشکلات بزرگی روبروست. نظریه کوانتومی گرانش به نظر غیرقابل محاسبه یا کاملاً غیرقابل پیش‌بینی می‌آید؛ دلایل آن نیز روشن است. معادلات نسبیت عام خطی نیستند و نیروی گرانش بسیار ضعیف‌تر از بقیه برهم‌کنش‌هاست. برهم‌کنش‌های غیرخطی آن توسط یک گروه تقارن موضعی غیرآبلی تعیین می‌شود [۵].

اصلاح گرانش کوانتومی یک برهم‌کنش مناسب نیست، به این معنی که گرانش در انرژی پایین ضعیف‌تر رشد می‌یابد و به ویژه در انرژی‌های فیزیک ذرات از مرتبه چند صد GeV قابل صرفنظر کردن است. جفت شدگی گرانشی در انرژی‌های بالا قوی‌تر رشد می‌کند و در $E>M_p$ نظریه اختلال شکست می‌خورد. برای حالت‌های میانی با انرژی بالا E'، نسبت دو گراویتون به دامنه گراویتون صفر از مرتبه ابعادی به صورت زیر است [۶] :

$$G_N^2 \int dE' E'^3 = \frac{1}{M_p^4} \int dE' E'^3$$

که با برون‌یابی به انرژی‌های بالای دلخواه واگرا می‌شود. در فضای مکان این واگرایی از حدی که در آن تمام راس‌های گراویتون منطبق می‌شوند به وجود می‌آید. این مسئله بازبهنجارش-ناپذیری است. دو راه حل وجود دارد. این واگرایی به علت بسط در توان‌هایی از برهم‌کنش است و هنگامی که با نظریه به درستی رفتار کنیم ناپدید می‌شود؛ و یا این‌که برون یابی نظریه به انرژی‌های بالا صحیح نمی‌باشد و نظریه از یک انرژی به بعد اصلاح می‌شود تا واگرایی کم شود.

۱- *renormalizable*

برای برابر شدن دافعه الکتریکی و جاذبه گرانشی بین دو الکترون، جرم الکترون باید $۱۰^{۲۲}$ بار سنگین‌تر از جرم واقعی الکترون باشد. برای تولید این ذره سنگین به انرژی $۱۰^{۱۹}$GeV نیاز داریم. این انرژی، انرژی پلانک نامیده می‌شود و می‌تواند تا فواصل بسیار کوچک طول پلانک، $۱۰^{-۳۳}$cm، را کاوش کند. اعتقاد بر این است که اثرات گرانشی در مقیاس پلانک مهم خواهد شد و اتحاد بین تمام نیروها در این انرژی رخ خواهد داد. بعضی مدل‌ها در نظریه ریسمان، مانند مدل ADD[۱] این مقیاس را تغییر می‌دهند[۴]. مقیاس پلانک مقیاس تجربی نیست، و از انرژی‌های شتابدهنده‌های امروزی بسیار فاصله دارد. فقط از طریق برون‌یابی دریافته‌ایم که گرانش می‌تواند در این مقیاس بزرگ شود. مقیاس پلانک را می‌توان به صورت زیر از ثابت‌های بنیادی طبیعت به دست آورد[۱] :

$$l_p = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} = 1.616\times10^{-33} cm$$
$$t_p = \frac{l_p}{c} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} = 5.391\times10^{-44} s$$
$$m_p = \sqrt{\frac{\hbar c}{G}} = 2.176\times10^{-5} g$$

هر چند جرم پلانک در مقیاس ماکروسکوپی بزرگ نیست ولی در مقیاس فیزیک ذرات بنیادی بسیار بزرگ است. این جرم تقریباً $۱۰^{۱۹}$ بار سنگین‌تر از جرم پروتون است. تفاوت بسیار زیاد جرم ذرات بنیادی با جرم پلانک مسئله سلسله مراتبی[۲] نام دارد. همچنین مسئله سلسله مراتبی را به عنوان اختلاف زیاد بین مقیاس پلانک و مقیاس الکتروضعیف نیز درنظر می‌گیرند. مقیاس الکتروضعیف مقیاسی تجربی و از مرتبه ۱۰۰GeV است. جفت شدگی بین نیروهای ضعیف و الکترومغناطیس در این انرژی رخ می‌دهد.

به طور خلاصه برای

۱- اتحاد بین گرانش و برهم‌کنش‌های پیمانه‌ای ذرات بنیادی

۲- کوانتش گرانش

۳- حل مسئله سلسله مراتبی

۴- حل مسئله ثابت کیهانشناسی

---

۱ - *Arkani-Hamed, Dimopoulos, Dvali.*

۲- *Hierarchy problem*

نظریه‌هایی با ابعاد اضافی پیشنهاد شد[۳]. ایده داشتن فضا-زمانی با بیش از چهار بعد به نظریه کالوزا و کلاین[1] بازمی‌گردد[۷و۸]. نظریه اصلی کالوزا و کلاین پنج بعد فضا-زمان داشت، که بعد اضافی آن در یک دایره بسیار کوچک از مرتبه طول پلانک فشرده شده است. نوسان‌های گرانشی در بعد اضافی یک میدان اسکالر و یک میدان الکترومغناطیس در فضا-زمان چهار بعدی تولید می‌کرد. این نظریه به مدل‌هایی با دو بعد اضافی نیز تعمیم داده شد. با این که این نظریه نتایج جالبی داشت و گرانش و الکترومغناطیس را با یکدیگر متحد می‌کرد هنوز نظریه کاملی نبود. با پیدایش نظریه ریسمان در ۱۹۶۰ و تکامل آن به نظر می‌رسد این نظریه کاندیدای مناسبی برای وحدت تمام نیروهای طبیعت باشد.

ناسازگاری معادلات ماکسول و ناوردایی گالیله‌ای اینشتین را به پیشنهاد نسبیت خاص هدایت کرد. به طور مشابه، ناسازگاری نسبیت خاص و گرانش نیوتونی او را به فرمول‌بندی نسبیت عام هدایت کرد. تلفیق مکانیک کوانتومی و نسبیت خاص نیز به توسعه نظریه میدان کوانتومی منجر شد. با این حال نسبیت عام با نظریه میدان کوانتومی ناسازگار است. هر گونه تلاشی برای کوانتیده کردن نسبیت عام به نظریه‌ای بازبهنجارش‌ناپذیر منجر می‌شود. بنابراین نسبیت عام باید در فواصل کوتاه یا انرژی‌های بالا اصلاح شود. به نظر می‌رسد نظریه ریسمان در انجام این کار موفق بوده است. نظریه ریسمان این کار را با کنار گذاشتن فرض‌های پایه نظریه میدان کوانتومی انجام می‌دهد. در این نظریه به جای این که فرض کنیم ذرات بنیادی نقاط ریاضی هستند، نظریه میدان کوانتومی را با اشیای یک بعدی توسعه دهیم که ریسمان نامیده می‌شود. چون ریسمان ما آزادانه نوسان می‌کند و مانند هر ریسمانی تعداد نامتناهی هماهنگ دارد، تعداد نامتناهی حالت ذره‌ای ظاهر می‌شود.

۱- *Kaluza&Klein*

فصل اول

معرفی نظریه ریسمان

نظریه ریسمان در دهه ۱۹۶۰ برای توصیف نیروی هسته‌ای قوی به وجود آمد[۹]. شیوه چو[۱] برای توصیف نیروی هسته‌ای قوی برپایه ماترس S بود[۱۰]. ماتریس S دامنه‌های پراکندگی روی لاک جرم[۲] را توصیف می‌کند؛ کشف نظریه ریسمان را نیز می‌توان به عنوان فهم نهایی برنامه ماتریس S دانست. هدف توسعه نظریه‌ای بود که طیف هادرون و ماتریس S هادرونی را مشخص کند. ولی با کشف نظریه دینامیک کوانتومی رنگ، روشن شد که چو و دیگران در کنار گذاشتن نظریه میدان کوانتومی اشتباه کرده‌اند. در ۱۹۷۳ دلایل بسیار خوبی برای کنار گذاشتن نظریه ریسمان وجود داشت : نظریه موفق و متقاعد کننده هادرون‌ها (*QCD*) کشف شده بود و نظریه ریسمان مشکلات جدی داشت. در این نظریه تعداد ابعاد فضا-زمان غیرواقعی (۱۰ یا ۲۶ بعد) بود و یک طیف غیرواقعی (شامل تاکیون و ذرات بدون جرم) داشت و اجزای نقطه گونه نیز نداشت.

داشتن ابعاد اضافی از مرتبه پلانک ضروری به نظر می‌رسید ولی چیزی در نظریه کلاسیکی وجود نداشت که آن را تعیین کند. توسط کاندلاس[۳] و واینبرگ[۴][۱۱] مشخص شد که اثرات کوانتومی میدان‌های مادی یا گرانش می‌تواند اندازه ابعاد اضافی را به روشی طبیعی تعیین کند.

۱- *Chew*
۲- *on-mass-shell*
۳- *Candelas*
۴- *Weinberg*

حالت‌های بدون جرم اسپین یک در طیف ریسمان باز را می‌توان به عنوان ذراتی مربوط به میدان‌های پیمانه‌ای یانگ-میلز تعبیر کرد. در میان حالت‌های بدون جرم ریسمان یک حالت اسپین ۲ نیز وجود دارد. در ۱۹۷۴ توسط شرک[۱] و شوارتز[۲] و به طور جداگانه توسط یونیا[۳] نشان داده شد که این ذره شبیه گراویتون برهم‌کنش می‌کند؛ و این یعنی نظریه ریسمان شامل نسبیت عام نیز هست. در ۱۹۷۲ نوو[۴] و شرک نشان دادند که نظریه ریسمان از ناوردایی پیمانه-ای صحیحی استفاده می‌کند تا مطابقت با نظریه یانگ-میلز در انرژی‌های پایین را تضمین کند. یونیا و شرک و شوارتز نیز نشان دادند که این نظریه حاوی ناوردایی‌های پیمانه‌ای است که مطابقت آن با نسبیت عام در انرژی‌های پایین را تضمین می‌کند. پس به نظر می‌رسید که نظریه ریسمان باید به جای هادرون‌ها برای وحدت نیروها، و کوانتش گرانش استفاده شود.

در اوایل دهه ۱۹۸۰ توسط مشاهدات ویتن[۵] [۱۲] که هفت بعد فضایی اضافی حداقل نیاز برای ایجاد یک تقارن پیمانه‌ای $SU(3)\times SU(2)\times U(1)$ است و اثبات ناهم[۶] [۱۳] که این بیشینه مجاز توسط ابرگرانش است علاقه شدیدی در نظریه‌های کالوزا-کلاینی به وجود آمد.

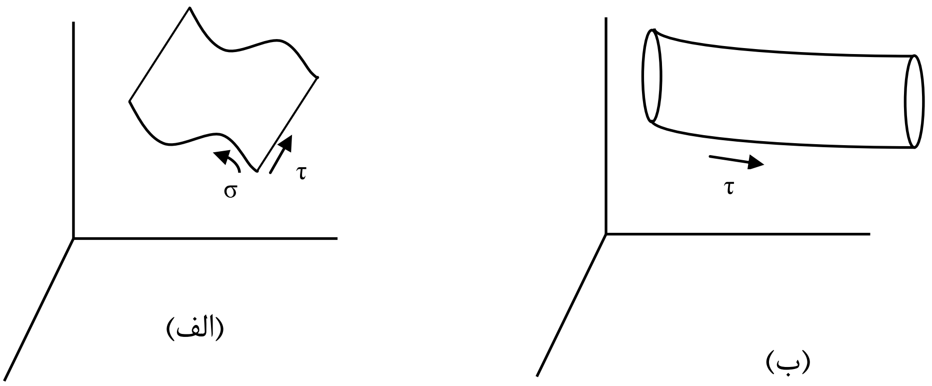
۱-۱ ریسمان باز و بسته

در نظریه میدان کوانتومی ذرات به صورت نقاط ریاضی درنظر گرفته می‌شوند، ولی در نظریه ریسمان ذرات ریسمان‌هایی بنیادی با طول l_s هستند. طول ریسمان تنها پارامتر بعددار نظریه است. رد یک ذره در فضا-زمان جهان-خط[۷] نامیده می‌شود؛ ریسمان نیز در فضا-زمان یک سطح دو بعدی را جاروب می‌کند، که جهان-صفحه[۸] نامیده می‌شود. مختصات جهان-صفحه را با دو پارامتر τ و σ پارامتری می‌کنیم.

در نظریه ریسمان، ریسمان‌ها به دو شکل باز و بسته هستند. ریسمان باز روی بازه $\sigma\epsilon[0,\pi]$ و ریسمان بسته روی بازه $\sigma\epsilon[0,2\pi]$ تعریف می‌شود. در ریسمان بسته نقاط 0 و 2π

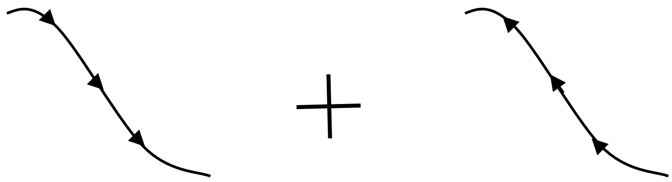
۱- *Scherk*
۲- *Schwarz*
۳- *Yoneya*
۴- *Neveu*
۵- *Witten*
۶- *Nahm*
۷- *world-line*
۸-*world-sheet*

یکی هستند و این ویژگی انتخاب نقطه σ=0 را مشکل می‌کند. با این‌حال از این آزادی انتخاب استفاده خواهیم کرد تا معادلات ساده‌تری به دست آوریم. البته نقاط 0 و 2π در ریسمان بسته فقط به صورت قراردادی انتخاب می‌شوند و در برخی مراجع مانند [۱۴] این بازه 0 و π انتخاب می‌شود؛ فقط یکی بودن نقاط ابتدا و انتهایی این بازه اهمیت دارد. در این پایان نامه بازه را $[0,2\pi]$ انتخاب می‌کنیم. جهان-صفحه ریسمان باز یک نوار دو بعدی و جهان-صفحه ریسمان بسته سطح یک لوله استوانه‌ای است (شکل ۱-۱). مختصات ریسمان را با X^μ نمایش می‌دهیم.



شکل۱-۱ جهان-صفحه‌های ریسمان‌های(الف) باز و (ب) بسته

جهت افزایش σ را به عنوان جهت ریسمان درنظر می‌گیریم. فقط در نظریه ابرریسمان نوع I ریسمان بدون جهت وجود دارد. ریسمان بدون جهت با استفاده از عملگر Ω به دست می‌آید. این عملگر تقارن نظریه است (با هامیلتونی جابه‌جا می‌شود) و جهت ریسمان را برعکس می‌کند. حالت‌های ریسمان بدون جهت از حالت‌های ریسمان جهت‌دار ناوردا نسبت به عمل عملگر Ω به دست می‌آیند. ریسمان‌های بدون جهت ریسمان‌های فاقد جهت نیستند. می‌توانیم حالت بدون جهت را به عنوان برهم‌نهی یک حالت ریسمانی با حالت یکسان با جهت مخالف درنظر بگیریم (شکل ۲-۱). ریسمان‌های جهت‌دار تقارن‌های پیمانه‌ای $\mathrm{U}(n)$ و ریسمان‌های بدون جهت تقارن‌های پیمانه‌ای $\mathrm{SO}(n)$ یا $\mathrm{Sp}(n)$ دارند [۲].



شکل ۱-۲ ریسمان بدون جهت

نکته مهم در مورد ریسمان‌ها و جهان-صفحه‌ها ناوردایی بازپارامتری‌سازی[1] است. مساحت هر قسمتی از سطح باید از روش پارامتری کردنی که برای محاسبه آن انتخاب شده مستقل باشد. این را ناوردایی بازپارامتری‌سازی می‌نامیم.

۱-۲ شرایط مرزی

برای ریسمان باز دو شرط مرزی داریم. هرکدام از نقاط انتهایی ریسمان می‌توانند یکی از دو شرط مرزی نویمن یا دیریکله را برآورده کنند :

(۱-۱) شرط مرزی نویمن :

$$\left.\frac{\partial X^{\mu}}{\partial \sigma}\right|_{\sigma=0,or\,\pi}=0$$

(۱-۲) شرط مرزی دیریکله :

$$\left.\frac{\partial X^{\mu}}{\partial \tau}\right|_{\sigma=0,or\,\pi}=0$$

در ریسمان‌های بسته به جای شرط مرزی، شرط تناوبی بودن داریم :

$$X^{\mu}(\sigma,\tau)=X^{\mu}(\sigma+2\pi,\tau) \tag{۱-۳}$$

نقاط انتهایی ریسمان با شرط مرزی دیریکله روی اشیاء فیزیکی به نام D-شامه[2] قرار می‌گیرند. در نظریه ریسمان بوزونی D-شامه ۲۵+۱ بعدی یا D-شامه پرکننده فضا[3] وجود دارد. دنیای ما روی یک D-شامه ۳+۱ بعدی است.

۱- *reparameterization invariance*
۲- *D-brane*
۳- *space-filling* D-*brane*

اگر هر دو نقطه انتهایی ریسمان دارای شرط مرزی نویمن باشند، تکانه ریسمان پایسته است. برای شرط مرزی دیریکله تکانه پایسته نخواهد بود. به همین دلیل برای مدت طولانی فرض می‌شد که ریسمان‌های دیریکله اهمیت فیزیکی ندارند. با این‌حال با وارد شدن D-شامه‌ها این ریسمان‌ها نیز اهمیت فیزیکی پیدا کردند. اگر یک ریسمان به یک D-شامه متصل باشد، تکانه آن پایسته است. تکانه از دست رفته ریسمان به‌وسیله D-شامه جذب می‌شود.

یک شامه با p بعد فضایی را p-شامه می‌نامند. مختصات شامه‌هایی با $p<$۲۵ بعد فضایی به دو گروه تقسیم‌بندی می‌شوند. p مختصه فضایی مماس به شامه به همراه مختصه زمانی مختصات مماسی نامیده می‌شوند. گروه دوم $(d-p)$ مختصه فضایی عمود به شامه است که مختصات عمودی نامیده می‌شود.

اگرهر دو نقطه انتهایی ریسمان باز روی یک Dp-شامه قرار گیرد، مختصات ریسمان عمود به شامه را DD می‌نامیم. نقاط انتهایی ریسمان باز در امتداد جهت‌های مماس به شامه آزادانه حرکت می‌کنند. بنابراین این مختصات مماسی نقاط انتهایی ریسمان شرط مرزی نویمن دارند و مختصات NN نامیده می‌شوند.

در نظریه ریسمان می‌توان دو Dp- و Dq-شامه با $p>q$ ، موازی یا متقاطع داشت. این وضعیت مانند خط موازی صفحه در دنیای سه بعدی است. در این وضعیت ریسمان‌های باز به چهار حالت بین این دو شامه‌ی موازی قرار می‌گیرند. جهت ریسمان (جهت افزایش σ) در این وضعیت بسیار مهم است. دسته اول ریسمان‌هایی است که ابتدا و انتهایش روی یک شامه قرار می‌گیرد، و دسته دوم ریسمان‌هایی است که از شامه ۱ به ۲ یا برعکس کشیده شده است. مدل‌هایی با دو شامه منطبق برهم نیز وجود دارد. در این مدل‌ها شامه‌های موازی با تعداد بعد فضایی مساوی یا متفاوت وجود دارد که فاصله بین آن‌ها صفر است. مدل‌هایی با تعداد شامه موازی یا متقاطع بیشتر نیز وجود دارد. هر کدام از این مدل‌ها حالت‌های جدیدی خواهند داشت.

۱-۳ نقایص نظریه ریسمان بوزونی

با وجود نتایج بسیار جالب نظریه ریسمان بوزونی، این نظریه مشکلات مهمی دارد. این نظریه حالت‌های فرمیونی ندارد و یک میدان اسکالر به نام تاکیون در طیف آن وجود دارد.

تاکیون در طیف نظریه ریسمان نشان از ناپایداری این نظریه است. این نشان می‌دهد که محاسبات در یک خلا ناپایدار انجام شده است. شامه یک جسم فیزیکی است و چگالی انرژی ثابت دارد. تاکیون‌ها حالت‌هایی از ریسمان روی این شامه هستند. بنابراین یک ریسمان متصل به این شامه، یک حالت برانگیخته D-شامه است. به عبارت دیگر یک حالت تاکیونی نشان دهنده برانگیختگی است که انرژی D-شامه را کاهش داده و $D۲۵$-شامه را ناپایدار می‌کند. با وارد کردن چگالی انرژی این شامه در پتانسیل تاکیون یک مینیمم پایدار برای طیف ریسمان باز به دست می‌آوریم [۱]. با این حال مشکل تاکیون‌های ریسمان‌های بسته هنوز باقی مانده است. به نظر می‌رسد ابرریسمان‌ها[۱] بهترین راه حل مشکلات باشد.

۱-۴ ابرریسمان

در ۱۹۷۱، راموند [۱۵] معادله‌ای مشابه معادله دیراک کشف کرد که طیف حالت‌های فرمیونی آزاد را شبیه طیف بوزونی مدل ونزیانو[۲,۳][۱۶] توصیف می‌کند. کمی بعد نوو و شوارتز [۱۷] یک مدل تشدید-دوگان[۴] برهم‌کنشی ساختند که حاوی فرمیون‌های راموند و طیف بوزون‌هاست. هر دو قسمت بوزونی و فرمیونی شامل ناوردایی‌های پیمانه‌ای است که جدا شدن حالت‌های با نرم منفی در ده بعد را تضمین می‌کند. پیمانه‌های پادجابه‌جا شونده اغلب ابرپیمانه نامیده می‌شود. گراویس[۵] و ساکیتا[۶] این عملگرهای ابرپیمانه را به عنوان ناوردایی‌های نظریه میدان دو بعدی مربوط به مدل دوگان تعبیر کردند [۱۸]. این اولین مثال نظریه میدان ابرمتقارن بود [۱۹].

دو تصویر برای مطالعه ابرریسمان‌ها وجود دارد. در اولین شیوه ابرتقارن جهان-صفحه دو بعدی نقش مرکزی دارد، و تصویرRNS[۷][۱۵و۱۷] نامیده می‌شود. در دومین شیوه بر ابرتقارنی

۱- *Superstring*

۲- *Veneziano*

۳- ونزیانو در ۱۹۶۸ یک فرمول تحلیلی ساده کشف کرد که دوگانی مسیرهای رگه خطی را نشان می‌دهد.

۴- *dual-resonance*

۵- *Geravis*

۶- *Sakita*

۷- P. Ramond, A.Neveu, J. H. Schwarz