





دانشکده: فیزیک

گرایش: ذرات بنیادی

توصیف حرکت کوارک در اثر برخورد موج ضربه ای

با استفاده از نظریه ریسمان

دانشجو: سیدمالک میرزایی

استاد راهنما: دکتر کاظم بی تقصیر فدافن

استاد مشاور: دکتر مهدی مومنی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ماه ۱۳۹۱



# تقديم به همسر

## سپاس و قدردانی

در پایان این این تحقیق ناچیز بر خود بایا می دانم از همه کسانی که به انحا مختلف در دوره کارشناسی ارشد مرا در مسیر علم آموزی یاری نمودند تشکر و قدردانی به عمل آورم.

در ابتدا از استاد گرامی آقای **دکتر کاظم بی تقصیر فدا فن** استاد راهنمای اینجانب که صبر و شکیبایی ایشان مثال زدنی است و استاد مشاور بنده در انجام این رساله ، آقای **دکتر مهدی مومنی** تشکر می کنم. همچنین از آقایان **دکتر حسن آبادی** و **پروفسور رجبی** که همواره تشویق و پشتگرمی ایشان مایه انرژی و نیروی محرکه من در دوران کارشناسی ارشد بوده است و همچنین از اساتید بزرگوار دانشکده فیزیک آقایان **دکتر حسامی** و **دکتر توکلی عنبران** در مقام اجرایی و استادراهنما ، **دکتر عنابستانی** و **دکتر شجاعی** داورهای محترم این پایان نامه تقدیر به عمل می آورم. از همه دوستان و همقطاران دوران کارشناسی ارشدم که همواره از مباحثات علمی با ایشان بهره برده ام آقایان **مهدی قنواتی**، **محمد عابدینی**، **محمد نوروزی**، **جمشید مرادی**، **وحید نجفی**، **وحید پارسا**، **علی اکبرزاده**، **یونس ظهرابی**، **مهدی ناصری**، **میثم آخیش**، **جان**، **علی عسگر بیوکی**، **عمید بهرامی** و سایر دوستان تشکر می کنم. همچنین جای دارد از جمع صمیمی دوستان عزیزم که در مراحل مختلف تحصیل و زندگی حضورشان برایم مایه دلگرمی و نشاط بوده است از جمله آقایان **کیوان خسروی**، **هادی رحمانی**، **مهدی حاج طالبی**، **مهدی حسین زاده**، **علی اشرفی**، **جواد ونکی فراهانی**، **قاسم لوارزایی** تشکر کنم. همچنین از همه کسانی که همواره به طور مستقیم و غیرمستقیم زحمات من بر دوش ایشان بوده است از جمله آقایان **جلیل خانی راد**، **خلیل پیاده کوهسار** و **عباس حسینی راد** سپاسگزاری می کنم.

## تعهدنامه

اینجانب سید مالک میرزایی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک ذرات بنیادی دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان‌نامه: توصیف حرکت کوارک در اثر اصابت موج ضربه‌ای با استفاده از نظریه ریسمان تحت راهنمایی دکتر کاظم بی‌تقصیر فدافن متعهد می‌شوم:

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

## تاریخ

امضای دانشجو

### مالکیت نتایج و حق نشر

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

## چکیده :

در طول چند سال اخیر با کشف نوع جدیدی از پلازما موسوم به پلاسمای کوارک گلوئون در آزمایشگاه RHIC در نیویورک آمریکا و در آزمایشگاه LHC واقع در سرن سوئیس ، زمینه جدیدی برای تحقیقات در نظریه ریسمان و ذرات بنیادی فراهم شده است. بدین صورت که با شتاب دادن باریکه ای از یون های طلا به وسیله شتابدهنده ها و کوبیدن سر به سر این یونها به هم برای مدت زمان خیلی کوتاهی پلاسمای مذکور ایجاد می شود. در نتیجه برخورد یونها به هم ، یک موج ضربه ای ایجاد می شود. این پدیده زمینه جدیدی از تحقیقات را برای پژوهشگران فیزیک ذرات در سراسر جهان فراهم کرده است. با توجه به ناکارآمدی روش های اختلالی در پلاسمای حاضر که یک پلاسمای قویا جفت شده می باشد ، در بررسی پلاسمای مذکور از یک رویکرد جدید به نام AdS/CFT استفاده می شود. دانشمندان معتقدند فاز کلی جهان خلقت در چند میلیونوم اول پس از انفجار بزرگ به صورت همین پلازما بوده است ، لذا کسب اطلاعات در مورد آن می تواند اطلاعات ارزنده ای در مورد خلقت جهان به ما بدهد. موضوع این تحقیق ، بررسی حرکت یک کوارک و یک مزون به صورت جداگانه در این پلازما می باشد. برای مطالعه این پدیده از نظریه ریسمان استفاده می کنیم بدین صورت که به انتهای کوارک یک ریسمان متصل کرده و زوج کوارک- پادکوارک را توسط یک ریسمان آویزان متصل به دو سر آن در نظر می گیریم و با استفاده از دوگانی AdS/CFT به بررسی مساله می پردازیم.

## کلمات کلیدی :

موج ضربه ای- پلاسمای کوارک گلوئون- نظریه ابرریسمان- اتلاف انرژی کوارک سنگین -

نیروی کششی- تطابق AdS/CFT

## لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

- ۱- میرزایی، سیدمالک ؛ بی تقصیر فدافن، کاظم ”مطالعه حرکت یک مزون سنگین بر اثر اصابت موج ضربه ای در پلاسمای کوارک گلوئون“ سومین کنفرانس فیزیک ذرات و میدان ها (تهران، پژوهشگاه دانشهای بنیادی ، ۸ و ۹ بهمن ماه ۱۳۹۱)



## فهرست مطالب

### فصل اول: امواج ضربه ای

- ۱-۱- موج ضربه ای چیست؟ ..... ۲
- ۲-۱- ویژگی های امواج ضربه ای ..... ۲
- ۱-۲-۱- دارا بودن فشار بسیار بالا..... ۲
- ۲-۲-۱- وجود ناپیوستگی در جبهه موج..... ۳
- ۳-۲-۱- پایداری انرژی کل در موج ضربه ای..... ۶
- ۴-۲-۱- عددماخ - زاویه ماخ - مخروط ماخ..... ۶
- ۳-۱- منابع تولید امواج ضربه ای..... ۸
- ۴-۱- کاربردهای امواج ضربه ای ..... ۹
- ۵-۱- نیروی کششی..... ۹
- ۱-۵-۱- عوامل موثر بر کشش..... ۱۰
- ۲-۵-۱- محاسبه نیروی کششی..... ۱۰
- ۶-۱- پلاسمای کوآرک گلوئون..... ۱۱
- ۱-۶-۱- پلاسمای کوآرک گلوئون چیست؟..... ۱۱
- ۲-۶-۱- منابع تولید پلاسمای کوآرک گلوئون..... ۱۱
- ۳-۶-۱- تاریخچه تولید مصنوعی پلاسمای کوآرک-گلوئون..... ۱۲
- ۴-۶-۱- جت ها..... ۱۵
- ۷-۱- موج ضربه ای در پلاسمای کوآرک گلوئون..... ۱۷
- ۱-۷-۱- آشنایی مختصر با هیدرودینامیک لاندائو..... ۱۷
- ۲-۷-۱- فرآیند حرکت یک کوآرک سنگین در پلاسمای کوآرک گلوئون..... ۱۹

### فصل دوم: نظریه ریسمان و کاربردهای آن در دوگانی: AdS/CFT

- ۱-۲- نظریه کالوتزا-کلاین و پیوند با نظریه ریسمان ..... ۲۴

|         |                                         |
|---------|-----------------------------------------|
| ۲۷..... | ۲-۲- ابررسمان نظریه همه چیز             |
| ۳۳..... | ۳-۲- فضای آنتی دوسیتیه و دوگانی AdS/CFT |
| ۴۰..... | ۴-۲- نظریه میدان های همدیس              |
| ۴۲..... | ۵-۲- اصل هولوگرافی                      |
| ۴۴..... | ۶-۲- دوگانی AdS/CFT                     |

## فصل سوم: مطالعه حرکت کوآرک در پلاسمای کوآرک گلوئون بر اثر اصابت موج ضربه ای

|         |                                                                    |
|---------|--------------------------------------------------------------------|
| ۴۹..... | ۳-۱- متریک موج ، معادله حرکت و جواب ریسمان دنباله دار              |
| ۵۸..... | ۳-۲- محاسبه نیروی کششی در پلاسمای کوآرک گلوئون                     |
| ۶۲..... | ۳-۳- جواب های دیگر معادله حرکت ریسمان                              |
| ۶۶..... | ۳-۴- محاسبه انرژی پتانسیل بین کوآرک - پادکوآرک                     |
| ۷۱..... | ۳-۵- نحوه تغییرات توابع گوناگون در حالت خاص $V_b = 0$              |
| ۷۵..... | ۳-۶- محاسبه و بررسی انرژی پتانسیل بین کوآرک - پادکوآرک در حالت کلی |
| ۷۸..... | نتیجه گیری                                                         |
| ۸۰..... | پیوست                                                              |
| ۹۲..... | مراجع و منابع                                                      |

## فهرست اشکال

|        |                                                                                                          |
|--------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| ۳..... | شکل ۱-۱- نمودار فشار- زمان که برای یک دستگاه تولید موج ضربه ای که در پزشکی به کار می رود.                |
| ۳..... | شکل ۱-۲- نمایشی از وجود یک ناپیوستگی در موج ضربه ای.                                                     |
| ۴..... | شکل ۱-۳- الف- نمودار فشار- فاصله برای یک موج معمول.                                                      |
| ۴..... | شکل ۱-۳- ب- نمودار فشار- فاصله برای موجی که سرعت حرکت آن به سرعت حرکت چشمه موج نزدیک می شود.             |
| ۵..... | شکل ۱-۳- ج- نمودار فشار - فاصله برای یک موج ضربه ای.                                                     |
| ۵..... | شکل ۱-۴- نمایشی از وضعیت مولکولها و ذرات ماده ای که موج ضربه ای در آن منتشر می شود در نقطه فشار ماگزیمم. |
| ۵..... | شکل ۱-۵- تصویر سمت چپ جبهه های موج ضربه ای را در آستانه رسیدن به سرعت موج را نشان می دهد و               |
| ۶..... | شکل سمت راست مخروط و زاویه ماخ را نشان می دهد.                                                           |

- شکل ۱-۶- تصویر سایه ای از گلوله ای که با سرعتی فراصوتی حرکت می کند و باعث ایجاد موج ضربه ای می گردد. .... ۷
- شکل ۱-۷- موج ضربه ای در هواپیمای فراصوتی..... ۸
- شکل ۱-۸ - فرایند تشکیل پلاسمای کوارک گلوئون در طی چهار مرحله..... ۱۴
- شکل ۱-۹- نمایشی از نمودار دما- زمان از لحظه انفجار بزرگ تا کنون..... ۱۴
- شکل ۱-۱۰- نمایشی از شتابدهنده RHIC در آزمایشگاه ملی بروکهاون آمریکا..... ۱۵
- شکل ۱-۱۱- یک پلاسمای کوارک- گلوئون تولید شده از برخورد دو باریکه یون طلا با انرژی ۱۰۰ گیگاالکترون ولت در آشکارساز استار..... ۱۶
- شکل ۱-۱۲- نمایشی از آشکارساز STAR در آزمایشگاه RHIC در آزمایشگاه ملی بروکهاون آمریکا..... ۱۷
- شکل ۲-۱- نمایشی از بعد پنجم در مدل کالوتزا-کلاین. در این مدل خط پیوسته به صورت استوانه ای توخالی با فرض می شود..... ۲۵<sup>-32</sup> 10 شعاع
- شکل 2-2- برهمکنش هندسی در نظریه ریسمان. دو ریسمان در حالت های اولیه 1 و 2 می توانند به ریسمانی در حالت k متصل شوند. .... ۲۸
- شکل ۲-۳- سمت راست: خمینه کلایی- یائو که در آن ابعاد اضافی فشرده شده اند. سمت چپ: توصیف نظریه ریسمان به صورت ابعاد اضافی غیر فشرده..... ۳۳
- شکل ۲-۴- سه جواب مهم برای معادلات اینشتین: فضای آنتی دوسیته ، فضای مینکوفسکی و فضای دوسیته..... ۳۷
- شکل ۲-۵- سمت راست: یک فضای آنتی دوسیته ۵ بعدی - سمت چپ: یک کره پنج بعدی..... ۳۹
- شکل ۲-۶- تصویری از فضای  $AdS_5 \times S^5$ ..... ۴۰
- شکل ۲-۷- نمونه ای از تبدیل همدیس در دوبعد..... ۴۲
- شکل ۲-۸- تصویری از اصل هولوگرافی. اطلاعات درون فضای آنتی دوسیته ۵ بعدی را می توان بر روی مرز ۴ بعدی آن کدگذاری کرد..... ۴۳
- شکل ۲-۹- نمایشی از دوگانی  $AdS/CFT$ ..... ۴۵
- شکل ۲-۱۰- تصویری از کاربرد تطابق  $AdS/CFT$ ..... ۴۶
- شکل ۲-۱۱- مقایسه بین کمیت های نظریه میدان سوپریانگ میلز ۴ بعدی و نظریه ریسمان نوع IIB..... ۴۷
- شکل ۳-۱- الف- وضعیت ریسمان متصل به کوارک قبل از اصابت موج ضربه ای..... ۵۱
- ب- وضعیت ریسمان متصل به کوارک قبل از اصابت موج ضربه ای..... ۵۱
- شکل ۳-۲- نمودار حالت مجانبی ریسمان متصل به کوارک..... ۵۸
- شکل ۳-۳- تجسمی از پیکربندی مزون آویزان رابطه (۳-۶۶)..... ۶۶
- شکل ۳-۴ - نمودار کیفی انرژی پتانسیل ریسمان وابسته به کوارک- یادکوارک بر حسب  $\mu$  برای چند مقدار  $Z_{AdS}$ . با افزایش  $Z_{AdS}$  نمودار انرژی پتانسیل به سمت بالا شیب پیدا می کند. .... ۷۱
- شکل ۳-۵- نمودار کیفی انرژی پتانسیل ریسمان وابسته به کوارک- یادکوارک بر حسب  $\mu$  برای چند مقدار  $Z_{AdS}$ . با افزایش  $Z_{AdS}$  نمودار انرژی پتانسیل به سمت بالا شیب پیدا می کند. .... ۷۲

شکل ۳-۶- نمودار تغییرات فاصله کوارک-پادکوارک بر حسب شدت ضربه در موج ضربه ای هوی ساید..... ۷۴

شکل ۳-۷- نمودار  $(Z_{max})_r$  بر حسب فاصله کوارک-پادکوارک  $(r)$ . هرچه شدت ضربه بیشتر باشد فاصله تفکیک و در نتیجه  $(Z_{max})_r$  بزرگ تر خواهند بود.

..... ۷۴

شکل ۳-۸- نمودار  $G(Z)$  (شکل ریسمان مزنونی) برای سه مقدار مختلف  $\mu$  در حالت خاص  $V_b = 0$ .

همان طور که مشاهده می شود با افزایش  $\mu$  این ریسمان کوچکتر می شود.

..... ۷۵

شکل ۳-۹- نمودار انرژی پتانسیل  $\frac{V_\delta}{24}$  بر حسب  $Z$  در حالت  $V_b \neq 0$

..... ۷۷

شکل ۳-۱۰- نمودار انرژی پتانسیل  $\frac{V_\delta}{24}$  بر حسب  $r$  در حالت  $V_b \neq 0$

..... ۷۷

## فهرست جداول

جدول ۳-۱- کمیت های مختلف مربوط به ریسمان مزنونی بر حسب شدت های مختلف

موج ضربه ای در حالت خاص  $V_b = 0$

..... ۷۳

جدول ج-۱- محاسبه تابع ریسمان برای سه مقدار  $\mu = 0.1$ ,  $r = 1.39$ ,  $(z_{max})_r = 1.69$

..... ۸۷

جدول ج-۲- محاسبه تابع ریسمان برای سه مقدار  $\mu = 0.5$ ,  $r = 0.92$ ,  $(z_{max})_r = 0.83$

..... ۸۷

جدول ج-۳- محاسبه تابع ریسمان برای سه مقدار  $\mu = 0.9$ ,  $r = 0.366$ ,  $(z_{max})_r = 0.307$

..... ۸۷

جدول د-۱- محاسبه تابع و انرژی بستگی ریسمان به دو روش توابع فوق هندسی

و محیط برای سه مقدار  $\mu = 0.1$ ,  $r = 1.6146$ ,  $Z_{max} = 1$

..... ۸۸

جدول د-۲- محاسبه تابع و انرژی بستگی ریسمان به دو روش توابع فوق هندسی

و محیط برای سه مقدار  $\mu = 0.5$ ,  $r = 0.9957$ ,  $Z_{max} = 1$

..... ۸۹

جدول د-۳- محاسبه تابع و انرژی بستگی ریسمان به دو روش توابع فوق هندسی

و محیط برای سه مقدار  $\mu = 0.8$ ,  $r = 0.8357$ ,  $Z_{max} = 1$

..... ۹۰



# فصل اول

## امواج ضربه ای

\* موج ضربه ای چیست؟

\* ویژگی های امواج ضربه ای

\* منابع تولید امواج ضربه ای

\* کاربردهای امواج ضربه ای

\* نیروی کششی

\* پلاسمای کوارک گلوئون

\* موج ضربه ای در پلاسمای کوارک گلوئون

## ۱-۱- موج ضربه ای چیست؟

هرگاه چشمه موجی داشته باشیم که سرعت آن در حال افزایش باشد ، به محض اینکه سرعت آن از سرعت موجی که تولید می کند بیشتر شود موج ضربه ای<sup>۱</sup> ایجاد خواهد شد.

موج ضربه ای نوعی آشفتگی فراصوتی<sup>۲</sup> است که در حالت های مختلف ماده (جامد ، مایع ، گاز و پلاسما) منتشر می شود. اثر این نوع موج را می توان با بالا رفتن کمیت هایی چون فشار، دما ، چگالی و انرژی در محیط ، مشاهده کرد. یکی از آثار خیلی مهمی که در اثر این موج ایجاد می شود بالا رفتن نیروی کششی<sup>۳</sup> می باشد. موج ضربه ای مانند امواج معمولی حامل انرژی است. همچنین امواج ضربه ای به جز در محیط های فوق در میدان هایی مانند میدان الکترومغناطیسی نیز می توانند منتشر شوند [۱]. ضربه های متحرک معمولاً به وسیله بر همکنش دو جسم گازی در فشار مختلف تولید می شوند. این کار به وسیله یک موج ضربه ای که در گاز با فشار پایین انتشار می یابد انجام می شود. مثل ترکیدن بالون و موج ضربه ای حاصل از انفجار.

## ۱-۲- ویژگی های امواج ضربه ای

### ۱-۲-۱- دارا بودن فشار بسیار بالا: همان طور که گفته شد در این نوع موج ، فشار

بیشینه برای مدت زمان بسیار کوتاهی به مقدار بیشینه می رسد. در این مدت شیب نمودار فشار- زمان در مقایسه با فشار محیط پیرامون بسیار زیاد می شود (شکل ۱-۱). اندازه این فشار بیشینه برای انواع مختلف موج ضربه ای متفاوت است. برای مثال برای یک موج ضربه ای نوعی که در پزشکی برای شکستن سنگ کلیه استفاده می شود فشار در مدت زمان چند نانو ثانیه به اندازه ای

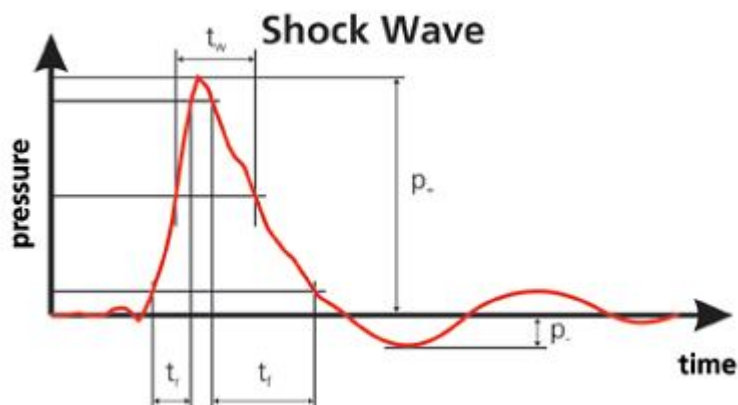
---

<sup>۱</sup> Shock waves

<sup>۲</sup> Ultrasonic disturbance

<sup>۳</sup> Drag force

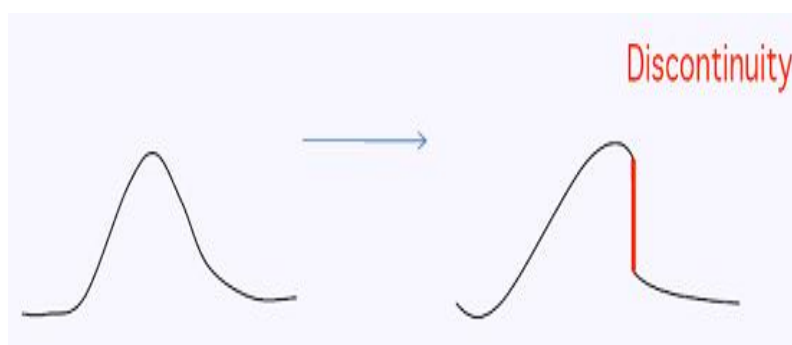
بین مقادیر ۱۰ تا ۱۵۰ مگا پاسکال می رسد. کل بازه زمانی که این ضربه طول می کشد ۳/۵ تا ۰/۵ میکرو ثانیه است [۲].



شکل ۱-۱- نمودار فشار- زمان برای یک دستگاه تولید موج ضربه ای که در پزشکی به کار می رود. زمان رسیدن به فشار بیشینه از مرتبه نانو ثانیه است. فشار در P- فقط ۱۰ درصد فشار بیشینه می باشد.

## ۲-۲-۱- وجود ناپیوستگی در جبهه موج

امواج ضربه ای معمولاً به وسیله یک سراسیمه ناپیوسته<sup>۱</sup> مشخص می شوند. این سراسیمه یک تغییر تقریباً ناپیوسته در مشخصه محیط است [۲]. در شکل ۲-۱ این نکته نمایش داده شده است.

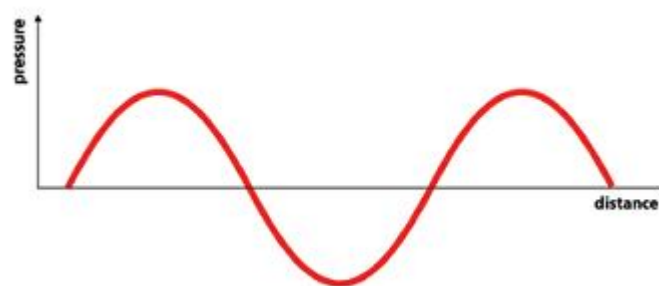


شکل ۲-۱- نمایشی از وجود یک ناپیوستگی در موج ضربه ای. این ناپیوستگی در اثر اختلاف فشار و در نتیجه اختلاف سرعت بین نقاط مختلف موج بوجود می آید.

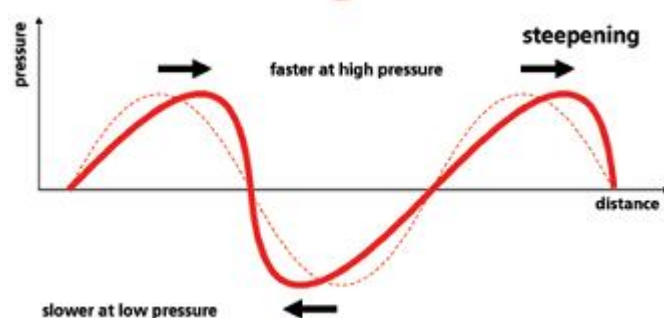
<sup>۱</sup> Discontinuous Abrupt



امواج ضربه ای پس از تولید ، فقط زمانی در یک ناحیه کانونی می شوند که دامنه های فشار آنقدر زیاد شود که آثار شیب مندی<sup>۱</sup> به صورت انتشاری غیر خطی<sup>۲</sup> فعال شود [۲]. اگر نمودار فشار-فاصله را برای موج ضربه ای بررسی کنیم ، می بینیم در نقاطی که فشار بیشتر است موج با سرعت بیشتری حرکت می کند و بالعکس در نقاط با فشار کمتر سرعت موج پایین تر است. این اختلاف فشار بین دو قسمت بالایی و پایینی جبهه موج باعث ایجاد یک شیب تند و ناپیوستگی فوق الذکر خواهد شد و ضربه مذکور به وسیله جبهه موجی که عمود بر جهت جریان است منتشر می شود. سرعت این ضربه نیز تابعی از نسبت فشار بین دو جسم (مثلا جسم و گاز) است. (شکل ۱-۳)



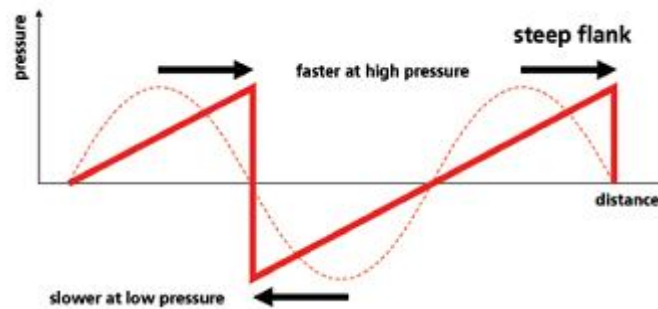
شکل ۱-۳ الف- نمودار فشار-فاصله برای یک موج معمولی



شکل ۱-۳ ب- نمودار فشار-فاصله برای موجی که سرعت حرکت آن به سرعت حرکت چشمه موج نزدیک می شود.

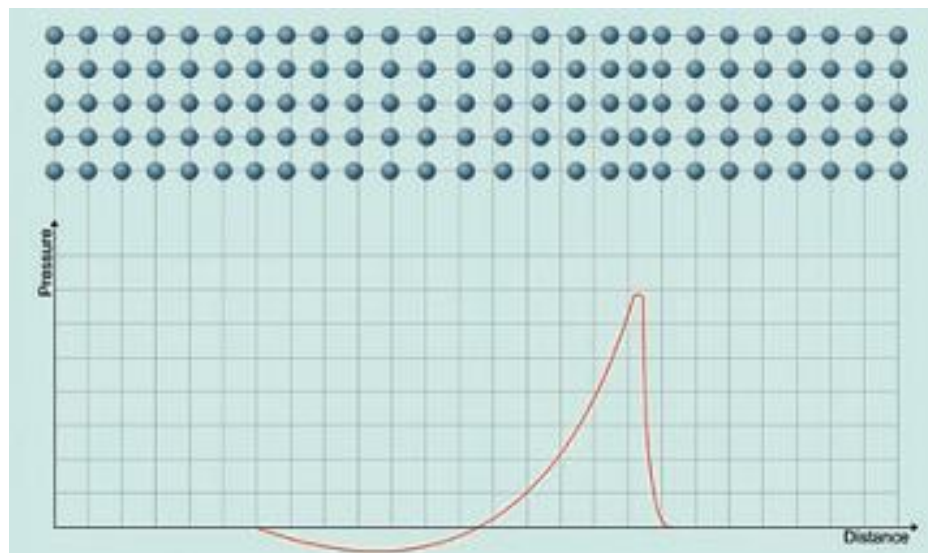
<sup>۱</sup> Steepening

<sup>۲</sup> Non-linear propagation



شکل ۱-۳ - ج - نمودار فشار - فاصله برای یک موج ضربه ای

گاهی اوقات نیز ضربه های متحرک می توانند به وسیله برهمکنش دو جسم گازی در فشار مختلف تولید شوند. وضعیت مولکولها و ذرات محیط انتشار موج در نقطه فشار بیشینه نیز جالب توجه است. در این نقطه پس از ایجاد ضربه ، نقش یک تعادل پایدار<sup>۱</sup> را مشاهده می کنیم. زیرا ذرات محیط از حالت تعادل خارج شده ولی در نهایت به جای اولیه خود بر می گردند. در اثر این جابجایی یک مولفه فشار منفی در محیط انتشار موج بوجود می آید. (شکل ۱-۴)



شکل ۱-۴ - نمایشی از وضعیت مولکولها و ذرات ماده ای که موج ضربه ای در آن منتشر می شود در نقطه فشار بیشینه.

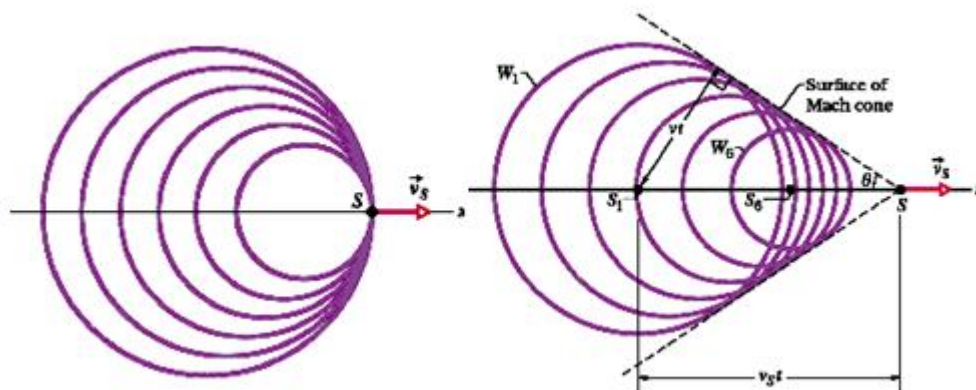
<sup>۱</sup> Stable equilibrium

### ۱-۲-۳- پایستگی انرژی کل در موج ضربه ای

خاصیت دیگر موج ضربه ای این است که وقتی از میان ماده می گذرد انرژی کل پایسته می ماند ، اما انرژی که به صورت کار ظاهر می شود افزایش می یابد. یکی از آثار این افزایش آنتروپی ، ایجاد یک نیروی کششی است که در ادامه توضیح داده خواهد شد.

### ۱-۲-۴- عددماخ<sup>۱</sup> - زاویه ماخ<sup>۲</sup> - مخروط ماخ<sup>۳</sup>

موج ضربه ای را به صورت ضربه ای تعریف کردیم که در اثر افزایش سرعت یک چشمه موج نسبت به سرعت موجی که تولید می کند بوجود می آید. یکی از پیامدهای موج ضربه ای ایجاد یک مخروط از جبهه های کروی هم پوشاننده است. هر یک از این جبهه ها همانطور که تشکیل می شوند با سرعت  $V$  منتشر می شوند. این انتشار موج به صورت شعاعی است. در همان حین ، چشمه با سرعت  $V_s$  مسیر  $V_s t$  را طی می کند. با استفاده از تفاضل این جابجایی که یک مثلث قائم الزاویه را تشکیل می دهد ، زاویه ماخ و عدد ماخ تعریف می شود.



شکل ۱-۵ - تصویر سمت چپ جبهه های موج ضربه ای را در آستانه رسیدن به سرعت موج را نشان می دهد و شکل سمت راست مخروط و زاویه ماخ را نشان می دهد.

<sup>۱</sup>Mach number

<sup>۲</sup>Mach angle

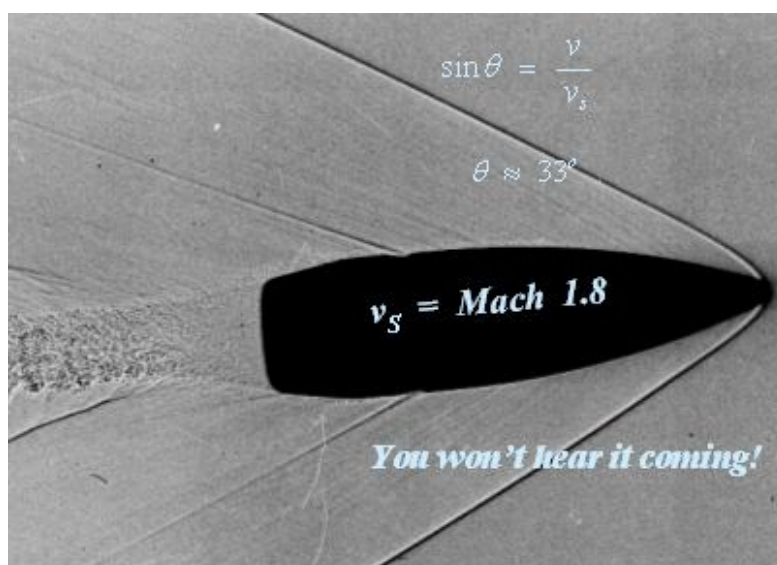
<sup>۳</sup>Mach cone

با توجه به شکل ۵-۱ مشاهده می شود مخروط ماخ مکان هندسی نقاطی از جبهه موج است که یکدیگر را قطع می کنند همچنین عدد ماخ به صورت نسبت سرعت چشمه به سرعت موج و زاویه ماخ به صورت عکس آن معرفی می شود. این نامگذاری به احترام ارنست ماخ<sup>۱</sup> دانشمند اتریشی که اولین بار این نسبت ها را در نظر گرفت صورت گرفته است. پس عدد ماخ ، کمیتی متغیر و بدون بعد است و بسته به خصوصیات محیط مانند دما و فشار، تغییر کرده و کاهش یا افزایش می یابد. بنابراین سینوس زاویه ماخ همیشه کوچکتر از یک و خود عدد ماخ همیشه بزرگ تر از یک خواهد بود. بدیهی است هر چه سرعت چشمه بیشتر شود عدد ماخ بزرگتر و زاویه ماخ کوچک تر شده و مخروط ماخ باریک تر می شود[۳].

$$\sin \theta = \frac{v}{v_s} \quad (۱-۱)$$

$$Mach\ Number \equiv \frac{v_s}{v} \quad (۲-۱)$$

برای مقایسه سرعت چشمه با سرعت موج ، آن را بر حسب ماخ بیان می کنند (شکل ۶-۱).



شکل ۶-۱- تصویر سایه ای<sup>۲</sup> از گلوله ای که با سرعتی فراصوتی حرکت می کند و باعث ایجاد موج ضربه ای می گردد. زاویه ماخ و سرعت چشمه بر حسب ماخ مشخص گردیده است.

<sup>۱</sup> Ernst mach

<sup>۲</sup> Shadowgraph

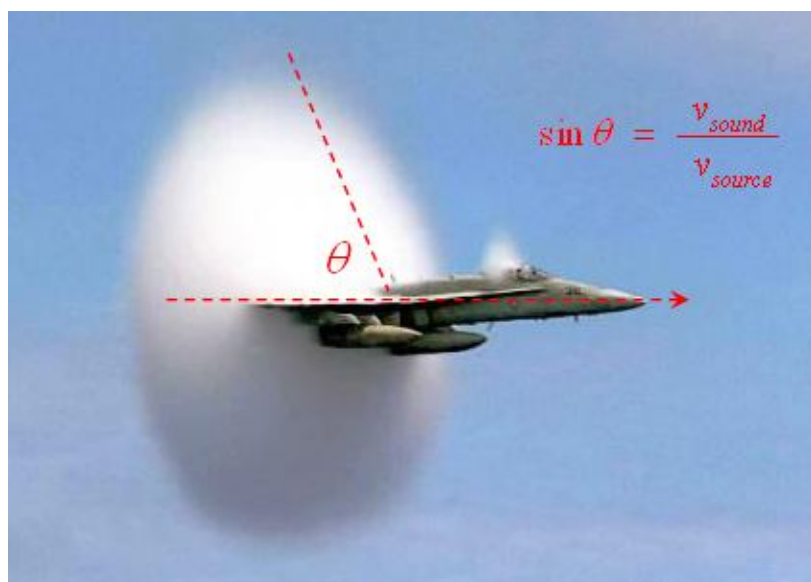
## ۱-۳- منابع تولید امواج ضربه ای

به طور کلی منابعی که باعث تشکیل امواج ضربه ای می شوند را می توان به دو دسته تقسیم

نمود:

دسته اول ، عوامل طبیعی مانند آذرخش ها انفجارهای طبیعی و... می باشند. مثلا در آذرخش ، سرعت انتقال موج تولید شده از سرعت صوت بیشتر شده و موج ضربه ای را به وجود می آورد. در محیط های شفاف مثل آب که طبق پدیده تابش چرنکوف<sup>۱</sup> سرعت ذره در آنها می تواند بیشتر از سرعت نور در همان محیط شود نیز می توانیم آثار موج ضربه ای را مشاهده کنیم.

دسته دوم ، عوامل مصنوعی هستند ، یعنی عواملی که به نوعی بشر در تولید آنها دخالت دارد. نمونه ای از این قبیل هواپیماهای مافوق صوت می باشند که در آنها تولید امواج ضربه ای یک معضل محسوب می شود زیرا در این هواپیماها امواج ضربه ای ، عامل اصلی ایجاد دیوار صوتی هستند. در اینجا موج ضربه ای ، تغییری ناگهانی در فشار و دمای یک لایه از هوا است که می تواند به لایه های دیگر منتقل شده و به صورت یک موج فضا ، را بپیماید (شکل ۱-۷).



شکل ۱-۷- موج ضربه ای در هواپیمای فراصوتی F/A-۱۸ Hornet: اثر موج مذکور به صورت ابری از بخار هوا در پشت هواپیما و بالای کابین خلبان مشاهده می شود. در واقع این ابر، همان ذرات رطوبت موجود در هوا است که تحت تاثیر مولفه فشار منفی ضربه تشکیل شده است. زاویه ماخ در تصویر نشان داده شده است.

---

<sup>۱</sup>Cherenkov Radiation

## ۱-۴- کاربرد های امواج ضربه ای

چنانکه اشاره شد امواج ضربه ای می توانند در طبیعت به عنوان یک معضل باشند اما گاهی می توان از ویژگی هایی مثل انرژی بالای آن استفاده کرد. این نوع امواج در خیلی موارد در دستگاه های تولید کننده موج ضربه ای مثل بلندگوها و بعضی دستگاه ها که در درمان بیماری ها استفاده می شوند [۲]. خیلی مواقع نیز می توان در امور تحقیقاتی [۴،۵،۶] و پدیده شناختی و در جاهای خاص مثل فیزیک یون سنگین [۷،۸] از آنها استفاده نمود.

از امواج ضربه ای، در بمب ها و تسلیحات دیگر نیز استفاده می شود. بمب ها با یک افزایش دما و فشار ناگهانی در لایه هایی از هوا، امواج ضربه ای را به وجود آورده که از طریق هوا انتقال یافته و باعث و تخریب موانع می شود.

## ۱-۵- نیروی کششی

کشش نیرویی است که به یک شیء متحرک درون یک سیال وارد می شود. این نیرو همیشه در جهت جریان سیال است. به همین جهت این نیرو را نیروی کششی نامیده اند. دلیل اهمیت آن در امواج ضربه ای این است که خیلی مواقع این امواج درون سیال هایی مثل مایعات گازها و پلاسماها ایجاد می شوند، بنابراین رابطه بین نیروی کششی و موج ضربه ای رابطه ای گریز ناپذیر است. دلیل این که کشش اتفاق می افتد این است که بین سیال و شیء در هنگام برخورد تکانه مبادله می شود و این تبادل تکانه باعث ایجاد یک نیروی مخالف با حرکت شیء می شود.

## ۱-۵-۱- عوامل موثر بر کشش

به طور کلی نیروی کششی که به آن نیروی پسا هم گفته می شود به سه عامل بستگی دارد.

- **سطح تماس جسم:** هر چه سطح تماس جسمی که در معرض تماس با سیال قرار دارد بیشتر باشد نیروی کششی بیشتر می شود.

- **سرعت جسم:** هر چه سرعت جسم بیشتر باشد (جریان نسبی سیال بیشتر باشد) نیروی کششی بزرگ تر خواهد بود.

- **اینرسی سیال:** هر چه سیال اینرسی (و یا تکانه) بیشتری داشته باشد یعنی چسبناکی و چگالی سیال بیشتر باشد، کشش بیشتر خواهد بود.

## ۱-۵-۲- محاسبه نیروی کششی

روش محاسبه این نیرو در سطح ماکروسکوپی و میکروسکوپی با هم متفاوت است. در فیزیک کلاسیک و در آیرودینامیک<sup>۱</sup> کمیت هایی موسوم به معادله کشش<sup>۲</sup> و ضریب کشش<sup>۳</sup> وجود دارد که به طور تجربی به دست می آیند. از آنها برای محاسبه نیروی کششی وارد بر هواپیماها و سایر پرنده ها استفاده می شود. ولی در محاسبه نیروی کششی در محدوده سیالات ماکروسکوپی نظیر پلاسمای کوارک گلوئون از نیروهای تعمیم یافته استفاده می کنیم.

---

<sup>۱</sup> Aerodynamics

<sup>۲</sup> Drag equation

<sup>۳</sup> Drag coefficient

## ۱-۶- پلاسمای کوارک گلوئون<sup>۱</sup>

### ۱-۶-۱- پلاسمای کوارک گلوئون چیست؟

پلاسمای کوارک-گلوئون یا سوپ کوارک-گلوئون که به اختصار آن را QGP می نامند، یک فاز در کرومودینامیک کوانتومی<sup>۲</sup> است که در دما و چگالی های بسیار بالا قابل تولید می باشد. به عبارت دقیق تر این پلاسمای یک حالت از ماده ای قویا برهم کنش کننده<sup>۳</sup> است که در آن کوارک ها و گلوئون هایی که هادرون<sup>۴</sup> ها را می سازند دیگر در ماهیت رنگ-خنثای<sup>۵</sup> قالب هادرونی محبوس<sup>۶</sup> نیستند [۹]. در این فاز ، ماده تقریباً فقط کوارک و گلوئون آزاد است که هر دو از بنیادی ترین ذرات سازنده ماده هستند. بدلیل محدودیت امکانات زمینی در تولید فشار و دمای لازم ، بشر تا کنون نتوانسته بود شرایط مورد نیاز برای تولید چنین محیطی را فراهم کند ولی با فراهم شدن این شرایط در سالهای اخیر تا امروز چند آزمایش مختلف انجام شده اند تا امضای این پلاسمای یافته شود.

### ۱-۶-۲- منابع تولید پلاسمای کوارک گلوئون

پلاسمای کوارک-گلوئون یک حالت از ماده است که وقتی جهان فقط یک میلیاردیم ثانیه عمر داشت ، به مدت ده میلیونیم ثانیه به این شکل بوده است و یکی از فازهای ماده در لحظه خلقت جهان در مرحله قبل از فاز هادرونی می باشد ، بنابراین برای انسان یک حالت<sup>۷</sup> جدید به شمار می رود. این ماده در واقع نوعی پلاسمای است که در آن کوارکها و چسب های بین کوارکی (گلوئونها) به حالت آزاد وجود دارند. انتظار می رود که چنین سوپی در قلب ستاره های نوترونی هم وجود داشته

---

<sup>۱</sup> Quark-gluon plasma

<sup>۲</sup> Quantum Chromodynamics

<sup>۳</sup> Strongly interacting matter

<sup>۴</sup> Hadron

<sup>۵</sup> Color- neutral

<sup>۶</sup> Confined

<sup>۷</sup> State



باشد اما علاوه بر منابع فوق این پلاسما به صورت مصنوعی نیز قابل تولید می باشد به طوری که در یکی دو دهه اخیر دانشمندان دو مرکز بزرگ سرن<sup>۱</sup> در سوئیس و آزمایشگاه بروکهاون<sup>۲</sup> در نیویورک آمریکا موفق به تولید این پلاسما در شرایطی فوق العاده سخت و برای مدت زمان خیلی کوتاه گردیده اند.

### ۱-۶-۳- تاریخچه تولید مصنوعی پلاسمای کوارک-گلوئون

سنکروترون سوپر پروتون<sup>۳</sup> در سرن برای اولین بار در دهه های ۱۹۸۰ و ۱۹۹۰ تلاش کرد که به پلاسمای کوارک گلوئون دست یابد و نتایج آن به صورت مدارک غیرمستقیم به وجود این فاز منجر گردید. در فوریه ۲۰۰۰ محققان سرن اعلام کردند شواهد قانع کننده ای دارند برای یک حالت از ماده که در آن کوارک ها به جای اینکه در قید نوکلئون ها باشند می توانند آزادانه حرکت کنند[۷]. در همان سال آزمایشگاه ملی بروکهاون در نیویورک آمریکا نیز به تحقیق درباره پلاسمای کوارک-گلوئون پرداخت. در ژوئن ۲۰۰۷ فیزیکدانان شتابدهنده ی RHIC<sup>۴</sup> آزمایشگاه براکهاون به سرپرستی توماس کرک<sup>۵</sup>، خبر دادند که موفق شده اند چنین پلاسمایی را ردگیری کنند. کاری که در RHIC انجام شد بطور خلاصه برخورد دو باریکه ی طلا از رو به رو (سر به سر) با هم بود. اینکار باعث شد نزدیک به ۴۰۰ پروتون و نوترون در محل برخورد وجود داشته باشند. با این کار گرما و فشار بشدت بالا رفته و دمای آن منطقه، حدود ۳۰۰ میلیون برابر دمای سطح خورشید شد که البته در این دما (که تقریباً نزدیک به دمای ثانیه ی اول جهان است) پروتونها و نوترونها دیگر نمی توانستند بصورت ذره باشند و بنابراین کوارکها و گلوئونهایی که بین کوارکهای پروتونها و

---

<sup>۱</sup> Cern

<sup>۲</sup> Brookhaven National Laboratory

<sup>۳</sup> Super Proton Synchrotron

<sup>۴</sup> Relativistic Heavy Ion Collider

<sup>۵</sup> Thomas Kirk

<sup>۶</sup> Head to Head

نوترونها کشش ایجاد می کنند ، آزاد شدند. پس معجونی از گلوئون و کوارک پدید آمد که همان پلاسمای کوارک-گلوئون بود. تمام پیش بینی های مربوط به ساخته شدن این پلاσμα قبلا در نظریه کرومودینامیک کوانتومی صورت گرفته بود.

در فوریه ۲۰۱۰ محققان آزمایشگاه ملی بروکهاون ادعا کردند که یک پلاسمای کوارک-گلوئون در دمای ۴ تریلیون درجه سلسیوس تولید کرده اند. سه آشکارساز <sup>۱</sup>ALICE , <sup>۲</sup>ATLAS و <sup>۳</sup>CMS در آزمایشگاه LHC<sup>۴</sup> در سرن هنوز در حال بررسی خواص پلاسمای کوارک-گلوئون می می باشند. این آزمایش ها در نوامبر ۲۰۱۰ آغاز شد بدین صورت که ابتدا پروتون ها و سپس یون های سرب را در آزمایشگاه آلیس بهم برخورد دادند. گروه در ۶ دسامبر کار را متوقف کرده و دوباره در ژانویه ۲۰۱۱ شروع به کار کردند. در هفته اول برخورد دادن یون های سرب در LHC ، دانشمندان به چند پلاسمای کوارک-گلوئون با دمای دهها تریلیون درجه سلسیوس دست یافتند. تشکیل شرایط ابتدای جهان روی زمین کار بزرگی است که می تواند به بسیاری از پرسشهای بشر پاسخ دهد.

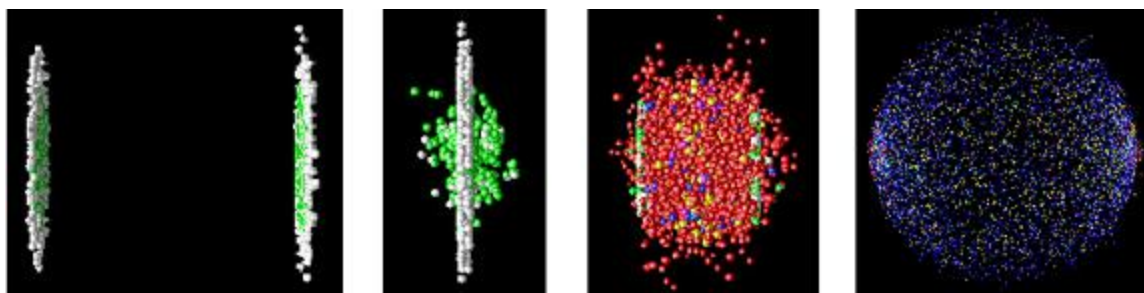
---

<sup>۱</sup> A Large Ion Collider Experiment

<sup>۲</sup> A Toroidal LHC Apparatus

<sup>۳</sup> Compact Muon Solenoid

<sup>۴</sup> Large Hadron Collider



شکل ۱-۸- فرایند تشکیل پلاسمای کوارک گلوئون در طی چهار مرحله:

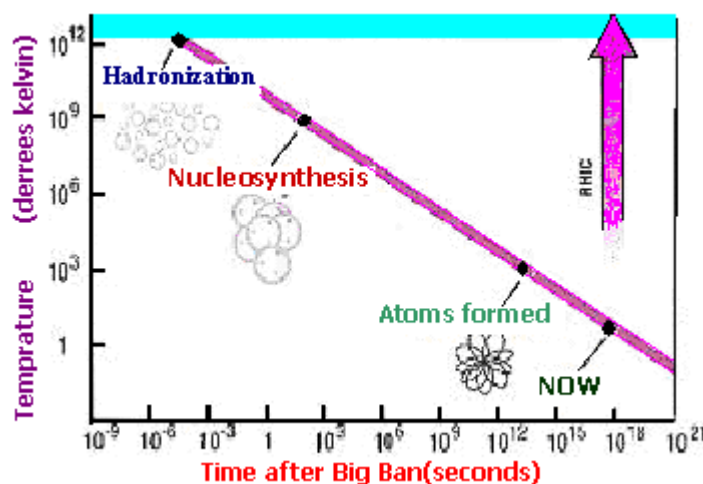
از چپ به راست:

۱- هسته ها با سرعت نسبیتی<sup>۱</sup> به هم می رسند. در این حالت هسته ها مانند کلوچه پهن شده اند.

۲- در اولین لحظات ، برخوردهای شدیدی حکمفرما است.

۳- ذرات تولید شده در مقیاس های سخت<sup>۲</sup> و نرم<sup>۳</sup> بازبرهمکنش می کنند.

۴- ذرات در حالت نهایی سرد شده و به سمت آشکارسازها<sup>۴</sup> جاری می شوند.<sup>۵</sup>[۱۱]



شکل ۱-۹- نمودار دما-زمان از لحظه انفجار بزرگ تا کنون

<sup>۱</sup> Relativistic Velocity

<sup>۲</sup> Hard

<sup>۳</sup> Soft

<sup>۴</sup> Detector

<sup>۵</sup> Steam



شکل ۱-۱۰-۱- نمایشی از شتابدهنده RHIC در آزمایشگاه ملی بروکهاون آمریکا

## ۱-۶-۴- جت<sup>۱</sup>ها

چون زمان بوجود آمدن پلاسمای کوارک گلوئون بسیار کم است بنابراین خود پلاσμα را نمی توان دید بلکه اثرات آن قابل مشاهده است. بوجود آمدن پلاσμα علائمی چون جهش ذراتی از آن منطقه در جهت های مخالف دارد که به جت معروفند.

جت ها یا ذرات ثانویه ای که بعد از تولید سوپ کوارک-گلوئون در RHIC آشکار شدند

کمتر و نامتقارن تر از این شکل در آزمایش برخورد دوترون<sup>۲</sup>-طلا هستند.

یکی از نکات مهم در پخش شدن ذرات بعد از خلقت سوپ کوارک-گلوئون ، این است که این

<sup>۱</sup> Jet

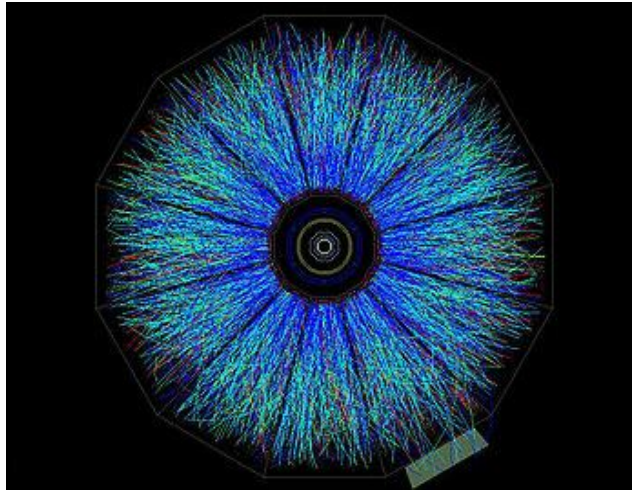
<sup>۲</sup> Deuteron

ذرات ثانویه یا جت که انتظار می رفت بصورت جفت در جهتهای مخالف هم دیده شوند نقصهایی داشتند به این معنی که اگر جتی از یک طرف ظاهر شد ، جفتش با همان تکانه در جهت مخالف مشاهده نمی شود. از همه مهم تر این است که تعداد جتهایی که بعد از برخورد سر به سر طلا مشاهده می شود بسیار کمتر از تعدادی است که پیش بینی می شد. مثلاً در برخورد ضعیف تری که سال ۲۰۰۷ در RHIC صورت داده شد و در آن مولکول سبک تر دوترون به طلا برخورد کرد تعداد جتهای بیشتری بوجود آمدند. البته در آن هنگام دما خیلی بالا نرفت و جت هایی که تشکیل شدند امضای سوپ مورد نظر را نداشتند.

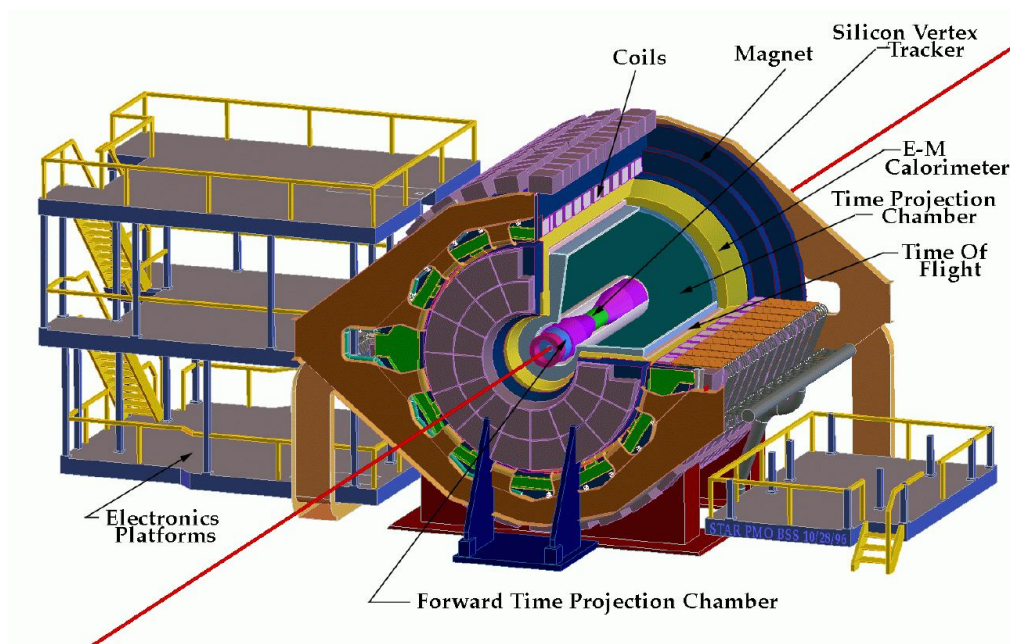
اینکه جت ها در اینجا آنچنان زیاد نیستند و تقارن<sup>۱</sup> در پخش شدن هم ندارند ، از نظر تئوری توجیه شد و متوجه شدند که یک حوزه<sup>۲</sup> در محل برخورد دو باریکه ی طلا وجود دارد که مثل یک دیواره ی آتش عمل می کند. اگر کوارکی از آن بیرون بیاید مشاهده پذیر و قابل آشکارسازی می شود و اگر بیرون نیاید و آشکار نشود به این معنی است که کوارک در آن حوزه به دام افتاده و برهم کنش کرده است. به این پدیده فرونشانی جت<sup>۳</sup> می گویند پس قانون بقای تکانه به نحوی پایسته می ماند.

---

<sup>۱</sup> Symmetry  
<sup>۲</sup> Zone  
<sup>۳</sup> Jet quenching



شکل ۱-۱۱ - یک پلاسمای کوآرک-گلوئون تولید شده از برخورد دو باریکه یون طلا با انرژی ۱۰۰ گیگاالکترون ولت در آشکارساز Star، برخورد دهنده یون های نسبیتی، آزمایشگاه ملی بروکهاون، آمریکا.



شکل ۱-۱۲ - نمایشی از آشکارساز STAR در آزمایشگاه RHIC در آزمایشگاه ملی بروکهاون آمریکا - QGP موجود در تصویر (۱-۱۱) در تاریخ ۲۵ ژوئن ۲۰۰۰ در این آشکارساز تولید شده است. محل جغرافیایی آن در RHIC را می توان در تصویر (۱-۱۰) مشاهده نمود.

## ۱-۷- موج ضربه ای در پلاسمای کوارک گلوئون

### ۱-۷-۱- آشنایی مختصر با هیدرودینامیک لاندائو<sup>۱</sup>

هیدرودینامیک ، علم مطالعه نیرو و جنبش سیالات است یعنی به مطالعه نیروی اعمال شده توسط حرکت سیالات می پردازد. تا قبل از سال ۱۹۵۰ مفهوم هیدرودینامیک با معنای امروزی آن متفاوت بود. در سال ۱۹۵۳ لاندائو و فرمی<sup>۲</sup> شروع به پایه گذاری هیدرودینامیک نسبیتی کردند. هدف آنها استفاده از هیدرودینامیک برای فرایند تولید چند ذره ای در برخوردهای هادرونی انرژی بالا بود. مفهوم هیدرودینامیک نسبیتی بر مبنای سه اصل اولیه تعادل گرمای موضعی ، پایستگی موضعی تکانه - انرژی و عدم وجود مقیاس فیزیکی<sup>۳</sup> بود. معادلات حرکت در هیدرودینامیک نسبیتی روابط پایستگی انرژی-تکانه و پایستگی جریان می باشند.

$$\partial_{\mu} T^{\mu\nu} = 0 \quad (۳-۱)$$

$$\partial_{\mu} N_i^{\mu} = 0 \quad (۴-۱)$$

امروزه دو نوع هیدرودینامیک نسبیتی وجود دارد: هیدرودینامیک بیورکن<sup>۴</sup> و هیدرودینامیک لاندائو. تفاوت این دو نوع در طبیعت شار است. در هیدرودینامیک بیورکن ، فرض می شود که خیزش<sup>۵</sup> ناوردا باشد به گو نه ای که چگالی انرژی مستقل از سرعت و فقط تابعی از زمان است.

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{Bjorken}(\tau) \quad (۵-۱)$$

اما در هیدرودینامیک لاندائو چگالی انرژی ، تابعی موضعی از مختصات فضایی و زمان می باشد:

---

<sup>۱</sup> Landau Hydrodynamics

<sup>۲</sup> Fermi

<sup>۳</sup> Physical scale

<sup>۴</sup> Bjorken

<sup>۵</sup> Boost

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{Landau}(\tau, z, x, y) \quad (6-1)$$

تاکنون برای هیدرودینامیک لاندائو، جواب های مختلفی ارائه شده است. اولین جواب توسط خود لاندائو در سال ۱۹۵۳ به صورت یک جواب ۱+۱ بعدی ارائه گردید. در سال ۱۹۹۳ یک جواب تحت خیزش توسط سریواستاوا<sup>۱</sup> ارائه گردید.

در سال ۲۰۰۸ جوابی شامل تابع پله ای هویساید در ۱+۱ بعد توسط میزوگوچی<sup>۲</sup> از ژاپن مطرح گردید. بدین ترتیب که وی داده های مربوط به کائون ها و پیون های بدست آمده از آزمایشگاه RHIC را آنالیز کرد و پروتون خالص را با این جواب توصیف کرد. جواب حاصله داده های پیون و کائون را نسبتاً خوب توصیف می کرد. سپس وی با استفاده از یک روش تحلیلی جدید موفق گردید داده های پروتون خالص را به استثنای ۲۰۰ GeV نسبتاً خوب توجیه کند. امروزه مقیاس بندی قوانین مشاهده شده بر حسب داده ها در سرن (RHIC) انجام می گیرد و دانشمندان فهمیده اند که هیدرودینامیک چارچوب مناسبی از مدل های موفق را ایجاد می کند. به عنوان مثال، مدل بودا-لوند<sup>۳</sup> داده های حاصل از آزمایشگاه RHIC را بر مبنای جواب های تحلیلی دقیق هیدرودینامیکی تحلیل می کند. بنابراین هیدرودینامیک لاندائو در پلاسمای کوارک-گلوئون جوابهای نسبتاً خوبی ارائه می کند.

اگر مسیر آزاد میانگین در مقایسه با اندازه ناحیه برهم کنش بزرگ باشد، آنگاه ذرات تولید شده به هندسه اولیه پاسخ نمی دهند اما اگر مسیر آزاد میانگین در مقایسه با مقیاس های طول (مثلاً اندازه عرضی<sup>۴</sup> هسته) خیلی کوچک باشد آنگاه هیدرودینامیک یک چارچوب مناسب برای بررسی پاسخ محیط به هندسه است [۱۲]. اما در حالت کلی محاسبات با استفاده از هیدرودینامیک ایده آل، چارفلو<sup>۵</sup> مناسب و منطقی را بازتولید می کند. وقتی که با دما و فشار بسیار بالایی سر

<sup>۱</sup> Srivastava

<sup>۲</sup> Mizoguchi

<sup>۳</sup> Buda-Lund

<sup>۴</sup> Transverse

<sup>۵</sup> four-flow



و کار داشته باشیم و دما از مرتبه جرم سکون کوانتا باشد می توانیم در مطالعه پلاسمای کوارک گلوئون از هیدرودینامیک لاندائو استفاده کنیم. اما هیدرودینامیک لاندائو به صورت موضعی قابل کاربرد است یعنی فقط تحت یک شرایط خاص تعادل موضعی، دینامیک سیستم به وسیله معادله هیدرودینامیکی تعیین خواهد شد و به همین دلیل جواب های آن در پلاسمای کوارک - گلوئون تقریبی است.

### ۱-۷-۲- فرآیند حرکت یک کوارک سنگین در پلاسمای کوارک گلوئون

پیدایش پلاسمای کوارک گلوئون در فیزیک ذرات بنیادی، بر مبنای موفقیت مدل هیدرودینامیکی لاندائو در توضیح داده های تجربی مختلف پایه گذاری شده است، بدین صورت که هیدرودینامیک لاندائو به کمک یک معادله، حالت گذار از یک پلاسمای کوارک-گلوئون به حالت های درونی را منعکس می کند. همان طور که اشاره گردید یک (و نه دقیق ترین) روش برای اثبات داده های تجربی پلاسمای کوارک گلوئون، استفاده از هیدرودینامیک لاندائو می باشد. حالت پلازما به عنوان معادله حالت تعریف می شود و به غیر از هیدرودینامیک لاندائو راه دیگری برای کسب اطلاعات درباره معادله حرکت ماده وجود ندارد. با این حال دلایل قانع کننده ای داریم که نظریه حاضر برای مطالعه پلاسمای موجود روش چندان دقیقی نیست.

در اثر برخورد یون های نسبیتی امکان تشکیل موج ضربه ای وجود دارد، حتی شواهدی وجود دارد که در پلاسمای کوارک گلوئون تشکیل شده در RHIC به وسیله یک پروتون سخت<sup>۱</sup>، موج های ضربه ای بوجود آمده اند. این شواهد که از دو و سه همسوساز<sup>۲</sup> جت بدست آمده اند، نشان می دهند که وقتی کوارک سنگین در این پلازما حرکت می کند مخروط ماخ تشکیل می شود [۸]. این امواج می توانند در مراحل اولیه برخورد خیلی مهم باشند، بنابراین اصابت یک موج ضربه ای به

---

<sup>۱</sup> Hard proton

<sup>۲</sup> Correlator

یک کوارک یا مزون می تواند باعث پراکندگی این ذرات شود. در اینجا فرض ما این است که یک موج ضربه ای با شدت قابل کنترل به کوارک ( و مزون ) درون پلاسما اصابت کند. برای بررسی این حرکت شاید اولین راه مناسب استفاده از هیدرودینامیک لاندائو باشد. اما همان طور که گفته شد این نظریه ، کلاسیکی است و فقط برای تعادل موضعی قابل استفاده می باشد [۷] هر دو این فرضیات تعداد درجات آزادی زیادی را می طلبند. به عنوان مثال در انرژی های حاضر در برخورد نوکلئون-نوکلئون به جای چهار درجه آزادی (پروتون-نوترون و اسپین بالا-اسپین پایین) تعداد  $12N_f$  درجه آزادی داریم [۱۰]. در این رابطه عدد ۱۲ از ضرب سه عدد دیگر بدست آمده است:

$$12 = 2 \times 3 \times 2$$

در اینجا، ۲ (تعداد حالات اسپینی) ، ۳ (تعداد حالات رنگ)، ۲ (تعداد حالات کوارک بودن یا پادکوارک بودن) می باشند. ضریب  $N_f$  نیز بین دو مقدار ۲ (برای کوارک های  $u$  و  $d$ ) و ۳ (برای کوارک های  $u$  و  $s$  و  $d$ ) تغییر می کند. برای گلوئون نیز درجه آزادی کل بین ۴۰ تا ۵۲ می باشد ( از این درجات آزادی ۲ درجه آزادی برای اسپین و ۸ درجه آزادی برای رنگ می باشد) از طرف دیگر وقتی لاندائو در سال ۱۹۵۳ این هیدرودینامیک را فرمول بندی کرد تنها ذرات شناخته شده پیون ها ، هسته ها و چند ذره ای های اشعه کیهانی بودند که نسبت به استانداردهای حاضر خیلی کم انرژی محسوب می شدند ، بنابراین کلاسیکی بودن نظریه مشکل زیادی ایجاد نمی کرد [۱۰]. همچنین برای ضربه های کوچک (ضربه های با دامنه کوچک) تقریب های هیدرودینامیک شامل ویسکوزیته می شود و باعث ایجاد ناپیوستگی شده و توصیف یکنواختی را از موج ضربه ای فراهم می کند. به علاوه امواج ضربه ای با تغییرات زیاد سرعت و دما مشخص می شوند و نمی توان آنها را در هیدرودینامیک توصیف کرد [۸]. در فواصل دور از کوارک می توان مساله را به وسیله هیدرودینامیک لاندائو حل نمود ولی در فواصل نزدیک به آن این کار ممکن نیست. در کل از

هیدرودینامیک می توان برای مطالعه ناحیه ای دور از ضربه که تغییرات کوچک هستند استفاده نمود [۸].

مطالعه پلاسمای کوارک گلوئون به وسیله نظریه QCD نیز کاری غیرممکن است زیرا مطالعه پلاسمای QGP از لحاظ نظری کار مشکلی است زیرا این پلازما در رژیم جفت شدگی قوی می باشد و بسط اختلالی در آن اعتبار ندارد پس مناسب است که به سراغ محاسبات غیر اختلالی برویم [۸]. با همه این اوصاف استفاده از دوگانی  $AdS/CFT$  روش مناسبی برای بررسی کوارک سنگین در پلاسمای مذکور می باشد. به این ترتیب که به انتهای کوارک سنگین یک ریسمان نسبت می دهیم و مساله را به وسیله نظریه ریسمان نوع IIB بررسی می کنیم و از آنجایی که بین این نظریه با نظریه پیمانه ای سوپریانگ میلز (SYM)  $N=4$  در فضای  $AdS_5 \times S^5$  دوگانی برقرار است ، در مواردی که محاسبات در نظریه ریسمان مشکل باشد می توانیم از این نظریه همدیس کمک بگیریم. گفته شد چیزی که باعث می شود این دوگانی این قدر مفید – و به همان نسبت اثباتش سخت – باشد این است که حد جفت شدگی ضعیف ، یک نظریه دوگان حد جفت شدگی قوی نظریه دیگر می باشد.

کاری که در فصل سوم صورت می گیرد انجام محاسبات مربوط به مقاله [۱۳] و در ادامه آن محاسبه یک سری نتایج جدید می باشد. در قسمت اول کوارک سنگینی در نظر گرفته می شود که تحت تاثیر یک موج ضربه ای در یک پلاسمای کوارک گلوئون در حال حرکت می باشد. در قسمت دوم مزونی را در نظر می گیریم که کوارک و پادکوارک آن به وسیله ریسمانی آویزان به هم متصل می باشند با اعمال یک ضربه با شدت های مختلف ، حرکت ریسمان ( و متعاقبا ذره مذکور ) را در هر یک از این دو حالت بررسی می کنیم.

## فصل دوم

نظریه ریسمان و کاربردهای آن در دوگانی  $AdS/CFT$

\* نظریه کالوتزا-کلاین و پیوند با نظریه ریسمان

\* ابرریسمان نظریه همه چیز

\* فضای آنتی دوسیتیه و دوگانی  $AdS/CFT$

\* نظریه میدان های همدیس

\* اصل هولوگرافی

\* دوگانی  $AdS/CFT$

\* فرایند حرکت یک کوارک سنگین در پلاسمای کوارک گلوئون

## ۲-۱- نظریه کالوتزا- کلاین و پیوند با نظریه ریسمان

این نظریه در سال ۱۹۲۱ توسط ریاضیدانی به نام کالوتزا<sup>۱</sup> ارائه شد ، در سال ۱۹۲۶ توسط کلاین<sup>۲</sup> گسترش بیشتری یافت و اکنون آن را به نام نظریه کالوتزا-کلاین<sup>۳</sup> می شناسند. کالوتزا متوجه شد که نظریه نسبیت عام<sup>۴</sup> اینشتین که میدان گرانشی را توصیف می کند و نظریه ماکسول که میدان الکترومغناطیسی را توصیف می کند را می توان در یک چارچوب نوشت یا به طور خلاصه به آنها وحدت<sup>۵</sup> بخشید اما چگونه می توان این کار را کرد؟

دقت می شود که میدان الکترومغناطیسی  $10^{38}$  برابر قوی تر از میدان گرانشی است ، همچنین این میدان فقط توسط ذرات باردار احساس می شود ولی نیروی گرانشی را تمام ذرات جرم دار احساس می کنند. تنها خاصیت مشترک آنها عملکرد این دو نیرو در فواصل دور است. بنابراین نتیجه وی در نظر اول عجیب بود. کالوتزا با اضافه کردن یک بعد به نظریه اینشتین دو میدان را به هم پیوند زد. معادلات میدان گرانشی اینشتین در چهار بعد نوشته می شود- سه بعد فضا و یک بعد زمان - کالوتزا آنها را در پنج بعد نوشت و متوجه شد که نظریه ماکسول از بعد پنجم حاصل می شود. کالوتزا فقط میدانهای با شدت ضعیف را در نظر گرفته بود ، کلاین نشان داد این نظریه حتی در مورد میدان های قوی نیز قابل اعمال است. به علاوه وی مکانیک کوانتومی را نیز در این نظریه وارد کرد و توضیح متقاعد کننده ای در مورد عدم مشاهده بعد پنجم در طبیعت ارائه داد.

کالوتزا بعد پنجم را به صورت دوایری تو خالی در نظر گرفت که در کنار هم قرار می گیرند و یک خط را می سازند ، در واقع در نظریه او هر خط پیوسته ، استوانه ای توخالی می باشد. او شعاع این استوانه را  $10^{-32}$  سانتی متر محاسبه کرد. این نتیجه  $10^{16}$  بار کوچک تر از هر چیزی است که در حال حاضر توانایی مشاهده آن را داریم.

---

<sup>۱</sup> Kaluza

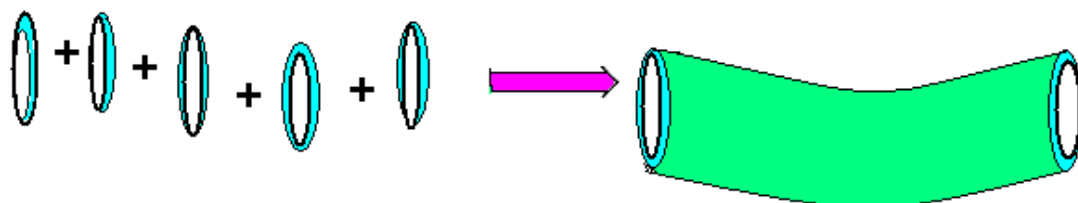
<sup>۲</sup> Klein

<sup>۳</sup> Kaluza- Klein theory

<sup>۴</sup> General Relativity

<sup>۵</sup> Unification

خاصیت مهم دیگر نظریه کالوتزا - کلاین پیش بینی ذرات است. گفته شد بعد پنجم در این نظریه به شکل یک استوانه است و از آنجا که ذرات در نظریه کوانتومی به صورت امواج توصیف می شوند ، می توانیم امواج روی استوانه را با ذرات وابسته کنیم. انرژی این ذره به طول موج آن بستگی دارد: هرچه طول موج کوتاه تر باشد انرژی آن بیشتر می شود و از آنجا که انرژی به جرم وابسته است ، هر چه طول موج ذره کوتاه تر باشد جرم آن بیشتر است. به این ترتیب ساده ترین موج (موجی که طول موج آن درست برابر محیط استوانه است) متناظر با کمترین جرم ذره می باشد. همچنین اگر ۲ طول موج در پیرامون آن قرار بگیرد ذره ای بدست می آید که جرم آن دو برابر کمترین جرم است و به همین ترتیب طیفی از کلیه ذرات به دست می آید. مشکل این نظریه وقتی پدیدار می شود که بخواهیم جرم ذرات را حساب کنیم. جرم آنها بسیار زیاد است ، حتی سبک ترین آنها  $10^{16}$  بار از پروتون سنگین تر است ، بنابراین هرگز امکان ندارد آنها را مشاهده کنیم ، اگر چه ممکن است آنها در عالم اولیه وجود داشته اند.



شکل ۱-۲- نمایشی از بعد پنجم در مدل کالوتزا-کلاین. در این مدل خط پیوسته به صورت استوانه ای توخالی با شعاع  $10^{-32}$  فرض می شود.

نظریه کالوتزا - کلاین با وجود همه زیبایی هایی که داشت به عنوان نظریه ای نه چندان موفق در وحدت بخشی رو به فراموشی گذاشت و فیزیکدانان نظریه های پیمانه ای<sup>۱</sup> را بیشتر مورد توجه قرار دادند. اما نظریه های جدید نیز دچار مشکلاتی شدند و فیزیکدانان دوباره در سال ۱۹۷۰ به این نظریه روی آوردند. با این وجود ، نظریه مذکور در این زمان یک ایراد دیگر هم داشت. کالوتزا

<sup>۱</sup> Gauge theory

در کار وحدت بخشیدن خود فقط دو میدان را وارد کرده بود ، زیرا در آن زمان فقط همان دو میدان الکترومغناطیس و گرانش وجود داشت اما اکنون می دانستند که دو میدان دیگر نیز وجود دارند: میدان های هسته ای قوی و ضعیف. طبیعتا به خاطر اضافه شدن این دو میدان جدید ، ابعاد بیشتری مورد نیاز بود. یکی از نظریات که توجه زیادی را جلب کرد ۱۱ بعد را پیش بینی می کرد. معلوم شد بوزون<sup>۱</sup> ها به طور طبیعی در نظریه بوجود می آیند در حالی که در مورد فرمیون<sup>۲</sup> ها چنین نیست. تنها راه بدست آوردن آنها افزودن یک میدان فرمیونی به این نظریه بود. برای حل این معضل نیز راه حلی وجود داشت. اگر ابرگرانش<sup>۳</sup> را با نظریه کالوتزا-کلاین در هم آمیزیم یا به عبارت دیگر اگر ابعاد بیشتری را به ابرگرانش اضافه کنیم هر دو نوع ذره بدون نیاز به هیچ گونه افزودنی دیگر پدیدار می شوند. بنابراین بسیاری از مشکلات نظریه کالوتزا-کلاین با در هم آمیختن آن با ابرگرانش برطرف می شد. اما هنوز هم نظریه با مشکلات بزرگی روبرو بود. یکی از این مشکلات نوترینو<sup>۴</sup> بود ، وقتی که طیف ذراتی را که از این نظریه بدست می آمد حساب کردند متوجه شدند که نوترینو در هر دو جهت اسپین<sup>۵</sup> دارد ، به عبارت دیگر باید ، هم نوترینوی راستگرد<sup>۶</sup> وجود داشته باشد و هم نوترینوی چپگرد<sup>۷</sup> و این در حالی است که تجربه فقط وجود نوترینوی چپگرد را نشان می دهد. مشکلات دیگر حضور بی نهایت ها<sup>۸</sup> در نظریه بود که هرگز حل نشد.

نتیجه این بود که نظریه های ابرگرانش با ابعاد بالاتر قدمی در جهت درست بودند ولی به تنهایی جواب مساله نبودند. امانظریه ای که امروز گمان می رود بتواند نسبیت عام و مکانیک کوانتومی را با هم تطبیق دهد نظریه ابررسمان<sup>۹</sup> است. در واقع نظریه ابررسمان رویکرد جدیدتری از نظریه ریمان است که بوزون ها و فرمیون ها را به وسیله یک ابرتقارن به هم مربوط می کند.

---

<sup>۱</sup> Boson

<sup>۲</sup> Fermion

<sup>۳</sup> Supergravity

<sup>۴</sup> Neutrino

<sup>۵</sup> Spin

<sup>۶</sup> Right-Hand Neutrino

<sup>۷</sup> Left-Hand Neutrino

<sup>۸</sup> Infinity

<sup>۹</sup> Superstring Theory

## ۲-۲- ابررسمان نظریه همه چیز<sup>۱</sup>

آخرین و به اعتقاد خیلی از فیزیکدانان بهترین داوطلب ، برای وحدت بخشی بین نیروها ، نظریه ابررسمان است. البته با توجه به نتایج LHC باید به دنبال نظریه هایی بود که بتوانند به طور موفقیت آمیزی نتایج آزمایشگاهی را توجیه کنند. این آزمون برای نظریه رسمان بسیار مهم است. این نظریه از نظریه ای دیگر به نام تشدید دوگانه<sup>۲</sup> برخاست که هیچ گونه ارتباطی با نظریه رسمان نداشت. نظریه ای تشدید دوگانه در اواخر دهه ۱۹۶۰ توسط ونزیانو<sup>۳</sup> ابداع گردید. آنچه که این نظریه را تشکیل می داد اصولاً عبارت بود از فرمولی که نظریه دانان را به پیش بینی های مهمی در مورد برهم کنش های ذرات قادر می کرد ، ولی این فرمول چیزی در مورد رسمان ها نمی گفت. این ارتباط وقتی آشکار شد که در سال ۱۹۷۰، نامبو<sup>۴</sup>، ساسکیند<sup>۵</sup> و نیلسون<sup>۶</sup> دریافتند که بین نظریه ونزیانو و حالت های ارتعاشی یک رسمان ، ارتباطی برقرار است [۱۴].

نامبو و همکارانش متوجه شدند که این مدهای ارتعاشی را می توانند با هادرون ها مرتبط سازند. مثلاً یکی از هادرون ها را می توان متناظر با ریسمانی در نظر گرفت که یک حلقه دارد ، هادرون دیگر را با ریسمانی که دو حلقه دارد و به همین ترتیب الی آخر.

رسمان ها در نظریه رسمان نامبو ، خواص ویژه ای داشتند: جرم نداشتند ، کشسان بودند و انتهای آنها با سرعت نور حرکت می کردند [۱۵]. رسمان ها ذرات جرم دار را نشان می دهند ولی چون خودشان جرم ندارند خاصیت جرم ذرات با کشش<sup>۷</sup> ریسمان مشخص می شود. هر چه کشش ریسمان بیشتر باشد ، جرم ذره بیشتر است. تعداد ارتعاشات ریسمان بی نهایت است بنابراین ،

---

<sup>۱</sup> Theory Of Everything

<sup>۲</sup> Dual resonance

<sup>۳</sup> Veneziano

<sup>۴</sup> Nambo

<sup>۵</sup> Susskind

<sup>۶</sup> Nilson

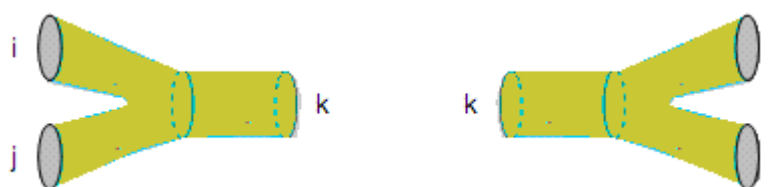
<sup>۷</sup> Tension



نظریه می تواند همه هادرون های شناخته شده را توصیف کند. به علاوه برهم کنش های ذرات را هم می تواند توصیف کند [۱۶].

درست همان طور که ذرات با هم برهم کنش می کنند ، ریسمان هایی که این ذرات را نمایش می دهند نیز برهم کنش می کنند (شکل ۲-۲). مثلاً اگر دو ریسمان به هم نزدیک شوند می توانند به هم متصل شده و یک ریسمان را نمایش دهند. جزئیات چنین برهم کنش هایی را مندلستام<sup>۱</sup> مورد بررسی قرار داد. دو انتهای یک ریسمان نیز می تواند به هم متصل شود و یک ریسمان بسته را تشکیل دهد. بنابراین در حالت کلی دو نوع ریسمان باز<sup>۲</sup> و ریسمان بسته<sup>۳</sup> داریم. اما چگونه می توان ذرات را به این ریسمانها پیوند زد؟ بنابر نظر نامبو ، کوارک ها به انتهای ریسمان متصل هستند ، در واقع اگر ریسمانی پاره شود در محل گسستگی یک کوارک و پادکوارک بوجود می آید.

باریون<sup>۴</sup> ها از سه کوارک تشکیل می شوند. آنها این کار را با فرض داشتن یک ریسمان  $Y$  شکل - یعنی ریسمانی با سه انتها- انجام دادند. در هر سر چنین ریسمانی یک کوارک مستقر بود.



شکل ۲-۲- برهم کنش هندسی در نظریه ریسمان. دو ریسمان در حالت های اولیه  $i$  و  $j$  می توانند به ریسمانی در حالت  $k$  متصل شوند (سمت چپ) و بالعکس (سمت راست).

نظریه نامبو با وجود زیبایی چندین نقص جدی داشت: تنها گونه سازگار این نظریه به یک

فضای ۲۶ بعدی نیاز داشت ، این نظریه فقط در مورد بوزون ها کاربرد داشت و فرمیون ها را شامل

<sup>۱</sup> Mandelstam

<sup>۳</sup> Open String

<sup>۴</sup> Closed String

° Barion

نمی شد و نهایتاً اینکه در این نوع نظریه ریسمان ، یک بوزون فرضی - که در واقع سبک ترین بوزون ها است - به نام تاقیون<sup>۱</sup> وجود دارد که با سرعتی فراتر از نور حرکت می کند. امروزه این نوع نظریه ریسمان با نام نظریه ریسمان بوزونی شناخته می شود.

در پی رفع نواقص نظریه ریسمان بوزونی چهار نوع نظریه ریسمان دیگر نیز متولد شد که البته هر کدام معایب و مزایای مربوط به خود را داشتند. در اولین تلاش بعدی در سال ۱۹۷۱ راموند<sup>۲</sup> نظریه ای ابداع کرد که فرمیون ها را در بر می گرفت. او فرض کرد که ریسمان علاوه بر نوسان دارای اسپین هم باشد ، اندکی بعد از او نوو<sup>۳</sup> و شوارتز<sup>۴</sup> نظریه را بهبود بخشیدند و تعداد ابعاد را به ده بعد کاهش دادند. در سال ۱۹۷۴ شوارتز به همراه شرک<sup>۵</sup> مقاله ای منتشر کردند که نظریه ریسمان می تواند نظریه همه چیز باشد ، بدان معنا که گرانش<sup>۶</sup> را هم شامل شود [۱۷]. در این صورت نظریه ریسمان نظریه ای بسیار ارزنده و توانمند خواهد بود. تا این زمان گرانش تمام تلاش ها را در راه وحدت بخشی بین نیرو ها با شکست مواجه کرده بود. مشکل اصلی در این راه این بود که گرانش به طور درست کوانتیده<sup>۷</sup> نشده بود. در سال ۱۹۷۶ شرک ، جلیوتزی<sup>۸</sup> و الیو<sup>۹</sup> مقاله ای منتشر کردند [۱۸] و در آن نشان دادند شاید بتوان ابرگرانش<sup>۱۰</sup> را در نظریه ریسمان ادغام کرد ، که آنجا نظریه ابر ریسمان حاصل می شود و چون ابرگرانش شامل گرانش (یعنی نسبیت عام) بود نظریه ابر ریسمان نیز از این موضوع بهره مند می شد. در تابستان ۱۹۸۰ شوارتز و گرین<sup>۱۱</sup> نشان دادند که ابرگرانش در داخل نظریه ریسمان گنجیده است و بدین ترتیب نظریه ابرریسمان را بوجود آوردند. این دو نفر برای اینکه ثابت کنند در نظریه بی هنجاری<sup>۱۲</sup> نیست ، از یک گروه تقارنی

---

<sup>۱</sup> Tachyon

<sup>۲</sup> Ramond

<sup>۳</sup> Neveu

<sup>۴</sup> Schwarz

<sup>۵</sup> Scherk

<sup>۶</sup> Gravity

<sup>۷</sup> Quantized

<sup>۸</sup> Gliozzi

<sup>۹</sup> Olive

<sup>۱۰</sup> Supergravity

<sup>۱۱</sup> Green

<sup>۱۲</sup> Anomalies

SO(32) به عنوان پایه برای نظریه استفاده کردند ، سپس گروه دیگری یافتند: ترکیبی از دو گروه که به آنها گروه های استثنایی  $E_8 \times E_8$  گفته می شد. ظرف یک سال بعد گرس<sup>۱</sup> ، هاروی<sup>۲</sup> ، مارتینک<sup>۳</sup> و رهم<sup>۴</sup> به مدل ریسمان هتراتیک<sup>۵</sup> دست یافتند [۱۹]. این یک مدل ریسمان بسته بود که نظریه یانگ-میلز<sup>۶</sup> را در بر می گرفت و به عبارت دیگر یک نظریه پیمانه ای بود. امروزه این بهترین نظریه ای است که در اختیار داریم.

وقتی گرانش به نظریه اضافه شد شوارتز و گرین دریافتند که ناگزیر از افزایش انرژی نوسانات هستند. افزایش انرژی به معنای افزایش کشش در ریسمان است. بنابراین ریسمان به طول پلانک<sup>۷</sup> یعنی  $10^{-33}$  سانتیمتر تغییر کرد. با این نتیجه ، ما هیچ وقت شانس برای مشاهده ریسمان ها نخواهیم داشت. پس از همه تلاشها تا سال ۱۹۹۰ پنج نظریه متفاوت در مورد ریسمان وجود داشت که با نام های نظریه ریسمانهای بوزونی  $I, II, A, B$  ،  $HE$  و  $HO$  شناخته می شوند. این خود یک ضعف بزرگ برای این نظریه به شمار می رفت زیرا اگر این نظریه درست باشد باید یک گزینه از این ۵ نظریه ، توصیف صحیح از جهان را ارائه دهد.

در سال ۱۹۹۵ ویتن<sup>۸</sup> نشان داد همه این پنج نظریه درست و در واقع حالت خاصی از یک نظریه جامع تر می باشند که وی آن را نظریه ام<sup>۹</sup> نام نهاد. در بین این ها نظریه ریسمان بوزونی تنها نظریه ۲۶ بعدی و بقیه همه ده بعدی هستند. یک بعد از این ابعاد زمان است. اگر زمان را در مساله ریسمان دخالت دهیم دیگر به ریسمان معمولی نخواهیم رسید بلکه به ریسمانی خواهیم رسید که در زمان گسترده شده ، یعنی یک رویه<sup>۱۰</sup> (یا سطح) خواهیم رسید. در عمل آنچه مورد علاقه نظریه

---

<sup>۱</sup> Gross

<sup>۲</sup> Harvey

<sup>۳</sup> Marting

<sup>۴</sup> Rohm

<sup>۵</sup> Hetratic

<sup>۶</sup> Yang-Mills

<sup>۷</sup> Planck Length

<sup>۸</sup> Witten

<sup>۹</sup> M 'Theory

<sup>۱۰</sup> Surface

دانان است عبارت است از ارتعاشات این رویه که به آن جهان سطح<sup>۱</sup> می‌گوییم. برای ریسمان‌های بسته، جهان سطح به صورت یک لوله<sup>۲</sup> است. ثابت می‌شود فقط حرکت‌های عمود بر این رویه از اهمیت فیزیکی برخوردارند. [۱۵] یک راه برای تجسم این رویه‌ها مقایسه آنها با حباب‌های صابون است. اگر بادی بوزد حباب‌های صابون به همان صورتی نوسان می‌کنند که رویه‌های ریسمانی، یا جهان سطح‌ها نوسان می‌کنند. اما بین حباب‌ها با این جهان سطح‌ها یک تفاوت مهم وجود دارد چرا که جهان سطح‌ها در فضای ده بعدی قرار دارند. در فیزیک ذرات معمولی برای توصیف برهم‌کنش‌ها از نمودارهای فاینمن<sup>۳</sup> استفاده می‌کنیم در نظریه ریسمان نیز از همین روش استفاده می‌کنیم و معلوم می‌شود که نمودارهای فاینمن در نظریه ریسمان، ساده‌تر از نمودارهای متناظر آن‌ها در نظریه ذره‌ی نقطه‌ای است. ساده‌ترین برهم‌کنش‌های ریسمانی، شکافتن یک ریسمان به دو ریسمان و نزدیک شدن دو ریسمان به همدیگر و یکی شدن آنها می‌باشند (شکل ۲-۲). در مورد ریسمان‌های بسته این برهم‌کنش‌ها باعث شکافته شدن یک ریسمان به دو ریسمان کوچک‌تر یا به هم چسبیدن و یکی شدن دو ریسمان می‌شود.

سوال مهم دیگری که در نظریه ابرریسمان مطرح می‌شود این است که شش بعد دیگری که در نظریه وجود دارند (به جز سه بعد مکان و یک بعد زمان) را چگونه می‌توان توصیف کرد؟ به عبارت دیگر چگونه می‌توان بین فضای چهاربعدی معمولی و ده بعد نظریه ریسمان تناظر برقرار کرد؟ وجود ابعاد اضافی را به یکی از دو صورت زیر توصیف می‌کنند. یک روش مناسب برای این تناظر، همان روشی است که کالوتزا و کلاین انجام دادند، یعنی ابعاد اضافی را در هم فشردند.<sup>۴</sup> بنابراین در نظریه ابرریسمان نیز شش بعد اضافی باید در هم فشرده شوند. ویتن یکی از اولین کسانی بود که روی درهم فشردگی کار کرد. او نشان داد که درهم فشردگی ممکن است به آن

<sup>۱</sup> Worldsheet

<sup>۲</sup> Tube

<sup>۳</sup> Feynman Diagram

<sup>۴</sup> Compactification

چیزی بیانجامد که به آن خمینه کلابی- یائو<sup>۱</sup> می گویند. نظریه دانان برای یافتن جواب ، از خود یائو کمک گرفتند. سوال آنها از یائو این بود که آیا می توان تناظری بین جهان چهاربعدی ما و خمینه کلابی- یائو برقرار کرد؟ یائو نشان داد چندتایی از این خمینه ها وجود دارند که در آنها برقراری چنین تناظری امکان پذیر است (شکل ۲-۳). روش دیگر توصیف این ابعاداضافی وارد کردن مفهومی به نام شامه<sup>۲</sup> یا (غشا) می باشد. گفته شد که دو نوع ریسمان باز و بسته وجود دارد.

ریسمان های بسته دارای شرایط مرزی نیستند و در بیرون شامه ها زندگی می کنند اما سوالی که پیش می آید این است که انتهای آزاد ریسمان های باز به کجا متصل است و با توجه به اینکه این دو انتها با سرعتی معادل سرعت نور حرکت می کنند [۱۵] تکانه عرضی آنها به کجا انتقال می یابد؟ به عبارتی دیگر بدون وجود یک موجود دیگر، تکانه عرضی در دو انتهای ریسمان ، پایسته نخواهد بود. جواب این مساله شامه های دیریشله<sup>۳</sup> می باشند. به طور کلی نظریه ریسمان علاوه بر ریسمان های بنیادی ، وجود موجوداتی با  $P$  بعد فضایی را پیش بینی می کند که شامه های  $P$  نامیده می شوند (ریسمان بنیادی ۱-Brane نامیده می شود) مقادیری که  $P$  می تواند اختیار کند به نظریه بستگی دارد ، چون بعد فضا بزرگ است (۹ یا ۱۰) مقادیر مجاز  $P$  می توانند بزرگ باشند. مثلا در نظریه  $M$  ، ۲-Brane ها و ۵-Brane ها مجاز می باشند. انواع خاصی از غشاهای  $P$  ، شامه های  $D$ <sup>۴</sup> نامیده می شوند و دارای این خاصیت هستند که ریسمان های بنیادی می توانند به آنها ختم شوند. یک پیامد این موضوع این است که نظریه های مدل کوانتومی مانند مدل استاندارد می توانند بر روی این شامه های  $D$  زندگی کنند.

در نظریه ریسمان شامه های  $D$  موجوداتی بسط یافته می باشند که انتهای ریسمان های باز با شرایط مرزی دیریشله بر روی آنها ختم می شود و دارای خواصی چون جرم و بار می باشند علت

<sup>۱</sup> Clabi-yau Manifold

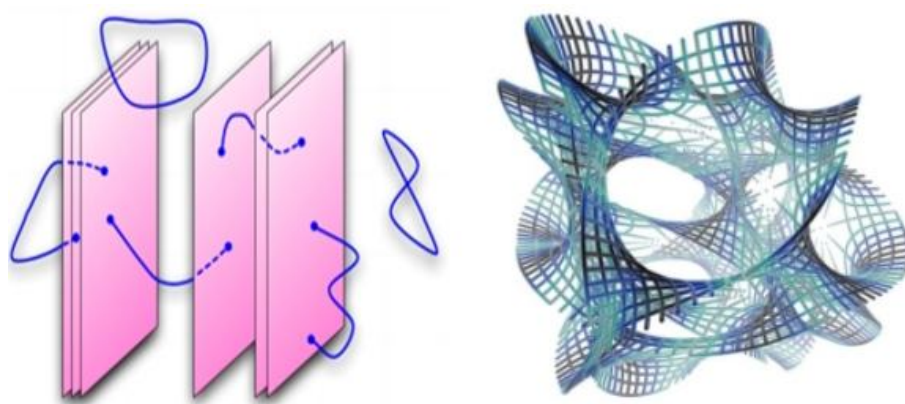
<sup>۲</sup> Brane

<sup>۳</sup> Dirichlet

<sup>۴</sup> P-brane

<sup>۵</sup> D-brane

نوشتن حرف لاتین D در ابتدای این نام همین می باشد. این موجودات را با توجه به تعداد ابعاد فضایی آنها تقسیم بندی می کنند. این بعد به صورت عددی بعد از D نوشته می شود. به عنوان مثال غشای  $D^0$  یک نقطه (D-particle هم نامیده می شود) شامه  $D^1$  یک خط (گاهی D-string نیز نامیده می شود) شامه  $D^2$  یک صفحه (بانام دیگر membrane) و یک شامه  $D^{25}$  بیشترین بعد فضا را در یک نظریه ریسمان بوزونی پر می کند. بنا به دلایلی که در بالا ذکر شد امروزه از توصیف دوم استفاده می کنند.



شکل ۲-۳- سمت راست: خمینه کلای- یائو که در آن ابعاد اضافی فشرده شده اند. سمت چپ: توصیف نظریه ریسمان به صورت ابعاد اضافی غیر فشرده. در این مدل انتهای ریسمان های باز بر روی غشاهای D بعدی ختم می شود.

## ۲-۳- فضای آنتی دوسیتته<sup>۱</sup> و دوگانی AdS/CFT

نظریه نسبیت عام<sup>۲</sup> در نوامبر سال ۱۹۱۵ یعنی ۱۰ سال پس از نسبیت خاص<sup>۳</sup> توسط اینشتن<sup>۴</sup> ارائه گردید. این نظریه که توصیف کننده رفتار گرانشی اجسام می باشد بین نظریه نسبیت خاص و قوانین نیوتنی گرانش، وحدت ایجاد می کند و گرانش را به عنوان خاصیتی هندسی از فضا-زمان<sup>۵</sup>

<sup>۱</sup> Anti De sitter

<sup>۲</sup> General Relativity

<sup>۳</sup> Special Relativity

<sup>۴</sup> Einstein

<sup>۵</sup> Space-time

توصیف می کند. بدین معنی که هندسه فضا-زمان در مجاورت اجسام سنگین (مثل سیاهچاله ها<sup>۱</sup>) تغییر می کند و با توجه به ویژگی های این ماده ، فضا-زمان از شکل هندسی خاصی تبعیت می کند. آنچه که نوع این هندسه را مشخص می کند معادلات میدان اینشتن<sup>۲</sup> است که معادلاتی غیرخطی<sup>۳</sup> می باشند و حل آنها بسیار مشکل می باشد:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R + g_{\mu\nu} \Lambda = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu} \quad (۱-۲)$$

در این رابطه  $R_{\mu\nu}$  تانسور انحنای ریچی<sup>۴</sup>،  $R$  انحنای اسکالر<sup>۵</sup>،  $g_{\mu\nu}$  تانسور متریک<sup>۶</sup>،  $\Lambda$  ثابت کیهانشناسی<sup>۷</sup>،  $G$  ثابت گرانشی نیوتن<sup>۸</sup>،  $c$  سرعت نور و  $T_{\mu\nu}$  تانسور تکانه-انرژی<sup>۹</sup> می باشد. این رابطه به ما می گوید که هندسه فضای مورد نظر را متریک  $g_{\mu\nu}$  تعیین می کند و این متریک برای هر جواب متفاوت است.

در سال ۱۹۱۶ شوارتزشیلد<sup>۱۰</sup> اولین جواب دقیق غیر بدیهی را برای این معادلات بدست آورد که آن را متریک شوارتزشیلد می نامند. در سال های بعد جواب های دیگری برای این معادله بدست آمد که از مهم ترین آنها فضاهای دوسپته<sup>۱۱</sup> و آنتی دوسپته در سال ۱۹۱۷ می باشد.

فضای دوسپته متقارن ترین جواب خلا معادلات اینشتن با ثابت کیهانشناسی مثبت ( $\Lambda > 0$ ) و فضای آنتی دوسپته جوابی با ثابت کیهانشناسی منفی ( $\Lambda < 0$ ) می باشند. این معادلات در حالت خاص  $\Lambda = 0$  به فضای مینکوفسکی<sup>۱۲</sup> با ثابت کیهانشناسی صفر می انجامند. ثابت کیهانشناسی با علامت منفی به معنای وجود یک نیروی جاذبه ، با علامت مثبت به معنای نیروی دافعه و با مقدار

<sup>۱</sup> Blackhole

<sup>۲</sup> Einstein Field Equation

<sup>۳</sup> Nonlinear

<sup>۴</sup> Ricci Curvature Tensor

<sup>۵</sup> Scalar Curvature

<sup>۶</sup> Metric Tensor

<sup>۷</sup> Cosmological Constant

<sup>۸</sup> Newton's gravitational constant

<sup>۹</sup> Stress-Energy Tensor

<sup>۱۰</sup> Schwarzschild

<sup>۱۱</sup> De sitter Space

<sup>۱۲</sup> Minkowski

ثابت برابر صفر به معنی عدم وجود نیرو می باشد ( شکل ۲-۴). در ریاضیات و فیزیک فضای آنتی دوسپته  $n$  بعدی که آن را با  $AdS_n$  نشان می دهند یک خمینه لورنتسی<sup>۱</sup> با بیشترین تقارن و انحنای اسکالر منفی است. چنین خمینه ای متناظر با یک فضا-زمان نسبیت عام-گونه<sup>۲</sup> است که در آن زمان و فضا در تمامی جهات به صورت ریاضی معادلند. این فضا در واقع مشابه<sup>۳</sup> لورنتسی فضای هذلولی<sup>۴</sup>  $n$  بعدی است، درست مثل فضای مینکوفسکی و فضای دوسپته که به ترتیب مشابه های فضاها ی اقلیدسی<sup>۵</sup> و بیضوی<sup>۶</sup> هستند. در واقع در غیاب ماده یا انرژی، انحنای فضا-زمان به طور طبیعی، هذلولی است. همانطور که فضاها ی هذلولی و بیضوی را می توان به وسیله یک ایزومتريک<sup>۷</sup> احاطه شده در یک فضای تخت با یک بعد بالاتر تجسم کرد (به ترتیب مانند کره و شبه کره<sup>۸</sup>)، فضای آنتی دوسپته را نیز می توان به صورت مشابه لورنتسی یک کره در یک فضای با بعد اضافی مجسم نمود. این بعد اضافی زمان-گونه<sup>۹</sup> است و با علامت منفی مشخص می شود. به عنوان مثال می توان یک فضای آنتی دوسپته  $1+1$  بعدی را در نظر گرفت که در یک فضای  $1+2$  بعدی تخت احاطه شده است<sup>۱۰</sup>. در این حالت محور های  $t_1$  و  $t_2$  در صفحه تقارن چرخشی<sup>۱۱</sup> قرار می گیرند و محور  $x_1$  عمود بر آن صفحه است. سطح جای داده شده شامل منحنی های زمان-گونه بسته است که حول محور  $x_1$  می چرخند. اما این منحنی ها را می توان به وسیله باز کردن حذف کرد. (شکل ۲-۵ سمت راست) بنابراین یک فضای آنتی دوسپته را با نماد  $(p, q)$  و مختصات  $(x_1, \dots, x_p, t_1, \dots, t_{q+1})$  و شبه متریک<sup>۱۲</sup> زیر می توان در یک فضای  $\mathbb{R}^{p, q+1}$  به طور

<sup>۱</sup> Lorentzian Manifold

<sup>۲</sup> General Relativity-like

<sup>۳</sup> Analogue

<sup>۴</sup> Hyperbolic

<sup>۵</sup> Euclidean Space

<sup>۶</sup> Elliptical Space

<sup>۷</sup> Isometric

<sup>۸</sup> Pseudosphere

<sup>۹</sup> Time-like

<sup>۱۰</sup> Embedded

<sup>۱۱</sup> Rotational Symmetry

<sup>۱۲</sup> Pseudometric



ایزومتريک جای داد:

$$ds^2 = \sum_{i=1}^p dx_i^2 - \sum_{j=1}^{q+1} dt_j^2 \quad (2-2)$$

این رابطه شبه متریک کره ای به صورت معادله زیر است:

$$\sum_{i=1}^p x_i^2 - \sum_{j=1}^{q+1} t_j^2 = -\alpha^2 \quad (3-2)$$

در این رابطه  $\alpha$  یک ثابت غیر صفر با ابعاد طول است (شعاع انحناء). کره در اینجا به معنای مجموعه ای از نقاط در فاصله متریک ثابت از مبدا است اما به طور بصری یک هذلولوی<sup>۱</sup> (شکل ایجاد شده از چرخش یک هذلولی حول محور اصلی آن) می باشد (شکل ۲-۵ سمت راست). متریک روی فضای آنتی دوسيته ، متریک القا شده از متریک پیرامون<sup>۲</sup> است. در تعریف فوق وقتی  $q=0$  است ساختار مذکور ، فضای هذلولی معمولی را نتیجه می دهد. برای  $q \geq 1$  (سطح) احاطه کننده فوق دارای منحنی های زمان-گونه بسته می باشد. به عنوان مثال مسیر پارامتر بندی شده به وسیله  $t_1 = \alpha \sin(\tau)$  و  $t_2 = \alpha \cos(\tau)$  ، و همه مختصات صفر دیگر مانند یک منحنی است. برای  $q \geq 0$  این منحنی ها اجزای بنیادی هندسه مورد نظر هستند. (هر فضا با بیش از یک بعد شامل منحنی های زمان-گونه بسته خواهد بود.) اما برای  $q=1$  این منحنی ها را می توان با چرخاندن مناسب به فضای در برگیرنده عمومی این منحنی ها را حذف کرد و فضای محصور شده را باز کرد. یک وضعیت مشابه ، شبه کره ای است که حول خودش بچرخد اما صفحه هذلولی نچرخد. در نتیجه شامل خطوط مستقیمی خواهد بود که خودشان را قطع می کنند (ژئودزی<sup>۳</sup> ها) اما صفحه هذلولی را قطع نمی کنند. بعضی از مردم فضای آنتی دوسيته را معادل کره ای می گیرند که درون خودش احاطه شده است اما بعضی دیگر آن را معادل با پوشش کلی<sup>۴</sup> احاطه کننده می

<sup>۱</sup> Hyperboloid

<sup>۲</sup> Ambient Metric

<sup>۳</sup> Geodesic

<sup>۴</sup> Universal Cover

دانند. در حالت کلی تعریف دوم در فیزیک مناسب تر است. متریک فضای آنتی دوسیه با توجه به دستگاه مختصات مورد استفاده به صورت های مختلف نوشته می شود. یکی از صورت های رایج آن به شکل زیر است:

$$ds^2 = -(1 + \frac{z^2}{R^2})d\vec{X}^2 + \frac{dz^2}{1 + \frac{z^2}{R^2}} + z^2 dt^2 \quad (۴-۲)$$

در این رابطه  $X^i$  ها همان مختصات فضایی معمولی،  $Z$  مختصه مربوط به بعد هولوگرام<sup>۱</sup> (شکل ۲-۲)،  $t$  مختصه زمانی و  $R$  بعد شعاعی فضای آنتی دوسیه می باشند.

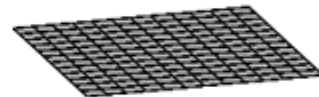
$$1) \Lambda < 0$$

Anti-de Sitter



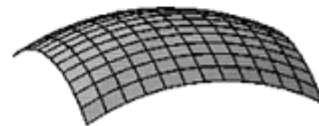
$$2) \Lambda = 0$$

Minkowski



$$3) \Lambda > 0$$

De Sitter



شکل ۲-۴- سه جواب مهم برای معادلات اینشتین: فضای آنتی دوسیه، فضای مینکوفسکی و فضای دوسیه

<sup>۱</sup> Hologram Dimension

یکی از مهم ترین کاربردهای فضای آنتی دوسیتیه در فیزیک ، نقش آن در دوگانی  $AdS/CFT$ <sup>۱</sup> است. اولین بار مالدسنا<sup>۲</sup> این دوگانی را در سال ۱۹۹۷ ارائه کرد. ایده اولیه این است که در حالت کلی می توان یک نیرو را در مکانیک کوانتومی (الکترومغناطیس ، نیروی قوی یا نیروی ضعیف ) به وسیله یک نظریه ریسمان - که ریسمانها در فضای آنتی دوسیتیه به همراه یک بعد اضافی زندگی می کنند - بر حسب تعداد خاصی از ابعاد (مثلا ۴ بعد) نوشت.

دلیل جالب توجه بودن این دوگانی این است که معلوم نیست که نظریات میدان های کوانتومی را بتوان به صورت هندسی نشان داد. این نظریات شامل کمیت هایی می باشند که عموماً با ایده های غیر ملموس مانند احتمالات و مسیرهای محتمل<sup>۳</sup> کوانتوم برای رفتن از یک مکان به مکان دیگر توصیف می شوند.

در واقع اعتقاد بر این است در صورتی که فضای آنتی دوسیتیه به گرانش در نسبیت عام با ثابت کیهانشناسی مشخص مربوط نباشد می تواند به نیروهای دیگر حاضر در مکانیک کوانتومی که نام بردیم - و قابل توصیف با نظریه ریسمان هستند - مربوط شود. این را دوگانی (یا تطابق)<sup>۴</sup>  $AdS/CFT$  می نامند.

مثالی از دوگانی فوق بین نظریه ریسمان نوع  $IIB$  و یک نظریه میدان همدیس<sup>۵</sup> است. در اینجا یک فضای کلی تر به نام فضای  $AdS_5 \times S^5$  در نظریه ابرریسمان نقش اساسی را ایفا می کند. زیرا نظریه ریسمان نوع  $IIB$  روی این فضا تعریف می شود. این فضا از حاصل ضرب یک فضای آنتی دوسیتیه<sup>۵</sup> بعدی در یک کره پنج بعدی حاصل می شود و ده بعد لازم برای این نوع نظریه ریسمان را فراهم می کند (شکل ۲-۵). فضای  $AdS_5 \times S^5$  دارای محدودیت هایی نظیر فضای مینکوفسکی

---

<sup>۱</sup> Duality

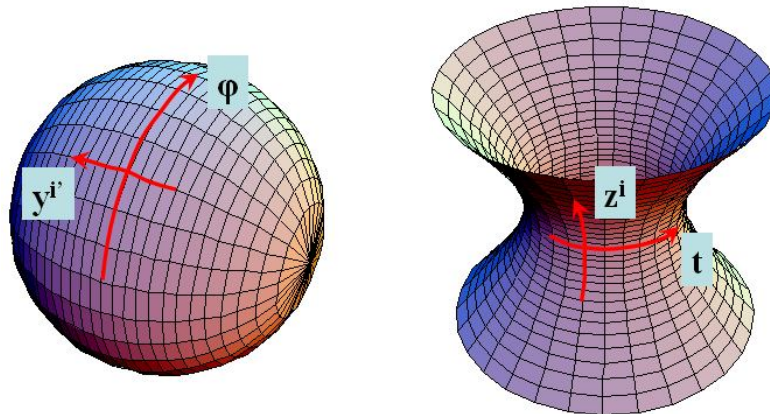
<sup>۲</sup> Juan Maldacena

<sup>۳</sup> Possible Path

<sup>۴</sup> Correspondence

<sup>۵</sup> Conformal

تخت<sup>۱</sup> و پس زمینه<sup>۲</sup> موج - صفحه ای<sup>۳</sup> می باشد با این حال این فضا یکی از سه محیط با بیشترین ابر تقارن<sup>۴</sup> ابرگرانش نوع IIB ده بعدی است. این فضا به صورت یک ناحیه<sup>۵</sup> نزدیک افق<sup>۶</sup> از پس زمینه شامه D3 ظاهر می شود و نقش اساسی آن را در دوگانی  $AdS/CFT$  توضیح می دهد.



شکل ۲-۵- سمت راست: یک فضای آنتی دوسیتیه ۵ بعدی - سمت چپ: یک کره پنج بعدی. این دوفضا در هم ضرب می شوند تا یک فضای  $AdS_5 \times S^5$  ده بعدی لازم را برای نظریه ریسمان نوع IIB فراهم نمایند. هندسه نهایی یک فضای هذلولوی است که هر نقطه روی آن، شامل یک کره ۵ بعدی هم می شود.

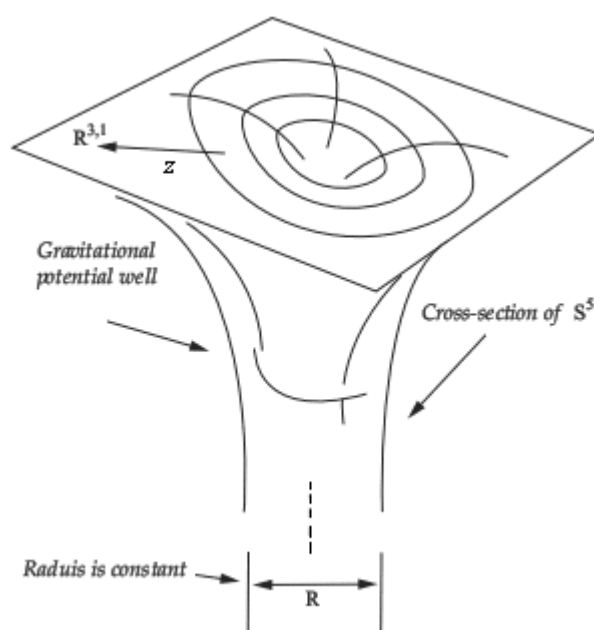
در نزدیکی افق، متریک شکل فضای  $AdS_5 \times S^5$  را به خود می گیرد و متریک آن به صورت زیر در می آید:

$$ds^2 = \underbrace{\frac{z^2}{R^2} \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu}_{AdS_5} + \underbrace{R^2 \frac{dz^2}{z^2} + R^2 d\Omega_5^2}_{S^5} \quad (2-5)$$

یعنی با ضرب شدن دو فضای مذکور، متریک آنها با هم جمع شده است. نمایی از فضای مذکور را در کل (۲-۶) می توان مشاهده نمود. در تصویر مذکور غشاهای D۳ که عامل ایجاد گرانش هستند

<sup>۱</sup> Flat  
<sup>۲</sup> Background  
<sup>۳</sup> Plane-Wave  
<sup>۴</sup> Maximally Supersymmetric  
<sup>۵</sup> Region  
<sup>۶</sup> Near Horizon

باعث ایجاد یک چاه پتانسیل در فضا-زمان می شوند و باعث می شوند فضا-زمان در امتداد بعد هولوگرام ، مانند یک قیف طویل کشیده شود (این ، همان بعد پنجم است که آن را با  $Z$  نشان داده ایم). در محدوده نزدیک به غشاها شعاع فضای ۵ بعدی مذکور، ثابت (و برابر شعاع فضای آنتی دوسیتته) است. کره های ۵ بعدی به صورت نقاط روی این فضای خمیده تعریف می شوند و نهایتاً فضای حاصل ۱۰ بعدی خواهد بود.



شکل ۲-۶- تصویری از فضای  $AdS_5 \times S^5$

## ۲-۴- نظریه میدان های همدیس<sup>۱</sup>

یک نظریه میدان های همدیس (پیمانه ای) یک نظریه میدان کوانتومی است که ویژگی اصلی آن ، ناوردایی<sup>۲</sup> تحت تبدیلات همدیس می باشد به بیان ساده تر تحت این تبدیلات ، زوایا ناوردا هستند. به عنوان یک مثال خاص ، برای نقطه  $\vec{x}$  تبدیل  $\vec{x} \mapsto a\vec{x}$  (  $a$  یک عدد ثابت می باشد). یک تبدیل ناوردا است. نظریه میدانی که دارای چنین تقارنی باشد دارای هیچ مقیاس مرجحی

<sup>۱</sup> Conformal Field Theory

<sup>۲</sup> Invariance

نیست و اگر هیچ مقیاس بعددار<sup>۱</sup> دیگری موجود نباشد فقط انتظار می رود یک سیستم فیزیکی دارای چنین تقارنی باشد.

اگر ورودی ها را به صورت یکاهای سازگار<sup>۲</sup> در این تبدیلات قرار دهیم حتی اگر ندانیم یکای مورد نظر چیست ، روابط به صورت مشابه عمل می کنند بالعکس اگر نظریه میدان کوانتومی تحت یک مقیاس وردا باشد رفتار نیرو در فواصل نزدیک نسبت به فواصل دور به طور کیفی متفاوت خواهد بود.

در فیزیک مثال های متعددی از کاربرد میدان های همدیس وجود دارد به عنوان مثال نظریه میدان بوزون آزاد برای وضعیت هایی که جرم صفر می شود با یک تقارن همدیس مواجه می شود [۲۰]. اما یکی از مهم ترین موارد تقارن همدیس ، نظریه ابررسمان است که همانطور که گفته شد داوطلب وحدت بخشی همه برهمکنش ها از جمله گرانش می باشد. بنابراین نظریه میدان های همدیس به عنوان یک نظریه میدان دو بعدی ظاهر می شود که بر روی جهان حجم<sup>۳</sup> یک ریمان زندگی می کند و خود این ریمان در یکی از پس زمینه های فضا-زمان حرکت می کند.

دینامیک حاکم بر این ریمان ، مدل سیگمای غیر خطی<sup>۴</sup> نامیده می شود که شرط ناوردایی همدیس می باشد. نظریه اختلالی مدل سیگما به وسیله یک بسط بر حسب  $\ell_s / R$  حاکم می شود. در اینجا  $\ell_s$  طول طبیعی ریمان و  $R$  یک مقیاس طول نوعی برای هندسه پس زمینه می باشد. به کمک تکنیک های نظریه میدان همدیس می توانیم این نظریه را دقیقاً برای همه مرتبه ها در نظریه اختلال حل کنیم و نهایتاً همه توزیع های جهان سطح را با هم جمع بزنیم. بنابراین نظریه میدان همدیس نه فقط برای رژیم های اختلالی  $\ell_s / R \ll 1$  بلکه برای مقیاس های طولی که در

---

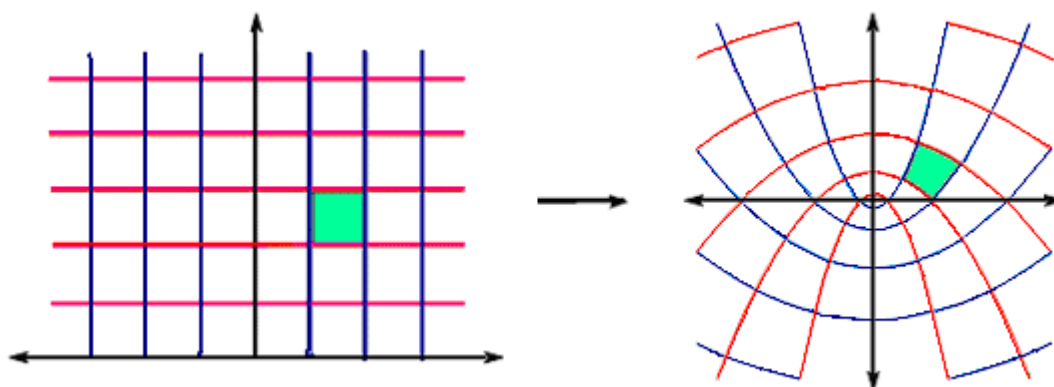
<sup>۱</sup> Dimensionful

<sup>۲</sup> Consistent

<sup>۳</sup> World-Volume

<sup>۴</sup> Non-linear Sigma Model

کوچکی از مرتبه  $R \approx \ell_s$  هستند (که در آن آثار ریسمان واقعی مهم می شوند و شهود هندسی از بین می روند). ابزار نیرومندی برای نظریه ابرریسمان است



شکل ۲-۷- نمونه ای از تبدیل همدیس در دو بعد

## ۲-۵- اصل هولوگرافی<sup>۱</sup>

این اصل که توسط<sup>۲</sup> توفت و ساسکیند برای یک نظریه گرانش کوانتومی ارائه گردید ، بیان می کند که تمام اطلاعات موجود در محدوده ای از فضا (یک حجم) را می توان بوسیله نظریه ای که بر روی مرز آن فضا ( یک سطح ) تعریف می شود ، بدست آورد. به علت شباهت این موضوع با مفهوم هولوگرافی در فیزیک لیزر، آن را به این نام می خوانند. به زبانی ساده تر می توان حوادث داخل یک اتاق را با نظریه ای که بر روی دیوارهای اتاق تعریف می شود ، مدل سازی کرد. این اصل بیان می

<sup>۱</sup> Holographic Principle

<sup>۲</sup> Gerard 't Hooft

دارد که به ازاء هر واحد مساحت و مقداری معادل ۴ برابر مساحت پلانک (مخرج کسر در رابطه

هاوکینگ - بکنشتاین)<sup>۱</sup>، یک درجه آزادی (معادل یک واحد از ثابت بولتزمن<sup>۲</sup> از آنتروپی وجود دارد. به عبارت دیگر، این اصل از نظر کمی و مفهومی مبتنی بر رابطه هاوکینگ - بکنشتاین است (۶-۲)

$$S_{BH} = \frac{KA}{4\ell_p^2} \quad (۶-۲)$$

در این رابطه  $S_{BH}$  آنتروپی سیاهچاله،  $A$  مساحت افق رویداد<sup>۳</sup>،  $k$  ثابت بولتزمن و  $\ell_p$  طول پلانک است. نکته جالب این است که آنتروپی بجای آنکه با حجم سیاهچاله متناسب باشد، با سطح مرزی افق رویداد متناسب است. وفا<sup>۴</sup> و استرومینگ<sup>۵</sup> در ۱۹۹۵ توانستند با شمارش تعداد حالات کوانتومی یک سیاهچاله ابرمتقارن<sup>۶</sup> در نظریه ابررسمان، با استفاده از شامه های  $D$  رابطه (۶-۲) را دوباره بدست آورند. با این کشف می توان اصل هولوگرافی را در نظریه رسمان چنین تعریف کرد:

اصل هولوگرافی یک ویژگی از گرانش کوانتومی<sup>۷</sup> و نظریات رسمان است که بیان می کند حجم از فضا را می توان بر روی مرز (ترجیحا یک مرز نور-گونه<sup>۸</sup> مانند افق گرانشی) یک ناحیه کدگذاری کرد. (شکل ۲-۱)

<sup>۱</sup> Hawking - Bekenstein

<sup>۲</sup> Boltzmann Constant

<sup>۳</sup> Event Horizon

<sup>۴</sup> Kamran Vafa

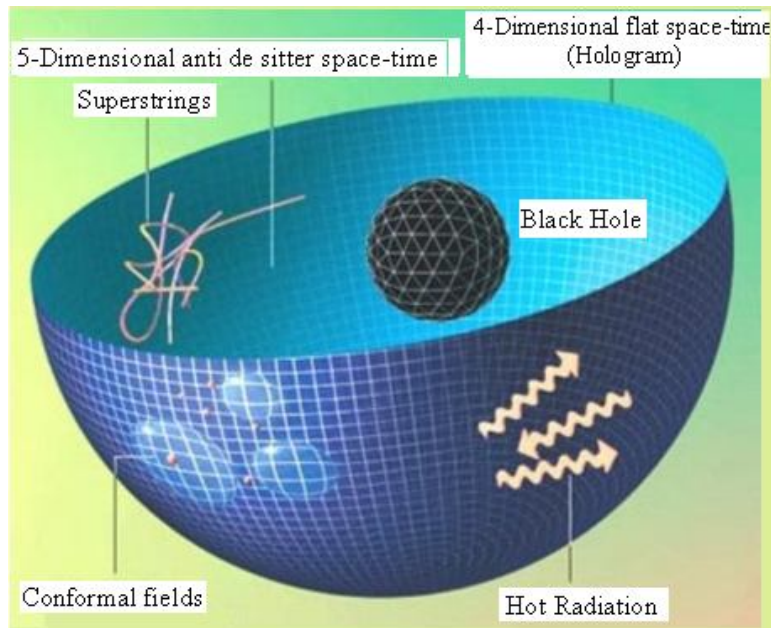
<sup>۵</sup> A. Strominger

<sup>۶</sup> Supersymmetric

<sup>۷</sup> Quantum Gravitaion

<sup>۸</sup> Light-Like





شکل ۲-۸- تصویری از اصل هولوگرافی. اطلاعات درون فضای آنتی دوسپته ۵ بعدی را

می توان بر روی مرز ۴ بعدی آن کدگذاری کرد.

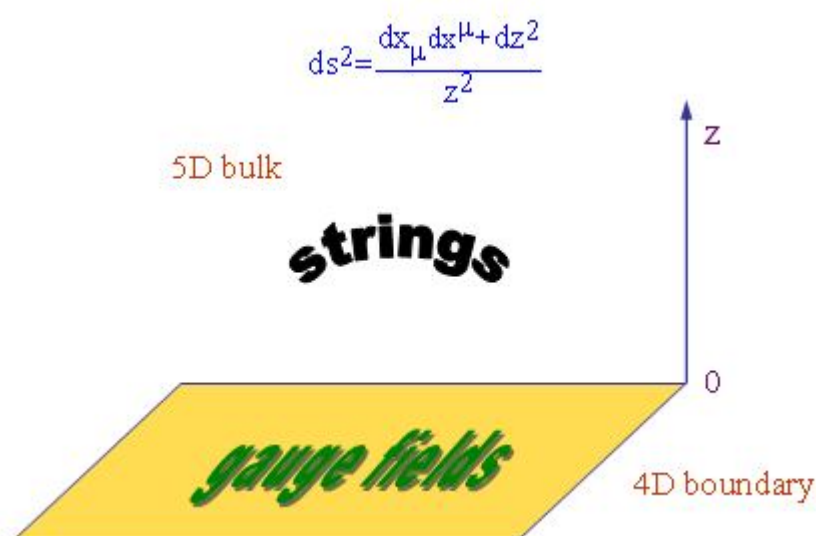
## ۲-۶- دوگانی $AdS/CFT$

این دوگانی با شناخت اصل هولوگرافی ، قابل درک می شود. بر اساس این تطابق ، بین یک نظریه ریسمان ( و یا کلاً یک نظریه گرانش کوانتومی ) در یک فضا از یک طرف و یک نظریه میدان همدیس ( و یا یک نظریه میدان کوانتومی بدون گرانش ) که بر روی مرز همدیس آن فضا تعریف می شود از طرف دیگر ، یک رابطه هم ارزی وجود دارد که بعد آن حداقل یکی کمتر از ابعاد فضای مذکور می باشد. منشا این نامگذاری این است که فضای اول ، حاصلضرب فضای آنتی دوسپته در یک خمینه بسته نظیر کره ، اوربifold<sup>۱</sup> یا فضای جابجایی ناپذیر<sup>۲</sup> است ( $AdS$ ) و طرف دیگر یک نظریه میدان کوانتومی همدیس است ( $CFT$ ).

<sup>۱</sup> Orbifold

<sup>۲</sup> Noncommutative Space

مثالی از این دوگانی بین نظریه ریسمان نوع IIB روی فضای  $AdS_5 \times S^5$  و یک نظریه پیمانه ای یانگ میلز ابرمتقارن  $n=4$  (که یک نظریه میدان همدیس است) روی یک مرز ۴ بعدی  $AdS_5$  می باشد شکل (۹-۲). این تبدیلات از طریق دوگانی  $S$  به هم مرتبط می شوند. این نوع دوگانی مخصوص نظریه ریسمان نوع IIB است و برهم کنش های با شدت های قوی و ضعیف را با هم مرتبط می کند. دوگانی بیان می کند که مشاهده پذیر<sup>۱</sup> های خاص در نظریه پیمانه ای ابرمتقارن  $SU(N)$  چهاربعدی ، همتا<sup>۲</sup> های مستقیمی در نظریه ابرریسمان در فضای  $AdS_5 \times S^5$  دارند و بالعکس شکل (۹-۲). این موفق ترین درک از اصل هولوگرافی است.



شکل ۹-۲- نمایشی از دوگانی  $AdS/CFT$ . این دوگانی بیان می کند که ابرگرانش (بر روی نظریه ریسمان) دوگان یک نظریه میدان همدیس بر روی غشاها می باشد. مرز ۴ بعدی و بعد هولوگرام  $Z$  بوضوح دیده می شوند.

این دوگانی مزایای فراوانی دارد. گاهی پارامترهایی وجود دارند که در یک طرف محاسبه آنها بسیار مشکل می باشد و در طرف دیگر بسادگی قابل محاسبه اند. رفتار نظریه بر روی میدان حاضر  $SYM(4)$  و نظریه ریسمان دوگان آن بستگی به انتخاب شرایط مرزی دارد. پارامترهای اصلی در

<sup>۱</sup> Observeable

<sup>۲</sup> Counterpart

نظریه پیمانه ای ، کمیت های  $g_{YM}$  (جفت شدگی یانگ - میلز<sup>۱</sup>) ،  $N_c$  (تعداد رنگ ها) ،  
 $\lambda = g_{YM}^2 N_c$  (جفت شدگی توفت<sup>۲</sup>) و در نظریه ریسمان  $R$  (انحنای فضا) ،  $g_s$  (جفت شدگی  
 ریسمان) و  $l_s$  (طول ریسمان) هستند. اگر پارامترهای دو طرف را به هم نگاشت<sup>۳</sup> کنیم به دو رابطه  
 زیر می رسیم:

$$g_{YM}^2 = 4\pi g_s \quad (۷-۲)$$

$$g_{YM}^2 N_c = \frac{R^4}{l_s^4} \quad (۸-۲)$$

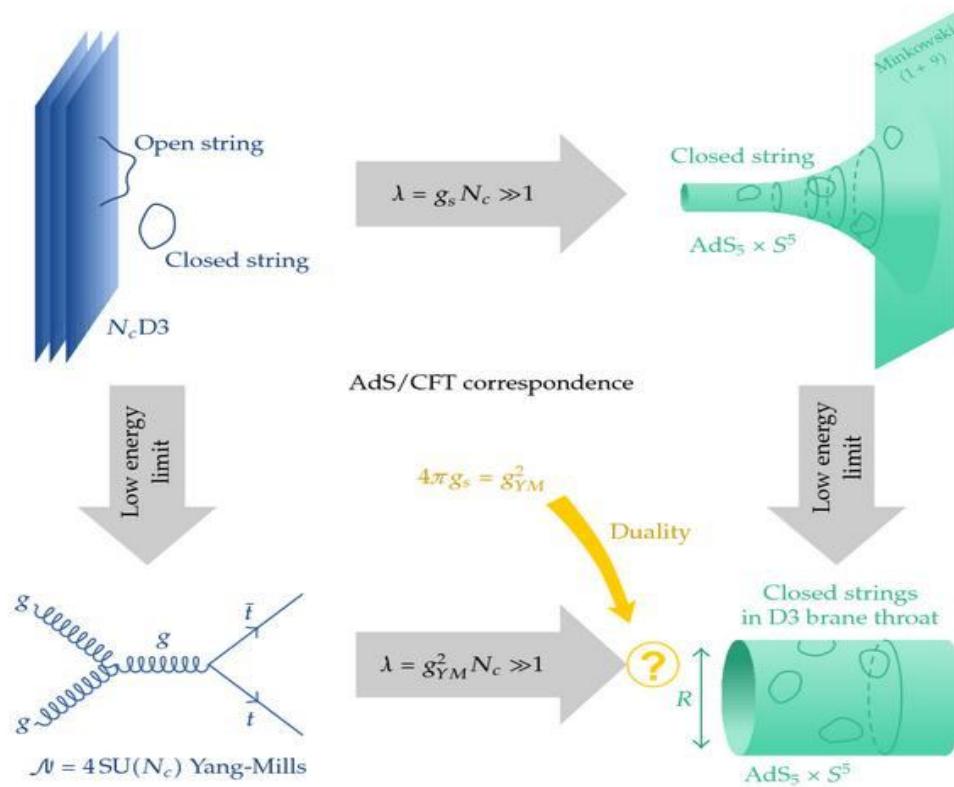
در روابط (۷-۲) و (۸-۲) کمیت های سمت چپ مربوط به CFT و کمیت های سمت راست متعلق  
 به فضای AdS می باشند. فرض می کنیم در نظریه همدیس ثابت جفت شدگی توفت خیلی بزرگ  
 تر از یک باشد ، با استفاده از رابطه به این نتیجه می رسیم که در طرف دیگر طول ریسمان نسبت  
 به شعاع انحنای  $(\frac{R}{l_s})$  باید خیلی کوچک باشد ، این بدان معنا است که در این حالت شعاع انحنای  
 بسیار بزرگ شده و عملاً فضا را می توان تخت فرض کرد و این باعث سادگی محاسبات می شود  
 (شکل ۲-۱۰). به عنوان مثالی دیگر وقتی در میدان همدیس جفت شدگی توفت و تعداد رنگ ها را  
 داشته باشیم می توانیم کشش ریسمان و جفت شدگی ریسمان را در طرف دیگر بدست آوریم  
 (شکل ۲-۱۱).

---

<sup>۱</sup> Yang-Mills Coupling

<sup>۲</sup> 't Hooft Coupling

<sup>۳</sup> Mapping



شکل ۱۰-۲- تصویری از کاربرد تطابق  $AdS/CFT$ . بزرگ بودن جفت شدگی توفت را می توان با بزرگ بودن شعاع انحنای در فضای آنتی دو سیتِه توصیف نمود. در این حالت شعاع  $R$  نسبت به ابعاد ریزمان خیلی بزرگ می شود.

| میدان همدیس $\mathcal{N} = 4 \text{ SYM}$ | ریسمانها در فضای $AdS_5 \times S^5$            |
|-------------------------------------------|------------------------------------------------|
| جفت شدگی توفت $\lambda = g_{YM}^2 N$      | کشش ریسمان $T = \frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi}$   |
| تعداد رنگ ها $N$                          | جفت شدگی ریسمان $g_s = \frac{\lambda}{4\pi N}$ |
| حد $N$ های بزرگ                           | ریسمان های آزاد                                |
| جفت شدگی قوی                              | ریسمان های کلاسیکی                             |
| عملگرهای موضعی                            | حالت های ریسمان                                |
| بعد مقیاس بندی $\Delta$                   | انرژی $E$                                      |

شکل ۲-۱۱- مقایسه بین کمیت های نظریه میدان سوپریانگ میلز ۴ بعدی (سمت چپ) و نظریه ریسمان نوع IIB (سمت راست). گاهی محاسبه کمیت هایی که در یک طرف بسیار مشکل هستند در طرف دیگر بسادگی صورت می گیرد.

## فصل سوم

### مطالعه حرکت کوارک در پلاسمای کوارک گلوئون بر اثر اصابت موج ضربه ای

\* متریک موج ، معادله حرکت و جواب ریسمان دنباله دار

\* نیروی کششی

\* جواب های دیگر معادله حرکت ریسمان

\* محاسبه انرژی بستگی بین کوارک - پادکوارک

\* نحوه تغییرات توابع گوناگون در حالت خاص  $V_b = 0$

\* بررسی انرژی بستگی بین کوارک - پادکوارک در حالت کلی

### ۳-۱- متریک موج ، معادله حرکت و جواب ریسمان دنباله دار

در مساله حاضر ، یک موج ضربه ای وجود دارد. با اصابت این ضربه به ریسمان می خواهیم حرکت ریسمان دنباله دار را بررسی محاسبه کنیم ، سپس با استفاده از این نتایج ، نیروی وارد بر کوآرک سنگین را پس از برخورد موج ضربه ای به آن ، محاسبه کرده و کمیت های مهم در این پدیده را بررسی کنیم.

نتایجی که در اینجا برای موج ضربه ای بدست می آوریم ، برای هر توزیع ماده ای درست است. موج ضربه ای به دلیل تاخیر زمانی لورنتس<sup>۱</sup> ، می تواند یک تصویر لحظه ای را از هر ماده غیر گرمایی<sup>۲</sup> ارائه دهد. بنابراین نیروی کششی در مساله حاضر به مورد محیط های غیر گرمایی نیز قابل تعمیم است [۲۱-۲۳].

برای شروع ، می دانیم که متریک موج ضربه ای در یک فضای  $AdS_5$  به صورت زیر می باشد [۲۴]:

$$ds^2 = G_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu = \frac{L^2}{z^2} [-(1 - \mu z^4 \theta(x^-)) dt^2 - 2\mu z^4 \theta(x^-) dt dx + (1 + \mu z^4 \theta(x^-)) dx^2 + (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + dz^2]$$

$$\mu, \nu = 0, \dots, 4$$

(۱-۳)

در این رابطه  $x^\pm$  مختصه های متریک حاضر در دستگاه مخروط نوری<sup>۳</sup> می باشند و رابطه آنها با مختصات معمولی به صورت زیر می باشد:

$$x^\pm = (t \pm x) / \sqrt{2}$$

(۲-۳)

<sup>۱</sup> Lorentz time dilation

<sup>۲</sup> Non-thermal medium

<sup>۳</sup> Light cone coordinates

در رابطه (۱-۳) مختصه  $x^3$  برای تمایز با سایر مولفه ها با  $x$  نشان داده شده است.  $L$  شعاع فضای آنتی دوسپته و  $z$  بعد هولوگرام می باشد. همچنین در اینجا اثر موج ضربه ای با تابع پله ای هوی ساید<sup>۱</sup> ضرب در عدد ثابت  $\mu$  نشان داده می شود. این ضریب برای نشان دادن شدت ضربه بکار می رود و مقدار آن عددی بین صفر تا یک می باشد. قبل از اصابت ضربه ، تابع پله ای  $\theta(x^-)$  مقدار صفر و بعد از اصابت مقدار یک را اختیار می کند. تایید فیزیکی رابطه (۱-۳) به عنوان یک متریک ضربه از کاربرد بازبهنجارش هولوگرافیک<sup>۲</sup> حاصل می شود. در آنجا متریکی به شکل متریک ففرمن-گراهام<sup>۳</sup>، در  $d+1$  بعد به تانسور تکانه-انرژی در نظریه مرز  $d$  بعدی مرتبط می شود [۲۵]. با در نظر گرفتن متریک در دستگاه مخروط نوری می توان موج ضربه ای فوق نسبیتی<sup>۴</sup> (جبهه موج) را به صورت زیر نوشت که در جهت  $x^3 = x$  حرکت می کند.

$$\langle T_{--} \rangle = \frac{N_c^2}{\pi^2} \mu \theta(x^-) \quad (۳-۳)$$

دلیل این که موج ضربه ای متناسب با  $\theta(x^-)$  در نظر گرفته شده است این است که محیطی از یک ماده چگال هسته ای ، با یک کوارک سنگین که در چارچوب سکون مربوط به آن در حال حرکت است ، برخورد می کند. در شکل ۱-۱ ناحیه سایه خورده موج ضربه ای را نشان می دهد. بعد پنجم  $z$  از بالا به سمت پایین در حال افزایش است. بالای دیاگرام مرز فضای  $AdS_5$  می باشد ( $z=0$ ). در پایین یعنی  $z=\infty$  یک توده از غشاهای رنگ  $D3$   $N_c$  وجود دارد. نمایشی ابتدایی از کوارک سنگین با یک جرم معین<sup>۵</sup>، در نظریه میدان  $4D$  در نظریه ابرگرانشی  $10$  بعدی با یک انتهای ریسمان باز نامبو-گوتو<sup>۶</sup> متناظر است که بر روی یک غشای  $D7$  متصل می شود. انتهای دیگر ریسمان باز به توده  $N_c$  از غشاهای  $D3$  در  $z=\infty$  ختم می شود. غشای  $D7$  یک  $S^3 \subset S^5$  را پنهان می کند<sup>۷</sup> و به طور مجانبی فضای  $AdS$  را از  $Z=0$  تا  $z=z_M$  پر می

<sup>۱</sup> Heaviside

<sup>۲</sup> Holographic Renormalization

<sup>۳</sup> Fefferman-Graham

<sup>۴</sup> Ultrarelativistic

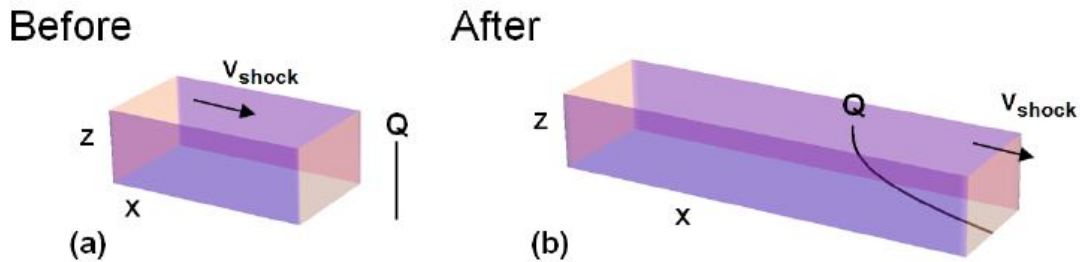
<sup>۵</sup> Finite

<sup>۶</sup> Nambu-Goto

<sup>۷</sup> Wrap



کند. قبل از برخورد ، ریسمان به سمت پایین آویزان شده است. (شکل ۱-۱ الف) اما بعد از برخورد کوآرک به دنبال ریسمان کشیده می شود. (شکل ۱-۱ ب)



شکل ۱-۳ a- وضعیت ریسمان متصل به کوآرک قبل از اصابت موج ضربه ای b- وضعیت ریسمان متصل به کوآرک بعد از اصابت موج ضربه ای

در اینجا محاسبات خود را به دستگاه مختصات معمولی منحصر می کنیم و از مختصات مخروطی استفاده نخواهیم کرد.

در مطالعه حرکت ریسمان ها از صورت بندی کلاسیکی کم ترین کنش استفاده می شود. در مطالعه ریسمان های باز و بسته اولین بار نامبو و گوتو به رابطه زیر رسیدند. برای بررسی حرکت یک کوآرک سنگین در پس زمینه متریک معرفی شده ، از کنش نامبو-گوتو استفاده می کنیم. این کنش از رابطه زیر بدست می آید [۱۵]:

$$S_{NG} = -T_0 \int d\tau d\sigma \sqrt{-g} \quad (۴-۳)$$

$$g_{ab} = G_{\mu\nu} \partial_a X^\mu \partial_b X^\nu \quad g = \det g_{ab} \quad (۵-۳)$$

در اینجا  $G_{\mu\nu}$  متریک فضا-زمان در رابطه (۱-۳) می باشد. اندیسهای یونانی برای مختصات فضا-زمان و اندیس های لاتین برای مختصات جهانسطح به کار رفته اند. رابطه  $x^\mu = x^\mu(\sigma)$  نگاشتی است که مختصات جهانسطح ریسمان  $\sigma^a$  را به مختصات فضا-زمان  $x^\mu$  می نگارد. برای اینکه معادله حرکت ریسمان را بدست آوریم قبل از هر چیز باید متریک  $g$  را محاسبه کنیم. با اعمال شرایط فوق رابطه  $x^\mu = x^\mu(\sigma)$  به صورت زیر در می آید:

$$X^\mu(\sigma) = (t, 0, 0, x(t, z), z) \quad (۶-۳)$$

با انتخاب  $\partial_t x = \dot{x}$  و  $\partial_z x = x'$  می توان نوشت:

$$x'^\mu = (0, 0, 0, x', 1) \quad (7-3)$$

$$\dot{x}^\mu = (1, 0, 0, \dot{x}, 0) \quad (8-3)$$

پس از اعمال ضربه ، مقدار تابع هوی ساید برابر یک می شود و المان طول در فضای  $AdS_5$  به صورت زیر در می آید.

$$\theta(x^-) = 1 \quad (9-3)$$

$$ds^2 = \frac{L^2}{z^2} [-(1 - \mu z^4) dt^2 - 2\mu z^4 dt dx + (1 + \mu z^4) dx^2 + dx_1^2 + dx_2^2 + dz^2] \quad (10-3)$$

با استفاده از تعریف کلی ضرب نقطه ای به صورت رابطه (3-11) و مقایسه آن با رابطه (3-10) ، ضرایب متریک یعنی  $g_{ij}$  ها را می توان به صورت زیر نوشت:

$$A.B = g_{ij} A_i B_j \quad (11-3)$$

$$g_{00} = -1 + \mu z^4 \quad (الف-12-3)$$

$$g_{03} = g_{30} = -\mu z^4 \quad (ب-12-3)$$

$$g_{11} = g_{22} = g_{44} = 1 \quad (ج-12-3)$$

$$g_{33} = 1 + \mu z^4 \quad (د-12-3)$$

بقیه  $g_{ij}$  ها صفر بدست می آیند.

با استفاده از رابطه (3-5) می توان کمیت  $-g$  را محاسبه نمود. صورت باز شده رابطه (3-5) را

می توان اینگونه نوشت:

$$-g = -(\dot{x}.x') + (\dot{x}^2)(x'^2) \quad (13-3)$$

اکنون کافی است با استفاده از روابط (3-7) ، (3-8) ، (3-11) و (3-12) ضربهای نقطه ای لازم را

محاسبه کرده و در (3-13) جایگذاری کنیم.

$$\dot{x}.x' = \frac{L^4}{z^4} [-\mu z^4 + \dot{x}x'(1 + \mu z^4)] \quad (14-3)$$

$$|\dot{x}^2| = \frac{L^2}{z^2} [-1 + \mu z^4 - 2\mu z^4 \dot{x} + \dot{x}^2 + \mu z^4 \dot{x}] \quad (۱۵-۳)$$

$$|x'^2| = \frac{L^2}{z^2} [x'^2 + \mu z^4 x'^2 + 1] \quad (۱۶-۳)$$

نتیجه حاصل برای متریک ، رابطه (۱۷-۳) می باشد. این رابطه در محاسبات آتی ضروری است.

$$-g = \frac{L^4}{z^4} (1 + x'^2 - \dot{x}^2 - \mu z^4 (1 - \dot{x})^2) \quad (۱۷-۳)$$

اکنون با وردش دادن معادله (۴-۳) ، می توان معادله حرکت را بدست آورد. نتیجه این وردش درحالت کلی به شکل روابط (۱۸-۳) و (۱۹-۳) می باشد.

$$\nabla_a P_\mu^a = 0 \quad (۱۸-۳)$$

$$P_\mu^a = \pi_\mu^a / \sqrt{-g} = -T_0 G_{\mu\nu} \partial_a X^\nu \quad (۱۹-۳)$$

در اینجا  $\nabla_a$  ها مشتق هموردا نسبت به متریک القایی  $g_{ab}$  و  $\pi_\mu^a$  تکانه های کانونی هستند که به صورت زیر بدست می آیند: [۱۵]

$$\pi_\mu^\sigma = -T_0 G_{\mu\nu} \frac{(\vec{X} \cdot \vec{X}') (X^\nu) - (\vec{X}')^2 (\dot{X}^\nu)}{\sqrt{-g}} \quad (۲۰-۳-الف)$$

$$\pi_\mu^\tau = -T_0 G_{\mu\nu} \frac{(\vec{X} \cdot \vec{X}') (\dot{X}^\nu) - (\vec{X})^2 (X^\nu)}{\sqrt{-g}} \quad (۲۰-۳-ب)$$

ما فقط به دنبال جوابهای غیر بدیهی برای  $t$  ،  $z$  و  $x$  هستیم. در اینجا محور  $x$  موازی با جهت انتشار کوارک سنگین در چارچوب آزمایشگاه است. ( با این حال ما مشتق گیری ها را در چارچوب سکون کوارک سنگین انجام می دهیم ) نگاشت  $X^\mu(\sigma)$  تابعی است که متغیر  $\sigma$  را به مختصات  $(t, x, z)$  می نگارد. با انتخاب پیمانه ایستا به صورت  $\sigma^a = (t, z)$  ریسمان به وسیله یک تک تابع  $x(t, z)$  توصیف می شود:

$$X^\mu(\sigma) = (t, 0, 0, x(t, z), z) \quad (۲۱-۳)$$

معادلات حرکت برای  $x(t, z)$  را می توان به دو روش بدست آورد: روش اول قرار دادن جواب حدسی  $x(t, z)$  در معادله (۱۸-۳) و (۱۹-۳) می باشد. روش دوم این است که اول جواب حدسی

را در معادله (۳-۴) جایگزین کنیم و سپس کنش را وردش دهیم. با استفاده از روش دوم و با انجام محاسبات مربوطه جواب نهایی به صورت رابطه (۳-۲۲) در می آید:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\mu z^4 - (1 + \mu z^4) \dot{x}}{z^4 \sqrt{-g}} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{x'}{z^4 \sqrt{-g}} \right) = 0 \quad (۳-۲۲)$$

اکنون باید با قرار دادن رابطه (۳-۱۷) در رابطه (۳-۲۲) بتوانیم معادله حرکت ریسمان را بدست آوریم. برای این منظور از نرم افزار متمتیکا استفاده کرده ایم تا با اعمال ۴ شرط مرزی مناسب جواب را بدست آوریم. معادله حرکت ریسمان تحت متریک موج ضربه ای (رابطه (۳-۱)) باید به صورت  $x(t, z)$  بدست آید و از طرفی با معادله حالت مجانبی (۳-۴۰) که با استفاده از روش تحلیلی برای حالت حدی نمایی بدست خواهیم آورد، در توافق کامل باشد. با اعمال شرایط مختلف و جواب های حدسی فیزیکی به جواب نزدیک شدیم اما حل کامل معادله مقدور نگردید. پیوست ن.۱.

اکنون می توانیم جرم ذره نقطه ای معادل را با استفاده از نظریه میدان  $4D$  بدست آوریم. برای این منظور با انتخاب  $\mu = 0$ ، حرکت ریسمان را در بیرون از ضربه مورد بررسی قرار می دهیم. با این انتخاب و برای ریسمان با سرعت ثابت، رابطه (۳-۲۳) جواب حدسی مناسبی برای معادله حرکت یعنی رابطه (۳-۲۲) می باشد. متریک چنین جوابی به صورت رابطه (۳-۲۴) در می آید. با استفاده از رابطه اخیر و جایگزینی آن در کنش نامبو-گوتو به رابطه (۳-۲۵) می رسیم.

$$x(t, z) = x_0 + vt \quad (۳-۲۳)$$

$$-g = \frac{L^4}{z^4} (1 - v^2) \quad (۳-۲۴)$$

$$S = -T_0 L^2 \int_{z_M}^{\infty} dz \frac{1}{z^2} \int dt \sqrt{1 - v^2} \quad (۳-۲۵)$$

برای بدست آوردن جرم معادل کوآرک ، باید ابتدا کنش ذره نقطه ای نسبیتی را از رابطه (۲۶-۳) بدست آورده [۱۵] و سپس نتیجه را با رابطه (۲۵-۳) مقایسه کنیم.

$$S = -mc \int ds \quad (۲۶-۳)$$

$$\Rightarrow S = -mc \int c dt \sqrt{1-v^2/c^2}$$

$$\text{if } c=1 \Rightarrow S = -m \sqrt{1-v^2} \int dt \quad (۲۷-۳)$$

از مقایسه ضرایب (۲۵-۳) و (۲۷-۳) داریم:

$$Z_M = -T_0 L^2 \sqrt{1-v^2} \quad (۲۸-۳)$$

$$S = -M_q \int dt \sqrt{1-v^2} \quad (۲۹-۳)$$

که از آنها جرم معادل کوآرک بدست می آید:

$$M_q = \frac{T_0 L^2}{Z_M} \quad (۳۰-۳)$$

و با استفاده از لغت نامه  $AdS$  می توان جرم کوآرک را به صورت زیر بازنویسی کرد.

$$T_0 L^2 = \sqrt{\lambda}/2\pi \quad (۳۱-۳)$$

$$M_q = \frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi z_M} \quad (۳۲-۳)$$

در روابط فوق  $z_M$  مکان اولیه ریسمان (مختصات هولوگرام کوآرک) و  $\lambda$  ثابت جفت شدگی توفت<sup>۱</sup> می باشد.

اکنون مساله را برای حالت  $\mu \neq 0$  و در حالت پایانی حرکت بررسی می کنیم. با فرض یک جواب ایستای مجانبی به صورت  $x(t, z) = \xi(z)$  در متریک ضربه ای که همه فضا و زمان را پر می کند ، متریک القایی مستقل از زمان می شود و در این حالت معادله حرکت (۲۲-۳) به رابطه (۳۳-۳) کاهش می یابد.

---

<sup>۱</sup> t Hooft coupling

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\xi'}{z^4 \sqrt{-g}} \right) = 0 \quad (33-3)$$

این رابطه یک معادله دیفرانسیل ساده است که با ثابت قرار دادن عبارت داخل پرانتز به راحتی قابل حل است.

$$\frac{\xi'}{z^4 \sqrt{-g}} = C_1 \quad (34-3)$$

$$\xi'^2 = C_1^2 z^8 (-g) \quad (35-3)$$

و چون این جواب برای یک حالت ایستا می باشد  $\dot{x} = 0$  و متریک به صورت زیر در می آید:

$$-g = \frac{L^4}{z^4} (1 + x'^2 - \mu z^4) \quad (36-3)$$

و می توانیم با قرار دادن آن در (35-3) شکل ریسمان را برای حالت مجانبی بدست آوریم:

$$\xi'^2 (1 - C_1^2 L^4 z^4) = C_1^2 L^4 z^4 (1 - \mu z^4) \quad (37-3)$$

با انتخاب مجدد  $C_1 L^2 = C$  به نتیجه زیر می رسیم:

$$\xi'(z) = \pm C z^2 \sqrt{\frac{1 - \mu z^4}{1 - C^2 z^4}} \quad (38-3)$$

برای ریسمان فوق که از مرز به سمت پایین توده<sup>۱</sup> غشای  $D3$  آویزان است دو وضعیت وجود دارد:

وضعیت اول:  $C = 0$

وضعیت دوم:  $C \neq 0$

برای وضعیت اول، یعنی  $C = 0$  به جواب  $\xi = x_0$  می رسیم یعنی ریسمان آویزان است. چنین جوابی نمی تواند منطقی باشد.

برای وضعیت دوم داریم: ثابت انتگرال گیری با در نظر گرفتن علامت های صورت و مخرج کسر درون رادیکال به صورت تابعی از  $z$ ، ثابت می شود. برای  $z$  های کوچک هم صورت و هم مخرج هر دو مثبت می شوند و برای  $z$  های بزرگ، هر دو منفی می شوند. نتیجه این است که در هر دو حالت، عبارت زیر رادیکال مثبت خواهد بود. برای جلوگیری از ایجاد جواب های موهومی، صورت

---

<sup>۱</sup> Stack

و مخرج کسر زیر رادیکال هر دو باید برای یک مقدار  $z$ ، تغییر علامت دهند. با این شرط، مقدار  $C$  بدست خواهد آمد.

$$C = \sqrt{\mu} \quad (39-3)$$

با استفاده از روابط (38-3) و (39-3) جواب ایستای مجانبی به صورت زیر بدست می آید:

$$\xi'(z) = \pm \sqrt{\mu} z^2 \sqrt{\frac{1-\mu z^4}{1-\mu z^4}} \Rightarrow \xi'(z) = \pm \sqrt{\mu} z^2$$

$$\frac{d\xi(z)}{dz} = \pm \sqrt{\mu} z^2 \Rightarrow \int_{x_0}^{\xi(z)} d\xi(z) = \pm \sqrt{\mu} \int_0^z dz^2 \Rightarrow$$

$$\boxed{\xi(z) = x_0 \pm \frac{\sqrt{\mu}}{3} z^3} \quad (40-3)$$

نمودارهای رابطه (40-3) در شکل (3-2) نشان داده شده اند. برای حالت ایستای مجانبی، سه جواب مشاهده می شود. از این سه جواب  $x(t, z) = x_0$  ناپایدار است. جواب  $x(t, z) = x_0 - \sqrt{\mu} z^3 / 3$  نیز فاقد ارزش فیزیکی است چون جواب معکوس زمان<sup>1</sup> است و در جهت ضربه اعمال شده نمی باشد بنابراین جواب معتبر و فیزیکی به صورت زیر خواهد بود:

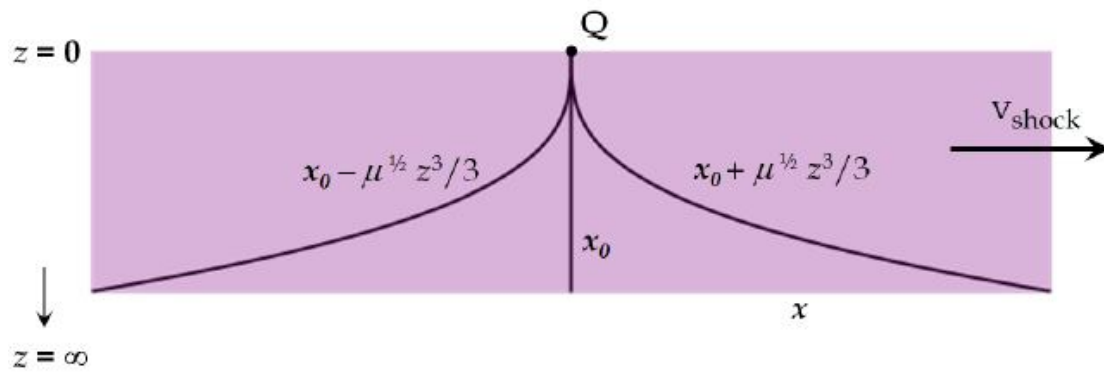
$$\xi(z) = x_0 + \frac{\sqrt{\mu} z^3}{3} \quad (41-3)$$

رابطه فوق برای همه پیکربندی ریسمان برای همه  $z$  ها در متریک ضربه معتبر است.

در بخش بعدی خواهیم دید که در چارچوب آزمایشگاه، جواب فیزیکی قسمتی از تکانه را تلف می کند و این تکانه توسط محیط جذب می شود، اما جواب غیر فیزیکی از محیط، تکانه جذب می کند.

---

<sup>1</sup> Time-reversed solution



شکل ۳-۲- نمودار سمت راست  $\xi(z) = x_0 + \frac{\sqrt{\mu}}{3} z^3$  حالت ایستای مجانبی ریسمان و جواب فیزیکی مساله -  
 نمودار وسط  $x(t, z) = x_0$  وضعیتی ناپایدار و غیر فیزیکی- و نمودار سمت چپ  $\xi(z) = x_0 - \frac{\sqrt{\mu}}{3} z^3$  جواب  
 معکوس زمان و غیر فیزیکی می باشد.

### ۳-۲- نیروی کششی

نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین در نظریه  $SYM$ ، متناظر با جریان تکانه<sup>۱</sup> از جهت  
 انتشار کوارک سنگین به سمت پایین ریسمان می باشد:

$$\frac{dp}{dt} = -\pi_x^1 \quad (۳-۴۲)$$

$\pi_\mu^a$  ها تکانه های کانونی هستند و می توانیم آنها را از روابط (۳-۲۰-الف) و (۳-۲۰-ب) بدست  
 آوریم:

$$\pi_t^0 = \frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} \left[ (\vec{x} \cdot \vec{x}') (g_{00} x^{0'} + g_{01} x^{1'} + g_{02} x^{2'} + g_{03} x^{3'} + g_{04} x^{4'}) - \right. \\ \left. (x')^2 (g_{00} x^{0'} + g_{01} x^{1'} + g_{02} x^{2'} + g_{03} x^{3'} + g_{04} x^{4'}) \right] \quad (۳-۴۳-الف)$$

$$\pi_x^0 = \frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} \left[ (\vec{x} \cdot \vec{x}') (g_{30} x^{0'} + g_{31} x^{1'} + g_{32} x^{2'} + g_{33} x^{3'} + g_{34} x^{4'}) - \right. \\ \left. (x')^2 (g_{30} x^{0'} + g_{31} x^{1'} + g_{32} x^{2'} + g_{33} x^{3'} + g_{34} x^{4'}) \right] \quad (۳-۴۳-ب)$$

<sup>۱</sup> Momentum flow



با جایگذاری  $x'^\mu$ ،  $x'^\mu$ ،  $\overline{x'x'}$ ،  $g_{ij}$ ، ضرایب  $-g$  و به ترتیب از روابط (۷-۳)، (۳-۳)، (۸-۳-۱۲-الف-د)، (۱۴-۳)، (۱۵-۳)، (۱۶-۳) و (۱۷-۳) می توان  $\pi_x^0$  و  $\pi_t^0$  در (۳-۴۳-الف) و (۳-۴۳-ب) را محاسبه نمود:

$$\pi_t^0 = \frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} (-1 - x'^2 + \mu z^4 (1 - \dot{x})) \quad (۳-۴۴-الف)$$

$$\pi_x^0 = \frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} (\dot{x} - \mu z^4 (1 - \dot{x})) \quad (۳-۴۴-ب)$$

بقیه  $\pi_\mu^a$  ها را هم می توان به طور مشابه محاسبه نمود و در نهایت به جواب زیر می رسیم:

$$\begin{pmatrix} \pi_t^0 \\ \pi_x^0 \\ \pi_z^0 \end{pmatrix} = \frac{T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} \begin{pmatrix} -1 - x'^2 + \mu z^4 (1 - \dot{x}) \\ \dot{x} - \mu z^4 (1 - \dot{x}) \\ -x'(\dot{x} - \mu z^4 (1 - \dot{x})) \end{pmatrix} \quad (۳-۴۵-الف)$$

$$\begin{pmatrix} \pi_t^1 \\ \pi_x^1 \\ \pi_z^1 \end{pmatrix} = \frac{T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} \begin{pmatrix} \dot{x}x' \\ -x' \\ -1 + \dot{x}^2 + \mu z^4 (1 - \dot{x}) \end{pmatrix} \quad (۳-۴۵-ب)$$

اکنون تغییر تکانه کوارک سنگین را بدست می آوریم. از رابطه (۳-۴۲) و (۳-۴۵-ب) می توان نوشت:

$$\frac{dp}{dt} = -\pi_x^1 = \frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} (-x') \quad (۳-۴۶)$$

با قرار دادن مقدار مساوی  $T_0 L^2$  از رابطه (۳-۳۱) در رابطه (۳-۴۶) خواهیم داشت:

$$\frac{dp}{dt} = -\pi_x^1 = \frac{-(\sqrt{\lambda}/2\pi)L^2}{z^4 \sqrt{-g}} (-x') \quad (۳-۴۷)$$

با مشتق گیری از رابطه (۳-۴۱) و محاسبه  $\sqrt{-g}$  برای وضعیت حاضر، نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین در حالت ایستا بدست می آید:

$$\Rightarrow x' = \xi'(x) = \pm \sqrt{\mu} z^2 \quad (۳-۴۸)$$

و چون داریم در مورد وضعیت ایستا صحبت می کنیم سرعت ریسمان صفر می شود:

$$\dot{x} = 0 \quad (49-3)$$

و متریک رابطه (3-17) به صورت زیر در می آید:

$$-g = \frac{L^4}{z^4} \quad (50-3)$$

از سه رابطه اخیر یعنی روابط (3-48)، (3-49) و (3-50) نیروی کششی حالت ایستا یعنی رابطه

(3-47) در ساده ترین حالت به صورت زیر در می آید:

$$\frac{dp}{dt} = \frac{-(\sqrt{\lambda}/2\pi)L^2}{z^4 \sqrt{L^4/z^4}} (\pm \sqrt{\mu} z^2) \Rightarrow \quad (3-51)$$

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\sqrt{\mu\lambda}}{2\pi}$$

چون همه محاسبات در چارچوب سکون کوارک سنگین انجام شده اند پس رابطه (3-51) اتلاف تکانه را برای این کوارک سنگین در چارچوب آزمایشگاه - که چارچوب سکون ضربه است - توصیف نمی کند و حتی اگر ضربه با فرض محال با سرعت نور منتشر شود به آن به عنوان تقریبی فیزیکی از یک آرایش فیزیکی محیطی که تقریباً روی مخروط نوری حرکت می کند می نگریم لذا این چارچوب سکون ، خوش تعریف است. به علاوه اکنون می توانیم  $\mu$  را به خواص محیط مرتبط نماییم. این کار را با مقایسه تانسور تکانه-انرژی که با استفاده از فرایند بازبهنجارش هولوگرافیک از متریک بدست می آید انجام می دهیم.

اکنون سمت راست رابطه (3-51) را برحسب جملات تکانه کوارک سنگین ، در چارچوب سکون محیط داریم. اما سمت چپ رابطه در چارچوب سکون کوارک سنگین انجام می شود.

برای بازنویسی سمت چپ رابطه (3-51) یعنی  $\frac{dp}{dt}$  برحسب جملات تکانه و زمان در چارچوب

سکون محیط یعنی  $\frac{dp'}{dt'}$  متذکر می شویم که مولفه های سه بردار از چاربردار نیرو در چارچوب

کوارک ساکن است.

$$f^x \equiv \frac{dp}{d\tau} = \frac{dp}{dt} \quad (52-3)$$

از رابطه (3-45-ب) ملاحظه می شود  $\pi_t^1 = 0$  و بنابراین داریم:

$$f^t = 0$$

بنابراین چارنیروی خیزش یافته در چارچوب سکون ضربه به صورت زیر در می آید:

$$f'^x = -\gamma f^x = -\gamma \frac{dp}{dt} \quad (53-3)$$

علامت منفی از خیز دادن در یک چارچوب که در جهت مخالف حرکت می کند بدست می آید. از تعریف چارنیروی می دانیم که در این چارچوب رابطه زیر برقرار است:

$$f'^x \equiv \frac{dp'}{d\tau} = \gamma \frac{dp'}{dt'} \quad (54-3)$$

برای اثبات درستی این رابطه از (3-53) کمک می گیریم که درستی آن برای ما آشکار است. از (3-42) و (3-45-الف) می توان به نتیجه زیر رسید:

$$f_x = \frac{dp}{dt} = -\left(\frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}}\right)(\mp \sqrt{\mu} z^2) \quad (55-3)$$

از جایگذاری این رابطه در (3-54) می توان نوشت:

$$f'_x = \left(\frac{\gamma T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}}\right)(\mp \sqrt{\mu} z^2) = \mp \frac{\gamma T_0 L^4 \sqrt{\mu}}{z^2 \sqrt{-g}} \quad (56-3)$$

محاسبه چارنیروی از تبدیلات لورنتس نیز باید به این رابطه بیانجامد. این تبدیلات به صورت زیر می باشد [13]:

$$\begin{pmatrix} f_x'^1 \\ f_z'^1 \\ 0 \\ f_t'^1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_x^1 \\ f_z^1 \\ 0 \\ f_t^1 \end{pmatrix} \quad (57-3)$$

$$\begin{pmatrix} f_x'^1 \\ f_z'^1 \\ 0 \\ f_t'^1 \end{pmatrix} = \frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} \begin{pmatrix} -\gamma f_x^1 \\ f_z^1 \\ 0 \\ -\beta \gamma f_t^1 \end{pmatrix} = \frac{-T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} \begin{pmatrix} \gamma(\mp \sqrt{\mu} z^2) \\ -1 + \mu z^4 \\ 0 \\ -\beta \gamma(\mp \sqrt{\mu} z^2) \end{pmatrix} \quad (58-3)$$

از (58-3) مقدار  $f_x'^1$  به صورت زیر در می آید که با رابطه (56-3) تطابق کامل دارد.

$$f_x'^1 = \pm \frac{\gamma T_0 L^4}{z^4 \sqrt{-g}} (\sqrt{\mu} z^2) \quad (59-3)$$

بنابراین رابطه (54-3) رابطه ای صحیح می باشد. از طرفی زمان مرجع به صورت زیر تعریف می شود:

$$d\tau = \frac{dt'}{\gamma} \quad (60-3)$$

با قرار دادن مقدار  $d\tau$  از (60-3) در رابطه (54-3) به نتیجه زیر می رسیم.

$$f'^x \equiv \frac{dp'}{\left(\frac{dt'}{\gamma}\right)} = \gamma \frac{dp'}{dt'} \Rightarrow f'^x = \gamma \frac{dp'}{dt'} \quad (61-3)$$

بنابراین نیروی وارد بر کوارک سنگین ، در چارچوب متصل به کوارک و چارچوب متصل به ضربه از تبدیلات لورنتس تبعیت می کنند.

### ۳-۳- جواب های دیگر معادله حرکت ریسمان

استدلال هایی که برای بدست آوردن جواب های ایستای پایدار (شکل ۳-۲) کردیم مستلزم این است که ریسمان از  $z$  هایی کوچک تر از  $\sqrt[4]{\mu}$  و  $\sqrt{C}$  به سمت پایین تا غشاهای  $D3$  در  $z = \infty$  ادامه یابد به گونه ای که برای اینکه جواب حقیقی بماند باید صورت و مخرج رادیکال در رابطه (۳-۳۸) دقیقاً برای یک مقدار مشابه  $z$  تغییر علامت دهد. اما ریسمانهایی با شرط نقطه برگشت نیز می توانند در این شرط واقعی صدق کنند. برای اینکه چنین جواب  $x(z)$  ای وجود داشته باشد باید تا نقطه برگشت  $z(x)$  نسبت به  $x$  افزایش یابد به گونه ای که شیب  $z(x)$  باید صفر شود. اگر

مقدار  $z$  ای را که صورت رادیکال در رابطه (۳-۳۸) صفر می شود را  $z_c$  بنامیم و مقدار  $z$  ای را که مخرج در آن نقطه صفر می شود  $z_{\max}$  بنامیم خواهیم داشت:

$$1 - \mu z_c^4 = 0 \quad \Rightarrow \quad z_c = \mu^{-1/4} \quad (۳-۶۲)$$

$$1 - C^2 z_{\max}^4 = 0 \quad \Rightarrow \quad z_{\max} = C^{-1/2} \quad (۳-۶۳)$$

شرط برای برگشت ،  $\frac{dz}{dx} = 0$  است و این مستلزم این است که جواب ریسمان تا  $z = z_{\max}$  ادامه

یابد. ما فقط بر روی جواب های ریسمان پایدار تمرکز می کنیم یعنی جواب هایی که برای آنها پیکربندی ریسمان حقیقی است. بنابراین دو وضعیت را خواهیم داشت:

وضعیت ۱:  $z_M < z_{\max} < z_c$

وضعیت ۲:  $z_M > z_{\max}, z_c$

وضعیت دوم را می توان به صورت تحلیلی برای یک صورت بسته به دو شکل ممکن حل نمود.

**الف:** انتهای ریسمان در بی نهایت مثبت و منفی در جهت  $x^3$  هر دو بر روی  $D7$  یا توده ای از غشاهای  $D3$  ختم می شوند و یک برآمدگی<sup>۱</sup> در  $x_0$  دارند که از  $z_{\max}$  می گذرد.

**ب:** یک جواب برای ریسمان آویزان از غشای  $D7$  به غشای  $D3$

اگر  $C$  را ثابت نگیریم آزادی قابل توجهی برای جواب ها به وجود می آید اما با توجه به شرط حد سرعت ، هیچ کدام ارزش فیزیکی ندارند. می توانیم وضعیت ۱ را برای مزون آویزان به طور تحلیلی حل کنیم. برای سادگی محاسبات فرض می کنیم برای کوآرک های سنگین  $z_M = 0$  باشد. برای ریسمانی که انتهای آن در نقاط  $(x, z) = (\pm r/2, 0)$  قرار دارند می توانیم با انتگرال گیری مستقیم از انتگرال اول حرکت (رابطه ۳-۳۸) ، پارامتر بندی از  $x = -r/2$  تا صفر را محاسبه کنیم.

$$(۳-۳۸) \quad \Rightarrow \quad \frac{d\xi(z')}{dz'} = \pm C z'^2 \sqrt{\frac{1 - \mu z'^4}{1 - C^2 z'^4}} \quad \Rightarrow$$

$$\int_{-r/2}^{\xi(z)} d\xi(z') = \pm C \int_0^z z'^2 \sqrt{\frac{1 - \mu z'^4}{1 - C^2 z'^4}} dz'$$

---

<sup>۱</sup> Hump

$$(63-3) \Rightarrow C = \frac{1}{z_{\max}^2} \Rightarrow \xi(z) + r/2 = \pm \frac{1}{z_{\max}^2} \int_0^z z'^2 \sqrt{\frac{1 - \mu z'^4}{1 - \frac{z'^4}{z_{\max}^4}}} dz'$$

$$\Rightarrow \boxed{\xi(z) = \frac{-r}{2} \pm \frac{1}{z_{\max}^2} \int_0^z z'^2 \sqrt{\frac{1 - \mu z'^4}{1 - \frac{z'^4}{z_{\max}^4}}} dz'} \quad (64-3)$$

از روی شکل این انتگرال بوضوح معلوم است که یک انتگرال بیضوی می باشد. انتگرال های بیضوی خود انواع مختلفی دارند که جواب های آنها را با شگردهای خاص و گاهی برحسب سری های فوق هندسی بدست می آورند [پیوست الف]. با انجام تغییر متغیر  $z'^4 = z^4 t$  این رابطه را می توان به صورت توابع فوق هندسی آپل<sup>۱</sup> نوع اول نوشت [پیوست ب].

$$0 < z' < z \Rightarrow 0 < t < 1 \Rightarrow z'^4 = z^4 t \Rightarrow z'^2 dz' = \frac{z^4 dt}{4zt^{1/4}}$$

$$I = \int_0^z z'^2 \sqrt{\frac{1 - \mu z'^4}{1 - \frac{z'^4}{z_{\max}^4}}} dz' = \frac{z^3}{3} \int_0^1 dt t^{-1/4} (1 - \mu z^4 t)^{1/2} \left(1 - \frac{z^4 t}{z_{\max}^4}\right)^{-1/2} \quad (65-3)$$

با انتخاب ثابت ها به صورت زیر می توان جواب رابطه (65-3) و در پی آن (64-3) را بدست آورد:

$$a = \frac{3}{4}, \quad b_1 = \frac{-1}{2}, \quad b_2 = \frac{1}{2}, \quad C = \frac{7}{4}, \quad x = \mu z^4, \quad y = \frac{z^4}{z_{\max}^4}$$

$$\boxed{\xi(z) = \frac{-r}{2} + \frac{z^3}{3z_{\max}^2} F_1\left(\frac{3}{4}; -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{7}{4}; \mu z^4, \frac{z^4}{z_{\max}^4}\right)} \quad (66-3)$$

برای بدست آوردن جواب در فاصله  $x = 0$  تا  $\frac{r}{2}$  کافی است کران های رابطه (64-3) را نسبت به  $x = 0$  قرینه کنیم. این جواب را می توان در شکل (4-3) مشاهده نمود. برای بدست آوردن فاصله کوآرک-پادکوآرک شرط برگشت  $x = 0$  را روی رابطه (66-3) در نقطه  $z = z_{\max}$  اعمال می

<sup>۱</sup> Appell's hypergeometric functions

کنیم. این باعث می شود که ضرایب فوق تغییر کنند و تابع  $F_1$  به صورت یک تابع فوق هندسی معمولی در بیاید [پیوست ب].

$$r = z_{\max} \int_0^1 dt t^{-1/4} (1 - \mu z_{\max}^4 t)^{1/2} (1-t)^{-1/2} \quad (3-67 \text{ الف})$$

$$a = \frac{3}{4}, \quad C = \frac{5}{4}, \quad x = \mu z_{\max}^4, \quad b_1 = -\frac{1}{2}$$

$$0 = \frac{-r}{2} \pm \frac{z_{\max}^2}{3z_{\max}^2} F_1\left(\frac{3}{4}; -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}; \frac{7}{4}; \mu z_{\max}^4, \frac{z_{\max}^4}{z_{\max}^4}\right)$$

$$\Rightarrow r = \frac{\sqrt{\pi} \Gamma(\frac{3}{4})}{2\Gamma(\frac{5}{4})} z_{\max} F\left(\frac{3}{4}, -\frac{1}{2}; \frac{5}{4}; \mu z_{\max}^4\right) \quad (3-67 \text{ ب})$$

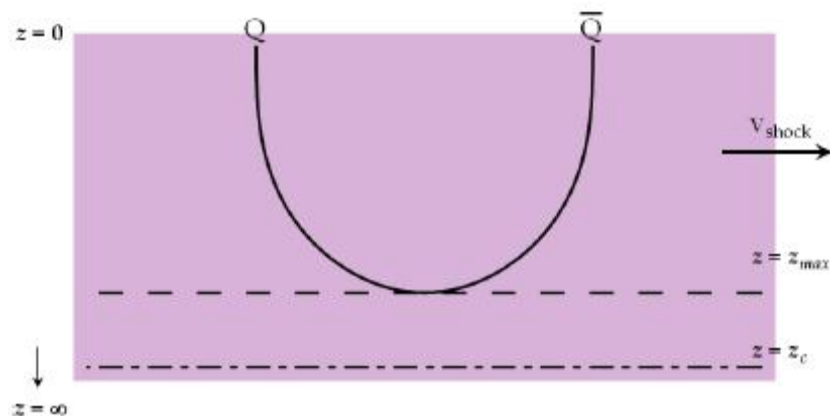
مقایسه این نتیجه با رابطه (A.3) در مقاله اصلی نشان می دهد که در آنجا ضرایب توابع گاما به اشتباه چاپ گردیده اند [پیوست ب]. همچنین تحلیل عددی نشان می دهد که برای  $r > r_{crit} \approx 0.85z_c = 0.85\mu^{-1/4}$  جواب  $z_{\max}$  مختلط می شود [۱۳]. به ازای  $r < r_{crit}$  پیکربندی یگانه برای زوج کوارک-پادکوارک معادله (3-64) دستخوش هیچ گونه اتلاف انرژی نمی شود: اتلاف تکانه توسط کوارک سنگین پیشرو<sup>۱</sup> دقیقاً با تکانه ای که کوارک پشت سر آن بدست می آورد حذف می شود اما برای فاصله جدایی  $r > r_{crit}$  سیستم ناپایدار<sup>۲</sup> است و به یک حالت الحاقی-رنگ<sup>۳</sup> واپاشی می کند<sup>۴</sup> و احتمالاً منجر به تجزیه کامل مزون می شود.

<sup>۱</sup> Leading

<sup>۲</sup> Unstable

<sup>۳</sup> Color-adjoint state

<sup>۴</sup> Decay



شکل ۳-۳- تجسمی از پیکربندی مزون آویزان رابطه (۳-۶۶). همان طور که مشاهده می شود  $z_c > z_{\max}$  می باشد و ریسمان دقیقاً در  $z = z_{\max}$  برمی گردد

### ۳-۴- محاسبه انرژی بستگی<sup>۱</sup> بین کوارک - پادکوارک

در این بخش می خواهیم مزون بخش قبل را در پلاسمای کوارک-گلوئون مورد بررسی قرار دهیم. این مزون را در نظریه ریسمان به صورت یک زوج کوارک- پادکوارک است که توسط ریسمانی به هم متصل شده اند. در واقع موج ضربه ای که منجر به برگشت ریسمان به سمت بالا در نقطه  $z = z_{\max}$  شده است می تواند وجود چنین مزونی را تداعی کند. با اعمال ضربه ناشی از موج ضربه ای ، این ریسمان دچار پراکندگی خواهد شد. هدف ما این است که رفتار این مزون را با بررسی رفتار این ریسمان تحت تاثیر ضربه بررسی کنیم. برای این منظور ابتدا انرژی بستگی ریسمان مربوطه را بدست می آوریم.

با توجه به اینکه طول ریسمان برای این مزون به صورت  $z = z(x)$  می باشد ، روابط (۳-۶) ،

(۳-۷) و (۳-۸) را به صورت زیر می نویسیم:

$$x^\mu = (t, 0, 0, x, z(x)) \quad (۳-۶۸)$$

$$x'^\mu = (0, 0, 0, 1, z') \quad (۳-۶۹)$$

$$\dot{x}^\mu = (1, 0, 0, 0, 0) \quad (۳-۷۰)$$

<sup>۱</sup> Bounding Energy



در قدم اول متریک و سپس کنش نامبو-گوتو مربوط به ریسمان را به ترتیب با توجه به روابط (۳-۳) و (۱۳) بدست می آوریم:

$$\dot{x}.x' = -\frac{L^2}{z^2}(\mu z^4) \quad , \quad |\dot{x}^2| = \frac{L^2}{z^2}(-1 + \mu z^4) \quad , \quad |x'^2| = \frac{L^2}{z^2}(1 + \mu z^4 + z'^2)$$

$$(۱۳-۳) \Rightarrow -g = \frac{L^4}{z^4}(1 + z'^2 - \mu z^4 z'^2) \quad (۷۱-۳)$$

$$(۴-۳) \Rightarrow S = \frac{-\beta L^2}{2\pi\alpha'} \int_{-r/2}^{r/2} \frac{dx}{z^2} \sqrt{(1 + z'^2 - \mu z^4 z'^2)} \quad (۷۲-۳)$$

$$\beta = \int_0^\beta d\tau$$

می توانیم انتگرال فوق را بر حسب چگالی لاگرانژی بنویسیم:

$$S = \frac{-\beta L^2}{2\pi\alpha'} \int_{-r/2}^{r/2} dx L \quad (۷۳-۳)$$

که در آن  $L$  به صورت زیر می باشد:

$$L = \frac{-\beta L^2}{2\pi\alpha' z^2} \sqrt{1 + z'^2 - \mu z^4 z'^2} \quad (۷۴-۳)$$

و با استفاده از آن چگالی هامیلتونی را بدست آوریم:

$$H = z' \frac{\partial L}{\partial z'} - L \quad (۷۵-۳)$$

با محاسبه هامیلتونی فوق خواهیم داشت:

$$\frac{\partial L}{\partial z'} = \frac{-\beta L^2}{2\pi\alpha'} \frac{1}{z^2} \frac{z'(1 - \mu z^4)}{\sqrt{1 + (1 - \mu z^4)z'^2}} \quad (۷۶-۳)$$

$$\Rightarrow \boxed{H = \frac{\beta L^2}{2\pi\alpha'} \frac{1}{z^2} \frac{1}{\sqrt{1 + (1 - \mu z^4)z'^2}}} \quad (۷۷-۳)$$

با توجه به پایستگی انرژی می توان این چگالی هامیلتونی را با مقدار آن در نقطه  $z_{\max}$  برابر گرفت. این کار دارای این مزیت است که می توانیم مقدار  $z'^2$  و همچنین مقدار  $dx$  را بدست آورده و در نهایت شکل ریسمان را بدست آوریم.

$$z = z_{\max} \Rightarrow z' = 0$$

$$\frac{\beta L^2}{2\pi\alpha'} \frac{1}{z_{\max}^2} = \frac{\beta L^2}{2\pi\alpha'} \frac{1}{z^2} \frac{1}{\sqrt{1+(1-\mu z^4)z'^2}} \Rightarrow$$

$$z'^2 = \frac{z^4 - z_{\max}^4}{z^4(\mu z^4 - 1)} \quad z' = \frac{dz}{dx} = \sqrt{\frac{z^4 - z_{\max}^4}{z^4(\mu z^4 - 1)}} \Rightarrow$$

$$\sqrt{\frac{z^4(\mu z^4 - 1)}{z^4 - z_{\max}^4}} dz = dx \quad (78-3)$$

$$\Rightarrow \int_{-r/2}^{\xi(z)} dx = \frac{1}{z_{\max}^4} \int_0^z dz z^2 \sqrt{\frac{1-\mu z^4}{1-\frac{z^4}{z_{\max}^4}}}$$

$$\xi(z) = \frac{-r}{2} + \frac{1}{z_{\max}^2} \int_0^z dz z^2 \sqrt{\frac{1-\mu z^4}{1-\frac{z^4}{z_{\max}^4}}} \quad (79-3 \text{ الف})$$

$$\xi(z) = \frac{-r}{2} + \frac{z^3}{4z_{\max}^2} \int_0^z dt t^{-1/4} (1-\mu z^4 t)^{1/2} (1-z^4 t/z_{\max}^4)^{-1/2} \quad (79-3 \text{ ب})$$

مشاهده می کنیم نتیجه این محاسبات رابطه (79-3) یعنی همان رابطه (64-3) و به عبارتی رابطه

(A.2) مقاله اصلی می باشد و شکل ریسمان را بر حسب  $z$  برای یک ربع مختصات به ما می دهد.

برای محاسبه شکل ریسمان در ربع دیگر کافی است کران انتگرال را از  $r/2$  تا  $\xi(z)$  تغییر

دهیم.

با جایگزینی رابطه (78-3) در رابطه (72-3) همان  $dx$  بر حسب  $dz$  نوشته می شود و پس از ساده

سازی رابطه کنش ریسمان به صورت زیر در می آید:

$$S = \frac{-\beta L^2}{2\pi\alpha'} \int_{-r/2}^{r/2} \left( \sqrt{\frac{(\mu z^4 - 1)}{z^4 - z_{\max}^4}} \right) \sqrt{(1 + z'^2 - \mu z^4 z'^2)} dz \quad (80-3)$$

$$S = \frac{-\beta L^2 \sqrt{1-\mu}}{\pi \alpha'} \int_0^z \frac{1}{z^2} \frac{dz}{\sqrt{1 - \frac{z^4}{z_{\max}^4}}} \quad (۸۱-۳)$$

سپس با استفاده از رابطه فوق انرژی پتانسیل ریسمان را حساب می کنیم.

$$V = \frac{S}{\beta} = \frac{-L^2 \sqrt{1-\mu}}{\pi \alpha'} \int_0^z \frac{1}{z^2} \frac{dz}{\sqrt{1 - \frac{z^4}{z_{\max}^4}}} \quad (۸۲-۳)$$

رابطه فوق انرژی پتانسیل ریسمان را به ما می دهد. برای محاسبه انرژی بستگی باید خود-انرژی<sup>۱</sup>

مربوط به ریسمان را نیز محاسبه کرده و از رابطه فوق کم کنیم. محاسبه خود-انرژی مراحل مشابه

محاسبات انرژی پتانسیل دارد لذا از توضیح آنها خودداری می کنیم.

برای محاسبه خود انرژی از پارامترهای تعمیم یافته زیر استفاده می کنیم.

$$\tau = t \quad (۸۳-۳ \text{ الف})$$

$$\sigma = z \quad (۸۳-۳ \text{ ب})$$

$$x_1 = cte \quad (۸۳-۳ \text{ ج})$$

$$x^\mu = (t, x_1, 0, 0, z(x)) \quad (۸۴-۳ \text{ الف})$$

$$\dot{x}^\mu = (1, 0, 0, 0, 0) \quad (۸۴-۳ \text{ ب})$$

$$x'^\mu = (0, 0, 0, 0, 1) \quad (۸۴-۳ \text{ ج})$$

$$\begin{aligned} |\dot{x}^2|^2 &= \frac{L^2}{Z^2} (-1 + \mu z^4) & |x'^2|^2 &= \frac{L^2}{z^2} & \dot{x} \cdot x' &= 0 \\ \Rightarrow & -g & &= \frac{L^4}{z^4} (1 - \mu z^4) \end{aligned} \quad (۸۵-۳)$$

$$S = -\frac{\beta L^2}{2\pi \alpha'} \int_0^z \frac{1}{z^2} \sqrt{1 - \mu z^4}$$

$$V_{s-c} = \frac{S}{\beta} = -\frac{L^2}{2\pi \alpha'} \int_0^z \frac{1}{z^2} \sqrt{1 - \mu z^4} \quad (۸۶-۳)$$

طبق تعریف انرژی بستگی ریسمان به صورت زیر در می آید:

---

<sup>۱</sup> Self-Energy

$$V_b = V - V_{S-C} \quad (۸۷-۳)$$

$$V_b = \frac{-L^2}{\pi\alpha'} \left[ \frac{1}{\sqrt{1-\mu}} \int_0^{z_{\max}} \frac{dz}{z^2 \sqrt{1-\frac{z^4}{z_{\max}^4}}} - \frac{1}{2} \int_0^{z_c} dz \frac{1}{z^2 \sqrt{1-\mu z^4}} \right] \quad (۸۸-۳)$$

مشاهده می شود برای مقدار  $\mu=1$  حاصل انتگرال اول صفر می شود. برای اینکه مقدار این انرژی پتانسیل را بدست آوریم به وسیله تغییر متغیر می توان دو انتگرال را به دو تابع بتا [پیوست ب] تبدیل نمود و جواب آنها را بدست آورد. برای تبدیل به تابع بتا در انتگرال اول از تغییر متغیر  $t = \frac{z^4}{z_{\max}^4}$  و در انتگرال دوم از  $t = \frac{z^4}{z_c^4}$  استفاده شده است. در اینجا به جای  $\mu$  مقدار مساوی آن از رابطه  $z_c = \mu^{-1/4}$  جایگزین شده است.

در نهایت جواب انتگرال های فوق و انرژی پتانسیل بستگی بر حسب توابع گاما به صورت زیر در می آید.

$$V_b = \frac{-L^2}{\pi\alpha'} \left[ \frac{\sqrt{1-\mu}}{4z_{\max}} \frac{\Gamma(-1/4)\Gamma(1/2)}{\Gamma(1/4)} - \frac{\mu^{1/4}}{8} \frac{\Gamma(-1/4)\Gamma(3/2)}{\Gamma(5/4)} \right] \quad (۸۹-۳)$$

با محاسبه توابع گاما برای مقادیر داده شده انرژی بستگی برای فاصله بین صفر تا  $z_{\max}$  به صورت زیر در می آید. در انتگرال دوم می توان تا حد امکان ساده سازی کرد.

$$V_b = \frac{L^2}{4\pi\alpha'} \frac{\Gamma(-1/4)\Gamma(1/2)}{\Gamma(1/4)} \left[ \mu^{1/4} - \frac{\sqrt{1-\mu}}{z_{\max}} \right] \quad (۹۰-۳)$$

و با محاسبه مقادیر توابع گاما برای مقادیر فوق تابع نهایی را برای  $V_b$  بدست خواهیم آورد.

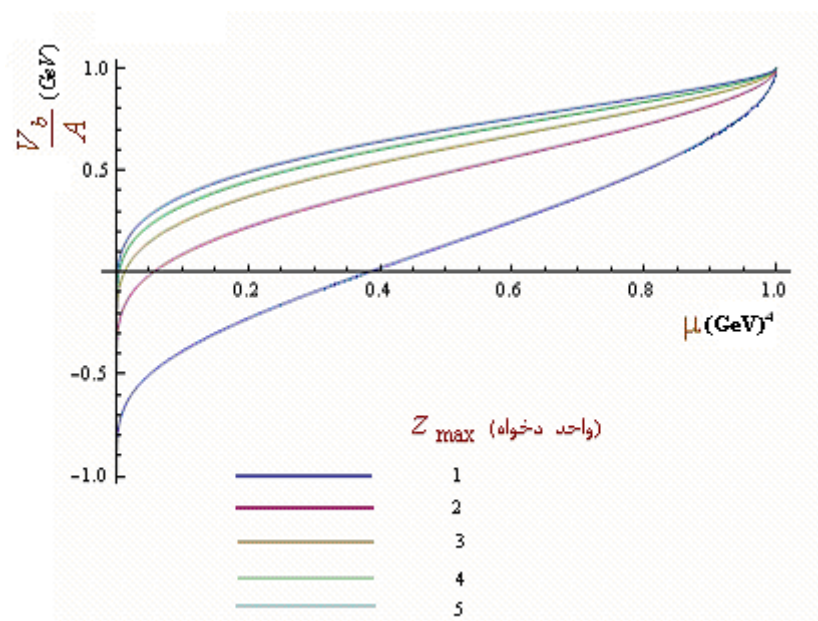
$$V_b = \frac{0.298L^2}{4\pi\alpha'} \left[ \mu^{1/4} - \frac{\sqrt{1-\mu}}{z_{\max}} \right] \quad (۹۱-۳) \text{ (الف)}$$

از آنجایی که مقدار قبل از براکت ضربی ثابت است می توان تاثیر آن را نادیده گرفت.

$$A = \frac{0.298L^2}{4\pi\alpha'} \quad \Rightarrow \quad \frac{V_b}{A} = \left[ \mu^{1/4} - \frac{\sqrt{1-\mu}}{z_{\max}} \right] \quad (3-91 \text{ ب})$$

رابطه فوق انرژی بستگی را برای ریسمان متصل بین سیستم کوارک-پادکوارک که یک مزون را تشکیل می دهند برحسب  $\mu$  به ما می دهد. برای یک مقدار مشخص  $z_{\max}$  می توان نمودار  $\frac{V_b}{A}$  را

بر حسب  $\mu$  رسم نمود. (شکل ۳-۴)



شکل ۳-۴ - نمودار کیفی انرژی بستگی ریسمان وابسته به کوارک-پادکوارک بر حسب  $\mu$  برای چند مقدار  $z_{\max}$ . با افزایش  $z_{\max}$  نمودار انرژی پتانسیل به سمت بالا جابجا می شود.

### ۳-۵- نحوه تغییرات توابع گوناگون در حالت خاص $V_b = 0$

در این بخش می خواهیم رابطه (۳-۹۱) را برای حالت خاصی که  $V_b = 0$  است بررسی کنیم یعنی در این حالت انرژی پتانسیل ریسمان با خود-انرژی آن برابری می شود. در این حالت به فاصله

بین کوارک-پادکوارک طول تفکیک می‌گوییم. اگر فاصله زوج کوارک - پادکوارک برابر  $r$  فرض شود خواهیم داشت:

$$(z_{\max})_r = \frac{\sqrt{1-\mu}}{\mu^{1/4}} \quad (92-3)$$

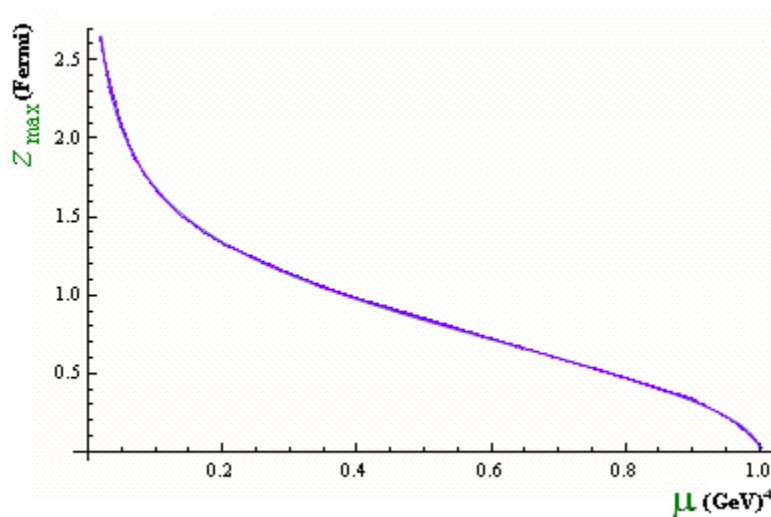
یعنی در این وضعیت  $z_{\max}$  به  $\mu$  بستگی دارد و با افزایش  $\mu$  مقدار آن کاهش می‌یابد.

با توجه به مقدار  $\mu$  که هواره عددی بین صفر تا یک است می‌توان نمودار فوق را بر حسب  $\mu$

بدست آورد. شکل رابطه (92-3) ایجاب می‌کند که شرایط حدی زیر برقرار باشد:

$$\mu \rightarrow 0 \quad z_{\max} \Rightarrow \infty \quad (93-3 \text{ الف})$$

$$\mu \rightarrow 1 \quad z_{\max} \Rightarrow 0 \quad (93-3 \text{ ب})$$



شکل ۳-۵- نمودار تغییرات  $(z_{\max})_r$  بر حسب  $\mu$  برای وضعیت  $V_b = 0$

در گام بعدی نمودار  $r$  را بر حسب  $\mu$  بدست می‌آوریم. برای این منظور از رابطه (79-3) کمک می‌گیریم. در این رابطه  $\tilde{z}(z)$  مختصات ریسمان را در هر نقطه بر حسب  $z$  به ما می‌دهد. البته رابطه (79-3) شکل ریسمان را برای نصف ریسمان به ما می‌دهد. برای نیمه دیگر کافی است رابطه فوق را در یک علامت منفی ضرب کنیم. از آنجایی که شکل ریسمان نسبت به دستگاه مختصات

مقارن است برای حالت خاص  $z = z_{\max}$  مقدار  $\xi(z)$  برابر صفر است و فاصله کوآرک-پادکوآرک به صورت زیر در می آید.

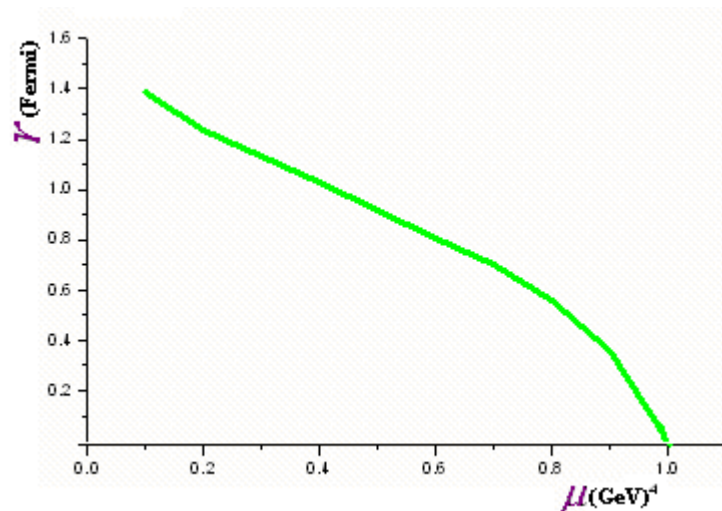
$$r = \frac{2}{z_{\max}^2} \int_0^{z_{\max}} dz z'^2 \sqrt{\frac{1 - \mu z'^4}{1 - \frac{z'^4}{z_{\max}^4}}} \quad (93-3)$$

محاسبه این انتگرال با تغییر متغیر ساده  $t = \frac{z'^4}{z^4}$  صورت می گیرد و همان طور که توضیح داده شد جواب به صورت رابطه (3-67-ب) در می آید.

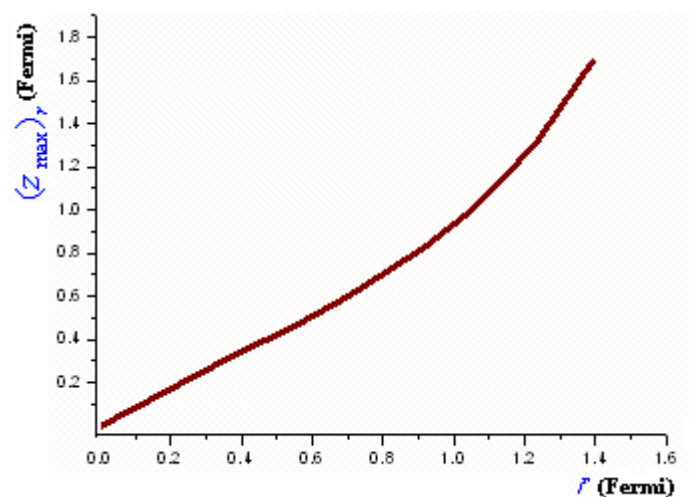
با انتخاب مقدار  $\mu$  (بین صفر و یک) از رابطه (3-92) مقدار  $(z_{\max})_r$  را بدست آورده و با قرار دادن این دو مقدار در انتگرال (3-67-الف) یا (3-67-ب) می توان  $r$  متناظر با این مقادیر را بدست آورد. جدول 3-1 تعدادی از این مقادیر را که برای انرژی بستگی  $V_b = 0$  محاسبه گردیده اند نشان می دهد. شکل 3-6 و شکل 3-7 به ترتیب نمودار تغییرات  $r - \mu$  و  $r - (z_{\max})_r$  را در حالت  $V_b = 0$  نشان می دهند.

| $\mu$ (GeV) <sup>d</sup> | $Z_c$ (Fermi) | $r_{\max}$ (Fermi) | $z_{\max}$ (Fermi) | $r$ (Fermi) |
|--------------------------|---------------|--------------------|--------------------|-------------|
| 0/1                      | 1/78          | 1/51               | 1/69               | 1/39        |
| 0/2                      | 1/49          | 1/27               | 1/33               | 1/24        |
| 0/3                      | 1/35          | 1/15               | 1/13               | 1/13        |
| 0/4                      | 1/25          | 1/7                | 0/97               | 1/7         |
| 0/5                      | 1/19          | 1/4                | 0/83               | 0/92        |
| 0/6                      | 1/13          | 0/96               | 0/71               | 0/81        |
| 0/7                      | 1/9           | 0/93               | 0/60               | 0/70        |
| 0/8                      | 1/6           | 0/90               | 0/47               | 0/56        |
| 0/9                      | 1/3           | 0/87               | 0/31               | 0/36        |
| 1/0                      | 1/0           | 0/85               | 0/0                | 0/0         |

جدول 3-1- کمیت های مختلف مربوط به ریسمان مزونی بر حسب شدت های مختلف موج ضربه ای در حالت خاص  $V_b = 0$



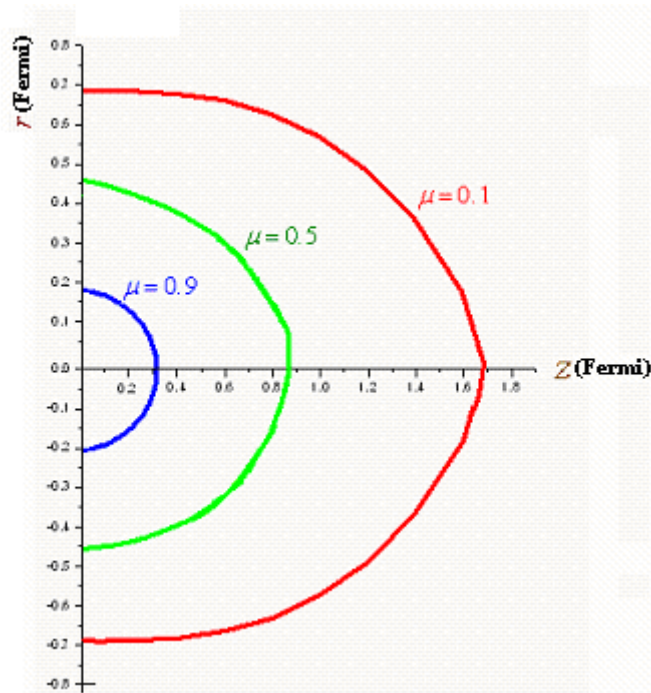
شکل ۳-۶- نمودار تغییرات فاصله کوآرک-پادکوآرک برحسب شدت ضربه در موج ضربه ای هوی ساید



شکل ۳-۷- نمودار  $(Z_{max})_r$  برحسب فاصله کوآرک- پادکوآرک  $(I)$ . هرچه شدت ضربه بیشتر باشد فاصله تفکیک و در نتیجه  $(Z_{max})_r$  بزرگ تر خواهند بود.

در مرحله بعد با داشتن  $(Z_{max})_r$  و محاسبه فاصله تفکیک  $r$  می توان برای هر مقدار مشخص  $\mu$  تابع  $\tilde{g}(r)$  یعنی شکل ریسمان متصل به زوج کوآرک-پادکوآرک را رسم کرد. جدول مقادیر مذکور برای سه مقدار  $0/1$ ،  $0/5$ ،  $0/9$  در پیوست ج داده شده است و ریسمان های وابسته به آنها در شکل ۳-۸ قابل مشاهده می باشد.





شکل ۳-۸- نمودار  $\xi(z)$  (شکل ریسمان مزونی) برای سه مقدار مختلف  $\mu$  در حالت خاص  $V_b = 0$ . همان طور که مشاهده می شود با افزایش  $\mu$  این ریسمان کوچکتر می شود.

با مقایسه زوج اعداد  $(r, Z)$  با معادله بیضی می توان دریافت هر یک از این ریسمانها یک نیم بیضی با نیم قطر بزرگ  $z_{\max}$  و نیم قطر کوچک  $r/2$  می باشند می توانیم با در اختیار داشتن هر یک از دو نیم قطر  $z_{\max}$  یا  $r/2$  نیم قطر بعدی را بر حسب آن بدست آوریم.

### ۳-۶- بررسی انرژی بستگی بین کوارک - پادکوارک در حالت کلی

در بخش (۳-۵) وضعیت ریسمان را برای حالتی که  $V_b = 0$  بود بررسی کردیم. در آنجا استدلال کردیم که شکل ریسمان مزونی حاضر همواره به صورت یک نیم بیضی می باشد. اکنون می خواهیم وضعیت موجود را برای حالتی که  $V_b \neq 0$  بررسی کنیم. برای این منظور با انتخاب  $z_{\max} = 1$  و قرار دادن در یکی از روابط (۳-۶۷ الف) یا (۳-۶۷ ب) فاصله کوارک- پادکوارک را بدست می آوریم و سپس با یکی از دو رویکرد زیر،  $\xi(z)$  وابسته به مقادیر آن را محاسبه می کنیم:

**رویکرد اول:** با توجه به شکل نیم بیضی ریسمان فوق، مقادیر  $\xi(z)$  را به صورت زیر بدست آورده و نمودار  $V_b$  را بر حسب  $\xi(z)$  محاسبه می نماییم.

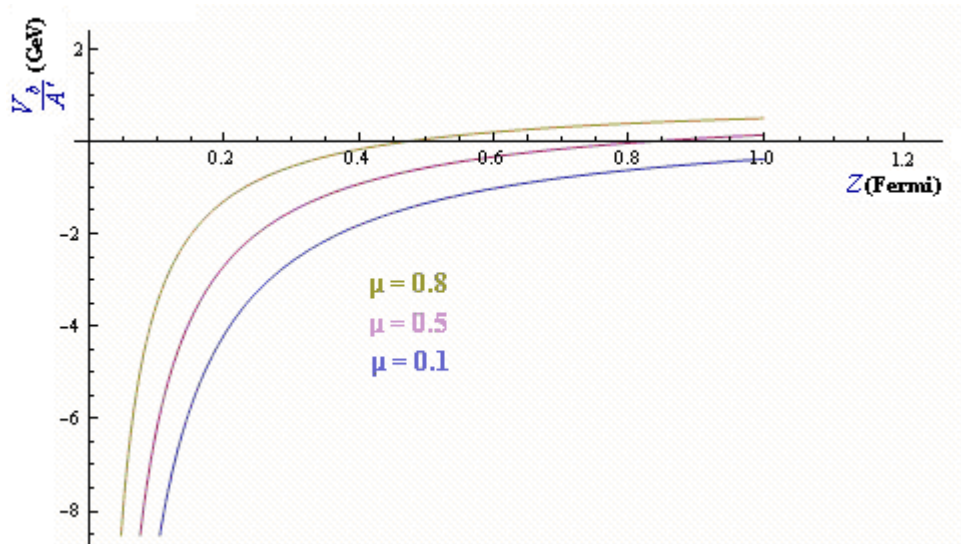
$$\xi(z) = \pm(r/2)\sqrt{1-z^2} \quad \Rightarrow \quad \frac{z^2}{z_{Max}^2} + \frac{(\xi(z))^2}{(r/2)^2} = 1 \quad (94-3)$$

### رویکرد دوم:

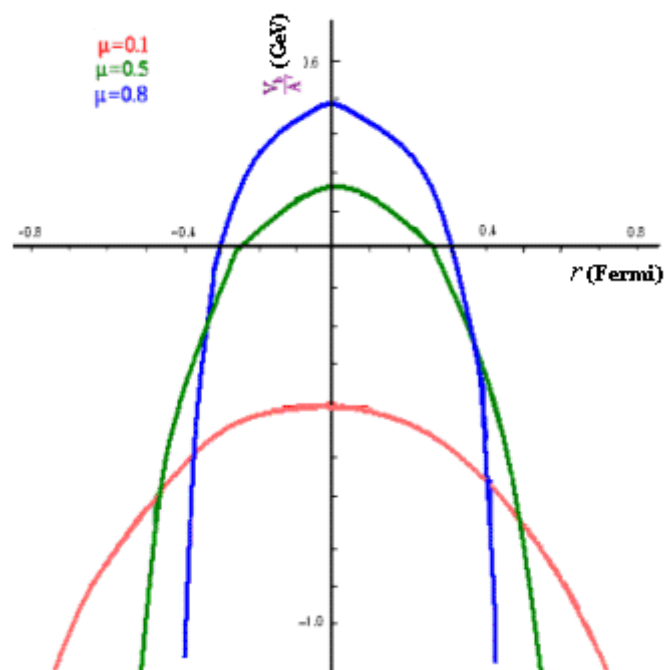
در این روش مقدار  $r$  بدست آمده را در رابطه (۶۶-۳) یا (۷۹-۳) قرار می دهیم و با دادن مقادیر مختلف به  $z$  در فاصله صفر تا  $z_{max}$  نمودار  $V_b$  را بر حسب  $z$  و  $\xi(z)$  بدست می آوریم. مقادیر محاسبه شده برای  $\xi(z)$  در هر دو روش فوق با دقت خیلی بالایی مطابقت می کنند.

در نهایت با داشتن  $\xi(z)$  مربوط به هر مقدار  $z$  و از طرف دیگر داشتن  $V_b$  در آن نقطه، می توان نمودار  $V_b$  را بر حسب  $z$  و برای مقادیر مختلف  $r$  محاسبه کرد و نمودار آن را هم بر حسب  $z$  و هم  $\xi(z)$  رسم نمود. برای بدست آوردن مقادیر  $\xi(z)$  در نیمه دیگر کافی است با توجه به (۹۴-۳) مقادیر بدست آمده فوق به ازای هر  $z$  را در یک منفی ضرب کنیم. نتایج محاسبات برای سه مقدار متفاوت  $\mu$  در پیوست د ذکر گردیده اند.

نمودار انرژی پتانسیل بر حسب  $z$  در شکل (۹-۳) و بر حسب  $\xi(z)$  در شکل (۱۰-۳) نشان داده شده است. نتیجه این محاسبات و رسم نمودارهای انرژی پتانسیل نشان می دهد که با افزایش  $\mu$  مقدار  $r$  (فاصله کوارک-پادکووارک) کوچک تر می شود (مشابه حالت  $V_b = 0$  در شکل ۸-۳)، نمودارها در هر دو شکل در راستای محور انرژی پتانسیل به سمت بالا انتقال می یابند. نمودار  $\frac{V_b}{r} - r$  به صورت یک سهمی در می آید که نقطه اکسترمم آن، بیشینه می باشد. این به معنای منفی بودن مشتق دوم و به لحاظ فیزیکی به معنای تعادل ناپایدار می باشد بنابراین به محض اینکه اثر ضربه از بین برود ریسمان به جای اول خود برمی گردد.



شکل ۳-۹- نمودار انرژی پتانسیل  $\frac{V_b}{A'}$  بر حسب  $Z$  در حالت  $V_b \neq 0$



شکل ۳-۱۰- نمودار انرژی پتانسیل  $\frac{V_b}{A'}$  بر حسب  $r$  در حالت  $V_b \neq 0$

## نتیجه گیری

در این پایان نامه ، موج ضربه ای و تاثیر آن بر حرکت یک کوآرک و یک مزون آزاد موجود در پلاسمای کوآرک گلوئون به طور جداگانه ( و در حالت خاصی که شدت ضربه ثابت است ) بررسی گردید. برای این منظور از نظریه ابر ریسمان و دوگان گرانشی آن یعنی نظریه سوپر یانگ میلز  $N=4$  استفاده گردید. به این ترتیب که عامل گرانش یک دسته از غشاهای  $D7$  در نظر گرفته شد و از آنجا که پلاسمای کوآرک گلوئون با نظریه سوپر یانگ میلز فوق قابل توصیف است در محاسبات از دوگانی  $AdS/CFT$  استفاده کردیم. محاسبات برای کوآرک آزاد در QGP با استفاده از مرجع [۱۳] انجام گردید سپس برای مزون آزاد درون یک پلاسمای کوآرک گلوئون ، تاثیر موج ضربه ای را به وسیله یک ریسمان مرتبط کننده کوآرک و پادکوآرک به وسیله دوگانی  $AdS/CFT$  بررسی کردیم. در این محاسبات با استفاده از صورت بندی کمترین کنش ، انرژی بستگی ریسمان مزونی محاسبه شد . در مرحله بعد مساله را برای دو حالت  $V_b = 0$  و  $V_b \neq 0$  بررسی کردیم و به نتایج قابل توجهی رسیدیم. محاسبات نشان می دهد شکل ریسمان آویزان متصل به زوج کوآرک-پادکوآرک در دو حالت ، بیضی خواهد بود. در حالتی که پس از اصابت ضربه  $V_b = 0$  باشد اصطلاحاً گفته می شود مزون ذوب شده است. در این وضعیت هر چه شدت ضربه بزرگ تر باشد فاصله تفکیک و  $z_{Max}$  کوچک تر خواهد بود و این یعنی اینکه ریسمان مزونی کوچک تر است اما در حالتی که  $V_b \neq 0$  است، با افزایش  $Z$  (تا مقدار  $z_{Max}$ ) و فاصله کوآرک-پادکوآرک (تا فاصله تفکیک) ، انرژی بستگی زیاد می شود. نتیجه این محاسبات و رسم نمودارهای انرژی پتانسیل نشان می دهد که در این حالت با افزایش  $\mu$  مقدار  $r$  (فاصله کوآرک-پادکوآرک) کوچک تر می شود (مشابه حالت  $V_b = 0$  در شکل ۳-۸) ، نمودارها در هر دو شکل در راستای محور انرژی پتانسیل به سمت بالا جابجا می شوند. نمودار  $r - \frac{V_b}{A}$  به صورت یک سهمی در می آید که نقطه اکسترمم آن ، بیشینه می باشد. این به معنای منفی بودن مشتق دوم و به لحاظ فیزیکی به معنای تعادل ناپایدار می باشد بنابراین به محض اینکه اثر ضربه از بین برود ، ریسمان به جای اول خود برمی گردد.

در واقع این یکی از مهم ترین نتایج این تحقیق می باشد زیرا محاسبات نشان داد در اثر اعمال ضربه به ریسمان کوارکی ، شکل آن دچار تلاطم شده و پس از گذشت مدت زمانی به صورت پایدار درمی آید ولی اثر ضربه به ریسمان مزونی شکل آن را تغییر نمی دهد و فقط اندازه آن تغییر می کند، هر چه شدت ضربه بزرگ تر باشد ریسمان مزونی کوچک تر می شود و این نتیجه در هر دو حالت انرژی بستگی صادق است.

## فهرست پیوست ها

پیوست الف- توابع بیضوی و انتگرال های بیضوی

پیوست ب- سری های فوق هندسی - سری های آپل - تابع گاما - تابع بتا

پیوست ج- محاسبه مقادیر  $(z_{\max})_r$  و  $\xi(z)$  برای چند مقدار مختلف  $\mu$  در وضعیت  $V_b = 0$

پیوست د- محاسبه مقادیر  $(z_{\max})_r$  و  $\xi(z)$  برای چند مقدار مختلف  $\mu$  در وضعیت  $V_b \neq 0$

پیوست ن- فایل نمونه محاسبه معادله ریسمان متصل به کوارک تحت اثر موج ضربه ای

## پیوست الف - توابع بیضوی<sup>۱</sup> و انتگرال های بیضوی<sup>۲</sup>

در حالت کلی المان طول برای یک منحنی که بر حسب پارامتر  $t$  داده شده است به صورت زیر

می باشد:

$$\begin{aligned} x &= f(t) \\ y &= g(t) \\ z &= h(t) \\ t_1 &\leq t \leq t_2 \end{aligned} \quad (\text{الف-۱})$$

$$dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2} = dt \sqrt{|f'(t)|^2 + |g'(t)|^2 + |h'(t)|^2} \quad (\text{الف-۲})$$

طول خیلی از منحنی های پیچیده را می توان با انتگرال گیری از رابطه فوق بدست آورد:

$$L = \int_{t_1}^{t_2} dt \sqrt{|f'(t)|^2 + |g'(t)|^2 + |h'(t)|^2} \quad (\text{الف-۳})$$

اکنون حالت خاصی را در نظر می گیریم که بخواهیم قسمتی از محیط یک بیضی را حساب کنیم

انتگرال فوق به صورت زیر در می آید:

$$E(\Phi, K) = a \int_0^\Phi dt \sqrt{1 - K^2 \sin^2 t} \quad K^2 = \frac{a^2 - b^2}{a^2} \quad (\text{الف-۴})$$

نوع دیگری از انتگرال بیضوی نیز وجود دارد که به صورت زیر می باشد:

$$F(\Phi, K) = \int_0^\Phi \frac{dt}{\sqrt{1 - K^2 \sin^2 t}} \quad (\text{الف-۵})$$

---

<sup>۱</sup> Elliptic Functions

<sup>۲</sup> Elliptic Integrals

هر کدام از دو انتگرال فوق تابعی از دو متغیر  $\Phi$  و  $K$  هستند که  $K$  در انتگرالده و  $\Phi$  در کران انتگرال ظاهر می شوند. به انتگرال رابطه (الف-۵) انتگرال بیضوی نوع اول<sup>۱</sup> و انتگرال رابطه (الف-۴) انتگرال بیضوی نوع دوم<sup>۲</sup> می گویند.

**پیوست ب: سری های فوق هندسی<sup>۳</sup> - سری های آپل<sup>۴</sup> - تابع گاما<sup>۵</sup>**

**- تابع بتا<sup>۶</sup>**

انتگرال های بیضوی علاوه بر دو شکل معروف خود که در پیوست الف معرفی شدند می توانند به صورت های دیگری نیز ظاهر شوند مانند مرکز جرم یک کمان بیضوی ، محاسبه انرژی پتانسیل یک ریسمان بیضوی و .... بنابراین لازم است برای حل این انتگرال ها راه حلی مناسب پیدا کنیم. استفاده از سری های فوق هندسی را حل مناسبی برای این منظور می باشد. یک معادله دیفرانسیل فوق هندسی به صورت زیر تعریف می شود:

$$x(1-x)y'' + [\gamma - (\alpha + \beta + 1)x]y' - \alpha\beta y = 0 \quad (\text{ب-۱})$$

که در این رابطه  $\alpha$  و  $\beta$  و  $\gamma$  ثوابت هستند. جواب این معادله دیفرانسیل تابع فوق هندسی می باشد که به صورت زیر بدست می آید:

$$F(\alpha, \beta; \gamma; x) \equiv \frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\alpha)\Gamma(\beta)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma(\alpha+n)\Gamma(\beta+n)}{\Gamma(\gamma+n)\Gamma(n+1)} x^n \quad (\text{ب-۲})$$

<sup>۱</sup> Elliptic Integral Of First Kind

<sup>۲</sup> Elliptic Integral Of Second Kind

<sup>۳</sup> Hypergeometric Series

<sup>۴</sup> Appell Series

<sup>۵</sup> Gamma Function

<sup>۶</sup> Beta Function



این سری فوق هندسی بیشتر انواع معادله درجه دوم را که بدرد فیزیک می خورد را به ما می دهد (مثل تابع بسل<sup>۱</sup>). حتی بسیاری از انتگرال های مشکل از جمله انتگرال های بیضوی و تابع خطا<sup>۲</sup> را

می توان برحسب جملات این سری فوق هندسی بسط داد.

تابع فوق هندسی را می توان به صورت انتگرالی نیز نوشت که در فیزیک در خیلی زمینه ها کاربرد دارد.

$$F(\alpha, \beta; \gamma; x) \equiv \frac{\Gamma(\gamma)}{\Gamma(\beta)\Gamma(\gamma-\beta)} \int_0^1 dt (1-t)^{\gamma-\beta-1} t^{\beta-1} (1-tx)^{-\alpha} \quad (\text{ب-۳})$$

افراد مختلفی انتگرال های معادله فوق هندسی را برای حالت های خاص حل نموده اند که در هر مورد جواب سری (و یا انتگرالی) مورد نظر به نام شخص مورد نظر نامیده شده است از جمله این افراد گوس<sup>۳</sup> (سری فوق هندسی  $F_1$ ) و آپل (با چهار سری  $F_1, F_2, F_3, F_4$ ) است که در سال ۱۸۸۰ این سری ها را بدست آورد. در واقع سری های آپل همان تعمیم سری گوس به دو متغیر می باشند.

$$|x| < 1, |y| < 1 \quad (\text{ب-۴})$$

$$F_1(a, b_1, b_2, c; x, y) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(a)_{m+n} (b_1)_m (b_2)_n}{(c)_{m+n} m! n!} x^m y^n,$$

$$|x| + |y| < 1 \quad (\text{ب-۵})$$

$$F_2(a, b_1, b_2, c_1, c_2; x, y) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(a)_{m+n} (b_1)_m (b_2)_n}{(c_1)_m (c_2)_n m! n!} x^m y^n,$$

$$|x| < 1, |y| < 1 \quad (\text{ب-۶})$$

$$F_3(a_1, a_2, b_1, b_2, c; x, y) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(a_1)_m (a_2)_n (b_1)_m (b_2)_n}{(c)_{m+n} m! n!} x^m y^n,$$

---

<sup>۱</sup> Bessel Function

<sup>۲</sup> Error Function

<sup>۳</sup> Gauss

$$|x|^{\frac{1}{2}} + |y|^{\frac{1}{2}} < 1 \quad (\text{ب-۷})$$

$$F_4(a, b, c_1, c_2; x, y) = \sum_{m, n=0}^{\infty} \frac{(a)_{m+n} (b)_{m+n}}{(c_1)_m (c_2)_n m! n!} x^m y^n.$$

در سری های فوق سری پاچامر<sup>۱</sup> به صورت زیر تعریف می شود:

$$(q_n) = \frac{\Gamma(q+n)}{\Gamma(q)} = q(q+1) \dots (q+n-1) \quad (\text{ب-۸})$$

هر چهارتابع فوق هندسی آپل را می توان به صورت انتگرال دوگانه که شامل یک مجموعه از توابع معمولی نوشت به عنوان مثال اولین بار ا. پیکارد<sup>۲</sup> در سال ۱۸۸۰ تابع  $F_1$  را به صورت زیر در آورد:

$$F_1(a, b_1, b_2, c; x, y) = \frac{\Gamma(c)}{\Gamma(a)\Gamma(c-a)} \int_0^1 t^{a-1} (1-t)^{c-a-1} (1-xt)^{-b_1} (1-yt)^{-b_2} dt, \quad \Re c > \Re a > 0. \quad (\text{ب-۹})$$

## حالت های خاص:

نمایش انتگرالی پیکارد نشان می دهد که انتگرال های بیضوی ناکامل  $F$ ،  $E$  و  $\Pi$  حالت های خاص انتگرال آپل هستند.

(ب-۱۰)

$$F(\phi, k) = \int_0^\phi \frac{d\theta}{\sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta}} = \sin \phi F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \sin^2 \phi, k^2 \sin^2 \phi\right), \quad |\Re \phi| < \frac{\pi}{2},$$

(ب-۱۱)

$$E(\phi, k) = \int_0^\phi \sqrt{1-k^2 \sin^2 \theta} d\theta = \sin \phi F_1\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{3}{2}; \sin^2 \phi, k^2 \sin^2 \phi\right), \quad |\Re \phi| < \frac{\pi}{2},$$

<sup>۱</sup> Pochhammer Symbol

<sup>۲</sup> Émile Picard

(ب-۱۲)

$$\Pi(n, k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\theta}{(1 - n \sin^2 \theta) \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}} = \frac{\pi}{2} F_1\left(\frac{1}{2}, 1, \frac{1}{2}, 1; n, k^2\right).$$

## تابع گاما

یک تابع گاما به صورت زیر تعریف می شود.

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} t^{x-1} e^{-t} dt \quad (\text{ب-۱۳})$$

که در آن  $x$  یک عدد حقیقی است. این تابع را می توان برای هر عدد حقیقی تعریف نمود. توابع گاما خواص زیادی دارند و اهمیت آنها در این است که بسیاری از توابع فیزیکی و انتگرال های پیچیده از جمله انتگرال های بیضوی را می توان بر حسب آنها نوشت. اگر انتگرال فوق را به روش جز به جز حل نماییم به رابطه زیر می رسیم:

$$\Gamma(x) = (x-1)\Gamma(x-1) \quad (\text{ب-۱۴})$$

که یکی از خواص مهم توابع گاما است. همچنین می توان نشان داد برای اعداد صحیح مثبت رابطه زیر برقرار است:

$$\Gamma(n+1) = n! \quad (\text{ب-۱۵})$$

برای عدد صفر و برای تمام اعداد صحیح منفی مقدار تابع گاما بی نهایت می شود.

با استفاده از رابطه (ب-۱۵) و تفریق های متوالی عدد یک ، می توان تابع  $\Gamma(x)$  را به مقادیری که بین صفر و یک قرار می گیرد کاهش داد. این تقریب را می توان به صورت عددی انجام داد و نتایج را جدول بندی نمود.

## چند مقدار مهم برای تابع گاما

۱- از رابطه (ب-۱۳) می توان به طور مستقیم نتیجه گرفت:

$$\Gamma\left(\frac{1}{2}\right) = \sqrt{\pi} \quad (\text{ب-۱۶})$$

۲- از رابطه (ب-۱۴) و (ب-۱۶) می توان نتیجه گرفت:

$$\Gamma\left(-\frac{1}{2}\right) = -2\sqrt{\pi} \quad (\text{ب-۱۷})$$

۳- از رابطه (ب-۱۵) می توان نتیجه گرفت:

$$\Gamma(1) = 1 \quad (\text{ب-۱۸})$$

## تابع بتا

یکی از توابع پر کاربرد در فیزیک تابع بتا است. در موارد بسیاری می توان انتگرال های مشکل

از جمله انتگرال های بیضوی را با تغییر متغیرهای مناسب به سادگی بر حسب این توابع نوشت:

$$B(x, y) = \frac{\Gamma(x)\Gamma(y)}{\Gamma(x+y)} = \int_0^1 dt t^{x-1} (1-t)^{y-1} \quad (\text{ب-۱۹})$$

یا فرم انتگرالی آن که به صورت زیر در می آید:

$$B(x, y) = 2 \int_0^{\pi/2} (\sin \theta)^{2x-1} (\cos \theta)^{2y-1} d\theta \quad (\text{ب-۲۰})$$

پیوست ج- محاسبه مقادیر  $(z_{\max})_r$  و  $\xi(z)$  برای چند مقدار مختلف  $\mu$  برای

$$V_b = 0 \text{ وضعیت}$$

در قسمت این پیوست مقادیر  $\xi(z)$  برای وضعیت  $V_b = 0$  محاسبه شده است و با کمک نرم

افزار ORIGIN نمودارهای مربوطه در شکل ۳-۱۰ رسم گردیده است. کلیه طول ها برحسب یکای

فرمی می باشند.

| $z$      | ۰/۰     | ۰/۲     | ۰/۴     | ۰/۶     | ۰/۸     | ۰/۱    | ۱/۲    | ۱/۴    | ۱/۶     | ۱/۶۹    |
|----------|---------|---------|---------|---------|---------|--------|--------|--------|---------|---------|
| $\xi(z)$ | -۰/۶۹۷۵ | -۰/۶۹۶۵ | -۰/۶۹۰۰ | -۰/۶۷۲۴ | -۰/۶۳۷۹ | ۰/۵۸۰۹ | ۰/۴۹۴۶ | ۰/۳۷۰۳ | -۰/۱۸۸۲ | -۰/۰۰۴۷ |

جدول ج-۱- محاسبه تابع ریسمان برای سه مقدار  $\mu = 0.1(GeV)^4$ ،  $(z_{\max})_r = 1.69(Fermi)$ ،  $r = 1.39(Fermi)$

| $z$      | ۰/۰     | ۰/۲     | ۰/۴     | ۰/۶    | ۰/۸   | ۰/۸۳ |
|----------|---------|---------|---------|--------|-------|------|
| $\xi(z)$ | -۰/۴۶۰۰ | -۰/۴۵۶۰ | -۰/۴۲۸۹ | -۰/۳۵۰ | -۰/۱۴ | ۰/۰  |

جدول ج-۲- محاسبه تابع ریسمان برای سه مقدار

$$(z_{\max})_r = 0.83(Fermi) - r = 0.92(Fermi) - \mu = 0.5(GeV)^4$$

| $z$      | ۰.۰    | ۰.۱    | ۰.۲    | ۰.۳۰۷  |
|----------|--------|--------|--------|--------|
| $\xi(z)$ | -۰.۱۸۳ | -۰.۱۸۰ | -۰.۱۵۳ | -۰.۰۴۵ |

جدول ج-۳- محاسبه تابع ریسمان برای سه مقدار

$$(z_{\max})_r = 0.307(Fermi) - r = 0.366(Fermi) - \mu = 0.9(GeV)^4$$

پیوست د- محاسبه مقادیر  $(z_{\max})_r$  و  $\xi(z)$  برای چند مقدار مختلف  $\mu$  برای

وضعیت  $V_b \neq 0$

در اینجا  $\xi_1(z)$  جواب های بدست آمده از روش محاسبه انتگرال آپل هستند (۳-۷۹-ب) و

$\xi_2(z)$  جواب های بدست آمده از روش محیط بیضی می باشند (رابطه ۳-۹۴).  $\frac{V_b(z)}{A'}$  انرژی

بستگی ریسمان بر حسب GeV و کلیه طول ها بر حسب یکای فرمی می باشند.

| $z$  | $\xi_1(z)$ | $\xi_2(z)$ | $\frac{V_b(z)}{A'}$ |
|------|------------|------------|---------------------|
| ۰/۰  | -۰/۸۰۷۴    | -۰/۸۰۷۴    | $-\infty$           |
| ۰/۱  | -۰/۸۰۶۲    | -۰/۸۰۲۹    | -۸/۹۴               |
| ۰/۲  | -۰/۷۹۶۰    | -۰/۷۹۰۷    | -۴/۱۹               |
| ۰/۳  | -۰/۷۷۴۱    | -۰/۷۶۹۸    | -۲/۶۴               |
| ۰/۴  | -۰/۷۵۹۲    | -۰/۷۴۸۴    | -۱/۸۴               |
| ۰/۵  | -۰/۷۱۸۵    | -۰/۶۹۸۹    | -۱/۳۶               |
| ۰/۶  | -۰/۶۵۶۸    | -۰/۶۴۵۶    | -۱/۰۲               |
| ۰/۷  | -۰/۵۹۰۳    | -۰/۵۷۶۳    | -۰/۸۰               |
| ۰/۸  | -۰/۵۰۲۹    | -۰/۴۸۴۲    | -۰/۶۳               |
| ۰/۹  | -۰/۳۷۹۳    | -۰/۳۵۱۷    | -۰/۴۹               |
| ۱/۰۰ | ۰/۰۰۰۰     | ۰/۰۰۰۰     | -۰/۳۹               |

جدول د-۱- محاسبه تابع و انرژی بستگی ریسمان به دو روش توابع فوق هندسی

و محیط برای سه مقدار  $r = 1.6146(Fermi) - Z_{\max} = 1(Fermi) - \mu = 0.1(GeV)^4$

| $z$  | $\xi_1(z)$ | $\xi_2(z)$ | $\frac{V_b(z)}{A'}$ |
|------|------------|------------|---------------------|
| ۰/۰  | -۰/۴۹۷۸    | -۰/۴۹۷۸    | $-\infty$           |
| ۰/۱  | -۰/۴۹۷۵    | -۰/۴۹۵۳    | -۶/۲۳۱۱             |
| ۰/۲  | -۰/۴۹۵۱    | -۰/۴۸۷۸    | -۲/۶۹۵۰             |
| ۰/۳  | -۰/۴۸۸۸    | -۰/۴۷۴۹    | -۱/۵۱۱۸             |
| ۰/۴  | -۰/۴۷۶۴    | -۰/۴۵۶۲    | -۰/۹۲۷۵             |
| ۰/۵  | -۰/۴۵۵۹    | -۰/۴۳۱۱    | -۰/۵۷۴۰             |
| ۰/۶  | -۰/۴۲۴۸    | -۰/۳۹۸۲    | -۰/۳۳۸۳             |
| ۰/۷  | -۰/۳۸۰۱    | -۰/۳۵۵۰    | -۰/۱۷۰۳             |
| ۰/۸  | -۰/۳۱۷۳    | -۰/۲۹۸۷    | ۰/۰۴۳۷              |
| ۰/۹  | -۰/۲۲۶۲    | -۰/۲۱۷۰    | ۰/۰۵۴۴              |
| ۱/۰۰ | ۰/۰۰۰۰     | ۰/۰۰۰۰     | ۰/۱۳۳۰              |

جدول د-۲- محاسبه تابع و انرژی بستگی ریسمان به دو روش توابع فوق هندسی  
و محیط برای سه مقدار  $\mu = 0.5(GeV)^4$  -  $Z_{\max} = 1(Fermi)$  -  $r = 0.9957(Fermi)$

| $z$  | $\xi_1(z)$ | $\xi_2(z)$ | $\frac{V_b(z)}{A'}$ |
|------|------------|------------|---------------------|
| ۰/۰  | -۰/۰۴۱۸    | -۰/۰۴۱۸    | $-\infty$           |
| ۰/۱  | -۰/۴۱۷۵    | -۰/۴۱۵۹    | -۳/۵۲۰۰             |
| ۰/۲  | -۰/۴۱۵۲    | -۰/۴۰۹۵    | -۱/۲۸۹۳             |
| ۰/۳  | -۰/۴۰۸۹    | -۰/۳۹۸۷    | -۰/۵۴۴۳             |
| ۰/۴  | -۰/۳۹۶۵    | -۰/۳۸۷۶    | -۰/۱۷۱۸             |
| ۰/۵  | -۰/۳۷۶۱    | -۰/۳۶۲۰    | -۰/۰۵۱۷             |
| ۰/۶  | -۰/۳۴۵۴    | -۰/۳۳۴۴    | -۰/۲۰۰۷             |
| ۰/۷  | -۰/۳۰۲۱    | -۰/۲۹۸۵    | -۰/۳۰۷۱             |
| ۰/۸  | -۰/۲۴۳۱    | -۰/۲۵۰۸    | -۰/۳۸۶۹             |
| ۰/۹  | -۰/۱۶۲۷    | -۰/۱۸۲۲    | -۰/۴۴۹۰             |
| ۱/۰۰ | ۰/۰۰۰۰     | ۰/۰۰۰۰     | -۰/۴۹۸۷             |

جدول د-۳- محاسبه تابع و انرژی بستگی ریسمان به دو روش توابع فوق هندسی  
و محیط برای سه مقدار  $\mu = 0.8(GeV)^4$  -  $Z_{max} = 1(Fermi)$  -  $r = 0.8357(Fermi)$



## تحت اثر موج ضربه ای

$$\frac{(\mu \mathbf{u} + \mathbf{z}^4 - (1 + \mu \mathbf{u} + \mathbf{z}^4) \mathbf{D}[\mathbf{x}[\mathbf{t}, \mathbf{z}], \mathbf{t}]) / (\mathbf{z}^2 (1 + \mathbf{D}[\mathbf{x}[\mathbf{t}, \mathbf{z}], \mathbf{z}]^2 - \mathbf{D}[\mathbf{x}[\mathbf{t}, \mathbf{z}], \mathbf{t}]^2 - \mu \mathbf{u} + \mathbf{z}^4 (1 - \mathbf{D}[\mathbf{x}[\mathbf{t}, \mathbf{z}], \mathbf{t}])^2)^{1/2}}{\mu \mathbf{u} + \mathbf{z}^4 - (1 + \mu \mathbf{u} + \mathbf{z}^4) \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]} \\ \frac{\mathbf{z}^2 \sqrt{1 + \mathbf{x}^{(0,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2 - \mu \mathbf{u} + \mathbf{z}^4 (1 - \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2 - \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2}}{\mathbf{z}^2 \sqrt{1 + \mathbf{x}^{(0,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2 - \mu \mathbf{u} + \mathbf{z}^4 (1 - \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2 - \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2}}$$

Simplify[

$$\begin{aligned} & \mathcal{D}[(\mu z^4 - (1 + \mu z^4) \mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], t]) / \\ & \quad (z^2 (1 + \mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], z]^2 - \mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], t]^2 - \mu z^4 (1 - \mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], t])^2)^{1/2}), t] + \\ & \quad \mathcal{D}[\mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], z] / (z^2 (1 + \mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], z]^2 - \mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], t]^2 - \mu z^4 (1 - \mathcal{D}[\mathbf{x}[t, z], t])^2)^{1/2}), z] == 0 \\ & (2 x^{(0,1)}[t, z]^3 - 2 x^{(0,1)}[t, z] (-1 + 2 \mu z^4 + (1 + 2 \mu z^4) x^{(1,0)}[t, z]^2 - \mu z^5 x^{(1,1)}[t, z] + \\ & \quad z x^{(1,0)}[t, z] (-4 \mu z^3 + (1 + \mu z^4) x^{(1,1)}[t, z])) + z (1 + \mu z^4) x^{(0,1)}[t, z]^2 x^{(2,0)}[t, z] + \\ & \quad z (x^{(0,2)}[t, z] (-1 + x^{(1,0)}[t, z]) (1 - \mu z^4 + (1 + \mu z^4) x^{(1,0)}[t, z]) + x^{(2,0)}[t, z])) / \\ & \left( z \sqrt{1 + x^{(0,1)}[t, z]^2 - \mu z^4 (-1 + x^{(1,0)}[t, z])^2 - x^{(1,0)}[t, z]^2} \right) == 0 \end{aligned}$$

$$z \sqrt{1 + x^{(0,1)}[t, z]^2 - mu z^4 (-1 + x^{(1,0)}[t, z])^2 - x^{(1,0)}[t, z]^2} = 0$$

Si

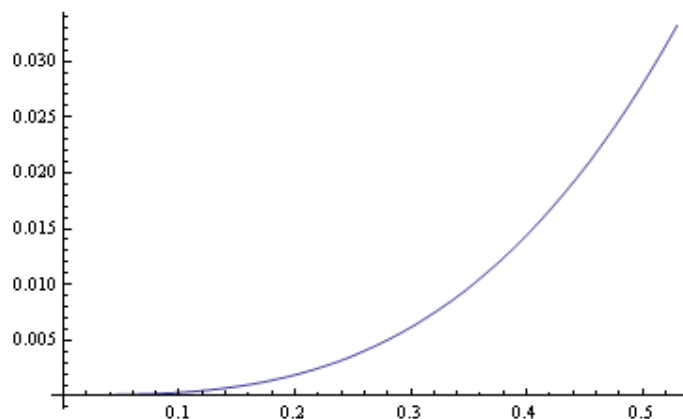
[illegible]

**s1 =**

NDSolve[

$$\begin{aligned} & \{ (2 \mathbf{x}^{(0,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^3 - \\ & 2 \mathbf{x}^{(0,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}] (-1 + 2 \mu \mathbf{z}^4 + (1 + 2 \mu \mathbf{z}^4) \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2 - \mu \mathbf{z}^5 \mathbf{x}^{(1,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}] + \\ & \mathbf{z} \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}] (-4 \mu \mathbf{z}^3 + (1 + \mu \mathbf{z}^4) \mathbf{x}^{(1,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}])) + \mathbf{z} (1 + \mu \mathbf{z}^4) \mathbf{x}^{(0,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]^2 \mathbf{x}^{(2,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}] + \\ & \mathbf{z} (\mathbf{x}^{(0,2)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}] (-1 + \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]) (1 - \mu \mathbf{z}^4 + (1 + \mu \mathbf{z}^4) \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]) + \mathbf{x}^{(2,0)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}]) \} = 0, \\ & \mathbf{x}[\mathbf{t}0, \mathbf{z}] = 0, \mathbf{x}^{(0,1)}[\mathbf{t}, \mathbf{z}0] = 0, \mathbf{x}[\mathbf{t}, \mathbf{z}0] = .1 * \mathbf{t}, \mathbf{x}^{(1,0)}[\mathbf{t}0, \mathbf{z}] = .1, \mathbf{x}[\mathbf{t}1, \mathbf{z}] = ((\mu \wedge 0.5) / 3) * \mathbf{z} \wedge 3, \\ & \mathbf{x}, \{\mathbf{t}, \mathbf{t}0, \mathbf{t}1\}, \{\mathbf{z}, \mathbf{z}0, \mathbf{z}1\} \end{aligned}$$

```
{x→InterpolatingFunction[{{0., 0.001}, {1.×10-21, 0.53}}, <>]}
```

`Plot[Evaluate[x[t1, z] /. s1], {z, z0, z1}, PlotRange -> All]`

- [۱] Kenta Shikii and Mieko Toidaa , "Multidimensional effects on relativistic electrons in an oblique shock wave" , Phys. Plasmas ۱۷, ۰۸۲۳۱۶ (۲۰۱۰).
- [۲] Othmar Wess , "Physics and technology of shock wave and pressure wave therapy" , Storz Medical AG, Lohstampfstrasse ۸, CH-۸۲۷۴ Tägerwilen, Switzerland.
- [۳] L. D. Landau and E. M. Lifshitz , Fluid Mechanics  
Second Edition , Institute of Physical Problems, U.S.S.R. Academy of Sciences ,  
Translated from the Russian by J. B. SYKES and W. H. REID
- [۴] S. Hussain and S. Mahmood , "Magnetoacoustic shock waves in dissipative degenerate plasmas" , Phys. Plasmas ۱۸, ۱۱۲۱۰۷ (۲۰۱۱); doi: ۱۰.۱۰۶۳/۱.۳۶۶۰۴۰۰
- [۵] Anderson, John D. Jr. (January ۲۰۰۱) [۱۹۸۴], "*Fundamentals of Aerodynamics*" (۳rd ed.) , McGraw-Hill Science/Engineering/Math, ISBN ۰-۰۷-۲۳۷۳۳۵-۰.
- [۶] Arshad M. Mirza , and M. Salahuddin, Nusrat Jehan,  
"Planar and cylindrical magnetosonic solitary and shock waves in dissipative, hot electron-positron-ion plasma" , Phys. Plasmas ۱۸, ۰۵۲۳۰۷ (۲۰۱۱);
- [۷] Sergei Khlebnikov, Martin Kruczenski and Georgios Michalogiorgakis ,  
Shock waves in strongly coupled plasmas" , (۲۰۱۰), Phys.Rev.D۸۲:۱۲۵۰۰۳,  
arXiv:۱۰۰۴.۳۸۰۳۷۲
- [۸] Sergei Khlebnikov, Martin Kruczenski and Georgios Michalogiorgakis , " Shock waves in strongly coupled plasmas II" ,( ۲۰۱۱), Phys.Rev.A۴۲:۵۲۵۲۰۷ ,  
arXiv:۱۱۰۵.۱۳۵۵۷۱
- [۹] Helmut Satz , " The Quark-Gluon Plasma\_ A Short Introduction " , (۲۰۱۱), ,  
Nucl.Phys.A۸۶۲-۸۶۳:۴-۱۲, arXiv:۱۱۰۱.۳۹۳۷۷۱
- [۱۰] Richard M. Weiner , "Surprises from the search for quark-gluon plasma?  
When was quark-gluon plasma seen?" Int.J.Mod.Phys. E۱۵ (۲۰۰۶) ۳۷-۷۰,
- [۱۱] Grazyna Odyniec , "Quark Gluon Plasma Recent Advances" , Lawrence Berkeley  
National Laboratory, (۲۰۰۱) Published by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.,  
۲۰۰۲.
- [۱۲] Irina Aref'eva, "Holography for quark-gluon plasma formation in heavy ion  
collisions", ۷th Conference Mathematical Methods in Physics - Londrina ۲۰۱۲,,
- [۱۳] W. A. Horowitz, Yuri V. Kovchegov , Shock Treatment: Heavy Quark Drag in a  
Novel AdS Geometry,(۲۰۰۹), Phys.Lett.B۶۸۰:۵۶-۶۱,۲۰۰۹ , arXiv:۰۹۰۴.۲۵۳۶۷۲
- [۱۴] باری پارکر، "نظریه جهانشمول فیزیکی"، ترجمه جلال الدین پاشایی راد، مجید مدرس، حسن غفوری  
فرد، تهران، کتاب ماد، (۱۳۷۴)
- [۱۵] Zwiebach.B. "*A first course in string theory*", ۲۰۰۴, (۲nd ed).

[16] Jorge Casalderrey-Solana, Hong Liu, David Mateos, Krishna Rajagopal, and Urs Achim Wiedemann, "GaugeString Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collisions", Phys.Rev.D 63:045001, 2001, arXiv:hep-th/0009134.

[17] J. Scherk and J. H. Schwarz, "Dual Models for Nonhadrons," Nuclear Physics B 153 (1979): 61-111.

[18] F. Gliozzi, J. Scherk, and D. I. Olive, "Supersymmetry, Supergravity Theories and the Dual Spinor Model," Nucl. Phys. B 122 (1977) 253-297.

[19] D. J. Gross, J. Harvey, E. Martinec and R. Rohm, Phys. Rev. Lett. 54, (1985) 463; Nucl. Phys. B 256, (1985) 509 and Princeton preprint (1985).

[20] R. Blumenhagen, E. Plauschinn, "Introduction to Conformal Field Theory With Applications to String Theory", Springer.

[21] C. P. Herzog, "Energy loss of heavy quarks from asymptotically AdS geometries", JHEP 09, 032 (2009) [arXiv:hep-th/0609191].

[22] S. S. Gubser, "Drag force in AdS/CFT", (2006), Phys. Rev. D 74, 125005 [arXiv:hep-th/0605182]

[23] J. Casalderrey-Solana and D. Teaney, "Transverse momentum broadening of a fast quark in a  $N = 4$  Yang Mills plasma", JHEP 04, 039 (2004) [arXiv:hep-th/0301153].

[24] R. A. Janik and R. B. Peshanski, "Asymptotic perfect uid dynamics as a consequence of AdS/CFT", Phys. Rev. D 73, 045013 (2006) .arXiv:hep-th/0512162.

[25] C. Feferman and C. R. Graham, "Conformal Invariants", in \_ Elie Cartan et les Mathematiques d'aujourd'hui, 90{116 (Ast\_erisque, 1985).

[26] C. P. Herzog, A. Karch, P. Kovtun, C. Kozcaz, and L. G. Ya\_e, "Energy loss of a heavy quark moving through  $N = 4$  supersymmetric Yang-Mills plasma", (2006), JHEP 07, 013, arXiv:hep-th/0605158

## **Abstract**

It has discovered in several past years , a new kind of matter named, quark gluon plasma in the RHIC laboratory of America and in LHC lab.

It has provided a new field for researchers in string theory and particles physics.

The process is that a beam of gold or lead ions accelerated in accelerators then collided together head to head. Then plasma created for a very short time. Observations showed that there was a shock wave in plasma. It has created a new field for physicist of particles.

This is a strongly coupled plasma, so perturbation methods are inefficient, by this reason physicists used a new approach for study of it. This is AdS/CFT duality. Some people believe that there has been a phase in the early million'th times of Big-Bang in the QGP plasma state, thus human can achieve a lot of data and informations about the creation of the world.

In this research we used string theory. We assumed a quark and meson separately and investigated their motion in QGP by ascribing an open string them. We used AdS/CFT duality.

## **Keywords:**

shock wave, quark gluon plasma, string theory, energy loss of heavy quark, drag force, AdS/CFT correspondence



**Shahrood University of Technology**  
**Faculty of physics**

# **Investigation of quark motion by impact of shockwave in string theory**

**S.Malek Mirzaei**

Supervisor:

**Dr. K. Bitaghsir Fadafen**

Advisor:

**Dr.M.Momeni**

**February – 2013**