

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده: فیزیک

گرایش: ذرات بنیادی

مطالعه مشاهده پذیرهای پلاسمای ناهمسانگرد کوارک گلوئون

دانشجو: محمد مهدی شریفی

استاد راهنما:

کاظم بی تقصیر فدافن

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ماه ۱۳۹۳

ذکرِ پیرِ باہر آئی ہے لاکھوں سالوں کا دل لاکھوں محبت و لطف ہے حریفانِ فخر و شہر

نہیے نورِ دستہ لہن لاکھوں سالوں کا دل لاکھوں محبت و لطف ہے حریفانِ فخر و شہر

## سپاس و قدردانی

ضمن سپاس و ستایش به درگاه ایزد منان، که به من توانایی داد که با استعانت از او بتوانم این کار را به انجام رسانم، بر خود لازم می‌بینم از تمامی کسانی که در این امر مرا یاری نموده‌اند قدردانی نمایم:

در ابتدا از استاد عزیزم جناب آقای دکتر کاظم بی‌تقصیر فدافن که در طول این دو سال همواره با نکته‌های دقیق و سنجیده مرا راهنمایی نمودند، صمیمانه تقدیر و تشکر می‌نمایم، که ایشان نه فقط علم که در اخلاق نیز نکته‌های بسیاری را به من آموزش دادند.

از جناب آقایان دکتر مصطفی عنابستانی و دکتر محمد رضا شجاعی به دلیل قبول زحمت داوری نیز سپاس - گزارم.

از دوستان ارجمندم آقایان: ناصر دبیری، فرید سالاری، احمد کاوه و تیمور اندیک و خانم‌ها: میترا فرهنگدینا و فاطمه سعیدی که مرا در انجام این تحقیق یاری نمودند صمیمانه تشکر می‌نمایم.

سپاس آخر را با تجلیل از روح پدر بزرگوارم به مهربان‌ترین همراهان زندگییم به: مادر عزیزم، برادر بزرگوارم، خوه‌ران گرامیم، همسر عزیزم و خانواده محترم ایشان تقدیم می‌کنم.

خداوندا، از تو می‌خواهم همه کسانی را که حتی ذره‌ای در انجام این امر مرا یاری نموده‌اند، در سایه لطف و محبت بی‌کرانت، سلامت، شادکام و موفق بداری.

## تعهدنامه

اینجانب محمد مهدی شریفی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک ذرات بنیادی دانشکده فیزیک دانشگاه شاهرود نویسنده پایان نامه: مطالعه مشاهده پذیرهای پلاسمای ناهمسانگرد کوآرک گلوئون تحت راهنمایی‌های دکتر کاظم بی تقصیر فدا فن متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه 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 شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه شاهرود » و یا « Shahrood University » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تاثیرگذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که از موجودات زنده (یا بافت‌های آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول 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 شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

## چکیده

در سال‌های اخیر نشان داده شده است که در اثر برخورد یون‌های سنگین نسبیتی در برخورد دهنده بزرگ هادرونی LHC و RHIC، پلاسمای کوارک گلوئون با ثابت جفت‌شدگی قوی تولید می‌شود. از آنجا که ثابت جفت‌شدگی قوی است، نمی‌توان از روش‌های اختلالی برای مطالعه این محیط استفاده کرد. یکی از روش‌های جدید برای مطالعه‌ی فیزیکی این محیط استفاده از تناظر AdS/CFT است.

در این پایان‌نامه با استفاده از این تناظر به محاسبه‌ی فاصله‌ی توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد کوارک گلوئون در دو حالت می‌پردازیم:

الف) بدون در نظر گرفتن پتانسیل شیمیایی

ب) محاسبه‌ی فاصله‌ی توقف با در نظر گرفتن پتانسیل شیمیایی

برای درک بهتر ابتدا پلاسمای کوارک گلوئون را به‌طور مختصر معرفی کرده سپس تناظر AdS/CFT را شرح می‌دهیم و پس از آن کلیه‌ی مشاهده پذیرها را نام برده و مختصری در مورد آنها شرح داده و سپس آن‌ها را در دو محیط (همسانگرد و ناهمسانگرد) با هم مقایسه کرده و در نهایت یکی از مشاهده‌پذیرها را که همان فاصله‌ی توقف بار آزمون سبک است را در دو حالت بررسی می‌کنیم.

کلمات کلیدی: کوارک گلوئون پلاسمای، تناظر AdS/CFT، همسانگرد، ناهمسانگرد، فاصله‌ی توقف بار

آزمون سبک، پتانسیل شیمیایی

## لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

- ۱- کاظم بی تقصیرفدافن، محمد مهدی شریفی، "محاسبه‌ی فاصله‌ی توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد در حضور پتانسیل شیمیایی"، کنفرانس ذرات و میدان(دانشگاه شهید بهشتی) ۲۹-۳۰ بهمن ماه ۱۳۹۳

## فهرست مطالب

### فصل اول: مقدمه

۱-۱	اهداف تحقیق.....	۲
۲-۱	آشنایی با ذرات بنیادی.....	۳
۳-۱	نیروهای بنیادی در طبیعت.....	۶
۴-۱	وحدت نیروها.....	۸
۵-۱	مدل استاندارد.....	۹
۱-۵-۱	لیتون‌ها.....	۱۰
۲-۵-۱	کوارک‌ها.....	۱۲
۳-۵-۱	واسطه‌ها.....	۱۴
۶-۱	نظریه‌ی کوانتومی رنگ.....	۱۵
۷-۱	پلاسمای کوارک گلوئون.....	۱۷
۱-۷-۱	پلاسمای کوارک گلوئون چگونه در آزمایشگاه تولید می‌شود.....	۱۸
۲-۷-۱	پلاسمای کوارک گلوئون در کجا پیدا می‌شود.....	۲۰
۸-۱	تناظر AdS/CFT.....	۲۵
۱-۸-۱	فضای AdS.....	۲۷
۲-۸-۱	ارتباط بین پارامترها در حد $N$ بزرگ.....	۲۹
۹-۱	ناهمسانگردی در پلاسمای کوارک گلوئون.....	۳۰



## فصل دوم: معرفی مشاهده پذیرهای پلاسمای کوارک گلوئون

- ۱-۲ مشاهده پذیرهای پلاسمای کوارک گلوئون..... ۳۴
- ۱-۲-۱ پتانسیل استاتیکی و نیروی استاتیکی کوارک-پادکوارک..... ۳۴
- ۱-۲-۲ پتانسیل موهومی کوارک-پادکوارک ساکن..... ۳۸
- ۱-۲-۳ کوارک-پادکوارک متحرک در پلاسما..... ۴۰
- ۱-۲-۴ نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین متحرک در پلاسما..... ۴۱
- ۱-۲-۵ پارامتر خاموشی جت..... ۴۳
- ۱-۲-۵-۱ آشنایی با مفهوم خاموشی جت..... ۴۴
- ۱-۲-۶ پارامتر خاموشی جت بارآزمون سبک..... ۴۷
- ۱-۲-۷ اتلاف انرژی کوارک چرخان سنگین..... ۴۸

## فصل سوم: محاسبه‌ی فاصله توقف بار آزمون سبک

### در پلاسمای ناهمسانگرد

- ۱-۳ محاسبه‌ی فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد..... ۵۴
- ۲-۳ محاسبه‌ی فاصله توقف در حضور پتانسیل شیمیایی..... ۶۳

## فصل چهارم: خلاصه و نتیجه‌گیری

- ۱-۴ خلاصه..... ۷۱
- ۲-۴ نتایج..... ۷۱

### فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱ تقسیم بندی لپتون‌ها در سه نسل..... ۱۱
- شکل ۲-۱ نمایی از زیر ساختارهای پروتون و نوترون..... ۱۱

- شکل ۱-۳ تقسیم بندی کوارک‌ها در سه نسل..... ۱۳
- شکل ۱-۴ تغییرات ثابت جفت شدگی در محیط QCD و QED بر حسب مقیاس فاصله، انرژی و دما..... ۱۶
- شکل ۱-۵ شکل گیری پلاسمای کوارک گلوئون با افزایش فشار و دمای هادرون..... ۱۸
- شکل ۱-۶ شکل گیری پلاسمای کوارک گلوئون در دماهای بالا..... ۱۸
- شکل ۱-۷ شکل گیری پلاسمای کوارک گلوئون در چگالی باریونی بالا..... ۱۹
- شکل ۱-۸ دمای جهان به صورت تابعی از زمان از لحظه شکل گیری جهان..... ۲۱
- شکل ۱-۹ چگونگی تشکیل پلاسمای کوارک گلوئون..... ۲۲
- شکل ۱-۱۰ مراحل برخورد یون‌های سنگین..... ۲۳
- شکل ۱-۱۱ سمت چپ معرف فاز هادرونی و سمت راست نشان‌دهنده پلاسمای کوارک گلوئون می‌باشد..... ۲۳
- شکل ۱-۱۲ برخورد هسته‌های طلا در آشکار ساز ستاره RHIC..... ۲۵
- شکل ۱-۱۳ نمایی از تناظر بین فضای آنتی دو سیته و نظریه میدان همدیس..... ۲۷
- شکل ۱-۱۴ تصویری از برهم‌کنش ضعیف بین شامه‌ها..... ۲۸
- شکل ۱-۱۵ تصویری از برهم‌کنش قوی بین شامه‌ها و ایجاد فضای آنتی دو سیته..... ۲۸
- شکل ۲-۱ شماتیکی از یک مزون که با استفاده از AdS/CFT به صورت یک ریسمان باز در نظر گرفته شده است..... ۳۵
- شکل ۲-۲ منحنی پتانسیل حقیقی بر حسب فاصله کوارک-پادکوارک برای بازه  $0 < \zeta < \zeta_{max}$ ..... ۳۶
- شکل ۲-۳ نمایی از دوگانی AdS/CFT..... ۴۱
- شکل ۲-۴ نحوه‌ی تشکیل جت و خاموشی جت..... ۴۴
- شکل ۲-۵ تصویری از خاموشی جت در پلاسمای کوارک گلوئون..... ۴۵
- شکل ۲-۶ نمایی از ریسمان مارپیچی..... ۴۹

شکل ۳-۱  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_L$  ،  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  ..... ۶۰

شکل ۳-۲  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  ،  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  ..... ۶۰

شکل ۳-۳  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  برای نقاط بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  برای نقاط پایینی  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  ..... ۶۱

شکل ۳-۴  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  برای نقاط بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  برای نقاط پایینی  $|\vec{q}| = 0.99\omega$

و چگالی انرژی ثابت ..... ۶۲

شکل ۳-۵  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  برای نقاط بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  برای نقاط پایینی  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  و

چگالی آنتروپی ثابت ..... ۶۲

شکل ۳-۶  $x_{aniso} = x_L$  و  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  و  $Q = 1$  ..... ۶۷

شکل ۳-۷  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  و  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  و  $Q = 1$  ..... ۶۷

شکل ۳-۸  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  پایینی و  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  و  $Q = 1$  ..... ۶۸

شکل ۳-۹  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_L$  و  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  و  $Q = 0.5$  ..... ۶۸

شکل ۳-۱۰  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  پایینی و  $|\vec{q}| = 0.99\omega$  و  $Q = 0.7$  ..... ۶۹

### فهرست جدول‌ها

جدول ۱-۱ ارتباط بین چهار حوزه مکانیک ..... ۴

جدول ۱-۲ مشخصات چهار نیروی طبیعت ..... ۷

جدول ۱-۳ مشخصات کوارک‌ها ..... ۱۳

جدول ۱-۴ ذرات بنیادی مدل استاندارد ..... ۱۴

جدول ۱-۲ جهت‌های مختلف برای پارامتر خاموشی جت در پلاسمای ناهمسانگرد ..... ۴۶



# فصل اول

## مقدمه

- ❖ اهداف تحقیق
- ❖ آشنایی با ذرات بنیادی
- ❖ نیروهای بنیادی در طبیعت
- ❖ وحدت نیروها
- ❖ مدل استاندارد
- ❖ نظریه کوانتومی رنگ
- ❖ پلاسمای گوارک گلوئون
- ❖ تناظر AdS/CFT
- ❖ ناهمسانگردی در پلاسمای گوارک گلوئون

## ۱-۱ اهداف تحقیق

بیشتر مطالعاتی که تا کنون روی پلاسمای کوارک گلوئون صورت گرفته است این پلاسمای را همسانگرد در نظر گرفته‌اند در حالی که در اولین لحظات پس از برخورد دو یون نسبیتی و شکل‌گیری، این پلاسمای ناهمسانگرد است. در این تحقیق انواع مشاهده‌پذیرهای پلاسمای کوارک گلوئون معرفی شده است که شامل موارد زیر می‌باشد:

- ۱) پتانسیل استاتیکی و نیروی استاتیکی کوارک-پادکوارک
- ۲) پتانسیل موهومی کوارک-پادکوارک ساکن
- ۳) کوارک-پادکوارک متحرک در پلاسمای
- ۴) نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین متحرک در پلاسمای
- ۵) پارامتر خاموشی جت
- ۶) پارامتر خاموشی جت بار آزمون سبک
- ۷) اتلاف انرژی کوارک چرخان سنگین

پس از معرفی مشاهده‌پذیرها، آن‌ها را در دو محیط (پلاسمای همسانگرد و ناهمسانگرد بررسی کرده و سپس نتایج آن‌ها با هم مقایسه شده‌اند. همچنین یکی از مشاهده‌پذیرها (پارامتر خاموشی جت بار آزمون سبک) با در نظر گرفتن پارامتر ناهمسانگردی در دو مورد زیر بررسی شده است:

- ۱) بدون در نظر گرفتن پتانسیل شیمیایی
- ۲) با در نظر گرفتن پتانسیل شیمیایی

## ۱-۲ آشنایی با ذرات بنیادی

فیزیک ذرات بنیادی یکی از شاخه‌های علم فیزیک می‌باشد که به بررسی ماده در بنیادی‌ترین حالت ممکن یعنی کوچک‌ترین اجزاء تشکیل دهنده که به ذرات بنیادی معروف هستند می‌پردازد. این ذرات توسط نیروهای گرانشی، الکترومغناطیسی و هسته‌ای (ضعیف و قوی) با هم برهم‌کنش دارند.

زمانی که دالتون مدل اتمی نوین خود را در قرن نوزدهم ارائه داد و مندلیف جدول تناوبی عناصر را تنظیم کرد، دانشمندان گمان می‌کردند که اتم‌ها، آجرهای ریزسازنده طبیعت هستند اما این تصور چندان طول نکشید. بعدها ثابت شد که ماده در بنیادی‌ترین سطح خود یعنی در کوچک‌ترین مقیاس اندازه‌ها در سطح زیر اتمی از تکه‌های کوچکی مانند الکترون‌ها، پروتون‌ها، نوترون‌ها و غیره تشکیل شده‌است و فضای خالی بزرگی بین آن‌ها وجود دارد و تعداد زیادی از آن‌ها جهان اطراف ما را می‌سازند. این تکه‌های کوچک از همدیگر قابل تشخیص نیستند یعنی تمیز ناپذیرند و نمی‌توان بر روی آن‌ها بر چسب گذاشت. در اواخر دهه ۱۹۶۰ شتاب دهنده‌های پرنرژی از برخورد الکترون‌ها و پروتون‌ها و در برخی موارد ذرات دیگر، صدها ذره بنیادی فراهم کردند تا فیزیکدانان را از غنای آنچه که در زیرلایه های اتم می‌گذرد آگاه کنند.

بعدها اثبات کردند که حتی برخی از این ذرات زیر اتمی (مانند پروتون، نوترون و...) از ذرات ریزتری به نام کوارک‌ها تشکیل شده‌اند. ذرات بنیادی را می‌توان توسط آشکارسازهای ذرات آشکارسازی کرد. این ذرات را به صورت مستقیم نمی‌توان آزمایش کرد و برای بررسی آزمایشگاهی بر روی آن‌ها از اثرات آن‌ها استفاده می‌شود. بسیاری از اثرات پیش‌بینی شده در این نظریات در انرژی‌های بالا رخ می‌دهد از این رو به این شاخه از فیزیک، فیزیک انرژی‌های بالا نیز گفته می‌شود.

جدول زیر چهار حوزه مکانیک را نشان می‌دهد.

جدول ۱-۱ ارتباط بین چهار حوزه مکانیک.<sup>[۱]</sup>

کوچک →

سریع ↓	مکانیک کلاسیک	مکانیک کوانتومی
	مکانیک نسبیتی	نظریه میدان‌های کوانتومی

در زندگی روزمره مکانیک کلاسیک حاکم است برای اجسامی که خیلی سریع حرکت می‌کنند نسبت خاص جایگزین مکانیک کلاسیک می‌شود و برای اجسام بسیار کوچک مکانیک کوانتوم جایگزین مکانیک کلاسیک می‌شود. سرانجام، برای چیزهایی که هم سریع حرکت می‌کنند و هم کوچک هستند به نظریه‌ای نیاز داریم که اصول کوانتومی و نسبت خاص را ترکیب کند که نظریه‌ی میدان‌های کوانتومی نامیده می‌شود. [۱] دیراک<sup>۱</sup> پس از تدوین مکانیک کوانتومی توسط هایزنبرگ<sup>۲</sup> و شرودینگر<sup>۳</sup> به دنبال آن بود که یک نظریه مکانیک کوانتومی نسبیتی بسازد، در اواخر دهه ۱۹۲۰ توانست به معادله‌ای دست یابد که علاوه بر توضیح دینامیک الکترون وجود ذره دیگری به نام پوزیترون را پیش بینی می‌کرد که تمام خواصش همانند الکترون است اما بار الکتریکی آن مخالف الکترون است. در سال ۱۹۳۱ کارل اندرسون<sup>۴</sup> با استفاده از عکس‌هایی که از تابش کیهانی گرفته بود وجود پوزیترون را کشف کرد.

ذرات بنیادی را می‌توان تولید کرد، مثلاً برای تولید الکترون می‌توان یک قطعه فلز را گرم کرد تا الکترون‌ها از آن خارج شوند و اگر باریکه‌ای از الکترون‌ها را خواسته باشیم می‌توان یک صفحه باردار مثبت را در حوالی آن فلز قرار داد تا آن‌ها را جذب کند و سوراخ کوچکی را در صفحه ایجاد کرده تا الکترون‌هایی که از سوراخ عبور می‌کنند باریکه‌ی الکترونی را تولید کنند. برای تولید پروتون می‌توان

<sup>۱</sup> dirac

<sup>۲</sup> Heisenberg

<sup>۳</sup> Schrodinger

<sup>۴</sup> Karl anderson



هیدروژن را یونیده کرد. اگر پروتون را به عنوان هدف استفاده کنیم در اثر برخورد سخت ذره فرودی الکترون‌ها به علت سبک بودن از مسیر خارج می‌شوند. بنابراین، یک محفظه‌ی هیدروژن اساساً یک محفظه‌ی پروتون است. برای تولید ذرات دیگر می‌توان از سه چشمه اصلی دیگر استفاده کرد: پرتوهای کیهانی، راکتورهای هسته‌ای، شتاب دهنده‌های ذرات.

زمین همواره در معرض بمباران با ذرات با انرژی بالا است که از فضای خارج می‌آیند. وقتی آن‌ها به اتم‌های بالای جو برخورد می‌کنند رگباری از ذرات ثانویه را تولید می‌کنند اغلب موئون‌ها هستند که مجال رسیدن به سطح زمین را دارند و پیوسته بر سر ما می‌بارند. پرتوهای کیهانی دارای دو حسن می‌باشند: اول آن‌که آزادند و دیگر آن‌که انرژی آن‌ها می‌تواند بسیار زیاد باشد. اما دو اشکال بزرگ هم وجود دارد: آهنگ برخورد آن‌ها به هر آشکارسازی با اندازه‌ی معقول، بسیار کم است و دیگر آن‌که غیر قابل کنترل می‌باشند. [۱]

وقتی هسته‌ی پرتوزایی فرو می‌پاشد، ذرات گوناگونی گسیل می‌شود مانند نوترون‌ها، نوترینوها و آنچه پرتوهای آلفا (دو نوترون و دو پروتون)، بتا (الکترون یا پوزیترون)، گاما (فوتون) نامیده می‌شود. می‌توان الکترون و پروتون را تا حد انرژی بالا شتاب داد و سپس آن‌ها را به یک هدف برخورد داد. با قرار دادن جذب کننده‌ها و مغناطیس‌ها می‌توان ذرات بنیادی مورد نظر را جدا کرد. برای تولید ذرات سنگین‌تر به انرژی برخورد بیشتری نیاز داریم و این نکته در فیزیک ذرات بنیادی دارای اهمیت زیادی می‌باشد زیرا هر چه انرژی بیشتر باشد دو ذره بیشتر به هم نزدیک می‌شوند بنابراین اگر بخواهیم برهم‌کنش بسیار کوتاه برد را بررسی کنیم به ذرات با انرژی بالاتری نیاز داریم و به بیان مکانیک کوانتومی به ذره‌ای

با تکانه  $p$  طول موج  $\lambda$  وابسته است که از فرمول دو بروی  $\lambda = \frac{h}{p}$  به دست می‌آید. برای بررسی

اشیاء کوچک به طول موج‌های کوتاه‌تر و در نتیجه تکانه بزرگ نیاز داریم. این مسأله نمودی از اصل عدم قطعیت نیز می‌باشد  $\Delta x \Delta p \geq \frac{h}{4\pi}$  ، برای اینکه  $\Delta x$  کوچک باشد،  $\Delta p$  باید بزرگ باشد. در

نتیجه برای بررسی فاصله‌های کوچک به انرژی بالا نیاز داریم. [۱]

چهار نیروی بنیادی در طبیعت عبارتند از: گرانشی، ضعیف، الکترومغناطیسی و قوی. نیروی گرانشی در برهم کنش‌های بنیادی بین ذرات در قلمرو زیر اتمی، خیلی مهم نیست. نیروی گرانشی بین پروتون‌ها وقتی سطح‌شان بر یکدیگر مماس باشد، در حدود  $10^{-38}$  برابر نیروی قوی بین آن‌ها است. نیروی گرانشی دارای برد بی‌نهایت می‌باشد. کوانتای میدان آن گراویتون‌ها هستند که دارای جرم سکون صفر، بار الکتریکی صفر و اسپین دو می‌باشند. گراویتون‌ها با یکدیگر برهم‌کنش دارند. این ذرات میدان را نمی‌توان کوانتیده کرد زیرا نظریه باز بهنجار پذیر نمی‌باشد، یعنی این که وقتی دو جسم را به هم نزدیک می‌کنیم میدان گرانشی به شدت افزایش می‌یابد و تعداد گراویتون‌های تبدالی به صورت تصاعدی زیاد می‌شود و بنا به اصل عدم قطعیت به ازای کوچک‌تر شدن  $\Delta x$ ، تکانه  $\Delta p$  گراویتون‌ها افزایش می‌یابد و از آن جایی که خود گراویتون‌ها با هم برهم‌کنش دارند در نتیجه میدان و انرژی به سمت بی‌نهایت میل می‌کند و نمی‌توان آن را بهنجار کرد. تاکنون هیچ نظریه کوانتومی ارائه نشده که سازش بین نسبیت عام و مکانیک کوانتومی را توصیف کند. نظریه ریسمان به عنوان یکی از مهم‌ترین پیشنهادها برای نظریه کوانتومی گرانش است که هنوز در مرحله‌ی نظری است و با نتایج تجربی فاصله‌ی زیادی دارد.

نیروی ضعیف، این نیرو عامل واپاشی بتا است و این برهم‌کنش نقشی در پیوند هسته‌ها ندارد و نیروی ضعیف بین دو پروتون مجاور در حدود  $10^{-7}$  برابر نیروی قوی بین آن‌ها می‌باشد. برد نیروهای ضعیف کمتر از  $0.001\text{fm}$  است و ذرات میدان آن بوزون ضعیف  $W^-, W^+$  که دارای بار  $\pm 1$ ، اسپین یک و جرم سکون آن‌ها  $81.8\text{Gev}$  می‌باشد و بوزون ضعیف  $Z^0$  که دارای بار صفر، اسپین یک و جرم سکون  $92.6\text{Gev}$  می‌باشد. نیروی ضعیف در شناخت رفتار ذرات بنیادی اهمیت دارد. [۲]

نیروی الکترومغناطیسی در قرن نوزدهم و با کارهای بزرگانی مثل فارادی، هانری، لورنتس، آمپر، اورستد و دیگران قوام پیدا کرد و سرانجام ماکسول توانست این نظریه‌ها را وحدت بخشیده و در یک نظریه واحد الکترومغناطیسی کلاسیک توضیح دهد. در نیروی الکترومغناطیسی، ذرات باردار، ماده را

می‌سازند و نیروی الکترومغناطیسی در ساختار و برهم‌کنش‌های ذرات بنیادی اهمیت دارد. برد برهم-کنش‌های الکترومغناطیسی بی‌نهایت است و این نیرو بین پروتون‌های مجاور در هسته در حدود  $10^{-2}$  برابر نیروی قوی بین آن‌ها می‌باشد. نظریه‌ی مربوط به برهم‌کنش الکترومغناطیسی در ابعاد اتمی را الکترودینامیک کوانتمی (QED) می‌نامند و ذره میدان آن، فوتون می‌باشد که بار الکتریکی صفر، اسپین یک و جرم سکون صفر دارد. فوتون‌ها با یکدیگر برهم‌کنش ندارند.

نیروی قوی عامل پیوند هسته‌ها می‌باشد و برد این نیرو نسبتاً کوتاه و در حدود  $1\text{ fm}$  است. نظریه مربوط به برهم‌کنش قوی را کرومودینامیک کوانتمی (QCD) می‌نامند. ذره تبادلی بین آن‌ها گلوئون‌ها می‌باشد که بار الکتریکی صفر و اسپین یک و جرم سکون صفر دارد. گلوئون‌ها حاوی بار رنگ هستند و خودشان با یکدیگر برهم‌کنش دارند.

ذرات می‌توانند از طریق هر یک از این نیروهای بنیادی با یکدیگر برهم‌کنش داشته باشند یا واپاشیده شوند، جدول ۱-۲ نشان می‌دهد که چه ذراتی می‌توانند از طریق چهار نیرو، برهم‌کنش داشته باشند.

جدول ۱-۲ مشخصات چهار نیروی طبیعت [۲]

ذرات نمونه	زمان مشخصه	شدت نسبی	برد	نوع
$p, n, K, \Pi$	$< 10^{-22} s$	1	$1\text{ fm}$	قوی
$p, n, K, \Pi, \mu, e$	$10^{-20} s - 10^{-14}$	$10^{-2}$	$\infty$	الکترومغناطیسی
همه	$10^{-13} s - 10^{-8}$	$10^{-7}$	$10^{-3} \text{ fm}$	ضعیف
همه	سالها	$10^{-38}$	$\infty$	گرانشی

## ۴-۱ وحدت نیروها

از گذشته دور، فیزیکدانان در صدد بودن که چهار نیروی بنیادی در طبیعت را با یکدیگر وحدت بخشند. در سال ۱۸۶۵، ماکسول توانست نیروی الکتریسته و مغناطیس را یگانه سازی کند و نظریه الکترومغناطیس را به وجود آورد. در سال ۱۹۶۷، گلاشو، واینبرگ و عبدالسلام هرکدام جداگانه با مطرح کردن نظریه الکتروضعیف اولین گام را به سوی ایجاد وحدت برداشتند. در این نظریه، برهم کنش‌های الکترومغناطیسی و ضعیف جنبه‌های مختلف یک نیروی بنیادی (نیروی الکتروضعیف) در نظر گرفته می‌شوند، درست همان طور که نیروی الکتریکی و مغناطیسی اجزای متفاوت یک پدیده واحد، الکترومغناطیس هستند. این نظریه وجود ذرات  $Z$  و  $W$  را پیش بینی کرد، کشف این ذرات در سال ۱۹۸۳ تأیید هیجان انگیز این نظریه بود.

گام بعدی در وحدت بخشیدن ترکیب نیروی الکتروضعیف و نیروی قوی در یک برهم کنش واحد می‌باشد. نیروی قوی در سال ۱۹۶۶، توسط نامبو کشف و باعث به وجود آمدن نظریه دینامیک رنگ یا کرومودینامیک کوانتومی<sup>۵</sup> گردید. کوارک‌ها به دلیل داشتن درجه آزادی رنگ، از طریق گلوئون‌ها که ذرات تبدالی در نیروهای قوی، و حامل نیروی رنگ از یک کوارک به کوارک دیگر می‌باشند، نیروی هسته‌ای قوی به یکدیگر وارد می‌کنند. نظریه‌هایی که در جهت وحدت این نیروها می‌کوشند، نظریه وحدت بزرگ  $GUTs$  نامیده می‌شود. با گنجاندن لپتون‌ها و کوارک‌ها در یک نظریه واحد، بسیاری از پدیده‌های مشاهده شده مانند بار کسری کوارک‌ها و اختلاف بار واحد بین زوج کوارک‌ها و لپتون‌های هر نسل توجیه می‌شوند و همچنین پدیده‌های جدیدی، چون تبدیل کوارک‌ها به لپتون‌ها را پیش بینی می‌کند [۲]، که باعث می‌شود یک پروتون با طول عمر  $10^{31}$  سال به ذرات سبک‌تر واپاشی کند.

---

<sup>۵</sup>Quantum Chromodynamics

فیزیکدانان توانسته‌اند با اعمال روش‌های کوانتس بر روی میدان‌های سه نیروی وحدت یافته، نظریه کوانتومی میدان این نیروها را بدست آورند.

چهارمین نیرو، نیروی گرانش است که فیزیکدانان نتوانسته‌اند با سه نیروی دیگر یگانه سازی کنند. جدول ۱-۲ نشان می‌دهد که این نیرو در ابعاد اتمی بسیار ضعیف می‌باشد.

## ۱-۵ مدل استاندارد

از مجموع نظریه دینامیک رنگ و نظریه الکتروضعیف، مدلی به نام مدل استاندارد<sup>۷</sup> شکل گرفت که این مدل کامل‌ترین توصیفی است که از برهم‌کنش ذرات بنیادی در اختیار داریم. در این مدل ماده از سه نوع ذرات بنیادی ساخته شده است: لپتون‌ها، کوارک‌ها و واسطه‌ها.

لپتون‌ها و کوارک‌ها، فرمیون<sup>۸</sup> هستند و از آمار فرمی-دیراک پیروی می‌کنند و اسپین آن‌ها نیم صحیح است و تابع موج آن‌ها تحت تعویض ذرات پادمقارن است.

واسطه‌ها بوزون<sup>۹</sup> می‌باشند و از آمار بوز-اینشتین پیروی می‌کنند و اسپین آن‌ها صحیح است و دارای تابع موج متقارن می‌باشند.

طبق این نظریه شش لپتون و شش کوارک (و پادذرات آن‌ها) به اضافه ذرات میدان (فوتون، سه بوزون ضعیف، هشت گلوئون) وجود دارد و در مجموع شصت و یک ذره می‌باشند و یک ذره آن به نام هیگز می‌باشد.

---

<sup>۶</sup>Quantization

<sup>۷</sup>Standard model

<sup>۸</sup> fermion

<sup>۹</sup> boson

در سال ۲۰۱۲ سرن (CERN) در سمیناری اعلام کرد، که یک بوزون معادل  $126\text{Gev}$  در دو اسپکترومتر جداگانه کشف و مشاهده شده است.

این ذره درباره چگونگی جرم دار شدن ماده توسط ذرات بنیادی بدون جرم دیگر، توضیح می‌دهد. به طور خاص، بوزون هیگز احتمالاً می‌تواند دلایلی برای تفاوت‌های بین فوتون که بدون جرم است و بوزون  $W, Z$  که نسبتاً پر جرم هستند ارائه کند. بنابراین بوزون هیگز یک مؤلفه بسیار مهم در دنیای ماده است.

### دو مشکل اساسی در مدل استاندارد:

مشکلات مختلفی در این مدل وجود دارد که دو تا از مهم‌ترین آن‌ها عبارتند از:

(۱) در این مدل گرانش به علت ضعیف بودن بیش از اندازه در ابعاد اتمی، جایگاهی ندارد.

(۲) حدود ۲۰ پارامتر در این مدل به صورت دستی وارد می‌شوند، در نتیجه فیزیک نظریه یکتا نمی‌باشد و این یک ضعف در این مدل می‌باشد زیرا به ازای پارامترهای مختلف، فیزیک متفاوتی به دست می‌آید.

### ۱-۵-۱ لپتون‌ها

لپتون از واژه یونانی لپتوس به معنای ریز، کوچک و نازک آمده است. لپتون‌ها از دسته ذرات بنیادی با اسپین  $1/2$  هستند که نیروهای الکترومغناطیسی، گرانشی و نیروی ضعیف بر روی آن‌ها اثر می‌کند و برخلاف کوارک‌ها نیروی قوی روی آن‌ها اثر نمی‌کند.

لپتون‌ها بر حسب بار  $Q$ ، عدد الکترونی  $L_e$ ، عدد موثونی  $L_\mu$  و عدد تاوی  $L_\tau$  دسته بندی می‌شوند. این خانواده به طور طبیعی در سه خانواده یا سه نسل، جای می‌گیرند.

نسل سوم    نسل دوم    نسل اول

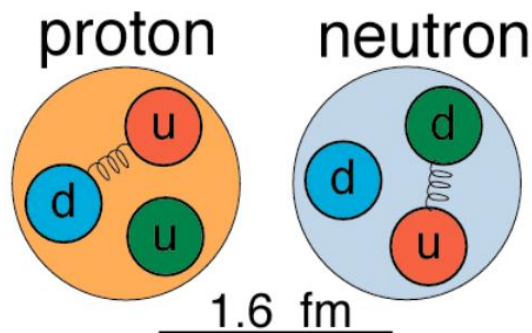
	$< 2.2 \text{ MeV}/c^2$ $0$ $\nu_e$ electron neutrino $1/2$	$< 0.17 \text{ MeV}/c^2$ $0$ $\nu_\mu$ muon neutrino $1/2$	$< 15.5 \text{ MeV}/c^2$ $0$ $\nu_\tau$ tau neutrino $1/2$
Leptons	$0.511 \text{ MeV}/c^2$ $-1$ $e$ electron $1/2$	$105.7 \text{ MeV}/c^2$ $-1$ $\mu$ muon $1/2$	$1.777 \text{ GeV}/c^2$ $-1$ $\tau$ tau $1/2$

شکل ۱-۱ تقسیم بندی لپتون ها در سه نسل

شش پاد لپتون وجود دارد که علامت بارهای آنها عکس لپتون‌هاست و در کل ۱۲ لپتون وجود دارد.

### ۱-۵-۲ کوارک‌ها

کوارک‌ها ذرات بنیادی و بخش اساسی سازنده ماده هستند. کوارک نخستین بار در سال ۱۹۶۴ توسط مورای گلمان و جورج زویک مطرح شد. در سال ۱۹۶۸ در آزمایش‌های انجام شده در شتاب‌دهنده خطی استنفورد ثابت شد که پروتون از اجزای کوچک‌تری تشکیل شده است. کوارک‌ها با هم ترکیب می‌شوند تا ذرات مرکبی به نام هادرون‌ها را به وجود آورند. پروتون و نوترون از معروف‌ترین آنها هستند. مثلاً پروتون از دو کوارک  $u$  و یک کوارک  $d$  تشکیل شده است. در حالی که دو کوارک  $d$  و یک کوارک  $u$ ، نوترون را می‌سازد. شکل ۲-۱ نمایی از ساختار پروتون و نوترون را نشان می‌دهد.



شکل ۲-۱ نمایی از زیر ساختارهای پروتون و نوترون

کوارک‌ها بنا بر اصل حبس کوارکی<sup>۱۰</sup> در نظریه کوانتومی رنگ هیچ‌گاه به صورت انفرادی یافت نمی‌شوند و آن‌ها را فقط می‌توان درون هادرون‌ها پیدا کرد. به همین دلیل بیشتر آنچه که ما درباره کوارک‌ها می‌دانیم از مشاهده خود هادرون‌ها به دست آمده‌است. کوارک‌ها علاوه بر درجه آزادی بار الکتریکی، بار رنگ، اسپین و جرم دارای درجه آزادی طعم نیز می‌باشند. شش نوع مختلف از کوارک‌هایی که به طعم معروف هستند عبارتند از: بالا<sup>۱۱</sup>، پایین<sup>۱۲</sup>، افسون<sup>۱۳</sup>، شگفت<sup>۱۴</sup>، سر<sup>۱۵</sup> یا حقیقت<sup>۱۶</sup> و ته<sup>۱۷</sup> یا زیبایی<sup>۱۸</sup>. بالا و پایین دارای کمترین وزن در بین کوارک‌ها می‌باشند. به شکل ۱-۳ مراجعه شود. کوارک‌های سنگین‌تر در طول یک فرآیند واپاشی به سرعت به کوارک‌های بالا و پایین تبدیل می‌شوند و تبدیل شدن از حالت جرم بیشتر به حالت جرم کمتر. به همین علت کوارک‌های بالا و پایین عموماً پایدار می‌باشند و رایج‌ترین کوارک‌ها در عالم هستند، در حالی که کوارک‌های دیگر فقط در تصادم‌های با انرژی زیاد تولید می‌شوند (مثل تابش‌های کیهانی و شتاب دهنده‌های ذرات). برای هر یک از طعم‌های کوارک، یک پادماده متناظراً آن وجود دارد که به پادکوارک معروفند و فقط در برخی خصوصیات دارای علامت مخالف می‌باشند.

کوارک‌ها تنها ذرات شناخته شده می‌باشند که بار الکتریکی آن‌ها کسری از بار پایه می‌باشد. همانطور که اشاره شد کوارک‌ها هیچ‌گاه به تنهایی نقشی را به عهده ندارند بلکه همیشه در گروه‌های دو و سه تایی هستند. ذراتی که از دو کوارک (کوارک و پاد کوارک) تشکیل می‌شوند مزون نام دارند. ذراتی را که از سه کوارک تشکیل می‌شوند باریون می‌نامند. کوارک‌ها در کنار بار الکتریکی که دارند خاصیت دیگری نیز دارا می‌باشند که رنگ خوانده می‌شود. کوارک‌ها از این جهت، به قرمز، سبز و آبی طبقه‌بندی

---

<sup>۱۰</sup> confinement

<sup>۱۱</sup> up

<sup>۱۲</sup> down

<sup>۱۳</sup> charm

<sup>۱۴</sup> strange

<sup>۱۵</sup> top

<sup>۱۶</sup> truth

<sup>۱۷</sup> bottom

<sup>۱۸</sup> beauty



می‌شوند. بنابراین ذرات در طبیعت باید همیشه دارای رنگ خنثی و به عبارت دیگر سفید باشند. شکل

۳-۱ خانواده کوارک‌ها را در سه نسل نشان می‌دهد.

نسل سوم نسل دوم نسل اول



شکل ۳-۱ تقسیم بندی کوارک‌ها در سه نسل

این واقعیت که کوارک‌ها داخل پروتون وجود دارند، فقط بر اساس ایجاد برخورد میان پروتون و سایر ذرات پر انرژی که بتوانند به داخل آن نفوذ کنند، قابل بررسی است. در چنین آزمایش‌هایی که اعماق پروتون را می‌کاوند، می‌توان دید که کوارک‌ها به عنوان زیر ساختار پروتون وجود دارند.

جدول ۳-۱- مشخصات کوارک‌ها. [۲]

نوع	نماد	پاد ذره	بار	اسپین	عدد باریون	انرژی سکون
بالا	$u$	$\bar{u}$	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{2}\hbar$	$+\frac{1}{3}$	$300Mev$
پایین	$d$	$\bar{d}$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{2}\hbar$	$+\frac{1}{3}$	$300Mev$
افسون	$c$	$\bar{c}$	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{2}\hbar$	$+\frac{1}{3}$	$1500Mev$
شگفت	$s$	$\bar{s}$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{2}\hbar$	$+\frac{1}{3}$	$500Mev$
سر	$t$	$\bar{t}$	$+\frac{2}{3}e$	$\frac{1}{2}\hbar$	$+\frac{1}{3}$	$180000Mev$
ته	$b$	$\bar{b}$	$-\frac{1}{3}e$	$\frac{1}{2}\hbar$	$+\frac{1}{3}$	$4700Mev$

### ۱-۵-۳ واسطه‌ها

همان‌طور که پیش‌تر بیان کردیم هر برهم‌کنش، واسطه‌ی خودش را دارد. در نظریه اولیه، یوکاوا در سال ۱۹۳۴ بیان کرد که واسطه نیروی قوی پایون می‌باشد. سپس مدل کوآرکی بیان کرد که برای بررسی نیروی قوی در سطح بنیادی، باید برهم‌کنش بین کوآرک‌های منزوی را بررسی کنیم و ذره واسطه آن گلوئون‌ها می‌باشد. [۱]

ذره میدان الکترومغناطیس فوتون می‌باشد که بار الکتریکی صفر، اسپین یک و جرم سکون صفر دارد. فوتون‌ها با یکدیگر برهم‌کنش ندارند.

ذرات میدان الکتروضعیف، بوزون ضعیف  $W^-, W^+$  که دارای بار  $\pm 1$ ، اسپین یک و جرم سکون آن‌ها  $81.8 \text{ GeV}$  می‌باشد و بوزون ضعیف  $Z^0$  که دارای بار صفر، اسپین یک و جرم سکون  $92.6 \text{ GeV}$  می‌باشد. نیروی ضعیف در شناخت رفتار ذرات بنیادی اهمیت دارد.

ذره میدان گرانشی گراویتون است، که دارای جرم سکون صفر، بار الکتریکی صفر و اسپین دو می‌باشد. گراویتون‌ها با یکدیگر برهم‌کنش دارند.

جدول زیر ذرات تشکیل دهنده مدل استاندارد را نشان می‌دهد:

جدول ۱-۴ ذرات بنیادی مدل استاندارد

mass →	$\approx 2.3 \text{ MeV}/c^2$	$\approx 1.275 \text{ GeV}/c^2$	$\approx 173.07 \text{ GeV}/c^2$	0	$\approx 126 \text{ GeV}/c^2$
charge →	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin →	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	<b>u</b> up	<b>c</b> charm	<b>t</b> top	<b>g</b> gluon	<b>H</b> Higgs boson
	<b>d</b> down	<b>s</b> strange	<b>b</b> bottom	<b><math>\gamma</math></b> photon	
	<b>e</b> electron	<b><math>\mu</math></b> muon	<b><math>\tau</math></b> tau	<b>Z</b> Z boson	
	<b><math>\nu_e</math></b> electron neutrino	<b><math>\nu_\mu</math></b> muon neutrino	<b><math>\nu_\tau</math></b> tau neutrino	<b>W</b> W boson	

## ۱-۶ نظریه کوانتومی رنگ

نظریه مربوط به کوارک‌ها و گلوئون‌ها و دینامیک بین آن‌ها را نظریه دینامیک رنگ (کرومودینامیک کوانتومی) می‌نامند. می‌دانیم که نیروی قوی بین کوارک‌ها عمل می‌کند و کوارک‌ها علاوه بر بار الکتریکی معمولی که دارند، نوع دیگری بار را حمل می‌کنند که آن را بار رنگ می‌نامند. در مورد QCD در مقیاس بزرگ، تمام ذرات بدون رنگ هستند ترکیب بندی رنگ-پاد رنگ یا ترکیب سه رنگ با هم (قرمز-آبی-سبز) بدون رنگ خواهند بود. مطابق نظریه کوانتومی رنگ کوارک دارای رنگ یا پاد رنگ است و گلوئون دارای رنگ بعلاوه پاد رنگ یک رنگ متفاوت است، مانند قرمز و پاد آبی. [۱] نظریه‌ای که برهم‌کنش موجود بین بارهای الکتریکی ذرات را از طریق مبادله‌ی یک فوتون توصیف می‌کند، الکترو دینامیک کوانتومی<sup>۱۹</sup> نامیده می‌شود. اصطلاح کوانتوم به ما می‌گوید که با ذرات سرو کار داریم و اصطلاح الکترو دینامیک نشان می‌دهد که با پدیده‌های الکترومغناطیسی مواجه هستیم. به‌طور مشابه، نظریه‌ای به منظور توصیف برهم‌کنش قوی، بر اساس برهم‌کنشی شامل بار رنگی کوارک‌ها پایه ریزی شده است که آن را کرومودینامیک کوانتومی می‌نامند، که کرومو به رنگ مربوط می‌شود.

### دو خصوصیت اصلی در کرومودینامیک کوانتومی:

(۱) اصل حبس کوارکی: طبق این اصل نمی‌توان کوارک را به صورت آزاد مشاهده نمود.

(۲) آزادی مجانبی<sup>۲۰</sup>: کوارک‌ها در داخل پروتون‌ها یا پیون‌ها، بدون برهم‌کنش زیاد، از این سو به آن سو حرکت می‌کنند.

شدت برهم‌کنش در الکترو دینامیک با ثابت ساختار ریز  $\alpha$  مشخص می‌شود و برابر  $(\frac{1}{137})$  می‌باشد.

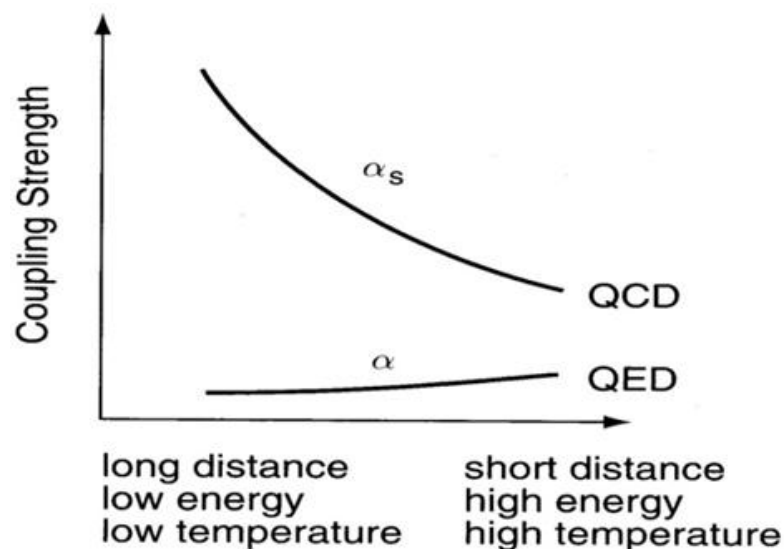
در کرومودینامیک کوانتومی شدت برهم‌کنش با ثابت جفت شدگی<sup>۲۱</sup>  $\alpha_s$  مشخص می‌شود و از نیروی

<sup>۱۹</sup> Quantum Electrodynamics

<sup>۲۰</sup> Asymptotic freedom

<sup>۲۱</sup> Coupling Constant

بین دو پروتون محاسبه می‌شود و به فاصله بین ذرات برهم‌کنش کننده بستگی دارد، در فاصله‌های زیاد این عدد بزرگ می‌باشد و در فاصله‌های کوتاه (کمتر از اندازه پروتون) کاملاً کوچک می‌شود. همچنین در انرژی‌های بالا برهم‌کنش کوچک است و کوارک‌ها و گلوئون‌ها به طور ضعیف با هم برهم‌کنش می‌کنند در انرژی‌های پایین برهم‌کنش زیاد می‌باشد. این مربوط به خصوصیت دوم یعنی آزادی مجانبی می‌باشد. آزادی مجانبی به خاصیت ضد استتار<sup>۲۲</sup> رنگ مربوط می‌شود. یک بار برهنه<sup>۲۳</sup> دارای رنگ است و گلوئون‌ها هم دارای رنگ می‌باشند، و هرگاه به کوارکی نزدیک شوند از شدت برهم‌کنش رنگ کاسته می‌شود. در نتیجه با عبور کردن از ابر گلوئونی سهم کوچک‌تری از بار برهنه را می‌یابد که این متضاد با محیط QED می‌باشد. در محیط QED ابر جفت الکترون-پوزیترون بار برهنه را محصور می‌کند، یعنی این‌که با دور شدن از بار برهنه، بار مؤثر کاهش می‌یابد و در نتیجه میدان مربوط به آن کوچک می‌شود، در نتیجه در فواصل کوتاه، جفت شدگی افزایش می‌یابد. که در شکل ۱-۴ نشان داده شده است.



شکل ۱-۴ تغییرات ثابت جفت شدگی در محیط QCD و QED بر حسب مقیاس فاصله، انرژی و دما

<sup>۲۲</sup> Screening

<sup>۲۳</sup> Bare

## ۷-۱ پلاسمای کوارک گلوئون

حال با شناخت کوارک‌ها و گلوئون‌ها و قوانین حاکم بر آن‌ها می‌توانیم به معرفی پلاسمای کوارک گلوئون<sup>۲۴</sup> بپردازیم.

در فاز هادرونی، کوارک‌های تشکیل دهنده مزون‌ها و باریون‌ها بر طبق اصل محبوسیت به حالت مقید قرار دارند اما اگر دما و فشار زیاد شود در این صورت ماده وارد فاز جدیدی می‌شود که به آن پلاسمای کوارک گلوئون می‌گوییم و دمای آن در حدود  $T \approx 10^{12} \text{K}$  است.

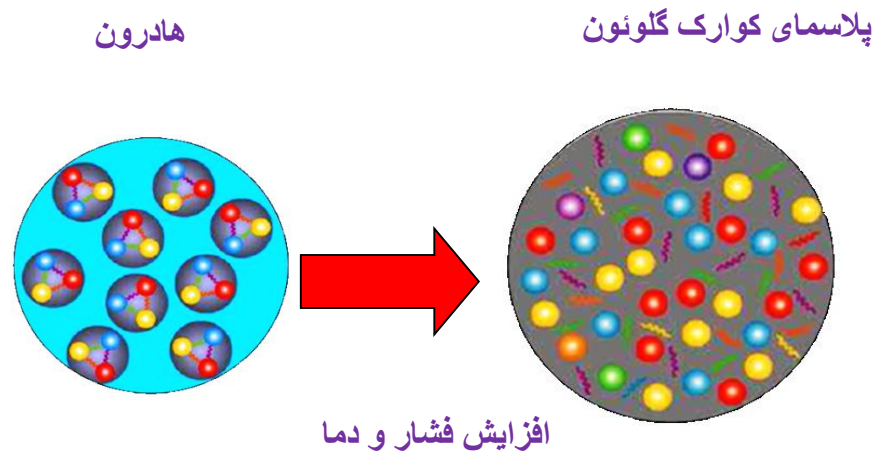
کوارک‌ها و گلوئون‌ها در این محیط متفاوت با پلاسمای معمولی هستند زیرا در محیط پلاسمای معمولی نیروی حاکم نیروی الکترومغناطیس است اما در پلاسمای کوارک گلوئون نیروی غالب، نیروی هسته‌ای قوی است. همچنین این محیط چگالی بسیار بالایی دارد و مقدار آن تقریباً برابر  $\rho = 4 \text{ GeV/fm}^3 \approx 7 \times 10^8 \text{ kg/m}^3$  می‌باشد.

پلاسمای کوارک گلوئون یا به اختصار QGP، محیطی است که در دما و فشارهای بسیار بالا تولید می‌شود و در این محیط کوارک‌ها و گلوئون‌ها می‌توانند آزادانه وجود داشته باشند (شکل ۷-۱).

انرژی گرمایی کوارک‌ها و گلوئون‌ها بسیار زیاد می‌باشد و به همین دلیل است که این پلاسمای باید در دمای بالا وجود داشته باشد [۴].

---

<sup>۲۴</sup> Quark-Gluon Plasma



شکل ۱-۵ شکل گیری پلاسمای کوارک گلوئون با افزایش فشار و دمای هادران

### ۱-۷-۱ پلاسمای کوارک گلوئون چگونه در آزمایشگاه تولید می شود؟

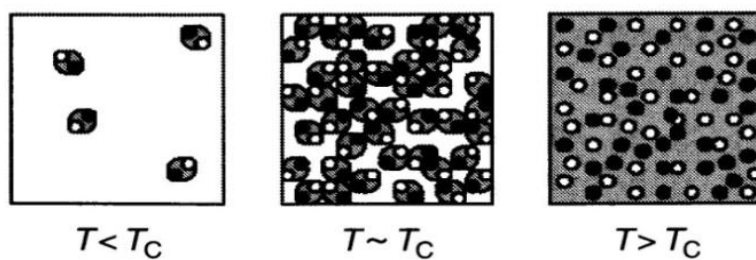
آزادی مجانبی دو روش برای تولید پلاسمای کوارک گلوئون پیشنهاد می کند:

(۱) تولید QGP در دماهای بالا

(۲) تولید QGP در چگالی باریونی بالا

**تولید QGP در دماهای بالا:**

جعبه ای را به صورت زیر در نظر می گیریم که هیچ ذره ای درون آن نیست و اصطلاحاً خلا QCD داریم.



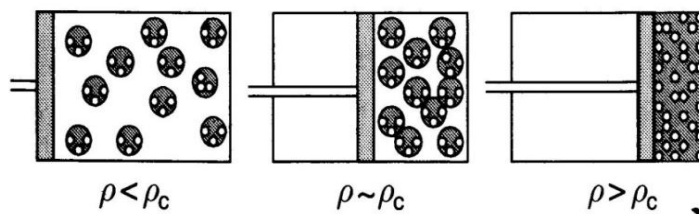
شکل ۱-۶ شکل گیری پلاسمای کوارک گلوئون در دماهای بالا

با افزایش دما، در دماهای پایین هادرون‌های سبکی مثل پیون‌ها و کائون‌ها در این خلا تولید می‌شوند (شکل ۱-۶). در این دماها تنها ذرات بدون رنگ (هادرون‌ها) سبک تولید می‌شوند. اندازه هادرون‌ها تقریباً مثل هم و در حدود یک فرمی است.

هادرون‌ها در یک دمای مشخص هم‌پوشانی را شروع می‌کنند که این دما را دمای بحرانی  $T_c$  می‌نامیم. به ازای دمای بالاتر از دمای بحرانی، سیستم هادرونی تغییر فاز پیدا می‌کند و به یک سیستمی از کوارک‌ها و گلوئون‌ها تبدیل می‌شود، پس در پلاسمای کوارک گلوئون تعدادی کوارک ( $n_q$ ) و به همان اندازه پادکوارک ( $n_{\bar{q}}$ ) تولید می‌شود. محاسبات عددی شبکه در QCD دمای بحرانی را  $T_c \approx 150 \approx 200 \text{ MeV}$  به دست می‌آورد. این دما در مقایسه با دمای مرکز خورشید (دمای مرکز خورشید  $1.3 \text{ ev}$  است) بسیار بالاست [۳].

### تولید QGP در چگالی باریونی بالا:

فرض می‌کنیم تعداد زیادی باریون مطابق شکل زیر داخل یک سیلندر قرار دارد که یک پیستون به آن متصل است.



شکل ۱-۷ شکل گیری پلاسمای کوارک گلوئون در چگالی باریونی بالا

اگر دما ثابت نگه داشته شود و تقریباً برابر صفر باشد و بعد سیستم به صورت بی‌دررو متراکم شود باریون‌هایی که در داخل سیلندر قرار دارند در یک چگالی بحرانی معین  $\rho_c$  هم‌پوشانی می‌کنند و به

ازای چگالی‌های بالاتر از چگالی بحرانی  $\rho_c$  به سیستمی از ماده-کوارک تبدیل می‌شوند، در نتیجه می‌توانیم بگوییم که ماده-کوارک در چگالی باریونی بالا با  $n_q \approx n_{\bar{q}}$  تولید می‌شود [۳] (شکل ۷-۱).

## ۱-۷-۲ پلاسمای کوارک گلوئون در کجا پیدا می‌شود؟

پلاسمای کوارک گلوئون در دماهای زیاد و چگالی باریونی بالا تولید می‌شود در نتیجه انتظار داریم که QGP را در سه جا پیدا کنیم:

(۱) عالم اولیه

(۲) مرکز ستاره‌های چگال

(۳) در مرحله اولیه از برخورد‌های نسبیتی نوکلئون-نوکلئون با شتاب دهنده یون‌های سنگین

### عالم اولیه

بر طبق نتیجه گیری فریدمن<sup>۲۵</sup> از معادله گرانشی انیشتین، حدود  $10^{-5}$  ثانیه بعد از انفجار بزرگ کیهانی، عالم یک انبساط از تکینگی در زمان صفر داشته است. در زمان صفر حجم دنیا صفر و چگالی انرژی بی‌نهایت بوده است. اگر جهان در حال گسترش به سوی انفجار بزرگ به عقب برگردد، ماده و تابش گرمتر و گرمتر می‌شود و نتیجه آن، توپ آتشین نخستین است. پنزیاس<sup>۲۶</sup> و ویلسون<sup>۲۷</sup> دمای تابش زمینه کیهانی<sup>۲۸</sup> را به دست آورده اند که این دما برابر است با  $T \approx 2.73\text{K} \approx 3 \times 10^{-4}\text{eV}$ . اگر به زمان  $10^{-5} \sim 10^{-4}$  برگردیم، جهان احتمالاً گذار فاز QGP را در دمای  $T \approx 150 \sim 200\text{Mev}$  خواهد داشت و گذار فاز الکتروضعیف در دمای  $T \approx 200\text{Gev}$  رخ می‌دهد [۳] (شکل ۸-۱).

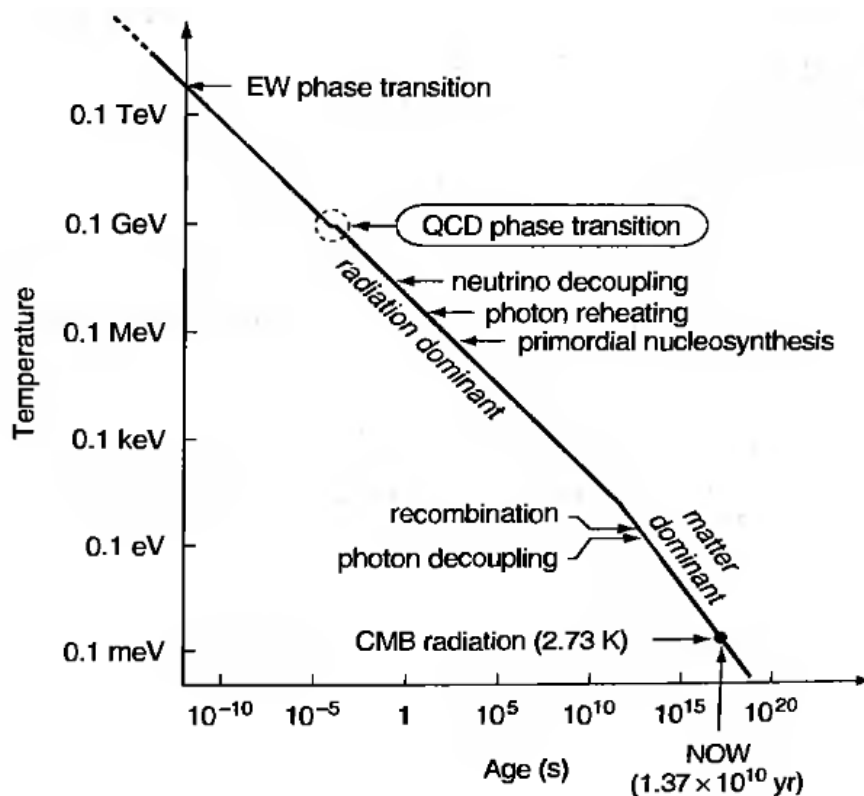
<sup>۲۵</sup>Friedmann

<sup>۲۶</sup>Penzias

<sup>۲۷</sup>Wilson

<sup>۲۸</sup>Background Radiation





شکل ۱-۸ دمای جهان به صورت تابعی از زمان از لحظه شکل گیری جهان [۳]

## مرکز ستاره های چگال

در این جا سه بخش پایدار محتمل در ستاره های چگال وجود دارد: کوتوله های سفید<sup>۲۹</sup>، ستاره های نوترونی<sup>۳۰</sup> و ستاره های کوارکی<sup>۳۱</sup>. کوتوله های سفید از هسته ها و الکترون ها تشکیل شده اند، در حالی که اجزای اصلی ستاره های نوترونی، نوترون های مایع با تعدادی پروتون و الکترون است. اگر چگالی مرکزی ستاره های نوترونی به یک حد مشخص برسد به احتمال زیاد نوترون ها به ماده-کوارک سرد ذوب می-شوند [۳].

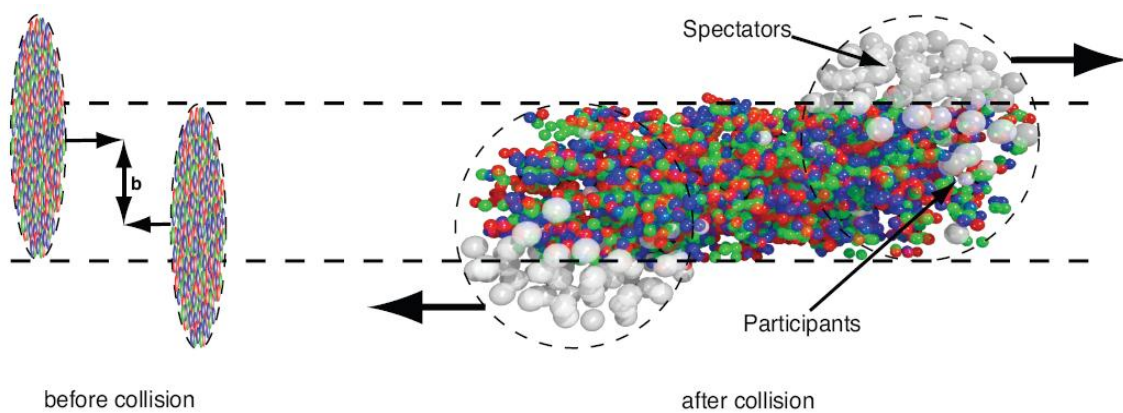
<sup>۲۹</sup>White Dwarf

<sup>۳۰</sup>Neutron Star

<sup>۳۱</sup>Quark Star

## در مرحله اولیه از برخوردهای نسبیتی نوکلئون-نوکلئون با شتاب دهنده یون‌های سنگین

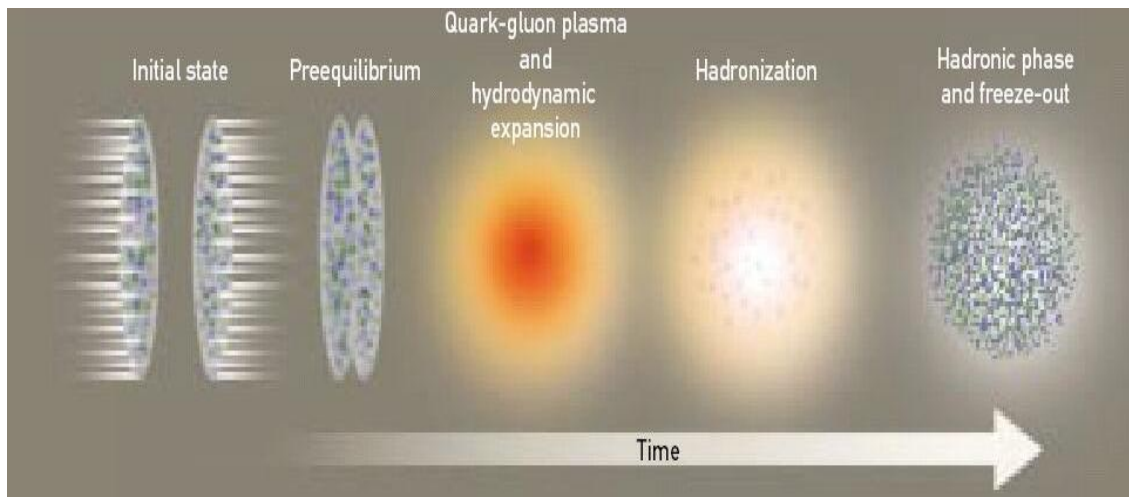
یکی از مهم‌ترین اهداف آزمایش برخورد یون‌های سنگین، رسیدن به نمودار فاز QCD و تولید حالت جدیدی از ماده که طی این برخورد در چگالی انرژی بالا ایجاد می‌شود، می‌باشد. مراحل برخورد یون‌های سنگین در شکل ۹-۱ به تصویر کشیده شده است.



شکل ۹-۱ چگونگی تشکیل پلاسمای کوارک گلوئون

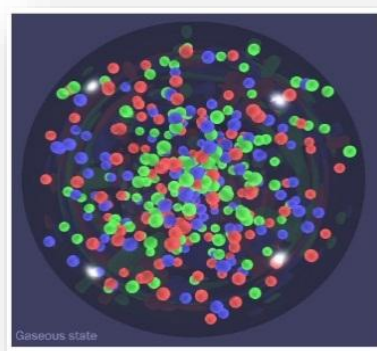
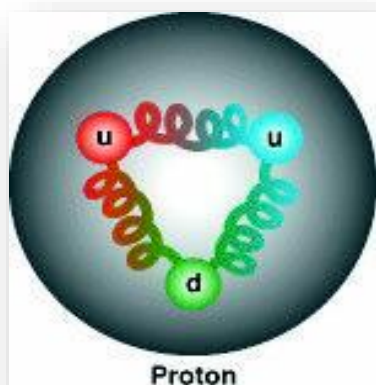
در شکل بالا  $b$  پارامتر برخورد می‌باشد که به صورت فاصله بین دو هسته‌ی یون‌ها از یکدیگر تعریف می‌شود. در هنگام برخورد تعداد زیادی از ذرات در برهم‌کنش شرکت می‌کنند که ذرات شرکت‌پذیر نامیده می‌شوند. به آن دسته از ذرات که در برهم‌کنش شرکت نمی‌کنند ذرات تماشاگر گفته می‌شود. پس از برخورد، این یون‌ها از یکدیگر عبور می‌کنند و در هنگام جدا شدن آن‌ها، در بین این یون‌ها محیطی بسیار داغ و چگال موسوم به پلاسمای کوارک گلوئون تولید می‌شود. در این فاز جدیدی که ایجاد شده است، کوارک‌ها و گلوئون‌ها، دیگر مقید نبوده و به صورت آزاد وجود دارند. پس از آن چون طول عمر این پلاسمای بسیار کوتاه است این محیط از بین می‌رود و کوارک‌ها و گلوئون‌ها دیگر آزاد نیستند و شروع به برهم‌کنش با یکدیگر می‌نمایند در این مرحله هادرون‌سازی صورت می‌گیرد. در گام آخر محیط به‌طور کامل سرد شده و فازهای هادرونی شکل می‌گیرند.

شکل ۱-۱۰ تصویر روشنی از مراحل برخورد یون‌های سنگین و تشکیل پلاسمای کوارک گلوئون و فازهای هادرونی را نشان می‌دهد.



شکل ۱-۱۰ مراحل برخورد یون‌های سنگین

همان‌طور که می‌دانیم فازهای هادرونی از اصل محبوس‌شدگی پیروی می‌کنند بنابراین مقید می‌باشند اما اگر این فازها تحت فشار و دمای بالا قرار گیرند فاز جدیدی به نام پلاسمای کوارک گلوئون تولید می‌کنند. شکل ۱-۱۱ به بیان مفاهیم بالا می‌پردازد.



شکل ۱-۱۱ شکل سمت چپ معرف فاز هادرونی، شکل سمت راست نشان‌دهنده پلاسمای کوارک گلوئون

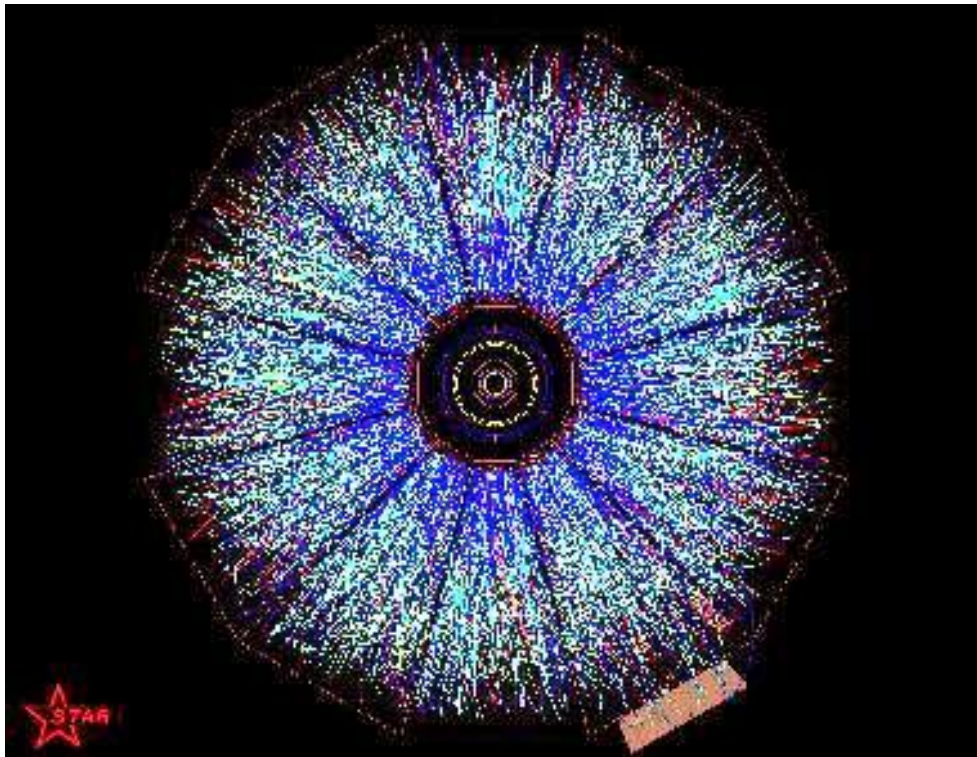
روشی که می‌توانیم به دماها و چگالی‌های مربوط به برهم‌کنش‌های قوی برسیم این است که هسته‌های سنگین را برخورد دهیم، مانند هسته‌های طلا (Au) که هسته آن ۱۹۷ نوکلئون دارد. چنین برخوردهایی در حال حاضر در برخورد دهنده یون‌های سنگین نسبیتی RHIC در آزمایشگاه ملی بروکهاون نزدیک نیویورک انجام می‌شود. فعالیت محققان این آزمایشگاه به این صورت است که با رساندن یون‌ها به سرعت نسبیتی و برخورد آن‌ها با یکدیگر، پلاسمای کوارک گلوئون را بازسازی نمایند و از این طریق اولین ثانیه‌های پس از مهبانگ را بررسی کنند.

در سال ۲۰۰۰ آزمایشگاه RHIC اعلام کرد که یون‌های طلا را با یکدیگر برخورد داده‌اند. این کار باعث می‌شود نزدیک به ۴۰۰ پروتون و نوترون در محل برخورد وجود داشته باشد. دمای این منطقه در حدود ۳۰۰ میلیون برابر دمای سطح خورشید می‌شود که در این دما پروتون‌ها و نوترون‌ها دیگر نمی‌توانند به صورت ذره‌ای باشند. با این کار گرما و فشار به شدت بالا می‌رود و پروتون‌ها و نوترون‌ها می‌توانند تغییر فاز بدهند و کوارک‌ها و گلوئون‌ها برای مدت بسیار کوتاهی از هر قید و بندی آزاد شوند. این دسته یون‌ها مسافتی حدود ۲/۴ مایل را در دو جهت مخالف اطراف RHIC طی می‌کنند تا به یکدیگر برخورد کنند.

فیزیکدان‌های این مجموعه توانسته‌اند به پلاسمای کوارک گلوئون در دمای ۴ تریلیون و انرژی مرکز جرم ۲۰۰ GeV.A دست یابند. RHIC به عنوان دومین برخورد دهنده‌ی پر انرژی دنیا محسوب می‌شود و رتبه اول در اختیار برخورد دهنده‌ی هادرونی بزرگ (LHC) در سرن می‌باشد.

برخورد دهنده هادرونی بزرگ LHC، با برخورد یون‌های سرب که دارای ۸۲ نوکلئون می‌باشد، به انرژی مرکز جرم ۲/۷ TeV.A دست یافتند.

اکتشاف پلاسمای کوارک گلوئون دستاوردی بزرگ در مسیر نزدیک شدن دانشمندان برخورد دهنده هادرونی به اهدافشان در بررسی جهان اطراف، اتفاقات پس از مهبانگ، وجود ضدماده، چرایی جرم ماده و ساختار جهان بوده و انسان را گامی به فهم عمیق از جهان اطرافش نزدیک‌تر می‌کند.



شکل ۱-۱۲ برخورد هسته های طلا در آشکار ساز ستاره RHIC [۵].

## ۸-۱ تناظر AdS/CFT

در این بخش با ذکر مثال‌ها و شکل‌های مختلف دو وجه AdS و CFT را توضیح می‌دهیم. تناظر AdS/CFT روش بسیار مفیدی برای مطالعه سیستم‌های همبسته قوی است در این سیستم‌ها نمی‌توان از روش اختلال برای مسائلی که دارای ثابت جفت شدگی بالا می‌باشند استفاده کرد. AdS فضایی است به نام آنتی دو سیت<sup>۳۲</sup> و مربوط به ریسمان‌های بسته و گرانش می‌باشد و CFT نظریه

<sup>۳۲</sup> Anti-de-sitter

میدان همدیس<sup>۳۳</sup> می باشد که در مرز فضا-زمان AdS زندگی می کند و مربوط به ریسمان های باز می- باشد. همدیس یک نوع تبدیل است که شامل تبدیلات انتقال، دوران<sup>۳۴</sup>، لورنتس<sup>۳۵</sup> و تغییر مقیاس می باشد و به آن گروه تقارنی همدیس گفته می شود. از نظر فیزیکی همدیس به معنای این است که مقیاس انرژی نداریم، یعنی فیزیک مسأله در انرژی های کم و زیاد بدون تغییر باقی می ماند. تناظر AdS/CFT از دو توصیف مختلف شامه ها به دست آمده است. در این بخش سعی می کنیم با ارایه این دو توصیف این تناظر را درک کنیم.

در توصیف اول از دید شامه نگاه می کنیم. در این دیدگاه، برانگیختگی های شامه ها، ریسمان های بازی هستند که بر روی آن ها زندگی می کنند و ریسمان های بسته بیرون از این شامه ها منتشر می شوند. ریسمان های باز و بسته می توانند با هم برهم کنش داشته باشند و در واقع این ریسمان ها همان ذرات هستند مثلاً ریسمان باز مانند فوتون یا گلوئون و ریسمان های بسته مانند گراویتون ها می باشند و این توصیف از شامه ها در حد انرژی های پایین معادل با نظریه یانگ-میلز با ابرتقارنی  $N=4$  با گروه  $SU(N_c)$  در فضا-زمان چهار بعدی می باشد.

توصیف دوم از دیدگاه ریسمان های بسته می باشد. در هندسه فضا-زمان تنها ریسمان های بسته منتشر می شوند و در این توصیف ریسمان های باز وجود ندارند و شامه ها فضای AdS را به وجود می آورند. و در حد انرژی پایین این توصیف با نظریه ابر ریسمان نوع IIB معادل است. شکل ۱-۱۳ به خوبی این دو دیدگاه را نشان می دهد در شکل سمت راست که مربوط به نظریه میدان همدیس می باشد، از دید میکروسکوپی به سیستم نگاه می کند که شامل ریسمان های باز و بسته (در واقع همان ذرات می باشند) است که در روی شامه یا اطراف شامه ها قرار دارند. در سمت چپ از دید ماکروسکوپی به سیستم نگاه

---

<sup>۳۳</sup> conformal

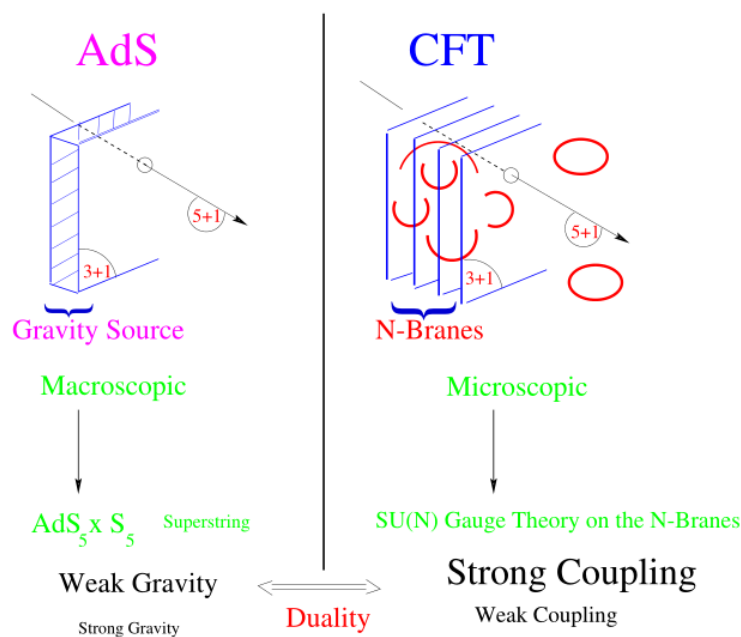
<sup>۳۴</sup> Rotation

<sup>۳۵</sup> Lorentz

می‌کند که شامه‌ها فضای AdS را به وجود آورده‌اند. همان‌طور که ملاحظه می‌شود جفت شدگی قوی

در CFT معادل با گرانش ضعیف در AdS می‌باشد. از دو توصیف نتیجه می‌گیریم که: [۶]

$$\{ \text{نظریه ابرتقارن یانگ-میلز } N=4 \text{ با گروه } SU(N_c) \} = \{ \text{نظریه ریسمان نوع IIB در } AdS_5 \times S^5 \}$$

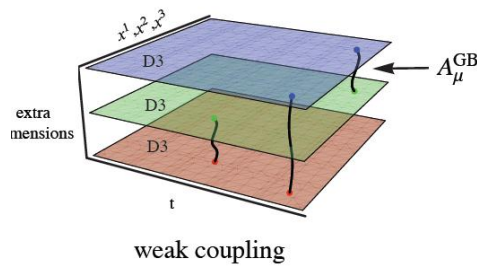


شکل ۱-۱۳ نمایی از تناظر بین فضای آنتی دو سیتة و نظریه میدان همدیس [۷].

در بخش زیر نشان می‌دهیم که شامه‌ها چطور فضای AdS را می‌سازند.

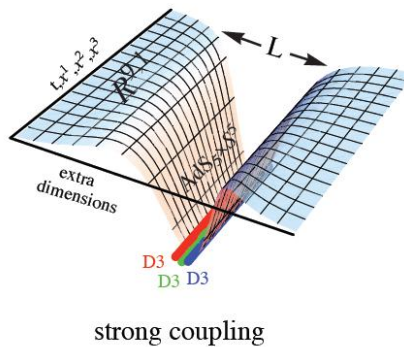
### ۱-۸-۱ فضای AdS

ابتدا یک مجموعه از  $N$  شامه‌ی سه بعدی موازی را در فضا-زمان ده بعدی در نظر می‌گیریم. نظریه ریسمان روی این زمینه، شامل مدهای ریسمان باز و ریسمان‌های بسته است. ریسمان‌های بسته بر-انگیختگی‌های فضای تهی هستند و ریسمان‌های باز روی انتهای شامه‌ها، مدهای برانگیخته‌ی شامه‌ها را توصیف می‌کنند. ریسمان‌های باز می‌توانند بین دو شامه متصل باشند در شکل ۱-۱۴ نشان داده شده است که چگونه یک ریسمان باز می‌تواند به دو یا سه شامه موازی متصل شود. در این حالت برهم‌کنش بین شامه‌ها ضعیف می‌باشد و فضای اطراف آن فضای ده بعدی مینکوفسکی است.



شکل ۱-۱۴ تصویری از برهم‌کنش ضعیف بین شامه‌ها [۸]

چنان‌که طول ریسمان به سمت صفر میل کند آن‌گاه شامه‌ها روی هم واقع می‌شوند و جرم آن بسیار سنگین می‌شود و برهم‌کنش بین آن‌ها زیاد می‌شود و باعث خمیدگی فضا می‌شوند و در اطراف خود فضای AdS را به وجود می‌آورند و ریسمان‌های بسته<sup>۳۶</sup> در فضا منتشر می‌شوند و این فضا را فضای آنتی دوسیته می‌نامند. شکل ۱-۱۵ چگونگی تشکیل فضای AdS را نشان می‌دهد.



شکل ۱-۱۵ تصویری از برهم‌کنش قوی بین شامه‌ها

و ایجاد فضای آنتی دوسیته [۸]

جواب‌های متقارن معادله میدان اینشتین با ثابت کیهان‌شناسی  $\lambda$  به صورت زیر می‌باشد:

(۱) اگر  $\lambda < 0$  باشد، فضا - زمان پنج بعدی، آنتی دوسیته ( $AdS_5$ ) می‌باشد.

<sup>۳۶</sup> Closed string



(۲) اگر  $\lambda > 0$  باشد، فضا-زمان پنج بعدی دو سیه<sup>۳۷</sup> ( $dS$ ) را خواهیم داشت.

(۳) اگر  $\lambda = 0$  باشد، فضا-زمان چهار بعدی، مینکوفسکی<sup>۳۸</sup> است.

فضا-زمان ده بعدی به شکل  $AdS_5 \times S^5$  می‌باشد که  $S^5$  ابر کره‌های پنج بعدی فشرده هستند و پنج بعد دیگر آن در فضای غیر فشرده آنتی دوسیه  $AdS_5$  قرار دارد. این فضای پنج بعدی دارای سه بعد مکانی، یک بعد زمانی و یک بعد هولوگرام یا بعد شعاعی می‌باشد. ما برای سادگی کار در برخی از مسأله‌ها فقط متریک  $AdS_5$  را می‌نویسیم زیرا در جهت فشرده‌گی حرکتی نداریم.

## ۱-۸-۲ ارتباط بین پارامترها در حد $N$ بزرگ

نظریه ریسمان شامل دو پارامتر بدون بعد می‌باشد:

(۱) شعاع کره پنج بعدی در واحد طول ریسمان،  $\frac{R}{\sqrt{\alpha'}}$  که  $R$  انحناى فضا-زمان  $AdS_5 \times S^5$  می‌باشد.

(۲) ثابت جفت شدگی ریسمان،  $g_s$  که شدت برهم‌کنش بین ریسمان‌ها را نشان می‌دهد.

نظریه ابر تقارن یانگ-میلز شامل دو پارامتر بدون بعد می‌باشد:

(۱)  $N$  که تعداد رنگ‌ها است.

(۲) ثابت جفت شدگی یانگ-میلز  $g_{YM}$ ، که قدرت برهم‌کنش بین ذرات را نشان می‌دهد.

ثابت جفت شدگی توفت<sup>۳۹</sup> که مربوط به نظریه یانگ-میلز می‌باشد به صورت  $\lambda = g_{YM}^2 N$  بیان می‌شود.

این دو نظریه هنگامی هم‌ارز می‌شوند که ارتباط بین پارامترهای دو طرف به صورت زیر باشد:

$$g_s = g_{YM}^2 \quad (۱-۱)$$

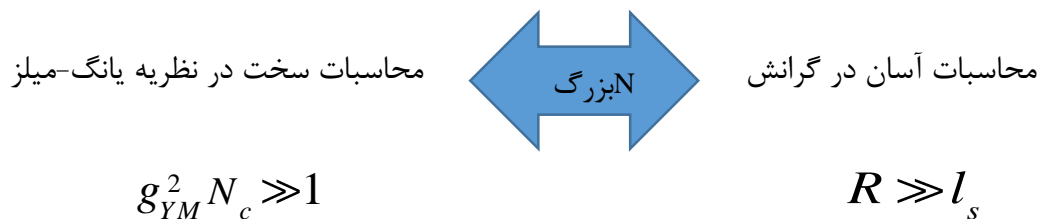
<sup>۳۷</sup> De-sitter

<sup>۳۸</sup> Minkowski

<sup>۳۹</sup> 't Hooft

$$\lambda = g_{YM}^2 N = \frac{R^4}{\alpha'^2} \quad \text{و} \quad \alpha' = l_s^2 \quad (۲-۱)$$

اگر  $g_s N_c \ll 1$  (ثابت جفت شدگی توفت) باشد در نتیجه  $R \ll l_s$  می‌باشد یعنی این که مشخصه شعاعی اثرات گرانشی شامه‌ها، نسبت به واحد طول ریسمان کوچک می‌شود. [۷] در نتیجه خمش فضا زیاد می‌شود و کار کردن در این فضا بسیار سخت و محاسبات بسیار سنگین می‌شود. برعکس، هنگامی که  $g_s N_c \gg 1$  باشد، در نتیجه  $R \gg l_s$  آنگاه ریسمان را فقط به شکل یک ذره می‌بینیم و در این شرایط خمش فضا کم می‌شود و فضا به سمت فضای تخت<sup>۴۰</sup> پیش می‌رود و در نتیجه کار کردن در این فضا (با توجه به گرانش آن) و محاسبات آن آسان می‌شود ولی با زیاد شدن ثابت جفت شدگی توفت، برهم‌کنش بین ذرات در نظریه یانگ-میلز زیاد می‌شود و همچنین تعداد رنگ‌ها به سمت بی‌نهایت میل می‌کند  $N \rightarrow \infty$  و محاسبات بسیار سنگین می‌شود. و برای  $N$  های بزرگ خواهیم داشت:



## ۹-۱ ناهمسانگردی در پلاسمای کوارک گلوئون

خاصیتی را همسانگرد<sup>۴۱</sup> می‌نامیم که اندازه‌گیری آن در هر جهت فضایی به نتیجه‌ای یکسان منجر شود. یعنی اگر آن خاصیت را رو به سمت خاصی از فضا اندازه‌گیری کنیم، همان نتیجه‌ای را بگیریم که همان خاصیت را رو به سمت دیگری اندازه گرفته باشیم. به زبان فنی‌تر (زبان نظریه گروه‌ها) یک خاصیت همسانگرد نسبت به گروه دوران‌های فضایی تقارن دارد.

<sup>۴۰</sup> flat

<sup>۴۱</sup> isotropic

به‌طور کلی اگر خصوصیتی به جهت‌گیری آن در فضا بستگی داشته باشد آن خصوصیت ناهمسانگرد<sup>۴۲</sup> است. در اثر برخورد یون‌های سنگین نسبیتهی در برخورددهنده‌های بزرگ هادرونی LHC و RHIC، پلاسمای کوارک گلوئون با ثابت جفت‌شدگی قوی تولید می‌شود که در لحظه‌های اولیه‌ی پس از برخورد فشار ناهمسانگرد ایجاد می‌کند که ناهمسانگردی در مختصات فضا و تکانه رخ دهد.

ما در فصل دوم اثرات ناهمسانگردی را بر روی مشاهده‌پذیرهای پلاسمای کوارک گلوئون بررسی کرده و نتایج را با محیط همسانگرد مقایسه می‌کنیم.

---

<sup>۴۲</sup> anisotropic



## فصل دوم

### معرفی مشاهده پذیرهای پلاسمای کوارک گلوئون

- ❖ پتانسیل استاتیکی و نیروی استاتیکی کوارک-پادکوارک
- ❖ پتانسیل موهومی کوارک-پادکوارک ساکن
- ❖ کوارک-پادکوارک متحرک در پلازما
- ❖ نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین متحرک در پلازما
- ❖ پارامتر خاموشی جت
- ❖ پارامتر خاموشی جت بار آزمون سبک
- ❖ ائتلاف انرژی کوارک چرخان سنگین

## ۱-۲ مشاهده پذیرهای پلاسمای کوارک گلوئون

در این فصل ابتدا مشاهده پذیرهای پلاسمای کوارک گلوئون را معرفی کرده و توضیحات اجمالی در مورد برخی از آنها می‌دهیم و سپس این مشاهده پذیرها را با در نظر گرفتن ناهمسانگردی بررسی کرده و با حالت همسانگرد مقایسه می‌کنیم.

به طور کلی مشاهده پذیرهایی که برای پلاسمای کوارک گلوئون وجود دارد، موارد زیر می‌باشند: [۱۰]

(۱) پتانسیل استاتیکی و نیروی استاتیکی کوارک-پادکوارک

(۲) پتانسیل موهومی کوارک-پادکوارک ساکن

(۳) کوارک-پادکوارک متحرک در پلازما

(۴) نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین متحرک در پلازما

(۵) پارامتر خاموشی جت

(۶) پارامتر خاموشی جت بار آزمون سبک

(۷) ائتلاف انرژی کوارک چرخان سنگین

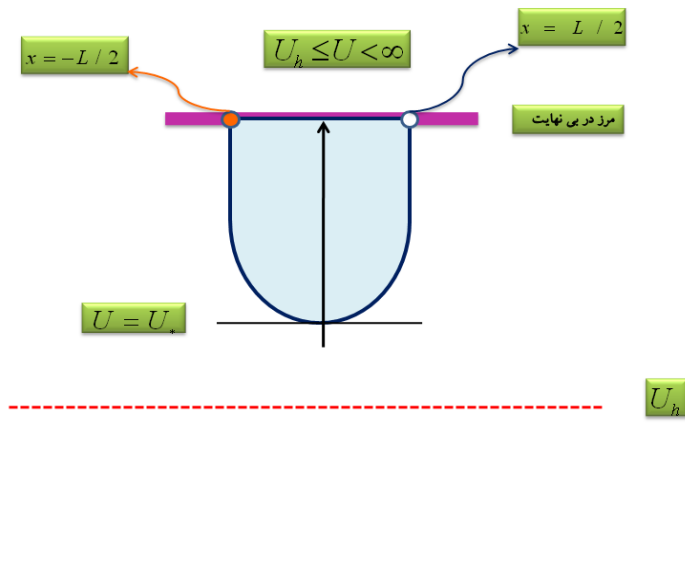
### ۱-۱-۲ پتانسیل استاتیکی و نیروی استاتیکی کوارک-پادکوارک

حالت مقید کوارک-پادکوارک را می‌توان دو انتهای ریسمان باز در مرز AdS در نظر گرفت. (شکل ۱-۲).

پتانسیل بین چشمه‌های بنیادی ایستا که به وسیله فاصله  $L$  در  $\mathcal{N}=4$  SYM با جفت شدگی

قوی توفت  $\lambda$  مجزا شده است در مراجع [۸،۹] محاسبه شده است و نشان داده شده که با  $1/L$

و  $\sqrt{\lambda}$  متناسب است و نشان می‌دهد بارها حتی در خلا اندکی از هم فاصله دارند.



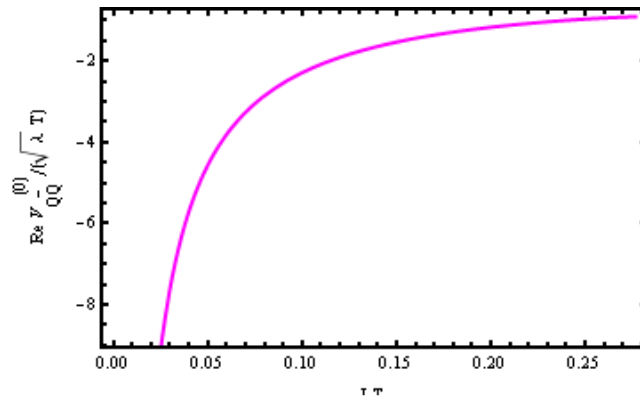
شکل ۱-۲ شماتیکی از یک مزون که با استفاده از AdS/CFT به صورت یک ریسمان باز در نظر گرفته شده است.

پتانسیل کوارک سنگین، بعد از کاهش سهم خود انرژی از کوارک‌های بی‌نهایت سنگین از شکل تحلیلی ساده زیر پیروی می‌کند:

$$V_{q\bar{q}}(L) = -\frac{4\pi^2}{\Gamma(1/4)^4} \frac{\sqrt{\lambda}}{L} \quad (1-2)$$

با استفاده از حل عددی منحنی پتانسیل حقیقی بر حسب فاصله کوارک - پادکوارک، به ازای  $\lambda = 9$ ،  $R = 1$ ،  $T = 0.3 \text{ GeV}$  و برای بازه  $0 < \zeta < 0.85$  رسم شده است که در شکل ۲-۲ نمایش داده شده

است. [۱۱]



شکل ۲-۲ منحنی پتانسیل حقیقی بر حسب فاصله کوآرک-پادکوآرک

برای بازه  $0 < \zeta < \zeta_{\max}$  [۱۰]

حال ناهمسانگردی را بررسی می‌کنیم. برای پتانسیل و نیروی استاتیکی مطالعات در دمای محدود پلاسمای ناهمسانگرد انجام شده است در [۱۲] و سپس جنبه‌های دیگر آن در [۱۳, ۱۴, ۱۵] تجزیه و تحلیل شده است.

در این قسمت ما به‌طور خلاصه محاسبات جهان سطح ریسمان را در پیمانۀ ایستا در پیش زمینه گرانش که متناظر با پتانسیل استاتیکی است را معرفی می‌کنیم. [۱۲]

متریک فضا به‌صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$ds^2 = G_{00}d\tau^2 + G_{ii}dx_i^2 + G_{uu}du^2 \quad (۲-۲)$$

که پیمانۀ ایستا برای ریسمان به‌صورت زیر انتخاب می‌شود:

$$x_0 = \tau, \quad x_p = \sigma \quad (۳-۲)$$

که  $u = u(\sigma)$  و  $x_p = x_{1,2} = x_{\perp}$ ، یعنی جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی یا  $x_p = x_3 = x_{\parallel}$  یعنی جهت  $x$  موازی یا در راستای ناهمسانگردی است.

با استفاده از کنش نامبو-گوتو می‌توان طول را به‌دست آورد که فاصله دو نقطه انتهایی ریسمان است:



$$L = 2 \int_{u_0}^{\infty} du \sqrt{\frac{-G_{uu}c^2}{(G_{00}G_{pp} + c^2)G_{pp}}} \quad (4-2)$$

c ثابت است که از رابطه‌ی  $G_{00}(u_0)G_{pp}(u_0) = -c^2$  به دست می‌آید.

انرژی متناظر با استفاده از تفریق انرژی دو کوارک آزاد به دست می‌آید:

$$2\pi\alpha'E = cL + 2 \left[ \int_{u_0}^{\infty} du \sqrt{-G_{uu}G_{00} \left( \sqrt{1 + \frac{c^2}{G_{00}G_{pp}}} - 1 \right)} - \int_{u_h}^{u_0} du \sqrt{-G_{uu}G_{00}} \right] \quad (5-2)$$

$u_h$  مختصات افق سیاه‌چاله است. E انرژی و L طول است.

حال با استفاده از روابط (4-2) و (5-2) می‌توان پتانسیل استاتیکی را بر حسب فاصله‌ی بین کوارک و پادکوارک به دست آورد.

با توجه به آنچه که در بالا گفته شد برای ناهمسانگردی کوچک، پتانسیل در جهت‌های مختلف ناهمسانگردی متفاوت رفتار می‌کند.

پتانسیل استاتیکی در راستای جهت ناهمسانگردی، کوچک‌تر از پتانسیل در راستای عمود بر ناهمسانگردی است. همچنین پتانسیل در محیط ناهمسانگرد نسبت به محیط همسانگرد کاهش می‌یابد.

$$V_{\parallel} < V_{\perp} < V_{iso}$$

و یک نتیجه منطقی از رابطه بالا این است که طول بحرانی<sup>۴۳</sup> نیز در حضور ناهمسانگردی کاهش پیدا می‌کند.

$$L_{c\parallel} < L_{c\perp} < L_{c,iso}$$

پس به‌طور کلی با افزایش ناهمسانگردی مقدار پتانسیل استاتیکی و طول بحرانی کاهش می‌یابد.

$$a \nearrow \Rightarrow V_{\parallel,\perp} \searrow \Rightarrow L_{c\parallel,\perp} \searrow$$

<sup>۴۳</sup> Critical length

نیروی استاتیکی از رابطه  $F_{Q\bar{Q}} = \frac{\partial V}{\partial L}$  به دست می آید. در نتیجه در می یابیم که نیروی استاتیکی در حضور ناهمسانگردی کاهش می یابد.

$$F_{Q\bar{Q}\perp} < F_{Q\bar{Q}\parallel} < F_{iso}$$

بنابراین پتانسیل استاتیکی، نیروی استاتیکی و طول بحرانی با افزایش ناهمسانگردی کاهش می یابند. البته باید توجه داشت که همه این موارد در دمای یکسان بررسی می شوند. [۱۰]

## ۲-۱-۲ پتانسیل موهومی کوارک-پادکوارک ساکن

در فیزیک، پتانسیل مختلط به ذرات ناپایدار نسبت داده می شود، به عبارت دیگر احتمال حضور ذره با گذشت زمان ثابت نبوده و تغییر می کند. اگر  $\int |\Psi(x, t)|^2 dx = 1$  باشد، در نتیجه ذره مورد نظر پایدار بوده و احتمال حضور آن با گذشت زمان تغییر نکرده اما اگر داشته باشیم که  $\int |\Psi(x, t)|^2 dx \neq 1$  در این صورت احتمال پایسته نبوده و به عبارت دیگر ذرات ناپایدار می باشند و پتانسیل مختلط را به ذرات ناپایدار نسبت می دهیم.

پتانسیل مختلط با استفاده از [۱۱] به صورت زیر است:

$$\text{Im}V_{Q\bar{Q}} = \frac{-1}{4\alpha'} \left( \frac{-f_0 - \frac{f_0'^2}{2f_0''}}{\sqrt{\frac{1}{2}U_c''(0)(2U_c''(0)g_0 + f_0')}} \right) = \frac{-1}{2\sqrt{2}\alpha'} \sqrt{g_0} \left( \frac{f_0'}{2f_0''} - \frac{f_0}{f_0'} \right) \quad (۶-۲)$$

$$f_0 = f(u_0) \quad \text{و} \quad g(u) = -G_{00}G_{uu}, \quad f(u) = -G_{00}G_{pp}$$

پتانسیل مختلط به دلیل مقید بودن سیستم باید منفی باشد. می توانیم بگوییم که وجود سیاه چاله برای این که پتانسیل مختلط داشته باشیم الزامی است. جمله مختلط پتانسیل زمانی ایجاد می شود که عبارت

زیر رادیکال کنش نامبو-گوتو منفی شود. این بدین معنی می‌باشد که  $f(U)$  یا  $g(U)$  و یا هر دو آن‌ها منفی شوند.

اگر سیاه‌چاله وجود نداشته باشد  $f(U)$  و  $g(U)$  به ازای تمامی مقادیر  $U$  مثبت می‌باشند و این یعنی زیر رادیکال مثبت بوده و در نتیجه  $\text{Im}V_{\mathcal{Q}\bar{\mathcal{Q}}} = 0$ . اگر سیاه‌چاله وجود داشته باشد  $f(U)$  و  $g(U)$  به ازای مقادیر  $U > U_h$  مثبت می‌باشند و باز هم پتانسیل مختلط صفر می‌باشد. اما اگر  $U < U_h$  باشد داریم که  $f(U) < 0$  بوده و به این معنی می‌باشد که نزدیک  $x=0$  نوسانات دمایی مربوط به طول موج بلند ریسمان درون مرز سیاه‌چاله می‌افتد و جمله مختلط پتانسیل را ایجاد می‌کند. [۱۶، ۱۷]

وقتی محاسبات در حضور ناهمسانگردی مطالعه می‌شود، روی on-shell کنش نامبو-گوتو یک قسمت مختلط پیدا می‌کند. برای یک ناهمسانگردی کلی این رابطه در [۱۷] به صورت زیر است:

$$\text{Im}V_{\mathcal{Q}\bar{\mathcal{Q}}} = \frac{1}{2\sqrt{2}\alpha'} \left[ \frac{f_0}{|f_0'|} - \frac{|f_0'|}{2f_0''} \right] \sqrt{g_0} \quad (7-2)$$

$$f_0 = f(u_0) \text{ و } g(u) = -G_{00}G_{uu}, \quad f(u) = -G_{00}G_{pp}$$

با به کار بردن رابطه (۷-۲) در دمای پایین و در حضور ناهمسانگردی، افزایشی در قسمت موهومی پتانسیل مشاهده می‌شود، وقتی دما ثابت نگه داشته شود.

$$|\text{Im}V_{iso}| < |\text{Im}V_{\perp}| < |\text{Im}V_{\parallel}|$$

وقتی چگالی آنروپی ثابت نگه داشته شود نتایج بالا به صورت زیر تغییر می‌کند:

$$|\text{Im}V_{\perp}| < |\text{Im}V_{iso}| < |\text{Im}V_{\parallel}|$$

در این قسمت مشاهده شد که در نظر گرفتن ناهمسانگردی نتایج متفاوتی را نسبت به حالت همسانگرد ایجاد می‌کند [۱۰].

## ۲-۱-۳ کوارک-پادکوارک متحرک در پلاسما

در این بخش کوارک-پادکوارک را به صورت یک دو قطبی در نظر می‌گیریم که در یک پلاسمای ناهمسانگرد با سرعت  $v$  حرکت می‌کند. کلی‌ترین حالت که مطالعه شده است با فرض این که تحت دوران، سرعت روی صفحه  $x_1x_3$  به  $x_1x_2$  ناوردا است. ماتریس دوران به صورت زیر است:

$$R = \begin{pmatrix} \sin \theta & \cos \theta \\ \cos \theta & -\sin \theta \end{pmatrix} \quad (۸-۲)$$

و اگر خیزی<sup>۴۴</sup> در جهت  $x_3$  داشته باشیم و آن را با ماتریس زیر نمایش دهیم:

$$L = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma v \\ -\gamma v & \gamma \end{pmatrix} \quad (۹-۲)$$

که  $\gamma = (1-v^2)^{-\frac{1}{2}}$  است.

ماتریس جدید بعد از تبدیلات، قطری نیست و وابستگی صریحی به زاویه  $\theta$  و سرعت  $v$  دارد. در [۱۴] متریک خیز داده شده به دست آمده است.

در [۱۴] رابطه‌ای که برای طول در محیط ناهمسانگرد به دست آمده  $L_{\parallel} \approx (1-v^2)^{\frac{1}{2}}$  است در حالی که برای محیط همسانگرد در [۱۹, ۲۰] توان  $\frac{1}{4}$  است. در [۲۱] برای محیط همسانگرد کلیه‌ی محاسبات انجام شده و در مورد توان  $\frac{1}{4}$  به طور مفصل بحث شده است. در جهت عمود بر ناهمسانگردی توان شبیه محیط همسانگرد، یعنی  $L_{\perp} \approx (1-v^2)^{\frac{1}{4}}$  است. البته به دست آمدن این نتایج به دلیل نسبت ویسکوزیته به آنروپی است [۱۰].

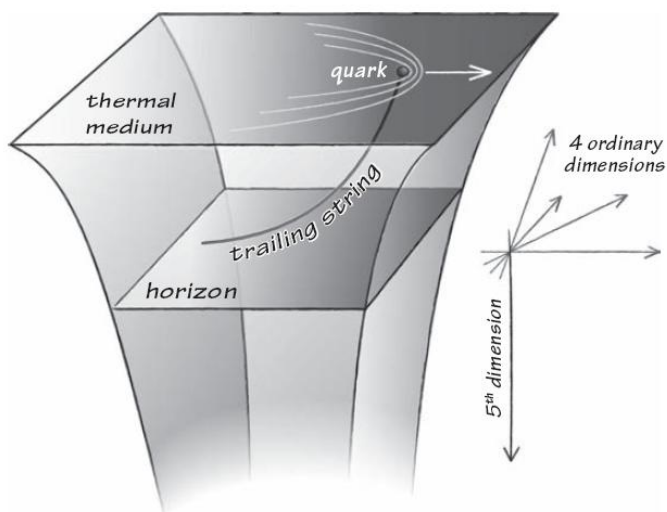
---

<sup>۴۴</sup> boost

## ۲-۱-۴ نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین متحرک در پلازما

برای تعیین نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین، با استفاده از دو گانی AdS/CFT، کوارک در انتهای ریزمانی در نظر گرفته می‌شود که از مرز فضا-زمان شروع شده و تا افق سیاه‌چاله امتداد می‌یابد. اگر متریک فضای AdS در حضور سیاه‌چاله را نوشته و سپس تانسور متریک را به دست آوریم با داشتن تانسور متریک، مشتق‌های مورد نظر در کنش نامبو - گوتو تعیین شده و با استفاده از آنها، می‌توان معادلات حرکت را نوشت. از معادلات حرکت به ثابت‌های حرکت رسیده و از این ثابت‌های حرکت برای تعیین نیروی کششی استفاده می‌شود.

شکل (۲-۳) نمایی کلی از محیط مورد نظر را نشان می‌دهد [۲۲].



شکل ۲-۳ نمایی از دوگانی AdS/CFT

حال برای محیط ناهمسانگرد فرض می‌شود که یک کوارک سنگین در راستای جهت ناهمسانگردی حرکت می‌کند و سپس یک کوارک سنگین در جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی حرکت می‌کند،

نیروی که لازم است به کوارک وارد شود تا کوارک با سرعت ثابت  $v$  در پلاسما حرکت کند در [۱۲] محاسبه شده است.

حرکت یک ریسمان را به شکل زیر می توان فرمول بندی کرد:

$$x_0 = \tau \quad , \quad u = \sigma \quad , \quad x_p = v\tau + f(u) \quad (۱۰-۲)$$

با توجه به محاسبات [۱۲] نیروی کششی برای دو جهت ذکر شده به صورت زیر است:

$$\frac{F_{drag\parallel}}{\sqrt{\lambda}} = -\frac{\pi T^2 v}{2\sqrt{1-v^2}} - a^2 \frac{v}{48\pi} \left( \frac{v^2}{(1-v^2)(1+\sqrt{1-v^2})} + \frac{2(1-v^2) + (1+v^2)\log(1+\sqrt{1-v^2})}{(1-v^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (۱۱-۲)$$

$$\frac{F_{drag\perp}}{\sqrt{\lambda}} = -\frac{\pi T^2 v}{2\sqrt{1-v^2}} - a^2 \frac{v}{48\pi} \left( \frac{v^2}{(1-v^2)(1+\sqrt{1-v^2})} + \frac{2(1-v^2) - (5-4v^2)\log(1+\sqrt{1-v^2})}{(1-v^2)^{\frac{3}{2}}} \right) \quad (۱۲-۲)$$

جمله ای که ضریب ناهمسانگردی دارد مستقل از دما است. یک جمله ی جدید در رابطه بالا که ضریب ناهمسانگردی دارد و اغلب منفی است داریم، که می توان نتیجه گرفت، نیروی کششی در پلاسمای ناهمسانگرد افزایش می یابد. حال اگر دو رابطه بالا را بر یکدیگر تقسیم کنیم خواهیم داشت:

$$\frac{F_{drag\parallel}}{F_{drag\perp}} = 1 + a^2 \frac{(2-v^2)\log(1+\sqrt{1-v^2})}{8\pi^2 T^2 (1-v^2)} \quad (۱۳-۲)$$

با توجه به رابطه (۱۳-۲) که به  $v$  وابسته است، کمیتی را به نام سرعت بحرانی<sup>۴۵</sup>  $v_c$  تعریف می کنیم. حال می توان نتایج کلی را بیان کرد.

<sup>۴۵</sup> Critical velocity

نیروی کششی در راستای ناهمسانگردی بزرگ‌تر از نیروی کششی در پلاسمای همسانگرد است. همچنین نیروی کششی در راستای ناهمسانگردی بزرگ‌تر از نیروی کششی در جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی است.

$$F_{drag \parallel} > F_{drag \perp} \text{ و } F_{drag \parallel} > F_{drag, iso}$$

ولی نیروی کششی در جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی نسبت به پلاسمای همسانگرد به سرعت بحرانی بستگی دارد. اگر سرعت کوارک بیشتر از سرعت بحرانی باشد، نیروی کششی در جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی بزرگ‌تر از نیروی کششی حالت همسانگرد است

$$v > v_c \text{ برای } F_{drag \perp} > F_{drag, iso}$$

ولی اگر سرعت کوارک کوچک‌تر از سرعت بحرانی باشد، نیروی کششی عمودی کوچک‌تر از حالت همسانگرد است [۱۰].

$$v < v_c \text{ برای } F_{drag \perp} < F_{drag, iso}$$

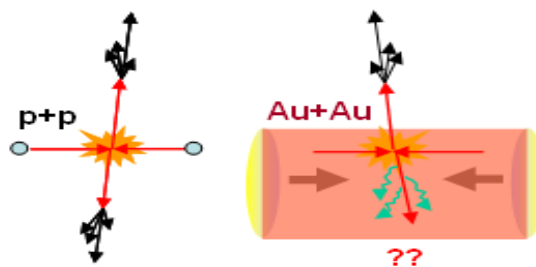
## ۲-۱-۵ پارامتر خاموشی جت

جت باریکه‌ای مخروطی شکل از هادرون‌ها و ذرات دیگر است که به وسیله‌ی هادرون‌سازی کوارک‌ها و گلوئون‌ها در فیزیک ذرات و یا برخورد یون‌های سنگین تولید می‌شود. به علت اصل محبوس‌شدگی QCD، ذراتی که حامل رنگ هستند نظیر کوارک‌ها، به صورت آزاد یافت نمی‌شوند. بنابراین قبل از آشکارسازی به صورت هادرون، به جت تبدیل می‌شوند. این جت‌ها با استفاده از آشکارساز ذرات مشاهده می‌شوند.

در فیزیک برخورد یون‌های سنگین نسبیتی، جت‌ها مقوله‌ی بسیار مهمی بشمار می‌آیند. از خصوصیات مهم این جت‌ها می‌توان به پشت به پشت بودن<sup>۴۶</sup> آن‌ها اشاره کرد. به این معنی که هنگامی که یک جت از یک سمت خارج می‌شود، جتی دیگر به اختلاف ۱۸۰ درجه از سمت دیگر خارج می‌شود.

دانشمندان با برخورد دو پروتون با یکدیگر توانسته‌اند چنین جت‌هایی را مشاهده نمایند. با دنبال کردن این جت‌ها و بررسی آن‌ها متوجه پشت به پشت بودن آن‌ها شدند. در برخورد یون‌های سنگین نسبیتی نیز با مقایسه انرژی جت‌ها با برخورد پروتون، متوجه کاهش انرژی جت یا خاموشی جت<sup>۴۷</sup> شدند. در این قسمت به توضیح این پدیده می‌پردازیم.

شکل (۲-۴) نحوه‌ی تشکیل جت‌ها و مفهوم پارامتر خاموشی جت را به تصویر می‌کشد.



شکل ۲-۴ نحوه‌ی تشکیل جت و خاموشی جت [۲۷]

## ۲-۱-۵-۱-۲ آشنایی با مفهوم خاموشی جت

خاموشی جت‌ها پدیده‌ای است که در آن افشانه‌های پر انرژی از ذرات در پلاسمای کوارک گلوئون تجزیه و تحلیل شده و به دانشمندان اطلاعات دقیقی از تراکم و ویژگی‌های ماده تولید شده، ارائه می‌کند. چون زمان به‌وجود آمدن پلاسمای کوارک گلوئون بسیار کم است، بنابراین خود پلازما را نمی‌توان مشاهده کرد بلکه آثار آن قابل مشاهده است. یکی از نکته‌های مهم در پخش شدن ذرات بعد از خلقت سوپ کوارک گلوئون این است که این ذرات ثانویه یا جت که انتظار می‌رفت به‌صورت جفت

<sup>۴۶</sup> back to back

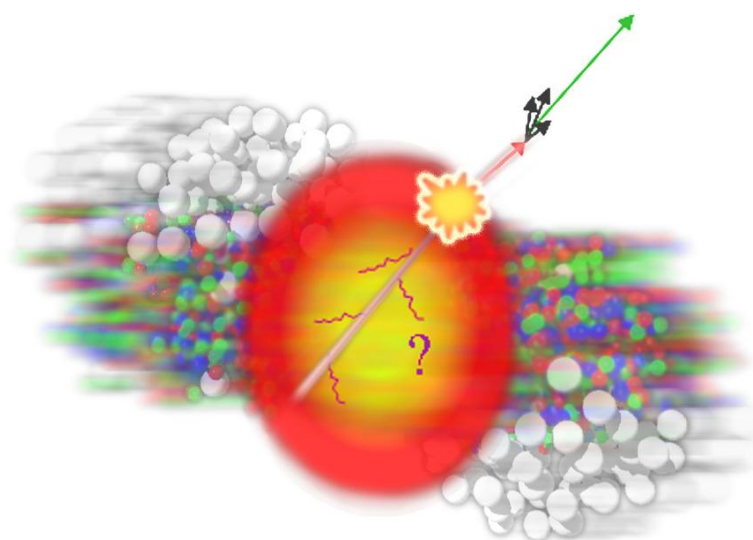
<sup>۴۷</sup> Jet quenching



در جهت‌های مخالف هم دیده شوند، نقص‌هایی داشتند به این معنی که اگر جتی از یک طرف ظاهر می‌شد، جفتش با همان تکانه در جهت مخالف مشاهده نمی‌شد. از همه مهم‌تر این است که تعداد جت‌هایی که بعد از برخورد سر به سر طلا مشاهده می‌شود، بسیار کم‌تر از تعدادی است که پیش‌بینی شده است. این که جت‌ها در این جا آن‌چنان زیاد نیستند و تقارن در پخش شدن هم ندارند، از نظر تئوری توجیه شد و متوجه شدند که یک حوضه در محل برخورد دو باریکه‌ی طلا وجود دارد که مثل یک گوی آتشین عمل می‌کند و اگر کوارکی از آن بیرون بیاید مشاهده پذیر، و قابل آشکارسازی می‌شود و اگر بیرون نیاید و آشکار نشود به این معنی است که کوارک در آن حوضه به دام افتاده و برهم‌کنش کرده است. پس قانون بقای تکانه به نحوی پایسته می‌ماند.

به طور کلی در برخورد ذرات پر انرژی، جت‌هایی که متشکل از ذرات بنیادی هستند، تولید می‌شوند. در برخورد یون‌های سنگین فرانسبیتی، محیطی با جفت‌شدگی بسیار قوی و بسیار داغ و چگال ایجاد می‌شود که به دلیل بالا بودن دمای این محیط، کوارک‌ها و گلوئون‌ها به صورت آزاد وجود دارند. سپس این جت‌ها با این محیط برخورد می‌کنند و برهم‌کنش کرده که نتیجه‌ی آن کاهش انرژی این جت‌ها و خاموش شدن آن‌ها می‌باشد. این کاهش انرژی به خاموشی جت موسوم است. برای به‌دست آوردن این کمیت از تناظر AdS/CFT استفاده می‌شود [۲۷].

همان‌طور که در تصویر زیر مشاهده می‌کنید پس از تشکیل محیط پلاسمای کوارک گلوئون یکی از جت‌ها از بالای پلازما خارج شده و دیگری پس از ورود به پلازما خاموش می‌شود.



شکل ۲-۵ تصویری از خاموشی جت در پلاسمای کوآرک گلوئون [۲۷]

در محیط ناهمسانگرد پارامتر خاموشی از نسبت میانگین تکانه عرضی پارتون به روی فاصله‌ای که طی می‌کند تا خاموش شود به دست می‌آید.

پارامتر خاموشی جت برای یک پارتون پرنرژی که در جهت  $p$  حرکت می‌کند و در جهت  $k$  منتشر می‌شود طبق رابطه‌ی زیر است:

$$\hat{q}_{p(k)} = \frac{\sqrt{2}}{\pi\alpha'} \left( \int_0^{u_h} du \frac{1}{G_{kk}} \sqrt{\frac{G_{uu}}{G_{--}}} \right)^{-1} \quad (۱۴-۲)$$

$$G_{--} = \frac{1}{2}(G_{00} + G_{pp}) \text{ است.}$$

واضح است که زمینه ناهمسانگرد سه جهت مختلف برای پارامتر خاموشی جت دارد که به صورت خلاصه در جدول ۲-۱ آمده است.

جدول ۱-۲ جهتهای مختلف برای پارامتر خاموشی جت در پلاسمای ناهمسانگرد [۱۰]

$\hat{q}$	$x_p$	$x_k$	راستای حرکت پارتون پرنرژی	راستای انتشار تکانه
$\hat{q}_{\perp(\parallel)}$	$x_{\perp}$	$x_{\parallel}$	$x_{\perp}$	$x_{\parallel}$
$\hat{q}_{\parallel(\perp)}$	$x_{\parallel}$	$x_{\perp}$	$x_{\parallel}$	$x_{\perp}$
$\hat{q}_{\perp(\perp)}$	$x_{\perp,1}$	$x_{\perp,2}$	$x_{\perp,1}$	$x_{\perp,2}$

هر کدام از پارامتر خاموشی‌های جدول بالا باید به‌طور جداگانه مطالعه شوند. برای مقایسه پارامترهای خاموشی، در دمای یکسان بررسی می‌شوند. پارامتر ناهمسانگردی نیز کوچک در نظر گرفته شده است. هنگامی که ناهمسانگردی افزایش می‌یابد پارامتر خاموشی جت نیز افزایش می‌یابد. افزایش بیشتر برای کوارک‌های متحرک در راستای جهت ناهمسانگردی اتفاق می‌افتد و افزایش کمتر برای کوارک‌هایی که در جهت عمود بر ناهمسانگردی حرکت می‌کنند، رخ می‌دهد.

$$\hat{q}_{\parallel(\perp)} > \hat{q}_{\perp(\parallel)} > \hat{q}_{\perp(\perp)} > \hat{q}_{iso}$$

برای پارامتر ناهمسانگردی بزرگ نتایج متفاوت است.

## ۲-۱-۶ پارامتر خاموشی جت بار آزمون سبک

در این بخش پارامتر خاموشی جت را که با فاصله توقف ذره‌ی بدون جرم در محیط ناهمسانگرد، ارتباط دارد را بررسی می‌کنیم.

متریک کلی در فضا-زمان به‌شکل زیر است:

$$ds^2 = G_{00}dx_0^2 + G_{ij}dx^i dx^j + G_{uu}du^2 \quad (۱۵-۲)$$

$$\frac{dx^i}{du} = \sqrt{G_{uu}} \frac{G^{ij}q_j}{(-q_k q_l G^{kl})^{\frac{1}{2}}} \quad (۱۶-۲)$$

$q_{ii}$  تکانه‌ی ذره‌ای است که در فضای حجم حرکت می‌کند و  $k=0,1,2,3$ ، مختصات چار بردار فضا-زمان را نشان می‌دهند و  $q_k$  چار بردار تکانه است.

طول توقف همان  $x^i$  است که برای به‌دست آوردن آن باید از طرفین رابطه‌ی بالا انتگرال بگیریم.

$$x^i = \int_0^{u_H} du \left[ \frac{\sqrt{G_{uu}} G^{ij} q_j}{(-q_k q_l G^{kl})^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (17-2)$$

برای فاصله توقف عرضی،  $x^1 = x_T$  داریم:

$$x^1 = x_T = \int_0^{u_H} \frac{du}{\left( \frac{1}{B} \frac{\omega^2}{|q|^2} - F \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (18-2)$$

برای فاصله توقف طولی،  $x^3 = x_L$  داریم:

$$x^3 = x_L = \int_0^{u_H} \frac{du}{H \left( \frac{1}{B} \frac{\omega^2}{|q|^2} - \frac{F}{H} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (19-2)$$

فاصله‌ی توقف را می‌توان برای پارامتر ناهمسانگردی کوچک و بزرگ بررسی کرد.

برای پارامتر ناهمسانگردی کوچک، فاصله توقف نسبت به محیط همسانگرد کاهش می‌یابد، که این کاهش برای فاصله توقف طولی بارزتر است.

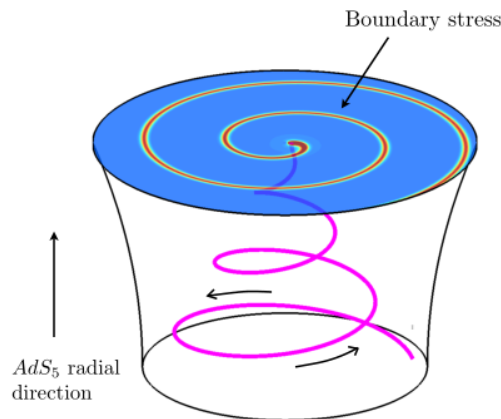
برای ناهمسانگردی بزرگ، هنگامی که دما ثابت نگه‌داشته شود، فاصله توقف طولی کوچک‌تر از حالت همسانگرد است. اما فاصله توقف عرضی با ثابت نگه‌داشتن چگالی آنروپی، بزرگ‌تر از حالت همسانگرد است.

البته محاسبات مربوط به این قسمت را به‌صورت کامل‌تر می‌توانید در فصل سوم مشاهده کنید.

## ۲-۱-۷ اتلاف انرژی کوآرک چرخان سنگین

یک کوآرک آزمون سنگین را در نظر می‌گیریم که در دایره‌ای به شعاع  $l$  با سرعت زاویه‌ای ثابت  $\omega$  در حال حرکت است. در این صورت، سرعت کوآرک  $v = l\omega$  و شتاب عمودی آن  $a = v\omega = \omega^2 l$  خواهد بود. از آنجایی که در این مسأله کوآرک با سرعت ثابت حرکت می‌کند شتاب مماسی وجود ندارد. شتاب عمودی وارد شده به کوآرک چرخان باعث می‌شود که هر چه به داخل فضای حجم پیش رویم شعاع دوران ریسمان معادل آن بیشتر می‌شود که در شکل ۲-۵ نمایش داده شده است.

به طور کلی اتلاف انرژی کوآرک چرخان از دو رویداد ناشی می‌شود، یکی انرژی از دست‌رفته به واسطه‌ی نیروی مقاوم و دیگری، انرژی از دست‌رفته به سبب تابش می‌باشد. زمانی که یک کوآرک سنگین در محیط حرکت می‌کند بسته به محیطی که در آن قرار دارد و نوع حرکت آن، بخشی از انرژی خود را از دست می‌دهد.



شکل ۲-۶ نمایی از ریسمان ماریچی [۲۴]

هدف کلی در این مسئله بدست آوردن  $dE/dt$  یا همان آهنگ اتلاف انرژی در واحد زمان است. زمانی که این کوآرک در پلاسمای جفت شده‌ی قوی حرکت می‌کند از طرف محیط، نیروی مقاومی را تجربه خواهد کرد که بخشی از اتلاف انرژی‌اش به سبب این نیرو خواهد بود. به طور کلی می‌توان گفت با متریک‌های موجود، در غیاب ماده، تنها انرژی اتلاfi کوآرک چرخان ناشی از تابش سیکلوترونی آن

است، در حالی که در حضور ماده علاوه بر این تابش، بخشی از انرژی از دست رفته به دلیل نیروی مقاومی است که از طرف ماده بر کوآرک در حال حرکت وارد می شود.

اگر این کوآرک در پلاسمای جفت شده قوی حرکت کند یک نیروی مقاوم خلاف جهت به کوآرک وارد می شود و باعث از دست رفتن بخشی از انرژی می شود. چنانچه کوآرک آزمون ما در این محیط، در حال چرخیدن بر روی یک دایره باشد، تابش نیز سهمی در اتلاف انرژی خواهد داشت.

انرژی از دست رفته تابع حرکت کوآرک می باشد و به نوعی آن را به سرعت حرکت کوآرک نیز مربوط می کند، به این معنی که یکنواخت یا غیر یکنواخت بودن سرعت، و همچنین حرکت در سرعت های بالا یا پایین می تواند به توصیف های متفاوتی از انرژی اتلافی منجر شود.

حضور اختلال در محیط، ما را به استفاده از روش های اختلالی برای بررسی مسائل مربوطه هدایت می کند. اما از آنجا که سیستم همبسته قوی می باشد و ثابت جفت شدگی  $\alpha_s$  در آن تقریباً بالاست و برابر 0.5 می باشد نمی توان از روش های اختلالی استفاده کرد.

از نقطه نظر دیگر می توان گفت در  $\lambda$  های بزرگ، برهم کنش بین ذرات در نظریه یانگ-میلز زیاد می شود و همچنین تعداد رنگ ها به سمت بی نهایت میل می کند  $N \rightarrow \infty$  و محاسبات بسیار سنگین می شود. در نتیجه در این سیستم ها استفاده از روش اختلال برای محاسبات توصیه نخواهد شد.

برای حل این مشکل از تئوری های تقارنی ای مانند AdS/CFT بهره می بریم که روش های مفیدی را برای انجام محاسبات در محیط جفت شده ی قوی فراهم می کنند.

نتایج بدست آمده حاکی از این است که برای  $\omega$  های کوچک، بخش غالب انرژی اتلافی، ناشی از نیروی مقاوم است. در این گستره سرعت موضعی ریسمان چرخان در هر نقطه را می توان توسط سرعت کوآرک در مرز تقریب زد. در این حد نشان داده شده است که نرخ انرژی اتلافی در کوآرک چرخان با

نرخ اتلاف انرژی کوآرک در حال حرکت در میسر مستقیم در توافق کامل با یکدیگرند. این در حالی است که در  $\omega$  های بزرگ می توان تمام انرژی از دست رفته را ناشی از تابش در نظر گرفت.

که در مرجع [۲۳] به تفصیل به آن پرداخته شده است. حال می توان نشان داد انرژی اتلافی کل در محیط پلاسمای کوآرک گلوئون به صورت زیر بدست می آید:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\sqrt{\lambda}}{2\pi} \omega \Pi \quad (20-2)$$

$\Pi$  ثابت حرکت است،  $\omega$  سرعت زاویه ای کوآرک چرخان و  $\lambda$  ثابت جفت شدگی توفت می باشد. اگر از ابتدای حل این مسأله تمام پارامترها را بر مبنای دما بنویسیم مطابق مرجع [۲۴]، انرژی اتلافی به صورت زیر به دست می آید.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\lambda} T^2 \Pi \omega \quad (21-2)$$

ظاهر شدن دما در این رابطه نشان دهنده ای این است که محیط مورد مطالعه، پلاسمای کوآرک گلوئون می باشد. انرژی اتلافی ناشی از نیروی مقاوم کوآرکی که در مسیر مستقیم حرکت می کند در مرجع [۲۵،۲۶] نشان داده شده است که به صورت زیر می باشد.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\lambda} T^2 \frac{v^2}{\sqrt{1-v^2}} \quad (22-2)$$

در این رابطه  $v$  سرعت حرکت کوآرک می باشد. این فرمول ابزار مفیدی برای حل عددی انرژی اتلافی می باشد به طوری که می توان با تغییر  $\Pi$  و  $\omega$  تاثیر این دو پارامتر را بر روی اتلاف انرژی مورد بحث قرار داد.

مسئله ای کوآرک چرخان، در محیط پلاسمای جفت شده ی قوی برای دو محیط همسانگرد و ناهمسانگرد مورد بحث و مقایسه قرار می گیرد. نتایج ناشی از آن بر این حقیقت دلالت می کند که ناهمسانگردی در

محیط بر روی انرژی اتلافی کوارک سنگین اثر می‌گذارد، به شکلی که اگر  $v$  سرعت و  $\Omega$  سرعت زاویه‌ای باشد برای  $v$  و  $\Omega$  یکسان، نرخ اتلاف انرژی ناشی از تابش در پلاسمای ناهمسانگرد کمتر از مقدار آن در محیط همسانگرد می‌باشد (به جز برای  $v$ های بزرگ و  $\Omega$ های کوچک که شبیه به اتلاف انرژی ناشی از نیروی مقاوم است) [۲۸].

در نظریه ناهمسانگرد، دو انتخاب برای صفحه‌ای که ریزمان در آن دوران می‌کند وجود دارد، در مقایسه با همسانگرد ساده‌ترین انتخاب جایی است که ریزمان روی صفحه  $SO(2)$  دوران می‌کند و محاسبه انرژی اتلافی شبیه مورد همسانگرد است. برای این حرکت نتایج نشان می‌دهد که انرژی اتلافی تابشی در حضور ناهمسانگردی کاهش می‌یابد.



## فصل سوم

# فاصله‌ی توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد

❖ بدون در نظر گرفتن پتانسیل شیمیایی

❖ در حضور پتانسیل شیمیایی

### ۳-۱ محاسبه فاصله‌ی توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد

همان طور که در فصل دوم گفته شد یکی از مشاهده‌پذیرهای پلاسمای کوآرک گلوئون پارامتر خاموشی جت است که برای به‌دست آوردن آن، می‌توانیم فاصله توقف ذره‌ی بدون جرم در محیط ناهمسانگرد را محاسبه کنیم.

در این بخش به محاسبه‌ی بیشینه‌ی فاصله توقف بار آزمون سبک که در پلاسمای ناهمسانگرد با دمای بالا یا پارامتر ناهمسانگردی کوچک قرار دارد، می‌پردازیم در [۲۹, ۳۰] ماتئوس<sup>۴۸</sup> و ترانکنلی<sup>۴۹</sup> کنش اکسیون دیلاتون<sup>۵۰</sup> در پنج بعد را به‌دست آورده‌اند که به اختصار MT نامیده می‌شود. در چارچوب ریسمان<sup>۵۱</sup> این کنش به‌شکل زیر است:

$$ds^2 = \frac{1}{u^2} (-FBdt^2 + (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + H(dx^3)^2 + \frac{du^2}{F}) \quad (۱-۳)$$

که:

$$dx_T^2 = (dx^1)^2 + (dx^2)^2 \quad (۲-۳)$$

$$dx_L = (dx^3)^2 \quad (۳-۳)$$

$$\chi = ax^3 \quad (۴-۳)$$

$$\phi = \phi(u) \quad (۵-۳)$$

$$H = e^{-\phi} \quad (۶-۳)$$

---

<sup>۴۸</sup> mateos

<sup>۴۹</sup> Trancanelli

<sup>۵۰</sup> Dilaton-axion

<sup>۵۱</sup> String frame

a مقیاسی از ناهمسانگردی است. اکسیون  $\chi$  دوگانی از جمله  $\theta$  در نظریه‌ی پیمانهای است.

$$F(u) = 1 - \frac{u^4}{u_h^4} + a^2 F_2(u) + O(a^4) \quad (۷-۳)$$

$$B(u) = 1 + a^2 B_2(u) + O(a^4) \quad (۸-۳)$$

$$H(u) = e^{-\phi(u)}, \phi(u) = a^2 \phi_2(u) + O(a^4) \quad (۹-۳)$$

$u_H$  افق سیاه‌چاله است به طوری که  $F(u_H) = 0$  است.

$$F_2(u) = \frac{1}{24u_h^2} \left[ 8u^2(u_h^2 - u^2) - 10u^4 \log 2 + (3u_h^4 + 7u^4) \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \right] \quad (۱۰-۳)$$

$$B_2(u) = -\frac{u_h^2}{24} \left[ \frac{10u^2}{u_h^2 + u^2} + \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \right] \quad (۱۱-۳)$$

$$\phi_2(u) = -\frac{u_h^2}{4} \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \quad (۱۲-۳)$$

در [۳۱] در رابطه‌ی (۱۱-۳)، یک اشتباه تایپی وجود دارد، جمله‌ی اول داخل کروشه ضریب  $u^2$  جا

افتاده است. لازم به ذکر است، زمان زیادی صرف پیدا کردن این اشتباه شد.

دما به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$T = -\frac{\partial_u (F\sqrt{B})_{u=u_h}}{4\pi} = \frac{1}{\pi u_h} + a^2 u_h \frac{5 \log 2 - 2}{48\pi} + O(a^4) \quad (۱۳-۳)$$

با استفاده از رابطه (۱۳-۳) افق سیاه‌چاله به صورت زیر به دست می‌آید:

$$u_h = \frac{1}{\pi T} + a^2 \frac{5 \log 2 - 2}{48\pi^3 T^3} + O(a^4) \quad (۱۴-۳)$$

حال خاموشی جت در پلاسمای ناهمسانگرد را با استفاده از فاصله‌ی توقف ذره‌ی بدون جرم که در راستای خط نوری حرکت می‌کند در متریک MT مطالعه می‌کنیم. از روشی که در [۳۲, ۳۳, ۳۴] به کار گرفته شده است استفاده می‌کنیم که یک جریان R-charged توسط یک میدان پیمانه‌ای بدون جرم در دوگان گرانشی تولید می‌شود. موجی را در نظر می‌گیریم که در فضای حجم پیش می‌رود و در داخل سیاه‌چاله، جذب می‌شود تصویر آن در مرز جتی است که در پلازما به تعادل گرمایی رسیده و خاموش می‌شود. فاصله توقفی که تعریف می‌شود فاصله‌ای است که جت قبل از این که محیط به تعادل گرمایی برسد طی می‌کند. تابع موجی که از میدان پیمانه‌ای به دست می‌آید به شکل زیر است:

$$A_j(t, u) = \exp\left[\frac{i}{\hbar}\left(q_k x^k + \int du q_u\right)\right] \tilde{A}_j(t, u) \quad (۱۵-۳)$$

$q_u$  تکانه‌ی ذره‌ای است که در فضای حجم حرکت می‌کند و  $k = 0, 1, 2, 3$ ، مختصات چار بردار فضا-زمان را نشان می‌دهند و  $q_k$  چار بردار تکانه است. از [۳۳] داریم:

$$\frac{dx^i}{du} = \sqrt{G_{uu}} \frac{G^{ij} q_j}{(-q_k q_l G^{kl})^{\frac{1}{2}}} \quad (۱۶-۳)$$

طول توقف همان  $x^i$  است که برای به دست آوردن آن باید از طرفین رابطه‌ی (۱۶-۳) انتگرال بگیریم.

$$x^i = \int_0^{u_h} du \left[ \sqrt{G_{uu}} \frac{G^{ij} q_j}{(-q_k q_l G^{kl})^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (۱۷-۳)$$

شکل کلی توابع متریک در هندسه‌ی زیر صادق است:

$$ds^2 = G_{00} dx_0^2 + G_{ij} dx^i dx^j + G_{uu} du^2 \quad (۱۸-۳)$$

$G_{00}$  ضریب بعد زمانی،  $G_{ij}$  ضریب بعد مکانی و  $G_{uu}$  ضریب بعد هولوغرام است.

اکنون با استفاده از روابط (۱-۳) و (۱۸-۳) ضرایب را به دست می آوریم.

$$G_{00} = -\frac{FB}{u^2}$$

$$G_{11} = G_{22} = \frac{1}{u^2}$$

$$G_{33} = \frac{H}{u^2}$$

$$G_{uu} = \frac{1}{u^2 F}$$

چون ماتریس متریک قطری است در نتیجه داریم:

$$G_{ij} = 0, i \neq j \quad (19-3)$$

همچنین می دانیم که:

$$G_{ij} = \frac{1}{G^{ij}} \quad (20-3)$$

$x^1$  یا  $x_T$  فاصله‌ی توقف عرضی است، یعنی جهت حرکت بار آزمون عمود بر جهت ناهمسانگردی است.

$x^3$  یا  $x_L$  فاصله‌ی توقف طولی است، یعنی جهت حرکت بار آزمون موازی با جهت ناهمسانگردی (در راستای ناهمسانگردی) است.

حال برای به دست آوردن  $x^1 = x_T$  باید روابط به دست آمده در بالا را در رابطه (۱۷-۳) جاگذاری کنیم،

همچنین می دانیم که  $q^\mu = (-\omega, |\vec{q}|, 0, 0)$  است:

$$x^1 = \int_0^{u_h} du \sqrt{\frac{1}{u^2 F} \left[ \frac{G^{10} q_0 + G^{11} q_1 + G^{12} q_2 + G^{13} q_3}{\sqrt{-q_0 G^{00} q_0 - q_1 G^{11} q_1 - q_2 G^{22} q_2 - q_3 G^{33} q_3}} \right]} \quad (21-3)$$

با توجه به روابط بالا،  $G^{10} = G^{12} = G^{13} = 0$  و  $q_2 = q_3 = 0$  می باشد، در نتیجه داریم:

$$x^1 = x_T = \int_0^{u_H} \frac{du}{\left( \frac{1}{B} \frac{\omega^2}{|\vec{q}|^2} - F \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (22-3)$$

حال برای  $x^3 = x_L$  ،  $q^\mu = (-\omega, 0, 0, |\vec{q}|)$  است و داریم:

$$x^3 = \int_0^{u_h} du \sqrt{\frac{1}{u^2 F} \left[ \frac{G^{30}q_0 + G^{31}q_1 + G^{32}q_2 + G^{33}q_3}{\sqrt{-q_0G^{00}q_0 - q_1G^{11}q_1 - q_2G^{22}q_2 - q_3G^{33}q_3}} \right]} \quad (23-3)$$

با توجه به روابط بالا  $G^{30} = G^{31} = G^{32} = 0$  و  $q_1 = q_2 = 0$  می‌باشد، در نتیجه داریم:

$$x^3 = x_L = \int_0^{u_H} \frac{du}{H \left( \frac{1}{B} \frac{\omega^2}{|\vec{q}|^2} - \frac{F}{H} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (24-3)$$

در [30] چگالی انرژی و چگالی آنروپی از مرتبه  $a^2$  طبق رابطه‌های زیر داده شده است:

$$\varepsilon = \frac{3N_c^2 \pi^2 T^4}{8} + a^2 \frac{N_c^2 T^2}{32} + O(a^4) \quad (25-3)$$

$$s = \frac{N_c^2 \pi^2 T^3}{2} + a^2 \frac{N_c^2 T}{16} + O(a^4) \quad (26-3)$$

$N_c$  بار رنگ است که در این محاسبات  $N_c = 3$  می‌گیریم.

با ترکیب روابط (25-3) و (26-3) افق سیاهچاله بر حسب چگالی انرژی به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

$$u_h = \left( \frac{3N_c^2}{8\pi^2} \right)^{\frac{1}{4}} \varepsilon^{-\frac{1}{4}} + a^2 \frac{5 \log 2 - 1}{128\pi^2} \left( \frac{8\pi^2}{3N_c^2} \right)^{\frac{1}{4}} N_c^2 \varepsilon^{-\frac{3}{4}} + O(a^4) \quad (27-3)$$

با ترکیب روابط (26-3) و (27-3) افق سیاهچاله بر حسب چگالی آنروپی به صورت زیر بازنویسی می‌شود:

شود:

$$u_h = \left( \frac{\pi^2 N_c^2}{2} \right)^{\frac{1}{3}} s^{-\frac{1}{3}} + a^2 \frac{5 \log 2}{96\pi} N_c^2 s^{-1} + O(a^4) \quad (28-3)$$

حال برای به دست آوردن  $x_L$  و  $x_T$  رابطه‌های (22-3) و (24-3) باید انتگرال‌ها را حل کنیم. در ابتدا این انتگرال‌ها قابل حل نبودند و جواب بی‌معنی به ما می‌دادند و با توجه به این که انتگرال‌ها معین هستند و باید جواب به صورت عدد باشد، جواب بی‌معنی به کار ما نمی‌آمد در نتیجه برای حل این انتگرال‌ها از نرم افزار ممتیکا کمک گرفتیم. ابتدا تغییر متغیر  $r = \frac{u}{u_h}$  و  $q^2 = -\omega^2 + |\vec{q}|^2$  را به کار بردیم و سپس با استفاده از دستور Series جملات داخل انتگرال را بسط دادیم و در آخر با در نظر گرفتن تقریب مرتبه اول به رابطه‌ی زیر رسیدیم:

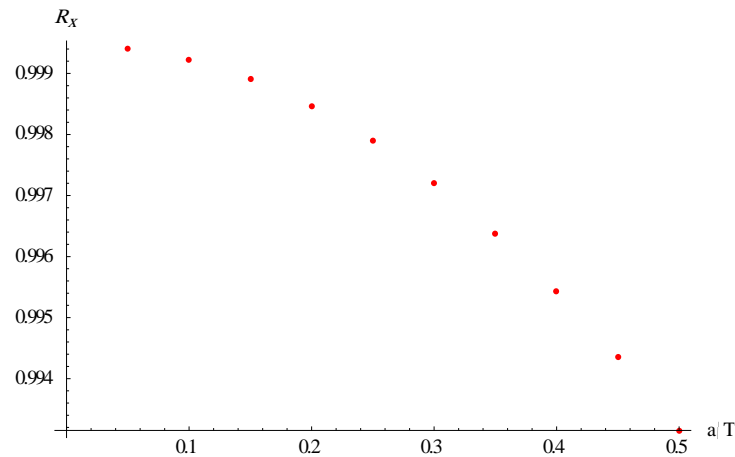
$$x_T = \int_0^1 dr \frac{u_h^0}{\left( -\frac{q^2}{|\vec{q}|^2} + r^4 \right)^{\frac{1}{2}}} \left[ 1 + \frac{a^2}{2 \left( -\frac{q^2}{|\vec{q}|^2} + r^4 \right)} \left( B_2 \frac{\omega^2}{|\vec{q}|^2} + F_2 \right) + a^2 \delta u_h^0 \right] \quad (29-3)$$

$$\text{طبق رابطه‌ی (27-3)} \quad u_h^0 = \left( \frac{3N_c^2}{8\pi^2} \right)^{\frac{1}{4}} \varepsilon^{-\frac{1}{4}} \quad \text{و} \quad \delta u_h^0 = \frac{5 \log 2 - 1}{128\pi^2} \left( \frac{8\pi^2}{3N_c^2} \right)^{\frac{1}{4}} N_c^2 \varepsilon^{-\frac{3}{4}} \text{ است.}$$

به همین ترتیب برای  $x_L$  نیز عمل می‌کنیم.

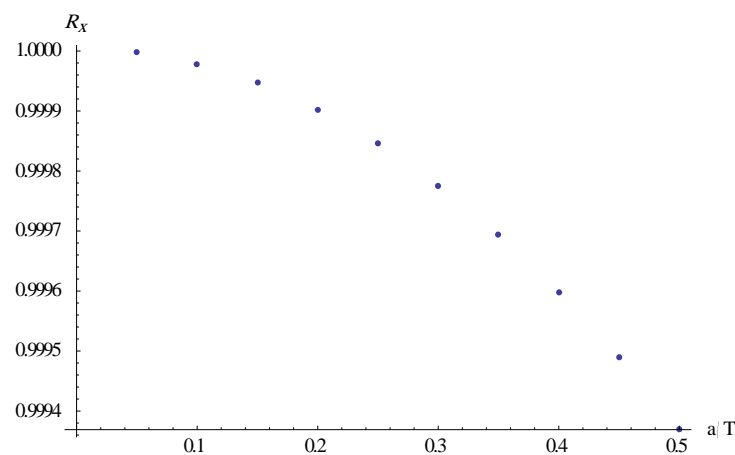
در ادامه برای تحلیل فاصله توقف بار آزمون در پلاسمای همسانگرد و ناهمسانگرد، کمیت  $R_x$  را به صورت  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  تعریف می‌کنیم. فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد است که به صورت عرضی و طولی تعریف می‌شود که قبلاً توضیح داده شده است.  $x_{iso}$  فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای همسانگرد است و برای آن فاصله توقف عرضی و طولی تعریف نمی‌شود زیرا در محیط همسانگرد تمام جهات مشابه هستند. حال نمودار  $R_x$  بر حسب  $a/T$  را برای

فاصله توقف طولی  $x_L$  شکل ۱-۳ رسم می‌کنیم. برای رسم نمودار  $T$  را ثابت و برابر ۱۰ گرفتیم و برای  $a$  اعداد (۰.۵, ۱, ۱.۵, ۲, ۲.۵, ۳, ۳.۵, ۴, ۴.۵, ۵) را در نظر گرفتیم و با استفاده از نرم‌افزار ممتیکا نقاط  $x_T$  و  $x_L$  را به دست آورده و نمودارها را رسم کردیم.



شکل ۱-۳  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_L = x_{aniso}$  ،  $\bar{q} = 0.99\omega$

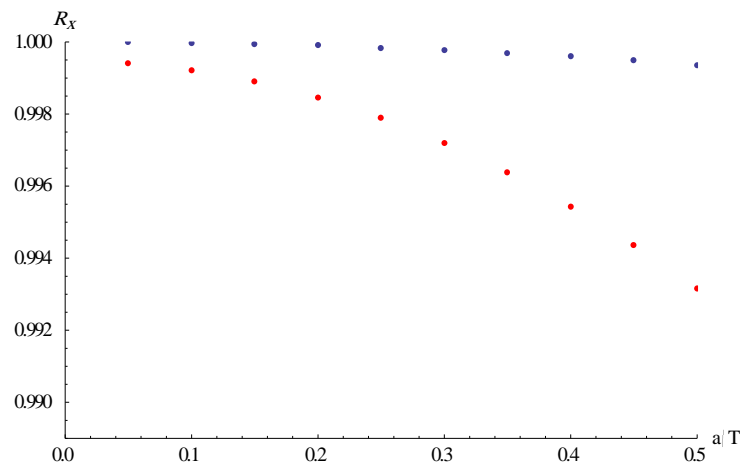
حال برای فاصله توقف عرضی  $x_T$  شکل ۲-۳ نمودار را رسم می‌کنیم. در این قسمت نیز مقدار  $T$  و  $a$  همان مقدارهای قبل لحاظ شده است.



شکل ۲-۳:  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_T = x_{aniso}$  ،  $\bar{q} = 0.99\omega$



هر دو نمودار با هم در شکل ۳-۳ نشان داده شده است تا تفاوت آن‌ها با هم به صورت واضح‌تر مشاهده شود.

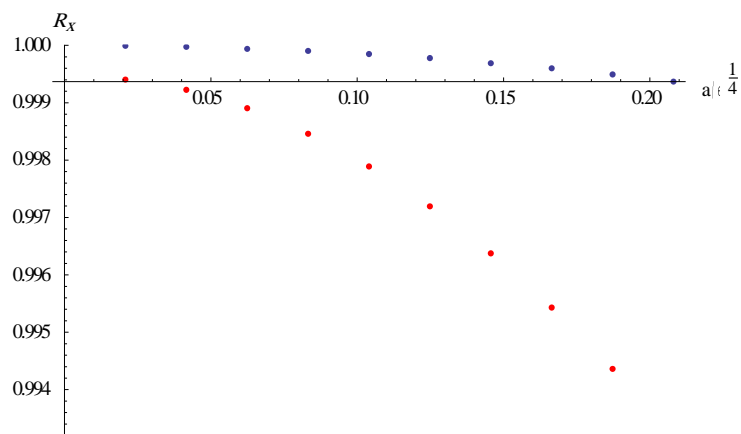


شکل ۳-۳:  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که برای نقاط بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  برای نقاط پایینی  $|\bar{q}| = 0.99\omega$

با توجه به شکل‌های ۱-۳ و ۲-۳ نتیجه می‌گیریم که فاصله توقف بار آزمون سبک (طولی و عرضی) در پلاسمای ناهمسانگرد کوتاه‌تر از پلاسمای همسانگرد است زیرا تقسیم دو مقدار بر یکدیگر کوچک‌تر از یک شده است. با توجه به شکل ۳-۳ نتیجه می‌گیریم که فاصله‌ی توقف طولی بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد نسبت به فاصله‌ی توقف عرضی، خیلی بیشتر به پارامتر ناهمسانگردی بستگی دارد، در هر دو مورد با افزایش پارامتر ناهمسانگردی، فاصله توقف کوتاه‌تر می‌شود ولی تاثیر آن بر فاصله توقف طولی بیشتر است.

حال نمودار  $R_x$  را بر حسب  $\frac{a}{\varepsilon^4}$  با چگالی انرژی ثابت، یک بار برای  $x_L$  و بار دیگر برای  $x_T$  رسم

می‌کنیم و هر دو نمودار در یک شکل، به صورت شکل ۲-۳ نمایش داده شده است:

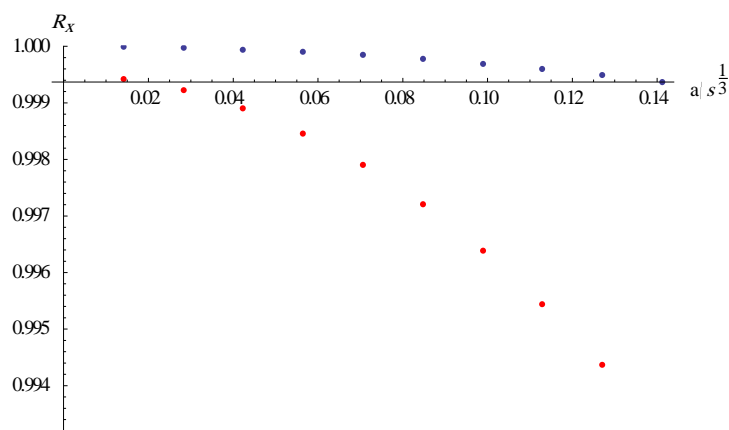


شکل ۳-۴  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که برای نقاط بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  برای نقاط پایینی  $|\bar{q}| = 0.99\omega$

و چگالی انرژی ثابت

در این مورد نیز نتیجه می‌گیریم که فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد هنگامی که چگالی انرژی ثابت در نظر گرفته شود نسبت به حالت همسانگرد کوتاه‌تر است و همچنین تاثیر آن بر فاصله توقف طولی بیشتر است یعنی با بزرگ‌تر شدن پارامتر ناهمسانگردی، فاصله توقف کوتاه‌تر می‌شود.

همچنین اگر برای  $R_x$  بر حسب  $\frac{a}{s^3}$  نمودار مورد نظر را رسم کنیم خواهیم داشت:



شکل ۳-۵  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که برای نقاط بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  برای نقاط پایینی  $|\bar{q}| = 0.99\omega$  و

چگالی آنژیومی ثابت

باز هم در این مورد متوجه می شویم که فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد هنگامی که چگالی آنتروپی ثابت در نظر گرفته شود نسبت به حالت همسانگرد کوتاه تر است و همچنین تاثیر آن بر فاصله توقف طولی بیشتر است یعنی با بزرگ تر شدن پارامتر ناهمسانگردی، فاصله توقف کوتاه تر می شود.

### ۲-۳ محاسبه فاصله توقف در حضور پتانسیل شیمیایی

در این بخش به محاسبه ی بیشینه ی فاصله توقف بار آزمون سبک که در پلاسمای ناهمسانگرد با دمای بالا یا پارامتر ناهمسانگردی کوچک، با در نظر گرفتن پتانسیل شیمیایی، می پردازیم. با استفاده از همان متریک بخش قبل کار را شروع می کنیم.

$$ds^2 = \frac{1}{u^2} (-FBdt^2 + (dx^1)^2 + (dx^2)^2 + H(dx^3)^2) + \frac{du^2}{F} \quad (30-3)$$

در [۳۵] که پتانسیل شیمیایی مطالعه شده است، برای  $a$  و  $Q$  ی کوچک پارامترهای فضا به صورت زیر نوشته شده است:

$$F(u) = F_0(u) + a^2 (\hat{F}_0(u) + \hat{F}_2(u)Q^2 + O(Q^4)) + O(a^4) \quad (31-3)$$

$$B(u) = B_0(u) + a^2 (\hat{B}_0(u) + \hat{B}_2(u)Q^2 + O(Q^4)) + O(a^4) \quad (32-3)$$

$$\phi(u) = \phi_0(u) + a^2 (\hat{\phi}_0(u) + \hat{\phi}_2(u)Q^2 + O(Q^4)) + O(a^4) \quad (33-3)$$

که توابع آن به صورت زیر تعریف می شوند:

$$F_0(u) = 1 - \left(\frac{u}{u_h}\right)^4 + Q^2 \left[ \left(\frac{u}{u_h}\right)^6 - \left(\frac{u}{u_h}\right)^4 \right] \quad (34-3)$$

$$\hat{F}_0(u) = \frac{1}{24u_h^2} [8u^2(u_h^2 - u^2) - 10u^4 \log 2 + (3u_h^4 + 7u^4) \log(1 + \frac{u^2}{u_h^2})] \quad (35-3)$$

$$\hat{F}_2(u) = \frac{1}{24u_h^4(u^2+u_h^2)} \left[ 7u^8 + 6u^2u_h^6 + u^4u_h^4(25\log 2 - 12) + u^6u_h^2(25\log 2 - 1) \right] - (u^2 + u_h^2)(12u^6 + 7u^4u_h^2 + 6u_h^6) \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \quad (36-3)$$

$$B_0(u) = 1 \quad (37-3)$$

$$\hat{B}_0(u) = -\frac{u_h^2}{24} \left[ \frac{10u^2}{u^2+u_h^2} + \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \right] \quad (38-3)$$

$$\hat{B}_2(u) = \frac{1}{24} \left[ -\frac{u^2(11u^4 + 3u^2u_h^2 + 2u_h^4)}{(u^2+u_h^2)^2} + 2u_h^2 \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \right] \quad (39-3)$$

$$\phi_0(u) = 0 \quad (40-3)$$

$$\hat{\phi}_0(u) = -\frac{u_h^2}{4} \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \quad (41-3)$$

$$\hat{\phi}_2(u) = \frac{1}{4} \left[ -2u^2 + \frac{u^4}{u^2+u_h^2} + 2u_h^2 \log \left( 1 + \frac{u^2}{u_h^2} \right) \right] \quad (42-3)$$

رفتار توابع متریک در مرز چنین است:

$$F(0) = B(0) = H(0) = 1$$

$$\phi(0) = 0 \quad (43-3)$$

طبق مرجع [35] پتانسیل شیمیایی و دما به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\mu = \frac{Q(24 - 5a^2u_h^2 \log 2)}{8\sqrt{3}u_h} \quad (44-3)$$

در رابطه بالا Q بار است و رابطه‌ی مستقیم با  $\mu$  دارد در نتیجه ما می توانیم با Q کار می کنیم.

$$T = \frac{2-Q^2}{2\pi u_h} + a^2 \frac{u_h}{96\pi} \left[ 10\log 2 - 4 + 5(3 + \log 2)Q^2 \right] + O(a^4) \quad (45-3)$$

توجه کنید که برای  $u_h$  ثابت  $a=0$ ،  $T$  با افزایش  $Q$ ، کاهش می‌یابد و برای  $Q=0$ ،  $T$  با افزایش  $a$  افزایش می‌یابد.

تابع موجی که از میدان پیمانه‌ای به دست می‌آید به شکل زیر است:

$$A_j(t, u) = \exp\left[\frac{i}{\hbar}\left(q_k x^k + \int du q_u\right)\right] \tilde{A}_j(t, u) \quad (46-3)$$

$q_u$  تکانه‌ی ذره‌ای است که در فضای حجم حرکت می‌کند و  $k=0, 1, 2, 3$ ،  $j$  مختصات چار بردار فضا-زمان را نشان می‌دهند و  $q_k$  چار بردار تکانه است. از [۳۳] داریم:

$$\frac{dx^i}{du} = \sqrt{G_{uu}} \frac{G^{ij} q_j}{(-q_k q_l G^{kl})^{\frac{1}{2}}} \quad (47-3)$$

طول توقف همان  $x^i$  است که برای به دست آوردن آن باید از طرفین رابطه‌ی بالا انتگرال بگیریم.

$$x^i = \int_0^{u_h} du \left[ \sqrt{G_{uu}} \frac{G^{ij} q_j}{(-q_k q_l G^{kl})^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (48-3)$$

شکل کلی توابع متریک در هندسه‌ی زیر صادق است:

$$ds^2 = G_{00} dx_0^2 + G_{ij} dx^i dx^j + G_{uu} du^2 \quad (49-3)$$

$G_{00}$  ضریب بعد زمانی،  $G_{ij}$  ضریب بعد مکانی و  $G_{uu}$  ضریب بعد هولوگرام است.

اکنون با استفاده از روابط (۳-۳۰) و (۳-۴۹) ضرایب را به دست می‌آوریم.

$$G_{00} = -\frac{FB}{u^2}$$

$$G_{11} = G_{22} = \frac{1}{u^2}$$

$$G_{33} = \frac{H}{u^2}$$

$$G_{uu} = \frac{1}{u^2 F}$$

چون ماتریس متریک قطری است در نتیجه داریم:

$$G_{ij} = 0, i \neq j \quad (50-3)$$

همچنین می‌دانیم که:

$$G_{ij} = \frac{1}{G^{ij}} \quad (51-3)$$

$x^1$  یا  $x_T$  فاصله‌ی توقف عرضی است، یعنی جهت حرکت بار آزمون، عمود بر جهت ناهمسانگردی است.

$x^3$  یا  $x_L$  فاصله‌ی توقف طولی است، یعنی جهت حرکت بار آزمون، موازی با جهت ناهمسانگردی (در راستای ناهمسانگردی) است.

حال برای به‌دست آوردن  $x^1 = x_T$  باید روابط به‌دست آمده در بالا را در رابطه (۴۸-۳) جایگزاری کنیم همچنین می‌دانیم که  $q^\mu = (-\omega, |\vec{q}|, 0, 0)$  است:

$$x^1 = \int du \sqrt{\frac{1}{u^2 F}} \left[ \frac{G^{10}q_0 + G^{11}q_1 + G^{12}q_2 + G^{13}q_3}{\sqrt{-q_0 G^{00}q_0 - q_1 G^{11}q_1 - q_2 G^{22}q_2 - q_3 G^{33}q_3}} \right] \quad (52-3)$$

با توجه به روابط بالا  $G^{10} = G^{12} = G^{13} = 0$  و  $q_2 = q_3 = 0$  می‌باشد در نتیجه داریم:

$$x^1 = x_T = \int_0^{u_H} \frac{du}{\left( \frac{1}{B} \frac{\omega^2}{|\vec{q}|^2} - F \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (53-3)$$

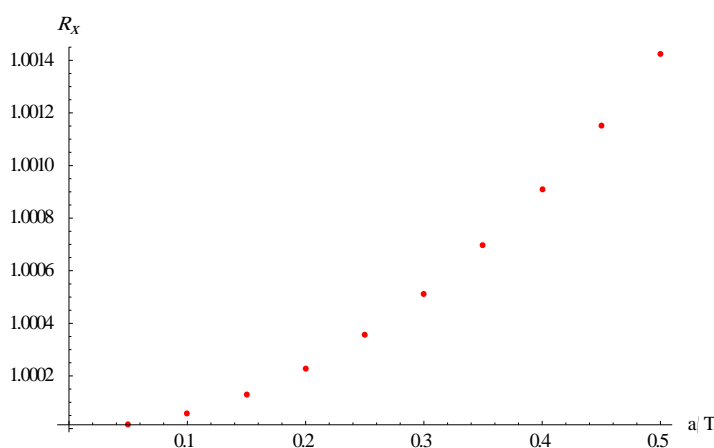
حال برای  $x^3 = x_L$  ،  $q^\mu = (-\omega, 0, 0, |\vec{q}|)$  داریم:

$$x^3 = \int du \sqrt{\frac{1}{u^2 F}} \left[ \frac{G^{30}q_0 + G^{31}q_1 + G^{32}q_2 + G^{33}q_3}{\sqrt{-q_0 G^{00}q_0 - q_1 G^{11}q_1 - q_2 G^{22}q_2 - q_3 G^{33}q_3}} \right] \quad (54-3)$$

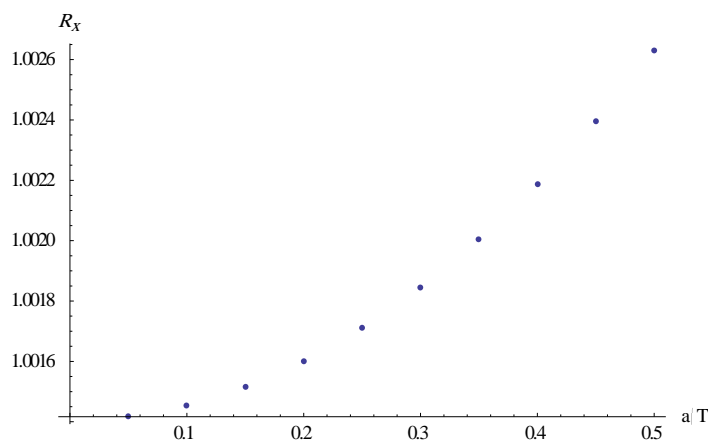
با توجه به روابط بالا  $G^{30} = G^{31} = G^{32} = 0$  و  $q_1 = q_2 = 0$  می‌باشد در نتیجه داریم:

$$x^3 = x_L = \int_0^{u_H} \frac{du}{H \left( \frac{1}{B} \frac{\omega^2}{|q|^2} - \frac{F}{H} \right)^{\frac{1}{2}}} \quad (55-3)$$

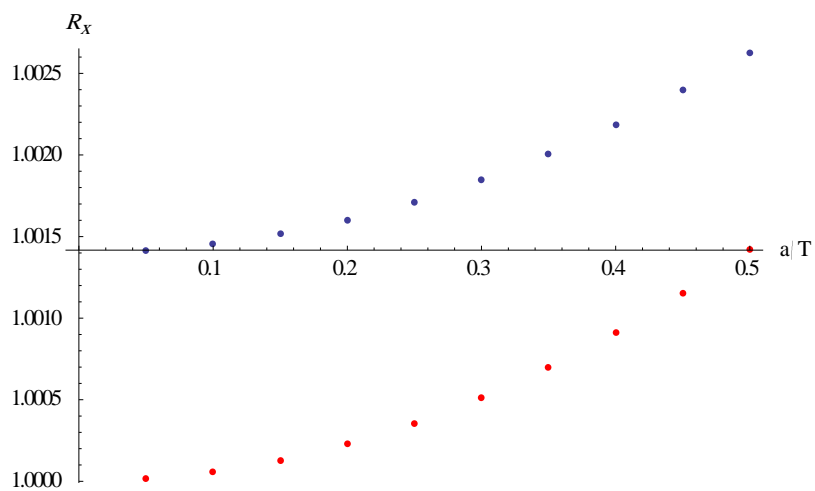
حال به همان شیوهی قسمت قبل فقط با این تفاوت که در اینجا توابع متریک متفاوت هستند و پتانسیل شیمیایی را نیز در نظر می‌گیریم، انتگرال‌ها را حساب کرده و با توجه به رابطه‌ی (3-44) که  $\mu$  و  $Q$  رابطه‌ی مستقیم با هم دارند نمودار  $R_x$  بر حسب  $a/T$  را برای  $Q = 0.5$  و  $Q = 0.7$  و  $Q = 1$  برای  $x_L$  رسم می‌کنیم. نمودار در شکل‌های 3-4 و 3-5 و 3-6 و 3-7 نمایش داده شده است.



شکل 3-6  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$ ،  $x_{aniso} = x_L$  و  $|q| = 0.99\omega$  و  $Q = 1$



شکل ۷-۳  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  و  $|\bar{q}^-| = 0.99\omega$  و  $Q = 1$



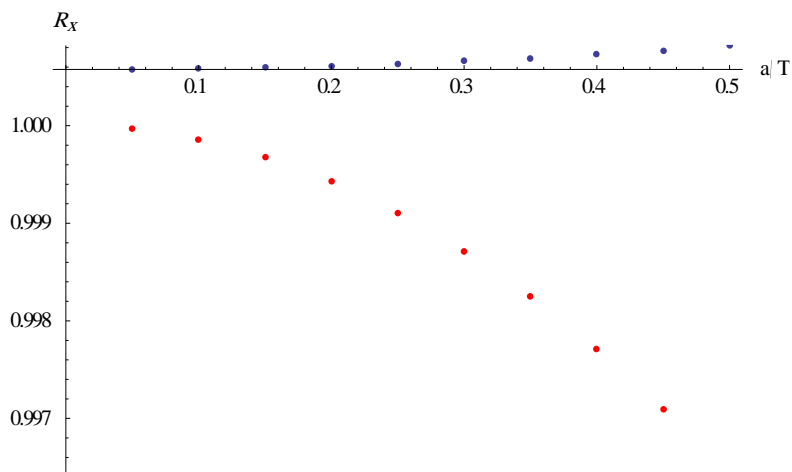
شکل ۸-۳  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  پایینی و  $|\bar{q}^-| = 0.99\omega$  و  $Q = 1$

با استفاده از نمودارهای بالا نتیجه می‌گیریم که برای  $Q = 1$ ، فاصله توقف طولی و عرضی در حضور

ناهمسانگردی افزایش می‌یابد.

حال نمودار را برای  $Q = 0.5$  رسم می‌کنیم.



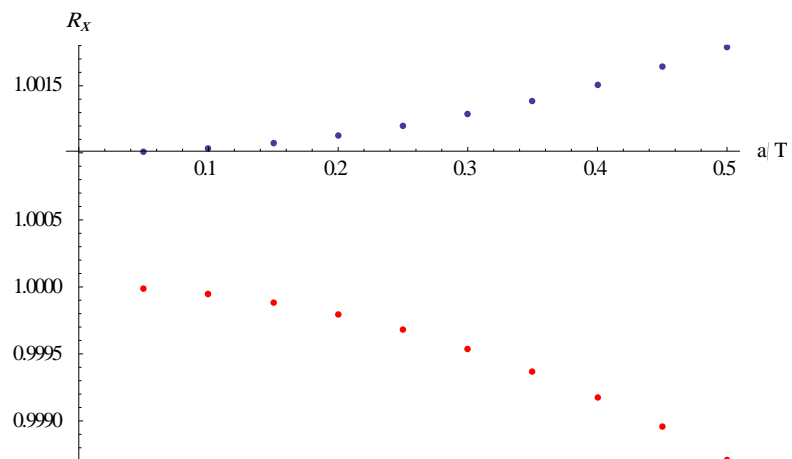


شکل ۳-۹  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  بالایی  $x_{aniso} = x_T$  بالایی و پایینی  $x_{aniso} = x_L$  و  $|\bar{q}| = 0.99\omega$  و  $Q = 0.5$

هنگامی که  $Q = 0.5$  در نظر می‌گیریم فاصله توقف عرضی بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد

بیشتر از حالت همسانگرد است ولی فاصله توقف طولی کاهش می‌یابد.

نمودار را برای  $Q = 0.7$  رسم می‌کنیم.



شکل ۳-۱۰  $R_x = x_{aniso} / x_{iso}$  که  $x_{aniso} = x_T$  بالایی و  $x_{aniso} = x_L$  پایینی و  $|\bar{q}| = 0.99\omega$  و  $Q = 0.7$

هنگامی که برای  $Q = 0.7$  نمودار را رسم می‌کنیم، مشاهده می‌شود که فاصله توقف عرضی بیشتر از حالت همسانگرد است و با افزایش ناهمسانگردی، افزایش می‌یابد ولی فاصله توقف طولی در محیط ناهمسانگرد، کوتاهتر از محیط همسانگرد است و با افزایش ناهمسانگردی، فاصله توقف کاهش می‌یابد. با استفاده از نتایج بالا درمی‌یابیم که فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد، در حضور پتانسیل شیمیایی، تاثیر  $Q$  بیشتر از پارامتر ناهمسانگردی  $a$  است.

## فصل چهارم

### خلاصه و نتیجه گیری

## ۴-۱ خلاصه

در سال‌های اخیر نشان داده شده است که در اثر برخورد یون‌های سنگین نسبیتی در برخورد دهنده بزرگ هادرونی LHC و RHIC، پلاسمای کوارک گلوئون با ثابت جفت‌شدگی قوی تولید می‌شود. از آنجا که ثابت جفت‌شدگی قوی است، نمی‌توان از روش‌های اختلالی برای مطالعه این محیط استفاده کرد. یکی از روش‌های جدید برای مطالعه‌ی فیزیک این محیط استفاده از تناظر AdS/CFT است. ما از این روش استفاده کرده و یکی از مشاهده‌پذیرهای پلاسمای ناهمسانگرد کوارک گلوئون را محاسبه کردیم. همچنین همه مشاهده‌پذیرها را به صورت اجمالی معرفی شده و نتایج حاصل از محیط همسانگرد را با محیط ناهمسانگرد مقایسه شده است که نتایج در زیر آورده شده است.

به طور کلی مشاهده‌پذیرهایی که برای پلاسمای کوارک گلوئون وجود دارد شامل موارد زیر می‌باشد:

- ۱) پتانسیل استاتیکی و نیروی استاتیکی کوارک-پادکوارک
- ۲) پتانسیل موهومی کوارک-پادکوارک ساکن
- ۳) کوارک-پادکوارک متحرک در پلاσμα
- ۴) نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین متحرک در پلاσμα
- ۵) پارامتر خاموشی جت
- ۶) پارامتر خاموشی جت بار آزمون سبک
- ۷) اتلاف انرژی کوارک چرخان سنگین

## ۴-۲ نتایج

### پتانسیل استاتیکی و نیروی استاتیکی کوارک-پادکوارک

پتانسیل استاتیکی در راستای جهت ناهمسانگردی کوچک‌تر از پتانسیل در راستای عمود بر ناهمسانگردی است. همچنین پتانسیل در محیط ناهمسانگرد نسبت به محیط همسانگرد کاهش می‌یابد.

$$V_{\parallel} \langle V_{\perp} \langle V_{iso}$$

و یک نتیجه منطقی از رابطه بالا این است که طول بحرانی نیز در حضور ناهمسانگردی کاهش پیدا می‌کند.

$$L_c \langle L_{c\perp} \langle L_{c,iso}$$

پس به‌طور کلی با افزایش ناهمسانگردی مقدار پتانسیل استاتیکی و طول بحرانی کاهش می‌یابد.

$$a \nearrow \Rightarrow V_{\parallel,\perp} \searrow \Rightarrow L_{c\parallel,\perp} \searrow$$

اگر فرض کنیم که نیروی استاتیکی از رابطه  $F_{Q\bar{Q}} = \frac{\partial V}{\partial L}$  به دست می‌آید، در نتیجه نیروی استاتیکی نیز در حضور ناهمسانگردی کاهش می‌یابد.

$$F_{Q\bar{Q}\perp} \langle F_{Q\bar{Q}\parallel} \langle F_{iso}$$

پتانسیل استاتیکی، نیروی استاتیکی و طول بحرانی با افزایش ناهمسانگردی کاهش می‌یابند. البته باید توجه داشت که همه این موارد در دمای یکسان بررسی می‌شوند.

### پتانسیل موهومی کوآرک-پادکوآرک ساکن

در حضور ناهمسانگردی، افزایشی در قسمت موهومی پتانسیل مشاهده می‌شود، وقتی دما ثابت نگه داشته شود.

$$|\text{Im}V_{iso}| \langle |\text{Im}V_{\perp}| \langle |\text{Im}V_{\parallel}|$$

وقتی چگالی آنروپی ثابت نگه داشته شود نتایج بالا به‌صورت زیر تغییر می‌کند:

$$|\text{Im}V_{\perp}| \langle |\text{Im}V_{iso}| \langle |\text{Im}V_{\parallel}|$$

در این قسمت مشاهده شد که در نظر گرفتن ناهمسانگردی نتایج متفاوتی را نسبت به حالت همسانگرد ایجاد می‌کند.

## کوارک-پادکوارک متحرک در پلاسما

رابطه‌ای که برای طول در محیط ناهمسانگرد به دست آمده  $L_{\parallel} \approx (1-v^2)^{\frac{1}{2}}$  است در حالی که برای محیط همسانگرد در مرجع‌های [۱۹, ۲۰, ۲۱] توان  $\frac{1}{4}$  است. در جهت عمود بر ناهمسانگردی، توان شبیه محیط همسانگرد، یعنی  $L_{\perp} \approx (1-v^2)^{\frac{1}{4}}$  است. البته به دست آمدن این نتایج به دلیل نسبت ویسکوزیته به آنروپی است.

## نیروی کششی وارد بر کوارک سنگین متحرک در پلاسما

نیروی کششی در راستای ناهمسانگردی، بزرگ‌تر از نیروی کششی در پلاسمای همسانگرد است. همچنین نیروی کششی در راستای ناهمسانگردی، بزرگ‌تر از نیروی کششی در جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی است.

$$F_{drag\parallel} > F_{drag\perp} \text{ و } F_{drag\parallel} > F_{drag,iso}$$

ولی نیروی کششی در جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی نسبت به پلاسمای همسانگرد به سرعت بحرانی بستگی دارد. اگر سرعت کوارک بیشتر از سرعت بحرانی باشد، نیروی کششی در جهت عمود بر راستای ناهمسانگردی بزرگ‌تر از نیروی کششی حالت همسانگرد است

$$v > v_c \text{ برای } F_{drag\perp} > F_{drag,iso}$$

ولی اگر سرعت کوارک کوچک‌تر از سرعت بحرانی باشد، نیروی کششی عمودی، کوچک‌تر از حالت همسانگرد است.

$$v < v_c \text{ برای } F_{drag\perp} < F_{drag,iso}$$

## پارامتر خاموشی جت

هنگامی که ناهمسانگردی افزایش می‌یابد پارامتر خاموشی جت نیز افزایش می‌یابد. افزایش بیشتر برای کوارک‌های متحرک در راستای جهت ناهمسانگردی اتفاق می‌افتد و افزایش کمتر برای کوارک‌هایی که در جهت عمود بر ناهمسانگردی حرکت می‌کنند، رخ می‌دهد.

$$\hat{q}_{\parallel(\perp)} \rangle \hat{q}_{\perp(\parallel)} \rangle \hat{q}_{\perp(\perp)} \rangle \hat{q}_{iso}$$

برای پارامتر ناهمسانگردی بزرگ نتایج متفاوت است.

## اتلاف انرژی کوارک چرخان سنگین

نرخ اتلاف انرژی ناشی از تابش در پلاسمای ناهمسانگرد کمتر از مقدار آن در محیط همسانگرد می‌باشد (به جز برای  $v$ های بزرگ و  $\omega$ های کوچک که شبیه به اتلاف انرژی ناشی از نیروی مقاوم است).

در نظریه‌ی ناهمسانگرد دو انتخاب برای صفحه‌ای که ریسمان در آن دوران می‌کند وجود دارد، در مقایسه با همسانگرد ساده‌ترین انتخاب جایی است که ریسمان روی صفحه  $SO(2)$  دوران می‌کند و محاسبه انرژی اتلاfi شبیه مورد همسانگرد است. برای این حرکت نتایج نشان می‌دهد که انرژی اتلاfi تابشی در حضور ناهمسانگردی کاهش می‌یابد.

## پارامتر خاموشی جت بار آزمون سبک

پارامتر خاموشی بار آزمون سبک در دو مورد بررسی شده است:

(۱) محاسبه فاصله‌ی توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد بدون در نظر گرفتن پتانسیل

شیمیایی

(۲) محاسبه فاصله‌ی توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد بدون در نظر گرفتن پتانسیل

شیمیایی

نتایج برای مورد اول به صورت زیر است:

فاصله توقف بار آزمون سبک (طولی و عرضی) در پلاسمای ناهمسانگرد کوتاه تر از پلاسمای همسانگرد است. فاصله‌ی توقف طولی بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد نسبت به فاصله‌ی توقف عرضی خیلی بیشتر به پارامتر ناهمسانگردی بستگی دارد و در هر دو مورد با افزایش پارامتر ناهمسانگردی فاصله توقف کوتاه تر می شود ولی تاثیر آن بر فاصله توقف طولی بیشتر است.

$$x_{\parallel} < x_{\perp} < x_{iso}$$

فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد هنگامی که چگالی انرژی ثابت در نظر گرفته شود نسبت به حالت همسانگرد کوتاه تر است و همچنین تاثیر آن بر فاصله توقف طولی بیشتر است یعنی با بزرگ تر شدن پارامتر ناهمسانگردی فاصله توقف کوتاه تر می شود.

فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد هنگامی که چگالی آنروپی ثابت در نظر گرفته شود نسبت به حالت همسانگرد کوتاه تر است و همچنین تاثیر آن بر فاصله توقف طولی بیشتر است یعنی با بزرگ تر شدن پارامتر ناهمسانگردی فاصله توقف کوتاه تر می شود.

$$a \uparrow \Rightarrow x_{\parallel, \perp} \downarrow$$

نتایج برای مورد دوم به صورت زیر است:

برای  $Q=1$ ، فاصله توقف طولی و عرضی در حضور ناهمسانگردی افزایش می یابد.

هنگامی که  $Q=0.5$  در نظر گرفته می شود، فاصله توقف عرضی بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد بیشتر از حالت همسانگرد است ولی فاصله توقف طولی کاهش می یابد.



هنگامی که  $Q = 0.7$  در نظر گرفته می‌شود، مشاهده می‌شود که فاصله توقف عرضی بیشتر از حالت همسانگرد است و با افزایش ناهمسانگردی، افزایش می‌یابد ولی فاصله توقف طولی در محیط ناهمسانگرد، کوتاه‌تر از محیط همسانگرد است و با افزایش ناهمسانگردی، فاصله توقف کاهش می‌یابد. با استفاده از نتایج بالا درمی‌یابیم که فاصله توقف بار آزمون سبک در پلاسمای ناهمسانگرد، در حضور پتانسیل شیمیایی، تاثیر  $Q$  بیشتر از پارامتر ناهمسانگردی  $a$  است.

## مراجع:

- [۱] گریفیث، دیوید جفری، (۱۳۸۵)، "مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی"، ترجمه حمید رضا مشفق، سلیمه کیمیگر، تهران: مرکز نشر دانشگاهی .
- [۲] کنت اس. کرین، (۱۳۸۲)، "فیزیک جدید"، ترجمه منیژه رهبر، بهرام معلمی، تهران: مرکز نشر دانشگاهی.
- [3] Quark Gluon Plasma by: Kohsuke Yagi, Tetsuo Hatsuda, Yasuo Miake, Cambridge University Press 2005.
- [۴] بی تقصیر فدافن، کاظم، (۱۳۸۷)، طرح پژوهشی: "مطالعه خواص پلاسمای کوارک گلوئونی با استفاده از نظریه ریسمان"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود.
- [5] Helmut Satz, "The States of Matter in QCD", [arXiv: 0903.2778v1 [hep-ph]].
- [6].J.Casalderrey-Solana, H.Liu, D.Mateos, K.Rajagopal and U.A.Wiedemann, "Gauge/String Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collisions," arXiv: 1101.0618 [hep-th].
- [7].R.Peschanski, "Introduction to String Theory and Gauge/Gravity duality for students in QCD and QGP phenomenology," Acta Phys. Polon. B 39, 2479 (2008) [arXiv: 0804.3210 [hep-ph]].
- [8] J. M. Maldacena, Phys. Rev. Lett. 80, 4859 (1998).
- [9] S. J. Rey and J. T. Yee, Eur. Phys. J. C 22, 379 (2001).
- [10] D. Giataganas, "Observables in strongly coupled anisotropic theories", (2013), arxiv: 1306.1404v3 [hep-th].
- [۱۱] طباطبائی ک، (۱۳۹۲)، پایان‌نامه ارشد، "مطالعه پتانسیل مختلط کوارکونیوم با استفاده از نظریه ریسمان"، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود.
- [12] D. Giataganas, "Probing strongly coupled anisotropic plasma", JHEP 1207(2012) 031 [arxiv: 1202.4436[hep-th]].
- [13] A. Rebhan and D. Steineder, "Probing two holographic models of strongly coupled anisotropic plasma", JHEP 1208(2012) 020[arxiv: 1205.4684[hep-th]].
- [14] M. Chernicoff, D. Fernandez, D. Mateos and D. Trancanelli, "Quarkonium dissociation by anisotropy", JHEP 1301(2013) 170[arxiv: 1208.2672[hep-th]].
- [15] S. Chakraborty and N. Haque, "Holographic quark-antiquark potential in hot, anisotropic Yang-Mills plasma", [arxiv: 1212.2769[hep-th]].
- [16] J. Noronha and A. Dumitru, "Thermal Width of the Upsilon at Large  $t'$  Hooft coupling, " Phys. Rev. Lett. 103, 152304 (2009) [arXiv: 0907.3062 [hep-th]].

[17] S. I. Finazzo and J. Noronha, "Estimates for the Thermal Width of Heavy Quarkonia In Strongly Coupled Plasmas from Holography," JHEP. 103, 152304 (2013) [arXiv: 1306.2613v2 [hep-th]].

[18] K.B. Fadafan, D. Giataganas and H. Soltanpanahi, "The imaginary part of the static potential in strongly coupled anisotropic plasma", arxiv: 1306.2929[hep-th].

[19] H.Liu, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann, "An AdS/CFT calculation of screening in a hot wind", Phys. Rev. Lett. 98(2007) 182301 [hep-ph/0607062].

[20] H.Liu, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann, "Wilson loops in heavy ion collisions and their calculation in AdS/CFT", JHEP 0703(2007) 066[hep-ph/0612168].

[۲۱] حیدری سورشجانی م ، (۱۳۹۲) ، پایان نامه ارشد، "مطالعه طول پوششی کوآرک-پادکوآرک در پلاسمای کوآرک گلوئون با استفاده از AdS/CFT" ، دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود.

[۲۲] بی تقصیر فدافن ک ، (۱۳۸۸) ، طرح پژوهشی ، "محاسبه تصحیحات وارد بر نیروی کششی از طریق مطالعه سیاهچاله گاوس - بونت دار" ، دانشگاه صنعتی شاهرود.

[23] Zwiebach, Barton (2009), "A First Course in String Theory", Cambridge University Press, ISBN 978-0-521-88032-9.

[24] K.Bitaghsir Fadafan, Hong Liu, Krishna Rajagopal and Urs Achim Wiedemann, "Stirring Strongly Coupled Plasma ", Eur. Phys. J. C61 : 553-567,2009, arXiv:0809.2869 [hep-th] 17 Sep2008.

[25] J.Casalderrey-Solana, H.Liu, D.Mateos, K.Rajagopal and U.A.Wiedemann, "Gauge/String Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collision", arXiv: 1101.0618 [hep-th].

[26] R. Peschanski, " Introduction to String Theory and Gauge/Gravity duality for students in QCD and QGP phenomenology ", Acta Phys. Polon. B 39, 2479 (2008), arXiv: 0804.3210 [hep-ph].

[۲۷] قدیری س ، (۱۳۹۲) ، پایان نامه ارشد، "محاسبه پارامتر خاموشی جت با استفاده از AdS/CFT" ، دانشکده فیزیک، دانشگاه شاهرود.

[۲۸] فرهدنیا م ، (۱۳۹۳) ، پایان نامه ارشد، "در نظر گرفتن تاثیرات غیر نسبیتی بر تابش کوآرک چرخان با استفاده از تناظر AdS/CFT" ، دانشکده فیزیک، دانشگاه شاهرود.

[29] D. Mateos, D. Trancanelli, "The anisotropic N=4 super Yang-Mills plasma and its instabilities", (2011), arXiv: 1105.3472[hep-th].

- [30] D. Mateos, D. Trancanelli, "Thermodynamics and Instabilities of a Strongly Coupled Anisotropic Plasma", (2011), arXiv: 1106.1637[hep-th].
- [31] B. Muller, D. L. Yang, "Light probes in a strongly coupled anisotropic plasma", (2013) arxiv: 1210.2095v3 [hep-th].
- [32] P. Arnold, D. Vaman, "Jet quenching in hot strongly coupled gauge theories revisited: 3-point correlators with gauge-gravity duality", (2010), arXiv: 1008.4023 [hep-th].
- [33] P. Arnold, D. Vaman, "Jet quenching in hot strongly coupled gauge theories simplified", (2011), [arXiv:1101.2689v1](https://arxiv.org/abs/1101.2689v1) [hep-th].
- [34] Y. Hatta, E. Iancu, A.H. Mueller, "Jet evolution in the N=4 SYM plasma at strong coupling", (2011), [arXiv: 0803.2481v1](https://arxiv.org/abs/0803.2481v1) [hep-th].
- [35] S. Chakraborty, N. Haque, "Drag force in strongly coupled, anisotropic plasma at finite chemical potential", (2014), arxiv: 1410.7040v1 [hep-th].

## Abstract

In recent years it has been shown that in relativistic heavy ions collisions at the Large Hadron Collision LHC and RHIC, quark gluon plasma produced constant strongly coupled. Since the coupling constant is strong, it can't be used perturbation method to study in an anisotropic plasma. One of the newest methods is AdS/CFT correspondence. In this thesis by using this correspondence, we'll investigate the stopping distance of a light probe in an anisotropic quark gluon plasma in two states:

- a) Without considering chemical potential
- b) Investigate the stopping distance by considering chemical potential

For illustration of problem, at first the quark gluon plasma briefly introduced. AdS/CFT corresponding explained, then all observables named and briefly explained. Then compared in two isotropic and anisotropic state. In the end one of them which is stopping distance of a light probe considered in two states.

Keywords: Quark gluon plasma, AdS/CFT corresponding, Isotropic, Anisotropic, stopping distance of a light probe, chemical potential.



**University of Shahrood**

**Faculty of physics**

**Master of Science Thesis**

**Study of Observables in anisotropic  
quark gluon plasma**

**Shahrood University**

**Faculty of physics**

**Master of Science Thesis**

**Mohammad Mehdi sharifi**

Supervisor:

**Dr. K. Bitaghsir Fadafan**

February – ۲۰۱۵

