

1392V.



دانشگاه شهید بهشتی

دانشکده علوم

پایان نامه جهت دریافت درجه کارشناسی ارشد

تبدیل فاز کوارک-گلیئون در مدل های جهان شامه ای

استاد راهنما:

دکتر حمید رضا سپنجی

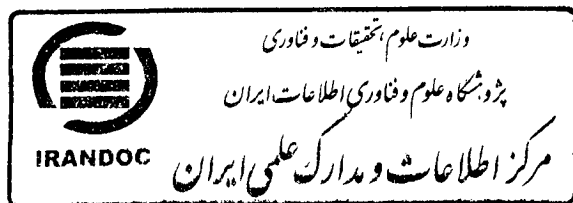
استاد مشاور:

دکتر سیامک سادات گوشه

نگارش:

فاطمه خیری

شهریور ۱۳۸۹



۱۴۹۵۷۰

۱۳۸۹/۱۰/۱۹

بسمه تعالی

« صور تجلسه دفاع پایان نامه دانشجویان دوره کارشناسی ارشد »

تهران ۱۳۹۳/۰۶/۱۹

تلفن: ۲۹۹۰۱

بازگشت به مجوز دفاع شماره ۲۳۴۸ / ۲۰۰ / د مورخ ۸۹/۵/۳۰ جلسه
هیأت داوران ارزیابی پایان نامه خانم فاطمه خیری به شماره شناسنامه ۸ صادره از
کرج متولد ۱۳۶۵ دانشجوی دوره کارشناسی ارشد ناپیوسته رشته فیزیک - فیزیک
نجومی

با عنوان:

تبدیل فاز کوارک - گلئون در مدل های جهان شامه ای

به راهنمایی:

آقای دکتر حمیدرضا سپنجی

طبق دعوت قبلی در تاریخ ۱۴ / ۶ / ۸۹ تشکیل گردید و براساس رأی هیأت
داوری و با عنایت به ماده ۲۰ آئین نامه کارشناسی ارشد مورخ ۷۵/۱۰/۲۵
پایان نامه مزبور با نمره ۱۷ درجه ^{جایز} مورد تصویب قرار گرفت.

۱- استاد راهنما: آقای دکتر حمیدرضا سپنجی

۲- استاد مشاور: آقای دکتر سیامک سادات گوشه

۳- استاد داور: آقای دکتر محمد نوری زنور

۴- استاد داور و نماینده تحصیلات تکمیلی: آقای دکتر مهرداد فرهودی

تقدیم به

خانواده‌ی عزیزم

که در تمام دوران زندگی مشوق من هستند

با تشکر از

استاد عزیزم

که با حمایت خود باعث دلگرمی من هستند

چکیده

در این مطالعه تبدیل فاز کوارک- هادرون جهان اولیه بررسی شده است. این تبدیل فاز حدود $10 \mu s$ بعد از مهبانگ اتفاق می‌آفتد. چگالی انرژی و دما در این زمان به ترتیب حدود $10^9 MeV^4$ و $200 MeV$ می‌باشند. برای یافتن دینامیک جهان از دو مدل دنیای تخت FRW و همچنین جهان - شامه‌ای استفاده شده است. در اصل در این تحقیق با فرض تبدیل فاز نوع اول تحولات دما و اندازه‌ی عالم قبل، بعد و حین تبدیل فاز مورد بررسی قرار گرفته است. اگر تبدیل فاز نوع اول همراه با فرآیند ابرسرد شدن ضعیفی باشد، ممکن است بتوان از تئوری هسته‌ای شدن حباب‌های هادرونی برای توصیف تبدیل فاز استفاده کرد. حباب‌های هادرونی که در این تئوری از پلاسمای کوارک-گلوئون هسته‌ای شده‌اند در انتهای تبدیل فاز تمام عالم را پر می‌کنند.

فهرست مطالب

تبدیل فاز کوارک-هادرون در مدل‌های جهان‌شامه‌ای

فصل ۱:

۱	مقدمه
۲	۱-۱- تاریخچه‌ی پیدایش جهان
۵	۲-۱- مدل ابعاد اضافه
۶	۳-۱- تبدیل فاز در جهان اولیه
۷	۴-۱- هدف و انگیزه از این کار

فصل ۲:

۸	معادلات اینشتین در جهان شامه
۹	۱-۲- معادلات اینشتین در جهان شامه‌ای ۳ بعدی
۱	۱-۲-۱- تانسور اینشتین بر روی شامه
۱۱	۲-۱-۲- شرط اتصال

فصل ۳

۱۵	تبدیل فاز کوارک-هادرون در دنیای تخت FRW
۱۶	۱-۳- تبدیل فاز
۱۸	۱-۳-۱- تبدیل فاز نوع اول و نوع دوم
۲۰	۲-۱-۳- تبدیل فاز هموار
۲۳	۲-۳- معادلات میدان در دنیای تخت FRW
۲۳	۳-۳- تبدیل فاز کوارک-هادرون در جهان تخت FRW
۲۳	۱-۳-۳- معادله حالت کوارک و هادرون
۲۵	۲-۳-۳- دمای بحرانی
۲۶	۳-۳-۳- دینامیک جهان تخت FRW
۲۷	۱-۳-۳-۳- دینامیک جهان تخت FRW قبل از تبدیل فاز
۲۸	۲-۳-۳-۳- دینامیک جهان تخت FRW در حین تبدیل فاز
۲۹	۳-۳-۳-۳- دینامیک جهان تخت FRW بعد از تبدیل فاز

فصل ۴:

۳۲	تبدیل فاز کوآرک- هادرون در مدل جهان- شامه‌ای
۳۳	۱-۴- معادلات میدان گرانشی در جهان شامه‌ای
۳۵	۲-۴- دینامیک جهان شامه‌ای
۳۵	۱-۲-۴- دینامیک جهان شامه‌ای قبل تبدیل فاز
۴۰	۲-۲-۴- دینامیک جهان شامه‌ای در حین تبدیل فاز
۴۴	۳-۲-۴- دینامیک جهان شامه‌ای بعد از تبدیل فاز
۴۷	۴-۲-۴- تئوری هسته‌ای شدن حباب‌های هادرون
۴۸	۱-۴-۲-۴- تبدیل فاز بی دررو
۴۹	۲-۴-۲-۴- تبدیل فاز دینامیکی
۵۱	۵-۲-۴- فرآیند هسته‌ای شدن حباب‌ها در کیهانشناسی جهان شامه‌ای
۵۵	نتیجه‌گیری
۷۷	منابع

فهرست پیوست

۵۷	پیوست الف
۶۳	پیوست ب
۶۷	پیوست پ
۶۷	پیوست ت
۶۹	پیوست ج
۷۰	پیوست د
۷۲	پیوست ه
۷۳	پیوست و
۷۴	پیوست ی

فهرست شکل‌ها

۱۲	شکل (۱-۲) مدل ابعاد اضافه
۱۹	شکل (۱-۳) تغییرات تابع فشار بر حسب دما
۱۹	شکل (۲-۳) نمودار چگالی انرژی بر حسب دما
۲۱	شکل (۳-۳) رفتار ناشناخته برای تبدیل هموار
۲۱	شکل (۴-۳) تغییرات چگالی انرژی برای تبدیل هموار
۲۲	شکل (۵-۳) تغییرات کیسه‌ها برای تبدیل فازهای مختلف

- شکل (۳-۶) تحول کیسه‌ها در حین تبدیل فاز نوع اول ۲۲
- شکل (۳-۷) تغییرات دمای کوارک-هادرون (قبل تبدیل فاز در مدل FRW) ۲۷
- شکل (۳-۸) تغییرات سهم حجم هادرونی (حین تبدیل فاز در مدل FRW) ۲۹
- شکل (۳-۹) تغییرات دمای هادرون در جهان FRW تخت ۳۰
- شکل (۳-۱۰) تغییرات دمای هادرون در جهان FRW تخت ۳۱
- شکل (۴-۱) تغییرات دمای سیال کوارک برای مقادیر متفاوت λ ۳۷
- شکل (۴-۲) تغییرات دمای سیال کوارک برای مقادیر مختلف تابش تاریک ۳۸
- شکل (۴-۳) تغییرات سهم حجم هادرونی h برای مقادیر متفاوت λ ۴۱
- شکل (۴-۴) تغییرات سهم h برای مقادیر متفاوت $u_0 = \frac{6U_0}{K_4^2 \lambda a^4(t_c)}$ ۴۲
- شکل (۴-۵) تغییرات دمای سیال هادرونی برای مقادیر مختلف کشش شامه ۴۵
- شکل (۴-۶) تغییرات دمای سیال هادرونی برای مقادیر مختلف تابش سیاه ۴۶
- شکل (۴-۷) مراحل تبدیل فاز بی‌درو در تئوری هسته‌ای شدن حباب‌های هادرونی ۵۰
- شکل (۴-۸) تغییرات سهم هادرونی f با فرآیند ابرسرد شدن ضعیف ۵۴

فصل ۱:

مقدمه

در کیهانشناسی زمان پیدایش جهان را به چندین دوره تقسیم میکنند که به دوره‌های جهان اولیه معروفند و ما می‌خواهیم با معرفی این دوره‌ها تصویر بهتری از جایگاه تبدیل فاز کوارک-هادرون در جهان اولیه داشته باشیم.

۱-۱- تاریخچه‌ی پیدایش جهان

دنیای اولیه را می‌توان در دوره‌های زمانی به صورت زیر دسته‌بندی کرد، با وجود اینکه هر یک از این دوره‌ها فقط کسری از ثانیه طول می‌کشد، باید بدانیم که تغییرات اساسی دنیا در همین دوره‌ها شکل گرفته است [۱]. جهان اولیه براساس مشاهدات، تئوری‌ها، اطلاعات فیزیک ذرات و تصویر دنیای در حال انبساط منطبق با تئوری نسبیت عام اینشتین مدل‌سازی شده است. اولین دوره که به بازه‌ی زمانی $t < 10^{-43} s$ دلالت می‌کند دوره پلانک نامیده می‌شود و تاکنون اطلاعات دقیقی مبنی بر شناخت اولین لحظات پیدایش جهان بدست نیامده است. در طول این دوره‌ی بسیار کوتاه، هرچهار نیروی بنیادی با یکدیگر متحد بوده و هیچ ذره‌ای وجود نداشت.

دوره‌ی بعدی به بازه‌ی زمانی $10^{-32} s < t < 10^{-34}$ دلالت می‌کند و دوره‌ی تورم^۱ نامیده می‌شود. در این دوره از پیدایش جهان، اندازه‌ی دنیا با سرعت خیلی بیشتری نسبت به ۱۴ بیلیون سال پس از آن رشد کرده است. تئوری‌های مختلفی از تورم وجود دارد ولی در هر صورت این رشد نمائی باید اتفاق افتاده باشد تا کیهان‌شناسان قادر به توجیه مشاهدات چیزهایی که امروزه رصد می‌کنند، باشند. دوره‌ی بعد از تورم، دوره‌ی GUT^۲ نامیده می‌شود. دانشمندان براین باورند که در اولین لحظات پیدایش جهان، همه چیز متقارن بوده است، هرچند به مدت کمی پس از آن تغییرات سیستم باعث شکست تقارن شده است. در این دوره از دنیای اولیه تقارن چهار نیروی بنیادی شکسته شده و با وجود جدا شدن نیروی گرانش، سه نیروی دیگر

¹ Inflation

² Grand unified theory

متحد باقی می‌مانند. دوره‌ی جهان پر از تابش¹ در انتهای دوره تورم قرار دارد. در طی این دوره دنیا در حالت کوانتومی چگال، داغ و کوچک باقی می‌ماند. در این دوره ذرات بنیادی مثل فوتون‌ها، گلئون‌ها و کوارک‌ها از تابش خلق می‌شوند. در مراحل اولیه بعد از مهبانگ، سهم چگالی انرژی تابشی بسیار بزرگتر از سهم چگالی انرژی مادی می‌باشد از اینرو برای لحظاتی می‌توان از وجود ماده چشمپوشی کرد.

دوره‌ی کوارک در زمان $t = 10^{-11} \text{ s}$ بعد از مهبانگ قرار دارد. در این مرحله از پیدایش جهان، دنیای در حال رشد پر شده از تابشی است که از جفت ذره و پاد ذره تشکیل شده است. با توجه به اینکه در لحظات اولیه بعد از مهبانگ، دنیا بسیار داغ می‌باشد، کوارک‌ها و آنتی‌کوارک‌ها از تابش خلق می‌شوند و با نابود شدن دوباره به حالت تابش بر می‌گردند. در هر لحظه به طور متوسط، تعداد کوارک‌ها و آنتی‌کوارک‌ها یکسان است. با انبساط جهان، دنیا سردتر می‌شود و تابش سردتر ذره و پادذره‌ی کمتری خلق می‌کند. از زمانی که کوارک‌ها و آنتی‌کوارک‌ها از پس‌زمینه‌ی تابش جدا می‌شوند، تعداد کوارک بیشتری نسبت به آنتی‌کوارک‌ها باقی می‌مانند. تئوری‌ها هم اکنون تفاوت کوچکی بین کوارک‌ها و آنتی‌کوارک‌ها برای زمانی که آنها خلق و نابود می‌گردند، پیش‌بینی می‌کنند و این مقدار کوچک چیزی است که امروزه باقی مانده است. بر اساس اینکه امروزه تعداد کوارک بیشتری نسبت به آنتی‌کوارک مشاهده می‌شود، دانشمندان بر این باورند که چنین چیزی باید اتفاق افتاده باشد. پروتون‌ها و نوترون‌های تمام عناصر دنیا از کوارک‌ها ساخته شده‌اند و نه آنتی‌کوارک‌ها. در مرحله بعدی با انبساط و سردتر شدن دنیا، متوسط انرژی در حدی که شکست خودبه‌خودی تقارن اتفاق بیفتد، افت می‌کند و بوزون‌های هسته‌ای ضعیف جرم‌دار می‌شوند. این امر باعث آرام‌تر حرکت کردن آن‌ها می‌شود و نیروی آنها برد کوچکتری پیدا می‌کند.

دوره‌ای که مورد توجه ما می‌باشد دوره‌ایست که در زمان $t = 10^{-5} \text{ s}$ بعد از مهبانگ اتفاق می‌افتد. در این مرحله از پیدایش جهان کوارک‌ها و گلئون‌ها در سرعت‌های بالا باعث پراکنده شدن یکدیگر می‌شوند تا اینکه با رخ دادن یک تبدیل فاز همه‌ی کوارک‌ها و گلئون‌ها، داخل مزون‌ها و باریون‌هایی مانند پروتون و نوترون محدود می‌شوند.

قبل از این دوره پروتون‌ها، نوترون‌ها و مزون‌ها وجود نداشتند. در اصل فقط سوپ داغی از کوارک‌ها و گلئون‌ها وجود داشت. در این هنگام لپتون‌ها وارد عرصه می‌شوند. لپتون‌ها شامل الکترون‌ها، مئون‌ها، نوترینوها و همه‌ی ذراتی می‌باشند که قابل اندازه‌گیری نبوده و تحت تأثیر نیروی هسته‌ای قوی نمی‌باشند.

عصر هسته‌زایی تقریباً در بازه‌ی زمانی $0.01 - 100s$ بعد از مه‌بانگ اتفاق می‌افتد. در این دوره هسته‌ها از پروتون‌ها و نوترون‌ها تشکیل می‌شوند. در این مرحله از انبساط و سرد شدن جهان، میانگین دما به اندازه‌ای پایین است که پروتون‌ها و نوترون‌ها می‌توانند بهم بچسبند و هسته‌ی عناصر سبکی مانند هیدروژن، هلیوم و لیتیم را بوجود بیاورند. این دوره قبل از شکل‌گیری ساختارهایی مانند اتم‌ها و مولکول‌ها اتفاق افتاده است.

نوترون‌ها و پروتون‌ها در فواصل کوچکتر از $10^{-13} cm$ همدیگر را جذب می‌کنند. نیروی هسته‌ای قوی که آنها را کنار یکدیگر نگه می‌دارد در بازه‌ی کوچکی محدود شده است و این نیرو در بازه‌ی بزرگتر از بین می‌رود. از این رو برای شکل‌گیری هسته، پروتون‌ها و نوترون‌ها باید برای لحظاتی نزدیک یکدیگر قرار بگیرند. با بالا بودن دما این اتفاق نمی‌افتد چون پروتون‌ها و نوترون‌ها خیلی سریع حرکت می‌کنند و نمی‌توانند زمان زیادی نزدیک یکدیگر قرار بگیرند. اکثر نوترون‌های دنیا در تشکیل هسته‌ی هلیوم که از دو پروتون و دو نوترون شکل گرفته، شرکت می‌کنند. نوترون‌های کمتری در تشکیل لیتیم که از ترکیب سه پروتون و سه نوترون شکل گرفته‌اند، شرکت می‌کنند و از بقیه آن‌ها دوتریوم حاصل می‌شود که با یک پروتون و نوترون ایزوتوپ هیدروژن می‌باشد. هسته‌زایی دنیا را برای تشکیل اتم‌ها، ستاره‌ها و کهکشان‌ها آماده می‌کند.

دوره‌ی بعدی عصر بازترکیب است که 380000 سال بعد اتفاق می‌افتد. دنیا در این مرحله نیز در حال بزرگتر و سرد شدن می‌باشد. هر چه دنیا سردتر می‌شود، ماده‌ی بیشتری توسط انرژی بالای تابش در حال خلق شدن می‌باشد و با انبساط جهان، ماده انرژی کمتری نسبت به تابش از دست می‌دهد. در حقیقت، چگالی انرژی در ماده (هسته‌های تازه شکل گرفته) نسبت به چگالی انرژی در تابش (ذرات بدون جرم یا نزدیک به بدون جرم مانند فوتون‌ها) بیشتر می‌باشد. در این دره از پیدایش جهان، پراکندگی فوتون‌ها در اثر برخورد با فوتون‌های دیگر بیشتر از پراکندگی است که در اثر برخورد با ماده رخ می‌دهد. در نتیجه تبادل انرژی بین ماده و تابش کمتر مؤثر می‌باشد. الکترون‌های آزاد، قبل از این دوره به شکل ماده مات پلاسمایی بودند. دما در این دوره تا $3000 K$ پایید می‌آید، در نتیجه الکترون‌ها آرامتر حرکت کرده و توسط هسته‌ها گیر می‌افتند. فوتون‌هایی که در سطح آخرین پراکندگی دنیا را پر کرده‌اند، امروزه CMBR را ساخته‌اند.

از دوره بازترکیب تا انتقال به سرخ $z = 25$ دوره‌ی تاریک^۲ نامیده می‌شود. در این دوره تابش سرد شده و از ماده جدا می‌شود. تقریباً تمام الکترون‌ها توسط هسته‌ی اتم‌های هیدروژن، هلیوم و لیتیم محدود می‌شوند. نیروهای گرانشی در این دوره

¹ Recombination

² Dark epoch

مهم می‌شوند. نوسانات کوچک در چگالی ماده و میدان گرانشی بزرگتر شده و با هم یکی می‌شوند. ذرات گاز هیدروژن توسط گرانش به سمت یکدیگر کشیده می‌شوند. در نهایت، این نیرو باعث متلاشی و مشتعل شدن گاز از گداخت هیدروژن شده و اولین ستاره‌ها را تشکیل می‌گیرند. چندین میلیون سال طول می‌کشد تا ستاره‌ها از ابرگازی شکل بگیرند.

$1 < z < 10$ به دوره‌ی کوازارها معروف است. در این دوره از پیدایش جهان کهکشان‌ها شکل می‌گیرند. کهکشان‌ها از ناهمگنی‌های کوچک اولیه شکل می‌گیرند که این ناهمگنی‌ها در نتیجه‌ی بی‌ثباتی گرانش بوجود آمده است. این موضوع تاکنون جزء مسائل غیرخطی پیچیده بوده و فقط به صورت عددی قابل حل می‌باشد و برای زمان طولانی، زمینه تحقیقی برای بسیاری از محققان خواهد بود و یکی از موارد بنیادی غیر قابل حل مرتبط با این دوره، ماهیت ماده تاریک و انرژی تاریک می‌باشد.

با توجه به دوره‌های بالا، ما دوره‌ای را بررسی خواهیم کرد که در زمان ده میکروثانیه بعد از بیگ‌بنگ اتفاق می‌افتد. برای بررسی این دوره ما در سناریوی خاصی از مدل‌های کیهانشناسی کار می‌کنیم که به مدل ابعاد اضافی معروف می‌باشد.

۱-۲- مدل ابعاد اضافه

اخیراً مدل‌هایی با ابعاد اضافی پیشنهاد شده است. در این مدل‌ها میدانهای استاندارد در جهان چهاربعدی محدود شده‌اند و این فضا-زمان چهار بعدی که (شامه)^۱ نامیده می‌شود در فضازمانی با بعد بالاتر (توده)^۲ غوطه‌ور است و فقط میدان گرانشی است که در فضا-زمان با ابعاد بالاتر نفوذ می‌کند.

یکی از شناخته شده‌ترین مدل‌ها در زمینه تئوری جهان-شامه‌ای، توسط راندال و سندروم (RS)^۳ پیشنهاد شد. در مدلی که RS1 [۲] نامیده می‌شود، دو شامه برای حل مسئله‌ی سلسله مراتبی^۴ پیشنهاد شده است. در حالی که در مدل RS2 [۳]، در نظر گرفتن فقط یک شامه با کشش مثبت، نشان دادند که گرانش چهار بعدی نیوتنی در انرژی‌های پایین دوباره بدست می‌آید، البته به شرط اینکه بعد اضافی فشرده نباشد. ما در این کار از مدل RS2 برای بدست آوردن معادلات اینشتین بر روی

¹ brane

² bulk

³ Randall & sandrum

⁴ Hierarchy problem

شامه استفاده می‌کنیم. این کار توسط SMS¹ انجام شده است. در این کار آنها برای بدست آوردن معادلات اینشتین برروی شامه‌ی سه بعدی، معادلات گاوس کوداسی با شرط پیوند ایزرائیل را بکار برده‌اند [۴].

در سناریوی جهان-شامه‌ای، معادله فریدمن شامل مشتقات چهاربعدی است. این مشتقات منجر به انبساط رو به افزایش در جهان اولیه می‌شود که در حالت کلی تأثیر بسزایی در تحولات کیهانشناسی و بخصوص روی تبدیل فاز کیهانی دارد. تبدیل فاز نوع اول در چارچوب مدل‌های جهان-شامه‌ای در [۲۱] بررسی شده است.

۱-۳- تبدیل فاز در جهان اولیه

همانطور که قبلاً گفتیم بر طبق کیهانشناسی استاندارد، دنیا با انبساط، سردتر می‌شود، بنابراین انتظار می‌رود در دنیای اولیه یک سری تبدیل فاز که همراه با شکست تقارنی است روی داده باشد.

مدل استاندارد فیزیک ذرات دو تبدیل را پیشگویی می‌کند:

(۱) تبدیل فازی که در دمای چند صد GeV رخ می‌دهد، که این تبدیل عامل شکست خودبخودی تقارن electroweak می‌باشد.

(۲) تبدیل فاز دوم در دمای حدود 200 MeV رخ می‌دهد که این تبدیل وابسته به شکست خودبخودی تقارن QCD^۲ می‌باشد.

در اصل کار ما بررسی تبدیل فاز دوم می‌باشد. وقتی چگالی انرژی به اندازه کافی بالا باشد، وجود ماده‌ای با برهم‌کنش قوی به شکل پلاسمای کوارک-گلوئون انتظار می‌رود. با سرد شدن به زیر دمای بحرانی $T_c = 125 MeV$ پلاسمای کوارک-گلوئون به هادرون‌ها (پایون‌های اولیه و مقدار کوچکی از نوترون‌ها و پروتون‌ها) تبدیل می‌شود. هر چند این فاز سریع نمایان نمی‌شود. مدل ساده‌ای که برای این تبدیل پیشنهاد شده، مدل کیسه‌ای^۳ می‌باشد که در نوع ساده شده مدل کیسه‌ای MIT نامیده می‌شود.

¹ Sasaki, Maede, Shironizu

^۲ quantum chromodynamic

³ bag model

این تبدیل فاز که چند میکرو ثانیه بیشتر طول نمی کشد، وقتی اتفاق می افتد که چگالی انرژی جهان خیلی بالا است و بین دو فاز در دمای بحرانی تعادل وجود دارد. فیزیک تبدیل فاز کوارک-هادرون در قالب کیهانشناسی در چارچوب کیهانشناسی نسبیّت عام در [۲۲]-[۲۵] و تبدیل فاز نوع اول کوارک-هادرون به طور کلی در [۱۹] بررسی شده است.

برای توصیف این تبدیل فاز می توان از تئوری هسته‌ای شدن حبایی استفاده کرد. در این تئوری، تبدیل فاز به یک فرآیند ابر سرد شدن ضعیف نیاز دارد. با ابر سرد شدن دنیا، دمای پلاسمای کوارک-گلئون به دمای زیر دمای بحرانی کاهش یافته و حباب‌های هادرونی که از کوارک‌ها بوجود آمده‌اند هسته‌ای می‌شوند. بلافاصله بعد از هسته‌ای شدن، حباب‌ها شروع به رشد بسیار سریع نمایی کرده و به طور ناگهانی با یکدیگر برخورد می‌کنند. با برخورد حباب‌ها دمای پلاسمای دوباره به دمای بحرانی افزایش پیدا می‌کند. می‌توان دمای بحرانی بدست آمده در این تئوری با دمای بدست آمده در سناریوی قبلی را مقایسه کرد. با تقریب خوبی این دو دما یکی می‌باشند.

۱-۴- هدف و انگیزه از این کار

هدف از این کار بررسی تغییر و تحولات پارامترهای فیزیکی مرتبط با این دوره می‌باشد. پارامترهایی که روند تغییرات اندازه‌ی جهان $a(t)$ ، چگالی انرژی $\rho(t)$ و نحوه‌ی تغییرات دمای این دوره را با گذشت زمان نشان می‌دهند و شاید با دانستن جزئیات بیشتر و دقیقتر در مورد تبدیل فازی که در این دوره اتفاق می‌افتد بتوان توجیهی درباره‌ی ناهمگنی‌هایی که امروزه مشاهده می‌شود، یافت.

همانطور که گفته شد تمام این محاسبات با فرض نوع اول بودن تبدیل فاز انجام شده است. ولی انتظار می‌رود که در آینده‌ی نه چندان دور با مشخص شدن نوع تبدیل فاز به طور قطعی، جواب‌های دقیقتر و نزدیک‌تری به نحوه‌ی تغییرات گفته شده در جهان اولیه بیابیم. همچنین با بررسی این تبدیل در مدل‌های دیگر کیهانشناسی میتوان زمینه‌ی مقایسه‌ی پارامترها را فراهم آورد.

فصل ۲:

معادلات اینشتین در جهان شامه

۲-۱- معادلات اینشتین در جهان شامه‌ای ۳ بعدی

در دهه‌ی اخیر توجه بیشتری به مدل‌های جهان-شامه‌ای شده است. در حالی که وجود ابعاد اضافی به تئوری‌های کالوزا و کلین^۱ در دهه‌ی ۱۹۲۰ بر می‌گردد. همانطور که در بخش قبلی ذکر کردیم، در سناریوی جهان شامه‌ای، ما روی شامه‌ی چهاربعدی که در فضایی با بعد بالاتر غوطه‌ور است، زندگی می‌کنیم. در مدل‌های ابعاد اضافه، بعد این محیط با $(4+\Pi)$ نشان داده می‌شود که Π تعداد ابعاد اضافه می‌باشد. در این کار ما Π را برابر با یک در نظر می‌گیریم و معادلات میدان گرانشی را روی شامه بدست می‌آوریم. در این مدل تمام نیروهای مادی به غیر از گرانش بر روی شامه‌ای $(3+1)$ بعدی که در فضا-زمان $(4+1)$ بعدی (توده) غوطه‌ور شده، محدود شده‌اند. مدل‌های متفاوتی مانند $RS1$ ، $RS2$ ، ADD و DGP برای فضا-زمانی با ابعاد اضافه پیشنهاد شده است. مدلی که مدنظر ما می‌باشد مدل راندال-سندروم است. تئوری اول راندال-سندروم، شامه‌ای با کشش منفی را به صورت جهانی با گرانش منفی پیش‌بینی می‌کند که از حوزه‌ی فیزیک خارج است. دومین تئوری آنها با کشش مثبت نشانگان صحیحی را برای گرانش بدست می‌آورد.

در ابتدای کار ما هیچگونه شرایطی را برای فضا-زمان توده در نظر نگرفتیم. سپس تقارن Z_2 را برای فضا-زمان توده فرض می‌کنیم. تانسور انرژی-مومنوم ماده را نیز بر روی شامه محدود می‌کنیم که منطبق با سناریوی جهان-شامه‌ای است که بر مبنای تئوری هوراوا و ویتن^۲ پایه‌گذاری شده است [۷]. بردار واحد عمود بر M و متریک بر روی شامه را به ترتیب با n^α و $q_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - n_\mu n_\nu$ نشان می‌دهیم. در این فصل معادلات اینشتین را بر روی شامه بدست خواهیم آورد (پیوست الف).

¹ Kaluza & Klein

² Horava & Witten theory

۲-۱-۱- تانسور اینشتین بر روی شامه

برای اینکه تانسور اینشتین را بر روی شامه بدست بیاوریم، از معادله گاوس

$${}^{(4)}R^\alpha_{\beta\gamma\delta} = {}^{(5)}R^\mu_{\nu\rho\sigma} q_\mu^\alpha q_\beta^\nu q_\gamma^\rho q_\delta^\sigma + K^\alpha_\gamma K_{\beta\delta} - K^\alpha_\delta K_{\beta\gamma} \quad (1-2)$$

و معادله کوداسی

$$D_\nu K_\mu^\nu - D_\mu K = {}^{(5)}R_{\rho\sigma} n^\sigma q_\mu^\rho \quad (2-2)$$

استفاده می‌کنیم (پیوست الف).

در روابط بالا، انحناى خارجى M با $K_{\mu\nu} = q_\mu^\alpha q_\nu^\beta D_\alpha n_\beta$ نشان داده می‌شود. $K = K_\mu^\mu$ رد آن و D_μ نیز مشتق هموردا در جهت $q_{\mu\nu}$ می‌باشد.

با یکی کردن اندیس های α و γ در معادله گاوس، به رابطه زیر می‌رسیم.

$${}^{(4)}R_{\beta\delta} = {}^{(5)}R_{\nu\sigma} q_\beta^\nu q_\delta^\sigma - {}^{(5)}R^\mu_{\nu\rho\sigma} n^\rho n_\mu q_\beta^\nu q_\delta^\sigma + K K_{\beta\delta} - K^\gamma_\delta K_{\beta\gamma} \quad (3-2)$$

با استفاده از رابطه (۳-۲) و معادله (۴-۲) معادله اینشتین در ۴ بعد به شکل (۵-۲) در می‌آید.

$${}^{(4)}G_{\mu\nu} = {}^{(4)}R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} q_{\mu\nu} {}^{(4)}R \quad (4-2)$$

$${}^{(4)}G_{\mu\nu} = [{}^{(5)}R_{\rho\sigma} - \frac{1}{2} g_{\rho\sigma} {}^{(5)}R] q_\mu^\rho q_\nu^\sigma + {}^{(5)}R_{\rho\sigma} n^\rho n^\sigma q_{\mu\nu} + K K_{\mu\nu} - K_\mu^\alpha K_{\nu\alpha} - \frac{1}{2} q_{\mu\nu} (K^2 - K^{\alpha\beta} K_{\alpha\beta}) - E_{\mu\nu} \quad (5-2)$$

با فرض اینکه

$${}^{(5)}R^\alpha_{\beta\gamma\delta} n_\alpha q_\mu^\beta q_\nu^\delta n^\gamma = E_{\mu\nu} \quad (6-2)$$

و با بکاربردن معادلات پنج بعدی اینشتین

$${}^{(5)}R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta} {}^{(5)}R = k_5^2 T_{\alpha\beta} \quad (7-2)$$

که $T_{\alpha\beta}$ تانسور انرژی مومنتوم پنج بعدی است و همچنین با تجزیه تانسور ریمان به تانسور وایل، تانسور ریچی و اسکالر ریچی که به شکل معادله‌ی (۸-۲) نوشته می‌شود

$${}^{(5)}R_{\mu\alpha\nu\beta} = \frac{2}{3}(g_{\mu[\nu} {}^{(5)}R_{\beta]\alpha} - g_{\alpha[\nu} {}^{(5)}R_{\beta]\mu}) - \frac{1}{6}g_{\mu[\nu} g_{\beta]\alpha} {}^{(5)}R + {}^{(5)}C_{\mu\alpha\nu\beta} \quad (8-2)$$

معادلات میدان چهار بعدی را بصورت زیر بدست می‌آوریم

$${}^{(5)}R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta} {}^{(5)}R = k_5^2 T_{\alpha\beta}$$

$${}^{(4)}G_{\mu\nu} = \frac{2k_5^2}{3}[T_{\rho\sigma} q_\mu{}^\rho q_\nu{}^\sigma + (T_{\rho\sigma} n^\rho n^\sigma - \frac{1}{4}T_\rho{}^\rho)q_{\mu\nu}] + KK_{\mu\nu} - K_\mu{}^\alpha K_{\nu\alpha} - \frac{1}{2}q_{\mu\nu}(K^2 - K^{\alpha\beta} K_{\alpha\beta}) - E_{\mu\nu} \quad (9-2)$$

که

$$E_{\mu\nu} = {}^{(5)}C^\alpha{}_{\beta\rho\sigma} n_\alpha n^\rho q_\mu{}^\beta q_\nu{}^\sigma \quad (10-2)$$

$E_{\mu\nu}$ بدون رد می‌باشد. از معادله کوداسی (۲-۲) و معادلات پنج بعدی اینشتین (۷-۲) بدست می‌آوریم.

$$D_\nu K_\mu{}^\nu - D_\mu K = k_5^2 T_{\rho\sigma} n^\sigma q_\mu{}^\rho \quad (11-2)$$

در این مرحله از کار ما برای بدست آوردن معادلات اینشتین بر روی شامه باید فرض بیشتری بکنیم.

۲-۱-۲- شرط اتصال^۱

همانطور که قبلاً گفته شد اولین فرض مهمی که می‌کنیم محدود کردن تانسور انرژی-تکانه بر روی شامه می‌باشد. این فرض بر این مبناست که میدان‌های ماده‌ی معمولی بر روی شامه قرار دارند و برهم‌کنش‌های گرانشی می‌تواند به داخل توده نفوذ کند.

¹ Junction condition