بسم الله الرحمن الرحیم

دانشگاه سمنان

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

عنوان

کیهان شناسی برانز- دیکی در حضور پتانسیل کوانتومی دوبروی- بوهم

دانشجو

فرشته ساده

استاد راهنما

دکتر حسین غفارنژاد

مهر ۱۳۹۱

دانشگاه سمنان

دانشکده فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

تحت عنوان

کیهان شناسی برانز- دیکی در حضور پتانسیل کوانتومی دوبروی- بوهم

ارائه شده توسط

فرشته ساده

در تاریخ ۹۱/۷/۱۰ توسط کمیته تخصصی زیر مورد تصویب نهایی قرار گرفت:

۱- استاد راهنما	**دکتر حسین غفارنژاد**
۲- استاد داور داخلی	**دکتر حسین مهربان**
۳- استاد داور داخلی	**دکتر گوهر رستگار زاده**

تقدیر و تشکر

با سپاس فراوان از استاد ارجمند، دکتر حسین غفارنژاد که آنچه پیش روی شماست نتیجه زحمات و راهنمایی های ارزشمندشان است. همچنین فرصت خوبی است تا مراتب ارادت و احترام خود را حضور مهندس مجید آرام و دیگر اساتید بزرگوارم پیشکش نمایم و برای آنچه از علم و اخلاق به من آموختند، قدردانشان باشم.

چکیده

نقش اصل ماخ در فیزیک در رابطه با اصل هم‌ارزی مورد بحث قرار گرفته است. مشکلات پیش رو برای وارد کردن اصل ماخ در نسبیت عام بحث شده است. نظریه اصلاح شده نسبیت عام گرانش، ظاهراً سازگار با اصل ماخ، توسعه داده شده است. گرانش کوانتومی بوهمی معرفی شده است. نظریه برانز – دیکی در چارچوب همدیس تخت و بدون حضور میدان‌های مادی مطالعه شده است و سپس رفتار گرانش کوانتومی – بوهمی برای متریک کیهان‌شناسی تخت روبرتسون – والکر بررسی شده است. با در نظر گرفتن میدان‌های نرده‌ای مادی در یک چارچوب همدیس و نه لزوماً چهارچوب همدیس تخت رفتار گرانش کوانتومی بوهمی برای متریک روبرتسون – والکر تخت کیهان‌شناسی بررسی شده است. سپس با ترکیب اصل ماخ در نظریه نسبیت عام، نظریه برانز – دیکی معرفی شده است. همچنین ثابت شده است که می‌توان اثر انحنایی فضا – زمان (گرانش) را با پتانسیل کوانتومی تصویر کرد. با استفاده از رهیافت گرانش کوانتومی دوبروی – بوهم اهمیت نقش پتانسیل کوانتومی نشان داده شده است.

کلمات کلیدی: اصل ماخ، اصل هم‌ارزی، نسبیت عام، گرانش کوانتومی بوهمی موجبیتی، میدان نرده‌ای، چهارچوب همدیس تخت، برانز – دیکی، کلاین – گوردن، پتانسیل کوانتومی، قانون فوق تورم.

فهرست مندرجات

مقدمه ۱

۱ اصل ماخ و نظریه نسبیت عام گرانش ۴

۱.۱ اصول فلسفی ۴

۲.۱ نظریه گرانش بر پایه میدان نرده‌ای در هندسه ریمانی ۱۵

۳.۱ تقریب میدان ضعیف ۲۰

۲ نظریه کوانتومی بوهم ۲۴

۱.۲ نظریه موجبیتی بوهم ۲۴

۲.۲ مکانیک کوانتومی بوهم ۲۶

۳ کیهان‌شناسی برانز – دیکی در چارچوب همدیس تخت و رهیافت کوانتومی دوبروی – بوهم ۳۱

۱.۳ فرمول‌بندی هامیلتون – ژاکوبی نظریه همدیس تخت برانز – دیکی . ۳۲

۲.۳ اصلاح نظریه همدیس تخت برانز – دیکی و پتانسیل کوانتومی ۳۳

۴ کیهان‌شناسی کوانتومی دوبروی – بوهم در نظریه برانز – دیکی در حضور پتانسیل هیگز ۳۶

۱.۴ مدل گرانشی ۳۷

۲.۴ معادلات گرانشی نظریه برانز – دیکی برای مدل گرانشی با پتانسیل هیگز . . . ۳۸

۵ نتیجه‌گیری ۴۳

مراجع ۴۵

مقدمه

اصل ماخ بیان می‌کند که مقدار دقیق ثابت‌های بُعددار طبیعت وابسته به مقدار دقیق سایر کمیت‌های فیزیکی هستند و برای تعیین آن‌ها باید مقدار دقیق هر کدام از کمیت‌هایی که مستقیم یا غیرمستقیم به آن‌ها وابسته‌اند را بدانیم. از طرفی از فرضیه اعداد بزرگ دیراک می‌توان ثابت‌های فیزیکی را متغیر اختیار کرد. با در نظر گرفتن این دو موضوع ثابت گرانشی نیوتن، G را متغیر فرض کرده و آن را متناسب با ϕ^{-1} در نظر می‌گیریم که ϕ میدان نرده‌ای در هندسه ریمانی است و منشأ تولید انرژی جنبشی در لاگرانژی ماده می‌باشد. با وردش از کنش ماده، نسبیت عام تعمیم یافته به‌دست خواهد آمد.

مکانیک کوانتومی بوهمی یک نظریه موجبیتی[1] مبتنی بر متغیرهای نهانی غیرموضعی است. موج شرودینگر موجودی ناموضعی و متشکل از دامنه R که حقیقی است و فاز S که موهومی است، می‌باشد. دامنه R منشأ پتانسیل کوانتومی است.

مطالعه پدیده‌ها در نسبیت عام با معادله اینشتین و یا با نظریه دقیق‌تر برانز – دیکی صورت می‌گیرد. یکی از رهیافت‌های گرانش کوانتومی برای مطالعه ساختارهای گرانشی واقع در مقیاس‌های ریز کوانتومی نظریه تعینی[2] دوبروی – بوهم است. نظریه دوبروی – بوهم در سطح آماری رفتاری مانند مکانیک کوانتومی کپنهاگی دارند. مزیت دیگر این نظریه از گرانش کوانتومی آن است که اثرات هندسی یا گرانشی و کوانتومی تصاویر متقابل از همدیگر در دو چارچوب متفاوت هستند. با به

[1] Causal

[2] Deterministic

کار بردن تبدیلات مناسب بین میدان‌های دینامیکی (میدان نرده‌ای برانز – دیکی و میدان تبدیل همدیس متریک) با موج راهبر کلاین – گوردون (هم‌دامنه و هم‌فاز)، کنش برانز – دیکی به همراه ثابت کیهان‌شناسی مثبت Λ، به کنش کلاین – گوردون تبدیل می‌شود. این تبدیلات را برای مجموعه متریک‌های همدیس – تخت به‌دست می‌آوریم هرچند که این ساختار کلی است و انتخاب این دسته متریک‌ها به پشتوانه اصل هم‌ارزی ضعیف تنها شکل معادلات دینامیکی را ساده‌تر می‌کند. با به‌کار بردن تبدیلات کانونیکی از معادلات هامیلتون ژاکوبی موج راهبر دوبروی را برای نظریه همدیس تخت برانز – دیکی به‌دست می‌آوریم. سپس تأثیر پتانسیل کوانتومی را در متریک مختل شده بررسی می‌کنیم.

سپس سعی می‌کنیم تصویر گرانش کوانتومی دوبروی – بوهم را برای نظریه گرانشی نرده‌ای – تانسوری برانز – دیکی با حضور پتانسیل هیگز مورد تحلیل قرار دهیم. در حقیقت انگیزه ما از تعبیر دوبروی که نظریه کوانتومی حرکت برای ذره نسبیتی می‌باشد به این دلیل است که در آن عامل همدیس فضا – زمان با پتانسیل کوانتومی مرتبط می‌شوند[۱]. در این نگرش در واقع اثرات گرانشی و کوانتومی ماده در تصویر متقابلی از اثرات هندسه فضا – زمان قرار می‌گیرد. به عنوان نمونه تصویر کوانتومی دوبروی – بوهم برای نظریه گرانشی نرده‌ای – تانسوری برانز – دیکی را مطالعه می‌کنیم. دقیق‌تر این‌که تأثیر پتانسیل کوانتومی حاصل از نظریه کوانتومی دوبروی – بوهم را بر روی هندسه فضا – زمان تخت فریدمان – روبرتسون – والکر بررسی خواهیم نمود که از نظریه گرانشی برانز – دیکی پیروی می‌کند. در این نظریه گرانشی دو میدان دینامیکی نرده‌ای یعنی عامل مقیاس فضا زمان و میدان برانز – دیکی که در واقع نقش افت و خیزهای ثابت جفت شدگی موهمی در گرانش را بازی می‌کند با همدیگر اجزاء یک موج کوانتومی دوبروی – بوهم را تشکیل می‌دهند. با انطباق معادلات

هامیلتون – ژاکوبی از سوی نظریه کوانتومی دوبروی – بوهم با معادلات گرانشی برانز – دیکی همواره می‌توان نشان داد که پتانسیل کوانتومی در معادلات هامیلتون – ژاکوبی در ارتباط با میدان متریک در نظریه گرانشی قرار می‌گیرد. لذا اثرات کوانتومی ماده مستقیماً هم‌ارز با هندسه فضا زمان می‌شود که برای اولین بار دوبروی این ایده را پیشنهاد نمود. در واقع به نظر می‌رسد که در فیزیک برای هندسه دو نقش متقابل می‌توان اختیار کرد: هندسه فضا زمان در تصویر گرانشی و یا به جای آن اثرات کوانتومی ماده در تصویر دوبروی – بوهم[۲]. از آن‌جا که معادلات حاکم بر هندسه غیرخطی هستند، لذا پتانسیل کوانتومی ممکن است تأثیر قابل توجهی روی سهم کلاسیکی انحنای فضا زمان داشته باشد[۳]. برای این‌که فرض‌های فوق را روی مسئله انرژی تاریک سهیم کنیم، فرض می‌کنیم که یک پتانسیل شبه کوانتومی مرتبط با میدان نرده‌ای χ شبیه $Q = \lambda^{۲}\Box\chi/\chi$ برای میدان نرده‌ای وابسته به زمان وجود دارد که این‌جا شکل پتانسیل در آحاد $\hbar = c = ۱$ بیان شده است و در آن λ عامل مقیاس است و فرض می‌شود که باید از مرتبه وارون ثابت هابل، $H^{-۱}$ باشد. گام بعدی نوشتن لاگرانژی نظریه با قرار دادن عامل همدیس به عنوان میدان نرده‌ای اول و معرفی میدان نرده‌ای دوم که در حقیقت اثرات پتانسیل کوانتومی است، می‌باشد. از آن‌جایی که هر دو میدان با هم جفت شده هستند، پس انتظار داریم که رابطه‌ای بین پتانسیل کوانتومی و عامل همدیس فضا – زمان ظاهر شود.

فصل اول

اصل ماخ و نظریه نسبیت عام گرانشی

۱,۱ اصول فلسفی

جالب توجه است که از زمان دکارت در رابطه با ماهیت فضا، تنها دو ایده بر افکار ما حاکم بوده است. از یک دیدگاه فضا یک ساختار مطلق فیزیکی با خواص خودش است. برای هر نظریه قرن نوزدهم، این نگرش می تواند از گرداب های[۱] [۴] دکارت از فضای مطلق نیوتن[۲] [۵] مطرح شده باشد. در دیدگاه مخالف که توسط ماخ بیان شده است خصوصیات لختی و هندسی فضا برای یک فضای خالی بی معنی هستند و منشا خصوصیات فیزیکی فضا، ماده درون آن ها است، و تنها حرکت ذره نسبت به مواد دیگر جهان معنادار است، و تنها حرکت ذره نسبت به مواد دیگر جهان معنادار است که البته هیچ نظریه فیزیکی کاملی برای بیان آن وجود ندارد. این نگرش نیز قدیمی

[۱] vorties

[۲] I.Newton

است و می‌تواند از نوشته‌های برکلی [۳][٦] از آن‌چه ارنست ماخ [۴][۷] نوشته است، منشأ بگیرد. این ایده‌ها در نسبیت عام بیان محدودی دارند، اما باید تصدیق شود که اگرچه در نسبیت عام توزیع جرم روی هندسه فضایی تأثیر می‌گذارد، اما هندسه تعیین شده با این توزیع یکتا نیست. هنوز امکان تعیین شرایط مرزی روی معادله‌های میدان نسبیت عام برای آوردن نظریه‌ای مطابق اصل ماخ وجود ندارد. از جمله موارد این‌که چنین شرایط مرزی‌ای همه حل‌های بدون حضور جرم را حذف می‌کنند.

ضروری است یادآوری شود که مطابق ایده‌های ماخ ممکن است نیروی مشاهده شده محلی در یک آزمایشگاه شتاب‌دار با اثرات گرانشی تعبیر شود که منشأ آن ماده شتاب‌دار دور نسبت به آزمایشگاه است. نقص این ایده در نسبیت عام می‌تواند با توجه به فضای خالی البته با یک آزمایشگر تنها در آزمایشگاهش دیده می‌شود. با همان کاربرد قدیمی، دستگاه مختصات مینوکوفسکی ثابت نسبت به آزمایشگاه به طور مجانب‌وار و با فرض یک آزمایشگاه معمولی با جرم کوچک، که اثر آن روی متریک ناچیز است و این که اثر می‌تواند در تقریب میدان ضعیف مورد توجه قرار گیرد. مطابق نسبیت عام، طبق قوانین معمول مشاهده‌گر رفتار عادی را برای دستگاهش مشاهده می‌کند. همچنین مطابق نسبیت عام، آزمایشگر می‌تواند با خروج از پنجره و شلیک گلوله به طور مماس، آزمایشگاهش را در حال چرخش تنظیم کند. پس از آن ژیروسکوپ حساس آزمایشگاه جهتی را در مسیر تقریباً ثابت نسبت به مسیر حرکت گلوله به سمت عقب و به سرعت ادامه می‌دهد. ژیروسکوپ نسبت به دیواره‌های آزمایشگاه خواهد چرخید. بنابراین از دیدگاه اصل ماخ، گلوله خیلی ریز و تقریباً بدون جرم دور نسبت به جرم‌های بزرگ نزدیک دیواره‌های آزمایشگاه در تعیین چارچوب مختصات لخت و تعیین موقعیت

[۳] G. Berkeley

[۴] E. Mach

ژیروسکوپ مهمتر به نظر می‌آید[۸]. واضح است که آنچه در این‌جا توصیف شد بیشتر نزدیک به یک فضای مطلق از مفهوم نیوتنی است تا یک فضای فیزیکی در مفهوم برکلی و ماخ.

مثال بالا مسئله‌ای را برای ما طرح می‌کند. ممکن است یکی از سه مورد زیر را بپذیریم:

۱) فضای فیزیکی هندسه ذاتی دارد و خصوصیات لختی اطراف آن‌ها از ماده تشکیل دهنده درون آن‌ها سرچشمه می‌گیرد.

۲) ممکن است مثال بالا توسط شرایط مرزی ناشناخته روی معادله نسبیت عام به عنوان مورد غیرفیزیکی رد شود.

۳) موقعیت فیزیکی بالا به طور صحیح توسط معادلات نسبیت عام توصیف نمی‌شود.

این موارد پیشتر مورد بحث قرار گرفته‌اند. اولین ایرادات وارد بر آن‌ها اساساً فلسفی هستند و قبلاً بیان شده‌اند و به زمان بیشوپ برکلی[۵] برمی‌گردد. تمام فیزیکدانان گذشته تا عصر حاضر برای مفهوم نسبیت در حرکت قدردان اینشتین هستند.

چناچه جهان مشاهده شده نایکنواخت باشد، به نظر می‌رسد تعیین شرایط مرزی برای جلوگیری از توزیع جرم نامناسب نسبت به آزمایشگاه واقع در مکان دلخواه مشکل باشد. چرا یک آزمایشگاه نمی‌تواند نزدیک ستاره‌ای با جرم بزرگ ساخته شود؟، چرا نباید حضور این ستاره با جرم بزرگ در اثر لختی سهم داشته باشد؟.

با توجه به قوانین فیزیک، با دقت زیرکانه‌ای اشکالی شامل جبنه‌های کمی درون یک پوسته کروی با جرم بزرگ ساکن، آورده می‌شود. آن‌چه که به خوبی می‌دانیم این است که حل داخلی شوراتزشیلد

[۵] B. Berkeley

تخت است و می‌تواند در دستگاه مختصات مینوکوفسکی بیان شود. همچنین مطابق نسبیت عام، همه دستگاه‌های مختصات مینوکوفسکی هم‌ارز هستند و چنان‌که در منطقه داخلی مشاهده شده است جرم و شعاع پوسته کروی روی قوانین فیزیک اثرات قابل تشخیص ندارند. ظاهراً از هیچ روش قابل تشخیصی پوسته کروی روی اثر لختی در منطقه داخلی سهم ندارد. اگر جرم پوسته کروی کاهش یابد چه اتفاقی می‌افتد؟، یا شعاع بدون محدودیت افزایش یابد؟. ممکن است همچون تلاش‌های ناموفق کومار [۶][۹] اظهار کنیم که برای پیدا کردن شرایط مرزی و مقدار اولیه مناسب برای نسبیت عام، شواهد اصل ماخ را بیاوریم.

مورد مطرح سوم «اصل ماخ و نظریه نسبیت عام گرانش» است. در حقیقت هدف این است که برای محدودیت بیشتر فرمول‌بندی، نظریه را مطابق اصل ماخ تکمیل کنیم. همچنین کار شامل دو بخش است، فرمول‌بندی نظریه میدان مناسب و فرمول‌بندی شرایط مرزی و مقدار اولیه مناسب برای نظریه که هندسه فضا را به طور یکتا به توزیع ماده وابسته می‌سازد. در این‌جا تنها بخشی از مسئله به طور جزئی مورد بحث قرار گرفته است.

یک اصل به همان جامعیت اصل ماخ، منشأ در فلسفه ماده دارد که بدون وجود نظریه تنها به صورت کیفی توصیف می‌شود. یک مدل برای نظریه، ترکیب اجزای اصل ماخ است که توسط شیاما [۷] مطرح شده است. برای ساده‌سازی ابعادی مسئله[۱۰، ۱۱] به همان خوبی بحث شیاما، با فرض اعتبار اصل ماخ، ثابت گرانشی G در یک جهان با انبساط یکنواخت با توزیع جرم در ارتباط است:

$$\frac{GM}{Rc^2} \sim 1 \qquad (1.1)$$

[۶] A. Komar

[۷] D. W. Sciama

در این‌جا M نماد جرم معین جهان قابل مشاهده و R نماد شعاع مرزی جهان قابل مشاهده است.

به طور خلاصه ایده‌های فیزیکی حاصل از معادله (۱.۱) را که در مرجع ۹ تا ۱۲ داده شده‌اند، می‌توان چنین بیان نمود:

مطابق اصل ماخ فقط حرکتی معنی‌دار است که مربوط به ماده ساکن در جهان باشد و ممکن است اثر لختی مورد آزمایش در آزمایشگاه شتاب‌دار نسبت به ماده دور جهان به طور هم‌ارز تفسیر شود، به طوری که عامل نیروی گرانشی روی یک آزمایشگاه ثابت به واسطه حضور ماده شتاب‌دار دور است [۱۲].

این تفسیر از اثر لختی مفهوم جالبی همراه دارد. آزمون جسم سقوط آزاد به سمت خورشید را درنظر بگیرید. با انتخاب دستگاه مختصاتی که مهم نیست شتاب داشته باشد، ممکن است فرض شود که کشش گرانشی خورشید با کشش گرانشی دیگر یا اثر لختی به تعادل رسیده است[۱۰].

یادآوری می‌شود که به واسطه‌ی یک دوتایی از همه نیروهای گرانشی تعادل از بین نمی‌رود. بنابراین شتاب به وسیله توزیع جرم در جهان تعیین می‌شود، اما مستقل از نیروی برهم‌کنش‌های داخلی گرانشی است. با معرفی جرم خورشید با m_s و فاصل با r قادر خواهیم بود شتاب را مطابق قانون نیوتن، $a = \frac{Gm_s}{r^2}$ بیان کنیم، یا با تحلیل ابعادی از توزیع جرم داریم: $a \sim \frac{mRc^2}{Mr^2}$. ترکیب این دو عبارت معادله (۱.۱) را می‌دهد.

این رابطه تنها در حالت ناهمگنی در مقیاس بزرگ اهمیت دارد، اما پیشنهاد شده است که در این نظریه هر نسبت M به R ثابت باشد، یا این که ثابت گرانشی مشاهده شده محلی متغیر باشد و با توزیع جرم اطراف نقطه موردنظر تعیین شود. حالت اول از این دو مورد بدیهی است، در این قسمت به سادگی ممکن است محدودیت توزیع جرم در نتیجه برخی از شرایط مرزی روی معادله‌های میدان

نسبیت عام رخ داده باشد. مورد دوم با «اصل هم‌ارزی قوی»[۱۳] و نسبیت عام سازگار نیست. در زیر دلایلی برای این موضوع مورد بحث قرار گرفته است.

اگر اثر لختی که ممکن است به واسطه ماده شتاب‌دار دور به عنوان یک نیروی گرانشی تعبیر شود، ممکن است انتظار داشته باشیم که مقادیر مشاهده شده محلی جرم‌های لختی ذرات به توزیع ماده در اطراف نقطه موردنظر بستگی داشته باشد. اگرچه باید یادآوری شود که ابهام اساسی در یک حالت از این نوع وجود دارد، چون هیچ روش مستقیمی وجود ندارد که بتوان جرم هر ذره همچون الکترون را در یک نقطه از فضا – زمان متفاوت دیگر تطبیق داد. در این وضعیت فقط نسبت‌های جرم در نقاط متفاوت می‌تواند تطبیق داده شود. از طرف دیگر گرانش برای هر جرم پیش‌بینی می‌کند:

$$\left(\frac{\hbar c}{G}\right)^{\frac{1}{2}} = ۲/۱۶ \times ۱۰^{-۵} g \qquad (۲.۱)$$

و نسبت جرم، عدد بی‌بعد

$$m\left(\frac{G}{\hbar c}\right)^{\frac{1}{2}} \cong ۵ \times ۱۰^{-۲۳} \qquad (۳.۱)$$

یک اندازه‌گیری دقیق برای جرم الکترون پیش‌بینی می‌کند که می‌تواند در نقاط فضا – زمان‌های متفاوت تطبیق داده شود.

همچنین باید متذکر شویم که کمیت‌هایی مثل «$\hbar$ و c برای همه نقاط فضا – زمان یکسان هستند.» مگر تا وقتی که یک روش اندازه‌گیری برای محلی بودن آن‌ها داده شود. در حقیقت، باید یادآور شد که ممکن است $\hbar$ و c ثابت تعریف شده باشند. یک سری از «ثابت‌های» فیزیکی می‌توانند ثابت تعریف شوند به شرط آن‌که آن‌ها نتوانند به شکل یک یا چند عدد بی‌بعد ترکیب شوند. برای یک عدد بی‌بعد که تحت تبدیل آحاد ناوردا است و موضوع ثابت بودن چنین اعداد بی‌بعدی نه با تعریف

که با اندازه‌گیری تعیین شده است، لزوم این محدودیت واضح است. اگر وجود هر مولد اعداد بی‌بعد غیرممکن باشد، یک سری از چنین ثابت‌های فیزیکی مستقل که ثابت هستند با تعریف «تکمیل» می‌شود.

باید یادآوری شود که اگر مقدار کمیت در مولد با مکان تغییر کند و $\hbar$ و c ثابت تعریف شوند، آن‌گاه m یا G، یا هر دو، می‌توانند با مکان تغییر کنند. هیچ اختلاف اساسی بین جرم ثابت و G بزرگ ثابت وجود ندارد. اگرچه ممکن است یکی یا دیگری مناسب‌تر باشد، برای ساختار فرمولی نظریه یک روش تقریبی، اختلاف نسبی بین دو مورد می‌باشد.

با بازگشت به معادله (۳.۱)، اندازه تقریبی این عدد بی‌بعد ذکر شده است و هم از رابطه موجود اعداد بزرگ بی‌بعد اخترفیزیکی به دست می‌آید. رابطه حاضر مربع معکوس این اعداد [معادله (۳.۱)] سن جهان را با عدد بی‌بعد در واحد زمان اتمی بیان می‌کند. دیراک یک ارتباط موجبیتی پیشنهاد کرد که منجر به مقدار متغیر با زمان معادله (۳.۱) شد. در ادامه اهمیت فرضیه دیراک [۸][۱۴] از نظر اصل ماخ مورد بحث قرار گرفته است[۱۰].

دیراک مدل کیهان‌شناسی دقیق بر پایه انطباق عددی را به عنوان اصل موضوع پذیرفت. در این زمینه انتقاداتی وجود دارد که خیلی خوب از داده‌های تجربی که نظریه بر اساس آن‌ها پایه‌گذاری شده است، تبعیت می‌کند[۱۰]. همچنین نشان داده شده است که نتایج به‌دست آمده با مشاهدات اخترفیزیکی بررسی شده از لحاظ نظریه تکاملی جدید ستاره‌ای، منطبق نیستند.

از طرف دیگر باید یادآوری شود که یک ثابت فیزیکی بی‌بعد بزرگ مانند معکوس معادله (۳.۱) در روشی نامعتبر یک تعیین شده توسط طبیعت لحاظ می‌گردد یا مربوط به بعضی دیگر از اعداد بزرگ

[۸] P. A. M. Dirac

بدست آمده از طبیعت در نظر گرفته می‌شود. در هر صورت تلاش برای بدست آوردن عددی شبیه $۱۰^{۲۳}$ از نظریه به عنوان یک عددی ریاضی محض شامل عامل $\frac{۴\pi}{۳}$ معقول به نظر می‌رسد.

نتیجه آن‌که اگرچه ساختار دقیق کیهان‌شناسی دیراک که بر اساس شواهد تجربی ضعیف است، تصدیق نشده است، نتیجه عمومی‌تر که عدد [معادله (۳.۱)] با زمان تغییر می‌کند، پایه محکم‌تری دارد.

با فرض این‌که $\hbar$ و c ثابت باشند، در این راستا تعبیر اصل ماخ توسعه می‌یابد، یعنی نسبت بی‌بعد جرم که توسط معادله (۳.۱) داده می‌شود به توزیع ماده جهان وابسته است، آن‌گاه هر جرم m یا ثابت گرانشی یا هر دو باید متغیر باشند. بنابراین توصیف این موارد همان توصیف موقعیت فیزیکی است که ساختار فرمولی نظریه با دو مورد تغییر خواهد کرد. برای مثال، به آسانی می‌توان نشان داد که ذرات بدون بار بدون اسپین که جرم‌های آن‌ها وابسته به مکان است روی ژئودزیک متریک حرکت نمی‌کنند. بنابراین تعریف تانسور متریک برای دو مورد اختلاف دارد. دو تانسور متریک با یک تبدیل همدیس به هم مربوط می‌شوند.

دلخواه بودن تانسور متریک به این دلیل است که برای دستگاه اندازه‌گیری می‌توان بی‌نهایت انتخاب داشت و این به دلیل اهمیت فیزیکی هندسه ریمانی در نسبیت عام است[۱۵]، که مشخص می‌کند که فضا به طور عام تحت یک تبدیل همدیس (به عنوان باز تعریف تانسور متریک در یک فضای یکسان به کار می‌رود) ناوردا نمی‌ماند[۱۶]. موضوع حتی از این هم پیچیده‌تر می‌شود وقتی این چهارده ناوردا با یک تبدیل به صفر تقلیل می‌یابد. البته چنین هندسه‌ای نمایش ویژه‌ای برای نظریه می‌باشد و باید گفت که این اظهارات نشان نمی‌دهند که هندسه ریمانی در نسبیت بی‌فایده و نادرست است بلکه هر یک از آن‌ها یک نمایش خاص نظریه است. باید آشکار شود که مفهوم فیزیکی نظریه شامل ناورداهای گروه تبدیلات وابسته به مکان آحاد و تبدیلات مختصه‌ای می‌باشد. ناورداهای

معمول در هندسه ریمانی تحت این گروه گسترده ثابت باقی نمی‌ماند[۱۷].

یک نمایش در نسبیت عام که فرض می‌کنیم امکان‌پذیر باشد، انتخاب دستگاه‌هایی است که در آن اتم‌ها با خصوصیات فیزیکی وابسته به مکان توصیف می‌شوند.

طبق آن‌چه در بالا آمد، یک انتخاب ویژه دستگاه‌ها هنگامی است که انتخاب دلخواه و ناوردایی بی‌اهمیت باشد. اگر جرم‌های لختی ذرات بنیادی ثابت تعریف شود و ثابت گرانشی متغیر باشد، ساختار نظری ساده‌تر به نظر می‌آید.

باید یادآوری شود که این تنها وقتی امکان‌پذیر است که نسبت جرم‌های ذرات بنیادی ثابت باشد، که البته تردید معقولی وجود دارد[۱۳، ۱۱]. از طرف دیگر انتظار داریم کمیت‌هایی همچون نسبت‌های جرم یا ثابت ساختار ریز [۹] اگر به توزیع جرم جهان وابسته باشند، پس کمترین حساسیت در وابستگی آن‌ها به عدد داده شده از معادله (۳.۱) وجود خواهد داشت و در یک نظریه اولیه ناکامل می‌توان از تغییرات آن‌ها چشم‌پوشی کرد. همچنین یادآوری می‌کنیم که برای بازسازی رضایت‌بخش نظریه یک ثابت ساختار ریز متغیر شرط پایداری تقریبی نسبت لختی برای جرم گرانشی منفرد[۱۸] و لازمه همسانگردی فضایی بی‌نهایت شدید [۱۹]، شرایط سختی را تحمیل می‌کند که یافتن آن اگر غیرممکن نباشد، دشوار است.

باید تأکید شود که بحث بالا شامل اعداد بی‌بعد بزرگ، معادله (۳.۱)، مستقیماً مشکلی در اصل ماخ ایجاد نمی‌کند، اما اصل ماخ و فرض یک «ثابت» گرانشی وابسته به توزیع جرم توضیح قابل قبولی برای تغییر «ثابت‌ها» می‌دهد.

انتظار می‌رود هر دو ماده دور و نزدیک در اثر لختی آزمایش شده محلی سهیم باشند. اگر نظریه

[۹] fine-structure

خطی بود این انتظار را نداشتیم.

معادله (۱.۱) پیشنهاد می‌دهد که معکوس ثابت گرانشی که به طور محلی تعیین شده است به عنوان برهم‌نهی خطی سهم‌ها از ماده جهان است که به طور موجبیتی به ازای هر نقطه در فضا — زمان مرتبط هستند. در یک معادله نمادین می‌توان بیان کرد

$$G^{-1} \sim \sum_i (m_i/r_i c^2) \qquad (۴.۱)$$

در این‌جا جمع روی همه مواد است که می‌تواند در اثر لختی سهم داشته باشد. این معادله تنها بعد از نظریه بازسازی شده معنی دقیق می‌دهد. همچنین معادله (۴.۱) یک رابطه نظریه شیاما است.

ضروری است در مورد اصل هم‌ارزی به عنوان اصلی مفید در نسبیت عام و همچنین اصلی که با اصل ماخ در ارتباط است چند کلمه‌ای بگوییم. همان‌طور که آن در نسبیت عام آمد، اصل هم‌ارزی بیشتر فرض هم‌ارزی محلی نیرو و شتاب گرانشی است. در واقع، در نسبیت عام فرض می‌شود قوانین فیزیک شامل ثابت‌های عددی هستند (یعنی ثابت‌های فیزیکی بی‌بعد)، که به طور محلی از یک آزمایشگاه سقوط آزاد مشاهده شده‌اند. این اعداد از وقت محلی یا فضای آزمایشگاه مستقل هستند. این یک بیان از «اصل هم‌ارزی قوی» است. در این‌جا تعبیر اصل ماخ توسعه یافته با اصل هم‌ارزی قوی به وضوح ناسازگار است. برابری محلی همه شتاب‌های گرانشی (برای صحت آزمایش‌های موجود) «اصل هم‌ارزی ضعیف» است. باید یادآوری شود که «اصل هم‌ارزی ضعیف» با پایه تجربی قوی از آزمایش‌های اتوش[۱۰] به‌دست می‌آید.

قبل از تلاش برای فرمول‌بندی نظریه گرانشی که از دیدگاه اصل ماخ نسبت به نسبیت عام

[۱۰] R. Eötvös