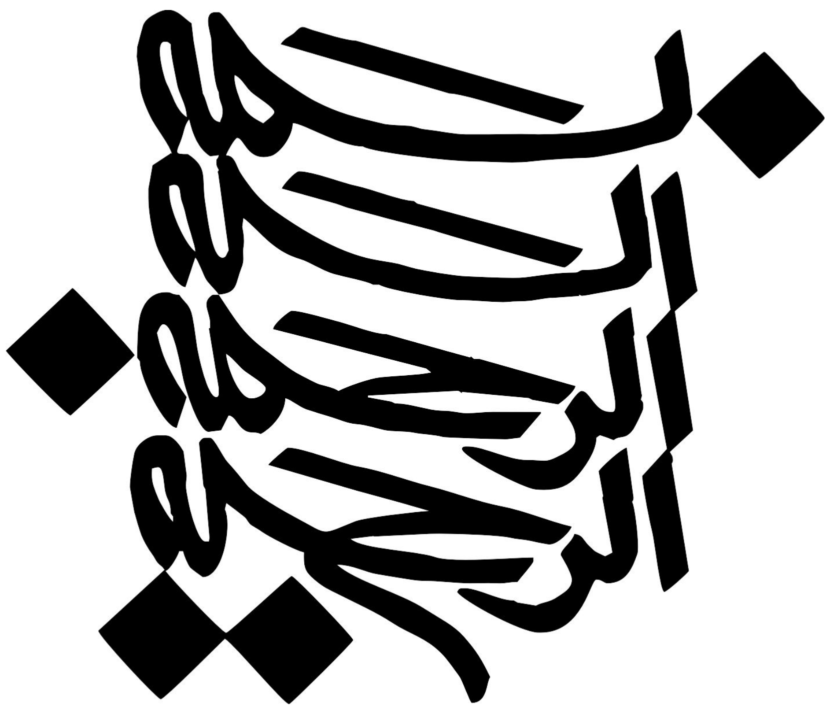

بسم الله الرحمن الرحيم

دانشکده علوم‌پایه

پایان‌نامه
برای دریافت درجه کارشناسی‌ارشد در رشته

فیزیک
گرایش نظری

عنوان

روش‌های مکانیزم δN در مدل‌های کیهان‌شناسی تورمی و اختلالات غیرگاؤسی

اساتید راهنما

دکتر احمد شریعتی
دکتر حسن فیروزجاهی

دانشجو

معصومه قاسمی نودهی

شهریور ۱۳۹۰

کلیه‌ی دست‌آوردهای این تحقیق متعلق به دانشگاه الزهرا است.

تقدیم به مهربان فرشتگان

احمد و احسانه

قدردانی و تشکر

ایزد متعال را شاکر و سپاس‌گزارم که به من توفیق داد تا در طریق کسب علم و دانش گام بردارم و در این مسیر مرا از الطاف بیکران خویش بهره‌مند ساخت.

وظیفه خود می‌دانم از استاد گرامی جناب آقای دکتر حسن فیروزجاهی که در همه‌ی مراحل با حوصله و جدیت چراغ راه من بودند و از محضر ایشان بهره‌مند شدم، صمیمانه قدردانی نمایم.

همچنین از استاد ارجمند جناب آقای دکتر احمد شریعتی به دلیل رهنمودهای ارزشمند ایشان و فراهم نمودن امکان همکاری با پژوهشگاه دانش‌های بنیادی کمال تشکر را دارم.

از رهنمودهای ارزنده‌ی اساتید گران‌قدر آقایان دکتر محمد خرمی و دکتر امیرحسین فتح‌اللهی نیز سپاس‌گزاری می‌نمایم.

همچنین از محبت‌های بی‌دریغ خانم‌ها راضیه امامی، آزاده ملک‌نژاد و زهرا عیدی و رهنمودهای ارزشمند آقایان علی اکبر ابوالحسنی و محمد حسین نامجو تشکر می‌نمایم.

لازم می‌دانم از برادر مهربانم حسین که در تایپ پایان‌نامه یاریم نمودند نیز قدردانی نمایم.

چکیده

امروزه مشاهدات نجومی تئوری تورم کیهانی را به عنوان تئوری عالم اولیه و ایجاد ساختارهای کیهانی تأیید می‌کنند. ایده‌ی تورم، علاوه بر اینکه مشکلات بنیادی مدل کیهان‌شناسی استاندارد را برطرف می‌کند، بلکه مکانیزمی برای ایجاد اختلالات جهت تولید ساختارهای بزرگ مقیاس در کیهان امروزی ایجاد می‌کند. این اختلالات با تقریب خوبی مقیاس ناوردا، گاؤسی و بی‌دررو هستند که با مشاهدات نجومی به خوبی تطابق دارد.

فرمول‌بندی δN روشی برای محاسبه‌ی اختلالات کیهانی در مدل‌های تورمی چندمیدانه است. در این مدل‌ها اختلالات می‌توانند طیف غیرگاؤسی قابل توجهی تولید کنند که با توجه به رصدهای کیهانی می‌توان روی پارامترهای این گونه مدل‌ها قید گذاشت. در این پایان‌نامه فرمول‌بندی δN مورد بررسی قرار گرفته و در برخی از مدل‌های چندمیدانه مقدار بزرگی اختلالات غیرگاؤسی محاسبه می‌گردند.

واژه‌های کلیدی: *کیهان‌شناسی استاندارد، کیهان‌شناسی تورمی، نظریه‌ی اختلال کیهانی، فرمول‌بندی* δN *، اختلال غیرگاؤسی.*

فهرست مطالب

فهرست جداول

فهرست شکل‌ها

پیش‌گفتار

مدل کیهان‌شناسی استاندارد یکی از موفق ترین مدل‌هایی است که تطابق خوبی با مشاهدات رصدی دارد. با وجود موفقیت‌های چشمگیر، این مدل دارای مشکلاتی همچون مشکل افق و مشکل تخت بودن عالم می‌باشد. مدل تورم کیهانی (۱۹۸۰) که در این پایان‌نامه به تفصیل بررسی می‌گردد به توصیف دوره‌ای از دوران تحول عالم با شتابِ انبساطِ مثبت می‌پردازد که رشد عامل مقیاس در آن به صورت تقریباً نمایی است. این مدل ایده‌ای برای حل مشکلات بنیادی کیهان‌شناسی استاندارد ارائه می‌کند و علاوه بر آن ضمن توصیف منشأ افت و خیزهای اولیه طیفی تقریباً گاؤسی، مقیاس ناوردا و بی‌دررو برای افت و خیزهای اولیه پیش‌بینی می‌کند که با مشاهدات تابش زمینه‌ی کیهانی (۱۹۸۹) تطابق دارد.

در نظریه‌ی تورم مجموعه‌ای از میدان‌ها را داریم که مسئول ایجاد ساختارها و کهکشان‌ها هستند. در حال حاضر منشأ این میدان‌ها مشخص نیستند، تصور می‌شود منشأ آن‌ها به دوره‌ی ماقبل تورم، گرانش کوانتومی، بر می‌گردد که هم اکنون اطلاعات دقیقی از آن در اختیار نداریم. با این وجود تورم پیش‌بینی بسیار زیادی مطابق با مشاهدات رصدی دارد و رابطه جالبی بین فیزیک در مقیاس‌های بزرگ و مقیاس‌های کوچک برقرار می‌کند.

در مدل تک‌میدانه‌ی تورمی با غلتش آرام اختلال انحنای گاؤسی با دقت بالا پیش‌بینی می‌شود. ولی با مشاهده‌ی اختلال غیرگاؤسی اولیه، مدل‌های پیچیده‌تری را برای دینامیک تورم انتظار داریم. فرمول‌بندی δN یک ابزار قدرتمند برای بررسی تحول اختلال‌ها و محاسبه‌ی میزان انحراف از مقدار گاؤسی آن‌ها در مدل‌های چندمیدانه است. این فرمول‌بندی ابتدا توسط ساساکی و استوارت در سال ۱۹۹۵ بر پایه‌ی کار استروبینسکی در سال ۱۹۸۵ معرفی شد.

مدل‌های تورمی چندمیدانه به دلیل برهمکنش میدان‌ها با هم اختلالات غیرگاؤسی قابل توجهی

تولید می‌کنند. با محاسبه‌ی مقدار اختلال غیرگاؤسی در مدل‌های مختلف و مقایسه آن با داده‌های مشاهداتیِ ماهواره $WMAP$ (۲۰۰۱) و یا ماهواره پلانک (۲۰۱۲) در آینده مبنی بر ناهمگنی‌های موجود برروی تابش زمینه‌ی کیهانی، می‌توان برروی پارامترهای مدل‌های مختلف تورمی قید گذاشت.

در این پایان‌نامه در فصل اول ابتدا مرور مختصری بر کیهان‌شناسی استاندارد و بیان موفقیت‌ها و مشکلات آن داریم. در فصل دوم به تفصیل به بررسی مدل تورم کیهانی می‌پردازیم و مدل‌های مختلف تورمی معرفی می‌گردند. در فصل سوم به مطالعه‌ی نظریه‌ی اختلالات کیهانی و افت و خیزهای کوانتومی در طول تورم پرداخته شده است، در فصل چهارم روش δN به تفصیل مورد مطالعه قرار گرفته و سرانجام در فصل پنجم، مقدار بزرگی اختلالات غیرگاؤسی در مدل‌های مختلف تورمیِ چندمیدانه و قیدهای این مدل‌ها بر پایه‌ی مشاهدات رصدی محاسبه می‌گردند.

فصل ۱

مدل کیهان‌شناسی استاندارد

یکی از موفقیت‌های بزرگ قرن اخیر فهمیدن ساختار و تحول عالم از چند ثانیه‌ی اول تا امروز، 13.7×10^9 سال بعد، است.

پیشگویی‌های مدل کیهان‌شناسی استاندارد در توافق خوبی با توزیع مشاهده شده از ساختار بزرگ مقیاس عالم می‌باشد. مدل استاندارد به یک شرایط اولیه با تنظیم ظریف نیاز دارد، که این مسئله توجه ما را به تحول عالم در زمان‌های اولیه جلب می‌کند.

فصلِ اول پایان‌نامه را با مرور خلاصه‌ای از مدل کیهان‌شناسی استاندارد و مشکلات آن شروع می‌کنیم.

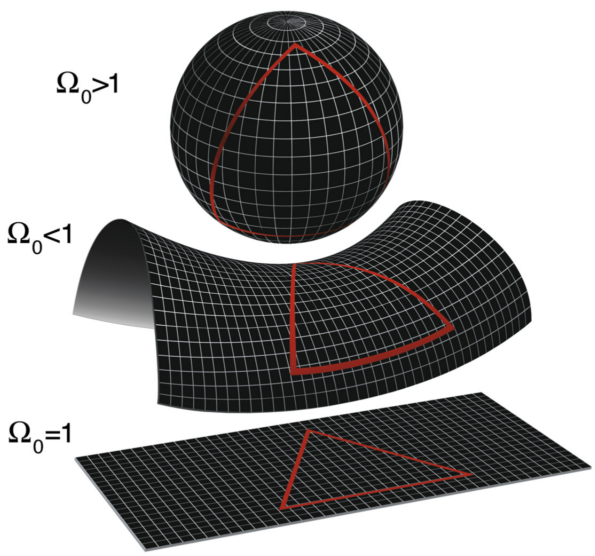
۱.۱ هندسه‌ی فضازمان و شکل متریک

کیهان‌شناسی ساختار و تحول عالم را در بزرگترین مقیاس توصیف می‌کند. ساده‌ترین مدل‌های کیهان‌شناسی با فرض اینکه ویژگی‌های بزرگ مقیاس عالم از نظر فضایی همگن و همسانگرد هستند به دست می‌آیند. متریک FRW برای هندسه‌ی فضازمان عالم با فرض همگنی و همسانگردی عالم

در مقیاس‌های به قدر کافی بزرگ به صورت زیر نوشته می‌شود

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left(\frac{dr^2}{1-kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right) \qquad (۱.۱)$$

که $a(t)$ عامل مقیاس عالم است که اندازه‌ی وابسته به ابر سطح‌های فضاگونه، در زمان‌های مختلف را مشخص می‌کند و به دلیل همگنی و همسانگردی فضایی عالم فقط تابع زمان است. پارامتر انحنای k برای ابر سطح با انحنای مثبت مقدار $+1$ (بسته)، برای عالم تخت مقدار 0 و برای انحنای منفی (باز) مقدار -1 است (شکل ۱.۱).



شکل ۱.۱: عالم با انحنای مثبت، انحنای منفی و انحنای صفر (تخت) [۱].

مناسب است که متریک (۱.۱) را بر حسب مختصات همراه X بازنویسی نمود که در این مختصات ناظر همراه با انبساط عالم در چارچوب سکونش ساکن می‌ماند. فاصله‌ی فیزیکی متناظر با ضرب عامل مقیاس بدست می‌آید $R = a(t)r$. با این تبدیل متریک (۱.۱) به شکل زیر نوشته خواهد شد

$$ds^2 = -dt^2 + a^2(t)\left(d\chi^2 + \Phi_k(\chi^2)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right) \qquad (۱.۲)$$

که در آن

$$r^2 = \Phi_k(\chi^2) \equiv \begin{cases} \sinh^2\chi & k=-1 \\ \chi^2 & k=0 \\ \sin^2\chi & k=+1 \end{cases} \qquad (۱.۳)$$

است.

کمیت مهمی که فضازمان FRW را مشخص می‌کند آهنگ انبساط می‌باشد

$$H \equiv \frac{\dot{a}}{a} \qquad (۱.۴)$$

که پارامتر هابل، H، واحد عکس زمان را دارد و برای عالمِ در حال انبساط مقدار مثبت (برای عالمِ در حال رمبش مقدار منفی) را دارد. پارامتر هابل مقیاس بنیادی برای فضازمان FRW را تعیین می‌کند. برای نمونه مقیاس زمانی مشخصه‌ی عالمِ همگن و همسانگرد در زمان هابل $t \sim H^{-1}$ و مقیاس طول مشخصه، طول هابل $d \sim H^{-1}$ (در واحد $c=1$) است. مقیاس هابل سن عالم و طول هابل اندازه‌ی عالم قابل مشاهده را مشخص می‌کند.

۲.۱ سینماتیک عالم

حال با داشتن تعریف متریک میانگین فضازمان می‌توان خواص سینماتیکی انتشار نور و ذرات مادی را مطالعه نمود.

۱.۲.۱ زمان همدیس و ژئودزی نورگونه

ساختار علی عالم با انتشار نور در فضازمان FRW تعریف می‌شود(۱.۱). فوتون‌های بدون جرم یک ژئودزی نورگونه $ds^2=0$، را دنبال می‌کنند. مسیرهای فوتون با تعریف زمان همدیس به سادگی

قابل مطالعه می‌شوند

$$\tau = \int \frac{dt}{a(t)} \tag{۱.۵}$$

که متریک FRW با این متغیر جدید به شکل زیر نوشته می‌شود

$$ds^2 = a(\tau)^2 \left[-d\tau^2 + \left(d\chi^2 + \Phi_k(\chi^2)(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)\right)\right]. \tag{۱.۶}$$

در عالم همگن انتشار شعاعی نور با المان طول دو بعدی تعریف می‌گردد

$$ds^2 = a(\tau)^2 \left[-d\tau^2 + d\chi^2\right] \tag{۱.۷}$$

که متریک، حاصلضرب یک پارامتر همدیس وابسته به زمان $a(t)$ در یک متریک مینکوفسکی ایستا تبدیل می‌شود. با بازنویسی متریک با زمان همدیس ژئودزی نورگونه برای نور در فضازمان FRW به صورت

$$\chi(\tau) = \pm\tau + \text{const.} \tag{۱.۸}$$

نوشته می‌شود، که به سادگی می‌توان نشان داد که مختصات همدیس ژئودزی‌ای نورگونه با زاویه‌ی $\pm 45°$ در $\chi - \tau$ قرار دارد. شکل (۲.۱) را مشاهده کنید.

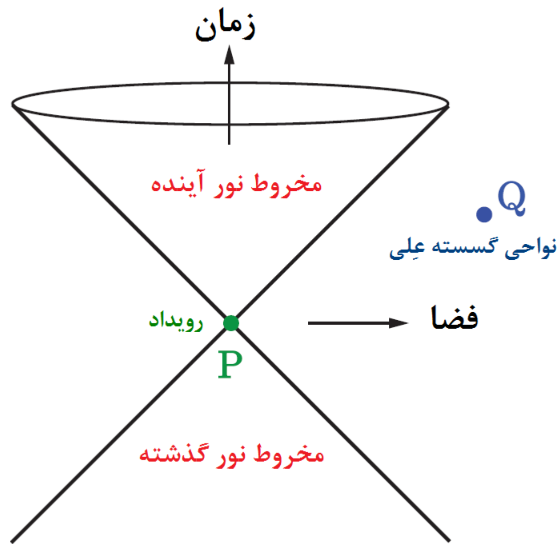
۲.۲.۱ افق ذره

فاصله‌ی همراهِ بیشینه‌ای که نور بین دو زمان اولیه $t_{\rm i}$ و زمان نهایی t منتشر می‌شود

$$\chi_p(\tau) = \tau - \tau_{\rm i} = \int_{t_{\rm i}}^{t} \frac{dt}{a(t)} \tag{۱.۹}$$

است که افق ذره (همراه) نامیده می‌شود. زمان اولیه‌ی $t_{\rm i}$ اغلب مبدأ عالم، $t_{\rm i} \equiv 0$، با تکینگی اولیه‌ی

$$a(t_{\rm i} \equiv 0) \equiv 0 \tag{۱.۱۰}$$



شکل ۲.۱: مخروط نور و علیت.

فوتون‌ها در طول جهان‌خط $ds^2 = 0$ حرکت می‌کنند که ژئودزی نورگونه نامیده می‌شود. ذرات جرم‌دار در طول جهان‌خط با زمان ویژه‌ی حقیقی $ds^2 > 0$ (ژئودزی زمان گونه) حرکت می‌کنند.

نواحی گسسته‌ی علیِ فضازمان با بازه‌ی فضاگونه‌ی $ds^2 < 0$ جدا می‌شوند. مجموعه‌ی ژئودزی‌های نورگونه در طول یک نقطه‌ی داده شده (یا رویداد) مخروط نور نامیده می‌شود. درون مخروط نور شامل تمام ژئودزی‌های نورگونه یا زمان‌گونه خواهد بود و ناحیه‌ی فضازمانی علی با آن رویداد تعریف می‌شود.

تعریف می‌شود. اندازه‌ی فیزیکی افق ذره نیز

$$d_p(t) = a(t)\chi_p \tag{۱.۱۱}$$

است.

افق ذره برای فهم ساختار علی عالم بسیار مهم است و برای بحث تورم بنیادی است. همان‌طور که می‌دانیم، مدل‌های مرسوم مهبانگ در زمان محدود در گذشته شروع می‌شود و محدودیت فاصله بر نواحی فضازمانی‌ای که می‌توانند با هم در تماس علی باشند، موضوع اصلی "پازل مهبانگ" است.

۳.۲.۱ افق رویداد

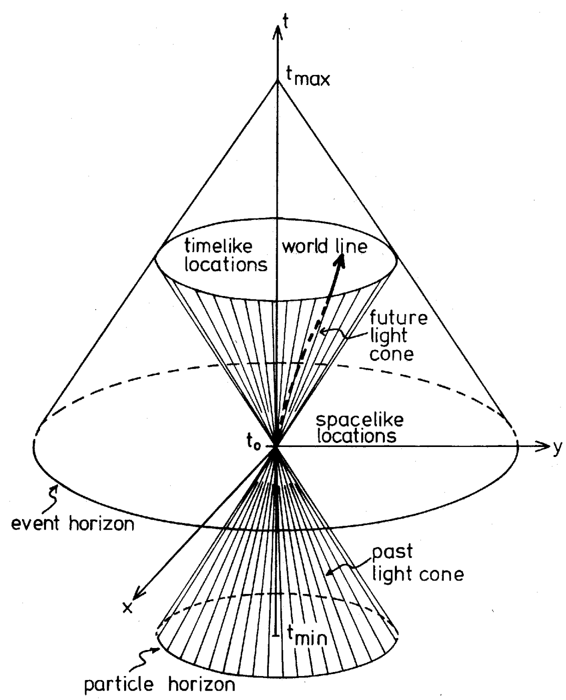
افق رویداد با مجموعه نقاطی تعریف می‌شود که در یک زمان τ سیگنالی فرستاده می‌شود و ناظر هرگز در آینده آن را دریافت نخواهد کرد (آینده‌ی ذره). از مختصات همراه، این نقاط

$$\chi \;>\; \chi_e = \int_{\tau}^{\tau_{\max}} d\tau = \tau_{\max} - \tau \qquad (۱.۱۲)$$

هستند که $\tau_{\max}$ با لحظه‌ی پایانی (که می‌تواند محدود یا نامحدود باشد) مشخص می‌شود. اندازه‌ی فیزیکی افق ذره

$$d_e(t) = a(t)\chi_e \qquad (۱.۱۳)$$

است. در شکل (۳.۱) افق رویداد و افق ذره به تصویر کشیده شده است.



شکل ۳.۱: افق رویداد و افق ذره.

۴.۲.۱ انتقال به سرخ

منظور از انتقال به سرخ جابجایی خطوط طیفی به سمت طول موج‌های بالاتر است. اگر λ_e طول موج خط طیفی هنگام تابش و λ_0 طول موج مشاهده شده باشد، سرخ‌گرایی به صورت

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_0}{\lambda_e} \tag{۱.۱۴}$$

تعریف می‌شود.

محاسبه‌ی مسیرهای پرتوهای نور از شکل بنیادی متریک (۱.۱) آسان است $ds^2 = 0$. روی این منحنی‌ها

$$dr = \frac{dt}{a(t)} \tag{۱.۱۵}$$

است. پس اگر کهکشان اول در $r = 0$ ودر زمان $t = t_e$ نوری گسیل کند و ناظر دوم در $r = u$ و در زمان $t = t_0$ آن را دریافت نماید

$$u = \int \frac{dt}{a(t)} = -\int_r^0 dr = f(r) \tag{۱.۱۶}$$

است که در آن انتگرال از زمان $t = t_e$ گسیل نور تا زمان $t = t_0$ مشاهده‌ی آن محاسبه می‌شود. همین‌طور نوری که ناظر دوم در $t_0 + \delta t_0$ دریافت می‌کند هم از معادله‌ی (۱.۱۶) پیروی می‌کند، اما حال انتگرال از $t_e + \delta t_e$ تا $t_0 + \delta t_0$ محاسبه می‌شود. اکنون ویژگی تعیین‌کننده این است که u ثابت است (زیرا مختصه‌ی r ناظرهای اصلی ثابت است.) پس مقدار u برای هر دو انتگرال یکی خواهد بود. اکنون با تقریب این عبارت‌ها و توجه به اینکه δt_e و δt_0 کوچک هستند و در نتیجه $a(t)$ در فاصله‌ی مربوط ثابت خواهد بود:

$$\frac{\delta t_0}{a(t_0)} = \frac{\delta t_e}{a(t_e)} \tag{۱.۱۷}$$

و چون δt_e (δt_0) زمان بین دو گسیل (آشکار سازی) مختلف هستند

$$\delta t_e \sim \lambda_e$$

$$\delta t_0 \sim \lambda_0 \tag{۱.۱۸}$$

و در نتیجه

$$\frac{\lambda_0}{a(t_0)} = \frac{\lambda_e}{a(t_e)} \tag{۱.۱۹}$$

است. با معادله‌های (۱.۱۹) و (۱.۲۰) سرخ‌گرایی

$$1 + z \equiv \frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} \tag{۱.۲۰}$$

خواهد شد. عبارت اخیر نشان می‌دهد که چگونه انتقال به سرخ مشاهده شده اندازه‌ی انبساطی را که در عالم صورت گرفته است به دست می‌دهد.

۳.۱ دینامیک عالم

دینامیک عالم با تحول عامل مقیاس $a(t)$ در فضازمان FRW با معادله‌ی اینشتین تعریف می‌شود

$$G_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \tag{۱.۲۱}$$

در این بخش به دینامیک عالم می‌پردازیم.

۱.۳.۱ گرانش اینشتین

در این قسمت تعریف تانسور اینشتین را یادآوری می‌کنیم:

$$G_{\mu\nu} \equiv R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R \tag{۱.۲۲}$$