

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده فیزیک و مهندسی هسته ای

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک ذرات بنیادی

قیدهای گرانشی روی معادله حالت ستاره نوترونی

نگارنده: محمد خسروی

استاد راهنما

کاظم بی تقصیر فدافن

استاد مشاور

دکتر محمدرضا سرکرده ای

مهر ۱۳۹۹

شماره:

تاریخ:

باسمه تعالی



مدیریت تحصیلات تکمیلی

فرم شماره (۳) صورتجلسه نهایی دفاع از پایان نامه دوره کارشناسی ارشد

با نام و یاد خداوند متعال، ارزیابی جلسه دفاع از پایان نامه کارشناسی ارشد / آقای محمد خسروی با شماره دانشجویی ۹۶۰۶۰۹۴ رشته فیزیک گرایش ذرات بنیادین و نظریه میدان ها تحت عنوان قیدهای گرانشی روی معادله حالت ستاره نوترونی که در تاریخ ۳۰ مهر ۹۹ با حضور هیأت محترم داوران در دانشگاه صنعتی شاهرود برگزار گردید به شرح ذیل اعلام می گردد:

☐ الف) درجه عالی: نمره ۱۹-۲۰	☐ ب) درجه خیلی خوب: نمره ۱۸-۱۷/۹۹
☒ ج) درجه خوب: نمره ۱۶-۱۷/۹۹	☐ د) درجه متوسط: نمره ۱۴-۱۵/۹۹
☐ ه) کمتر از ۱۴ غیر قابل قبول و نیاز به دفاع مجدد دارد	
نوع تحقیق: ☒ نظری ☐ عملی	

عضو هیأت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبه علمی	امضاء
۱- استاد راهنمای اول	دکتر کاظم بی تقصیر	دانشیار	
۲- استاد راهنمای دوم			
۳- استاد مشاور	دکتر محمدرضا سرکرده ای	دانشیار	
۴- نماینده تحصیلات تکمیلی	دکتر مجتبی هاشم زاده		
۵- استاد ممتحن اول	دکتر علی حسینی منصوری	استادیار	
۶- استاد ممتحن دوم	دکتر مرتضی رفیعی	استادیار	

نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده: دکتر سعید حسامی پیله رود

تاریخ و امضاء و مهر دانشکده:

تقدیم اثر

به پدر و مادر مهربانم

مَشْهُورِ قَدَر دانی

از زحمات استاد گرامی جناب آقای دکتر بی تقصیر

تعمدنامه

اینجانب محمد خسروی دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان-
نامه قیده‌های گرانشی روی معادله حالت ستاره نوترونی تحت راهنمایی دکتر کاظم بی تقصیر فدا فن متعهد می‌شوم.

تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است .

در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است .

مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده
است

کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و
یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید .

حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت
می‌گردد.

در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی
رعایت شده است .

در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل
رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته
شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود .

استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

در این پایان نامه ویژگی‌های ستاره نوترونی را مرور می‌کنیم. این ستاره‌ها آزمونی برای درک درست نظریه کوانتومی رنگ می‌باشند. نمودار فاز نظریه کوانتومی رنگ وقتی که دما کم و پتانسیل شیمیایی شروع به افزایش کند گذارهای تازه ای را می‌بیند که هنوز به لحاظ تجربی کشف نشده اند. از طرفی مطالعه نظری آنها نیز کار ساده ای نیست و نیازمند روشهای تازه ای می‌باشد. ستاره نوترونی در این میان داده های تازه ای را نشان می‌دهد که به کمک آن می‌توان درستی نظریه ها را آزمود. به ویژه ابزار آزمایشگاهی دقیقی برای اندازه گیری امواج گرانشی ساخته شده اند که می‌توانند با دقت فوق العاده ای اندازه گیری تغییر شکل ستاره های نوترونی دوتایی که به دور یکدیگر می‌چرخند را گزارش کند. در این مطالعه قیدهایی تازه ای را که در مقاله ها آمده اند مرور کرده و اثر آنها را بر معادله حالت ستاره نوترونی بررسی می‌کنیم. معادله حالت ستاره نوترونی برای توصیف ویژگی جرم و شعاع ستاره نوترونی لازم است. بنابراین بسیار مهم است که بدانیم چه قیدهایی از جانب امواج گرانشی وجود دارند و اینکه جرم ستاره نوترونی در چه محدوده ای بایستی باشد.

کلمات کلیدی: ستاره نوترونی، معادله حالت، امواج گرانشی

فهرست مطالب

فصل اول ویژگی های ستاره نوترونی	۱
۱-۱ ستاره چیست؟	۲
۲-۱ تقسیم بندی ستارگان	۴
۳-۱ جرم ستارگان	۵
۴-۱ عمر ستارگان	۵
۵-۱ شکل گیری ستاره نوترونی	۷
۶-۱ ویژگی های ستاره ی نوترونی	۹
۷-۱ ساختار ستاره نوترونی	۱۵
۸-۱ طیف ستاره نوترونی	۱۷
۹-۱ ستاره های نوترونی در کهکشان	۱۹
فصل دوم به دست آوردن معادله حالت ستاره نوترونی	۲۳
۱-۲ محاسبه رابطه جرم و شعاع در یک ستاره	۲۶
۲-۲ ستاره نوترونی با هسته ای از ماده کوارکی شگفت	۳۹
۳-۲ معادله حالت ستاره کوارکی شگفت	۴۶
۴-۲ رابطه جرم و شعاع در حضور برهم کنش میان ذرات	۵۰
فصل سوم مطالعه تاثیر امواج گرانشی بر معادله حالت	۵۳
۱-۳ امواج گرانشی و آشکارسازی	۵۴
۲-۳ قیدها بر معادله حالت از طرف امواج گرانشی	۵۶
فصل چهارم نتیجه گیری	۶۳
پیوست	۶۸
مراجع	۷۱

فهرست تصاویر

- شکل ۱ - تصویر ستاره نوترونی ۱۱
- شکل ۲: ساختار ستاره نوترونی ۱۷
- شکل ۳: نمودار QCD ۲۴
- شکل ۴: نمودار جرم بر حسب شعاع ۳۶
- شکل ۶: تکانه فرمی کوارک ها ۴۸
- شکل ۷ نمودار جرم - شعاع در حضور مقادارهای متفاوت L ۵۷
- شکل ۸ رابطه میان ضریب کشندی و شعاع ستاره ۵۸
- شکل ۹ نمایش قید پارامتر کشندی بر معادله حالت ۵۸
- شکل ۱۰ پارامترهای تغییر شکل کشندی ستاره نوترونی ۵۹

فهرست جدول ها

- جدول شماره ی (۱) ۵
- جدول شماره ی (۲) ۶۱

فصل اول

ویژگی‌های ستاره‌ی نوترونی

۱-۱ ستاره چیست؟

ابتدا جهت آشنایی با ستاره نوترونی، به عنوان مقدمه به معرفی کلی ستاره می پردازیم. ستاره گوی آسمانی درخشان و بسیار داغی است که انسجام خود را با نیروی گرانش خود حفظ می کند. نزدیک ترین ستاره به زمین، خورشید و پس از آن پروکسیما قنطورس است که فاصله آن از زمین ۴,۲۸ سال نوری می باشد. ستارگان قابل دیدن در شب به دلیل فاصله ی بسیار دورشان به شکل نقاطی ثابت و روشن دیده می شوند. در طول تاریخ، کاتالوگ هایی از گروه ستارگان شناخته شده توسط اخترشناسان گردآوری و نام های استاندارد برای آنها پیشنهاد شده است. بیشتر ستارگان از جمله تمامی ستارگان خارج از کهکشان راه شیری با چشم غیر مسلح از روی زمین قابل رؤیت نیستند و حتی از دید قویترین تلسکوپ ها نیز پنهان می مانند. یک ستاره حداقل در بخشی از عمر خود، به دلیل هم جوشی گرما هسته ای هیدروژن به هلیوم در مرکز آن، می درخشد. انرژی ایجاد شده از بخش درونی ستاره می گذرد و به فضای بیرونی اطراف تابیده می شود. وقتی ذخیره هیدروژن در هسته یک ستاره رو به اتمام می رود، تقریباً تمام عناصر طبیعی سنگین تر از هلیوم از طریق سنتز هسته ای، یا در برخی از ستارگان از طریق سنتز هسته ای ابر نو اختری هنگام انفجار آن ها پدید می آیند. اخترشناسان با بررسی حرکت ستاره ها در فضا، درخشندگی آن ها و طیف سنجی نجومی می توانند جرم، سن، ساختمان فلزی، ترکیب شیمیایی و سایر ویژگی های ستاره ها را به دست آورند. جرم کلی یک ستاره تعیین کننده ی مراحل تکامل و سرنوشت نهایی آن است. سایر مشخصات یک ستاره مانند قطر و دما در طول عمر ستاره متغیر هستند.

نموداری به نام نمودار هرتسپرونگ - راسل دمای بسیاری از ستارگان را نسبت به روشنایی آن ها نمایش می دهد که از طریق آن می توان وضعیت تکامل و سن ستاره را تعیین نمود. عمر یک ستاره از رمبش گرانشی یک سحابی گازی آغاز می شود که عمدتاً شامل هیدروژن به همراه هلیوم و کمی از عناصر دیگر است. وقتی که چگالی هسته ستاره به اندازه کافی می رسد، هیدروژن در

فرایندی پایدار توسط همجواری هسته‌ای به هلیوم تبدیل شده و انرژی فراوانی آزاد می‌شود. سایر قسمت‌های داخلی ستاره این انرژی را از طریق فرایندهای تابش و همرفت به بیرون انتقال می‌دهند. فشار داخلی ستاره از فرو ریختن آن بر اثر نیروی گرانشی خودش جلوگیری می‌کند. وقتی که سوخت هیدروژن ستاره به پایان می‌رسد، اگر جرم ستاره حداقل 0.4 بار از خورشید بزرگتر باشد، منبسط شده و تبدیل به غول سرخ می‌گردد [۱].

از نظر تاریخی ستارگان برای تمدن‌های مختلف در سراسر تاریخ اهمیت داشته‌اند. گاهی ستارگان بخشی از آیین‌های مذهبی بودند و برای ناوبری فلکی و جهت‌یابی از آن‌ها استفاده می‌شد. بسیاری از ستاره‌شناسان باستان بر این باور بودند که ستارگان به‌طور دائمی به کره آسمانی دوخته شده‌اند و هرگز تغییر نمی‌کنند.

ستاره‌شناسان بر مبنای قراردادهایی ستارگان را در قالب صور فلکی دسته‌بندی می‌کردند و از آن‌ها برای ردیابی مسیر حرکت سیارات و موقعیت خورشید استفاده می‌کردند. از حرکت خورشید نسبت به ستارگان پس زمینه و افق در ساختن گاه شمار استفاده شد که در قاعده‌مند کردن فعالیت‌های کشاورزی به‌کار می‌رفت. گاه شمار میلادی که امروزه در بسیاری از نقاط دنیا مورد استفاده قرار می‌گیرد، یک گاه شمار خورشیدی بر اساس زاویه محور چرخشی زمین نسبت به ستاره محلی‌اش خورشید است. قدیمی‌ترین نقشه‌ی آسمان که تاریخ دقیقی دارد، حاصل تلاش‌های اخترشناسی مصر باستان در سال ۱۵۴۸ پیش از میلاد است. قدیمی‌ترین کاتالوگ ستارگان کشف شده توسط اختر شناسان بابلی بین النهرین در اواخر هزاره دوم پیش از میلاد در دوره کاسی‌ها گردآوری شده‌است. بر اساس سنت باستانی ستارگان هر کدام در یک صورت فلکی که مجموعه‌ای بصری از ستارگان است قرار می‌گیرند و ستارگان پرنورتر یا ویژه، نام یا عنوان خاصی داشتند که گاه نسبت آن‌ها را با صورت فلکی‌شان معین می‌کند. در سال ۱۶۰۳ میلادی ستاره‌شناس آلمانی یوهان بایر ۱۶ نقشه صورت‌های فلکی را ترسیم کرد و به هریک از ستارگان

یکی از حروف الفبای یونانی را اختصاص داد، به این ترتیب که نخستین حرف الفبا ویژه روشن‌ترین ستاره آن صورت باشد و به همین ترتیب از حرفی به حرف دیگر برسد و اگر شماره ستارگان صورتی از عدد ۲۴ شماره حروف الفبای یونانی تجاوز می‌کرد، باقی ستارگان را با حروف الفبای لاتینی نشان می‌داد [۲].

۱-۲ تقسیم بندی ستارگان

از زمان باستان ستارگان بر اساس درخشندگی ظاهری تقسیم می‌شده‌اند. چشم ظاهری حدود ۶۰۰۰ ستاره را می‌تواند مشاهده کند. از نظر روشنائی ظاهری رتبه‌بندی ستارگان چنین است:

- قدر اول: ۲۰ ستاره روشنتر
- قدر دوم: حدود ۵۰ ستاره
- قدر سوم: حدود ۲۰۰ ستاره معرفی شده‌اند.
- قدر چهارم: تنها حدود ۴۷۰ ستاره به‌طور ویژه معرفی شده‌اند.
- قدر پنجم: تنها حدود ۲۲۰ ستاره به‌طور ویژه معرفی شده‌اند.
- قدر ششم: تنها حدود ۵۰ ستاره به‌طور ویژه معرفی شده‌اند.

۳-۱ جرم ستارگان

به علت بزرگ بودن ستارگان بیان ابعاد آن‌ها در واحد های SI کار دشواری است و به همین دلیل اندازه دیگر ستارگان را بر اساس اندازه خورشید بیان می‌کنند :

جدول شماره ی (۱)

جرم خورشید	kg $M=1.9891 \times 10^{30}$
درخشندگی خورشید	وات $L=3.827 \times 10^{26}$
شعاع خورشید	متر $R=6.960 \times 10^8$

چنانکه بیان شد انرژی ستارگان ناشی از واکنش های هسته‌ای است. ماده اصلی تشکیل دهنده ستارگان رشته اصلی ، هیدروژن است. هیدروژن موجود در ستارگان طی فرایند همجوشی هسته ای به هلیوم تبدیل می‌شود و در حین این واکنش گرما و نور بسیار زیادی تابش می‌یابد.

به‌طور کلی چرخه ی تبدیل مواد بین ستاره‌ای به ستاره‌ها را اخترا^۱ می‌گویند. در نتیجه ی این چرخه واکنش‌های هسته‌ای با عناصر سنگین غنی می‌شود و سپس به‌صورت باد ستاره‌ای یا سحابی سیاره‌ای یا ابرنواختر به فضای میان ستاره‌ای باز می‌گردد. تولد ستارگان در ناحیه‌هایی از فضا به نام سحابی صورت می‌گیرد ، بدین صورت که ملکول‌های هیدروژن که در ناحیه های بزرگی از فضا پراکنده هستند آرام آرام به هم نزدیک می‌شوند و زمانی که ستاره به تعادل هیدرودینامیکی برسد پیش‌ستاره و زمانی که بتواند همجوشی هسته‌ای انجام دهد تا انرژی خود را آزاد کند یک ستاره ی

¹ astration

رشته اصلی به شمار می‌آید. حداقل جرم ستاره برای سوزاندن هیدروژن ۰.۰۱ جرم خورشید، سوزاندن هلیوم ۰.۰۴ جرم خورشید، سوزاندن کربن ۵ برابر جرم خورشید است و سوزاندن نئون نیاز به جرمی برابر ۸ جرم خورشید دارد.

۱-۴ عمر ستارگان

هر ستاره دارای دوره عمر می‌باشد که بسته به نوع ستاره متفاوت است. ستارگان حجیم با نور بیشتر و حرارت زیاد نسبت به ستارگان کم نور و کوچک عمر کوتاه تری دارند. پایان عمر هر ستاره به میزان ذخیره هیدروژن در آن بستگی دارد. زمانی که هیدروژن درون ستاره‌ای پایان یابد هلیوم به سوخت اصلی تبدیل می‌شود و می‌سوزد. سوختن هلیوم سبب ایجاد گرمای بسیار زیادی می‌شود که تا پیش از فرایند سوختن در ستاره وجود ندارد (این مراحل تا سوزاندن سیلیسیم پیش می‌رود زیرا تولید آهن که از همجوشی سیلیسیم به وجود می‌آید فرایندی گرماگیر و نه گرماده‌است). این گرمای زیاد سبب انبساط ستاره می‌شود و حجم آن را چند برابر می‌کند. مثلاً اگر زمانی خورشید شروع به سوزاندن هلیوم کند آنقدر انبساط می‌یابد که زمین در حجم زیاد آن محو می‌شود. این انبساط تا سر حد مریخ ادامه پیدا کرده و سپس متوقف می‌شود. مرحله ی بعدی بستگی به نوع ستاره دارد. ستارگان عظیم پس از این مرحله آنقدر انبساط یافته‌اند که دیگر نمی‌توانند جاذبه‌ای روی سطوح بیرونی خود داشته باشند. پس از آن این ستارگان منفجر شده و تبدیل به نواختر می‌گردند. هرچه ستاره بزرگ‌تر باشد بزرگی نواختر بیشتر خواهد بود. غول‌ها تبدیل به ابرنواختر می‌گردند. پس از آن این ستاره‌ها بسته به نوع نواختر ادامه عمر می‌دهند. نواخترهای معمولی تبدیل به کوتوله سفید شده و عمری طولانی را آغاز می‌کنند. اما ابرنواخترها در خود فرو می‌ریزند و بسته به جرم هسته آن‌ها ستارگان بسیار کوچک و چگال به نام ستارگان نوترونی به‌وجود می‌آورند. این ستارگان عمر طولانی دیگری در پیش خواهند داشت. بعد از آن کوتوله‌ها یا کوتوله‌های سفید تبدیل به کوتوله سیاه شده و تا آخر جهان زندگی خواهند کرد. اگر جرم آن بسیار زیادتر از این

موارد باشد تبدیل به سیاهچاله می‌شود. به گروهی از ستارگان که با نیروی گرانش به هم پیوسته باشند خوشه ستاره‌ای می‌گویند که در دو دسته خوشه ستاره‌ای باز و خوشه ستاره‌ای کروی تقسیم می‌شوند. خوشه‌های ستاره‌ای کروی در مرکز کهکشان‌ها یافت می‌شوند و معمولاً عمر بسیار بیشتری دارند. اما اگر فقط دو ستاره در کنار هم باشند به آن ستاره دوتایی گفته می‌شود [۳].

۱-۵ شکل گیری ستاره نوترونی

هر ستاره که جرم اولیه اش بیش از ۸ برابر جرم خورشید باشد پتانسیل تولید ستاره ی نوترونی را خواهد داشت. باتکامل ستاره وسوختن آن ،هسته ای غنی از آهن تولید می شود . هنگامی که تمام سوخت هسته ای تمام شود، هسته باید به تنهایی توسط فشار داخلی پشتیبانی شود. رسوبات بیشتر جرم ناشی از سوختن پوسته باعث می شود که هسته از حد چاندراسخار^۱ فراتر رود، فشار غلبه کرده و هسته فروریخته می شود و دمای هوا را به بیش از $10^9 \times 5$ کلوین می رسا ند. در این دما فوتونیزه شدن رخ می دهد و با بالا رفتن درجه حرارت ، الکترون ها و پروتون ها برای تشکیل نوترون ، انبوهی از نوترینو ها را آزاد می کنند. حد چاندراسخار نام حدی در نجوم است که وضعیت ستاره بعد از انفجار را مشخص می کند به طوری که اگر جرم هسته ستاره بعد از انفجار از حد چاندراسخار کمتر بود هسته ستاره به کوتوله سفید تغییر می کند(خورشید در ین دسته جای می گیرد) و اگر بیشتر بود هسته ستاره ستاره نوترونی یا سیاهچاله می گردد. مقدار این حد تقریباً برابر ۱٫۴ جرم خورشید است.

هنگامی که چگالی هسته ای به $10^{17} \times 4$ کیلوگرم بر متر مکعب برسد ترکیبی از دافعه نیروی های قوی و فشار تخریب نوترونی ، انقباض را متوقف می کند. پوسته بیرونی شار نوترینوهای تولید شده در ایجاد نوترون ها را متوقف می کند و به سمت خارج پرت می شود و به یک ابرنو اخترتبدیل می شود. باقی مانده یک ستاره نوترونی است. اگر باقی مانده جرم بیشتری از حدود ۳ برابر جرم

¹ Chandrasekhar limit

خورشید داشته باشد ، بیشتر رمبیده می شود تا سیاهچاله شود. از آنجایی که هسته ی یک ستاره عظیم در طول تشکیل یک ابر نواختر فشرده شده و در یک ستاره نوترونی فرو می ریزد، در این حالت بیشترین تکانه زاویه ای خود را حفظ می کند. اما از آنجا که تنها بخش کوچکی از شعاع ستاره اولیه خود را دارد یک ستاره نوترونی با سرعت چرخش بسیار بالا شکل می گیرد و سپس در طی یک دوره بسیار طولانی کند می شود. این تغییرات سرعت چرخش به علت بقای تکانه زاویه ای کل حاصل می شود. ستاره های نوترونی شناخته شده دوره های چرخشی در حد ۱,۴ میلی ثانیه تا ۳۰ ثانیه دارند. چگالی ستاره ی نوترونی نیز باعث ایجاد گرانش سطحی بسیار بالایی برای ستاره می شود. اندازه گیری از چنین گرانش عظیمی این واقعیت را نشان می دهد که ستاره های نوترونی دارای سرعت فرار هستند. نیروی گرانش ستاره نوترونی باعث می شود که سریع تر فشرده شود. نیروی تاثیر آن احتمالا اتم های ماده را از بین می برد و تمام ماده را به نوترون های ستاره نوترونی یکسان تبدیل می کند. ستارگان نوترونی دومین اجسام پر جرم بعد از سیاه چاله ها هستند که در طبیعت یافت می شوند. جرم آنها حدود 1.4 برابر جرم خورشید است در صورتیکه شعاع آنها فقط در حد 10 کیلومتر است.

$$M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} g$$

بنابراین با این حساب مثل این است که جرم فعلی خورشید در کره ای که به اندازه ی 10^5 برابر کوچکتر است متمرکز شود.

$$\left. \begin{array}{l} M \sim 1.4 M_{\odot} \\ M_{\odot} = 1.989 \times 10^{33} g \\ R_{\odot} = 6.96 \times 10^5 km \\ R \sim 10 km \end{array} \right\} \rho \cong 7 \times 10^{14} gcm^{-3} \quad (\text{چگالی})$$

بنابراین با این آماری که داریم یک ستاره فشرده را اینگونه تخمین می‌زنیم که در این تخمین چگالی چند برابر چگالی نوکلئون‌ها با چگالی $\rho_0 \cong 2.5 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ است. این عدد با چگالی عدد باریونی یعنی $n_0 \cong 0.15 f^{-3} m$ مطابقت دارد. جرم و شعاع این ستاره‌ها از معادله حالت برای فازهای داخلی این ستاره‌ها به دست می‌آید که در فصل بعدی به آن می‌پردازیم [۴].

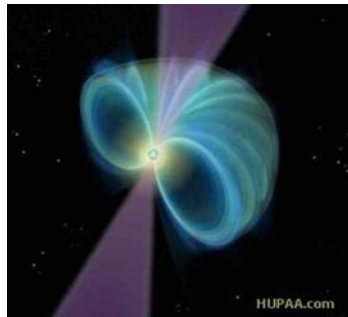
۱-۶ ویژگی‌های ستاره‌ی نوترونی

بیان شد که یک ستاره‌ی نوترونی هسته‌ی متلاشی شده یک ستاره عظیم است که بین ۱۰ الی ۲۵ برابر جرم خورشید جرم دارد. ستاره‌های نوترونی کوچکترین و متراکم‌ترین اشیاء هستند. به جز سیاه چاله‌ها و سفید چاله‌های فرضی ستاره‌کوارکی و ستاره عجیب هم به صورت نظری وجود دارند. این ستاره پس از تشکیل سرد می‌شود و فعالیت گرمایی ندارد. با این حال هنوز هم ممکن است در اثر برخورد یا جمع شدن بیشتر تکامل یابد. بیشتر مدل‌های اصلی این اجسام حاکی از آن است که ستاره‌های نوترونی تقریباً کاملاً از نوترون‌ها تشکیل شده‌اند.

اگر ستاره‌ی باقی مانده با جرمی بیشتر از حد تولمان-اوپنهاইمر-ولکوف^۱ که حدود دو برابر جرم خورشید است باشد ستاره نوترونی داریم که ترکیبی از فشار تبه‌گنی نیروهای هسته‌ای برای حمایت از آن کافی نیست و همچنان رمبش میکند تا سیاه‌چاله ایجاد شود. ستاره‌های نوترونی که مشاهده می‌شوند بسیار داغ هستند و به طور معمول دمای سطح آنها حدود ۶۰۰۰۰۰ کلوین است. آنها به قدری متراکم هستند که یک جعبه‌ی کبریت با اندازه طبیعی که حاوی مواد ستاره‌ای نوترونی است وزن تقریبی ۳ میلیارد تن دارد. میزان گرانشی در سطح ستاره‌ی نوترونی حدود $10^{11} \times$ برابر میدان گرانشی زمین است. با فروپاشی هسته‌ی ستاره، سرعت چرخش آن در نتیجه‌ی حفظ تکانه زاویه‌ای افزایش می‌یابد، و از این رو ستاره‌های نوترونی تازه تشکیل شده تا چند

¹.Tolman-Oppenheimer-Volkoff equation

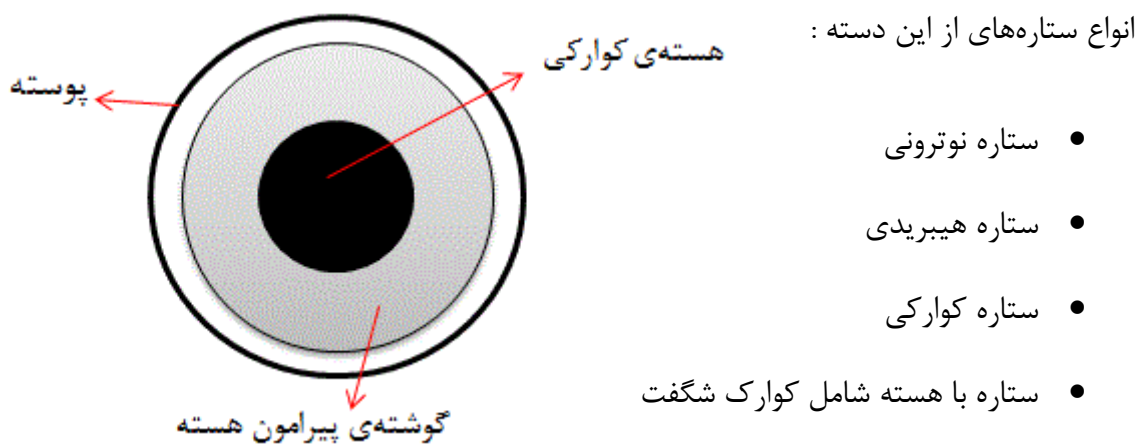
صد برابر در ثانیه می چرخند. برخی از ستاره های نوترونی پرتوهای الکترو مغناطیسی ساطع می کنند که باعث می شود آنها به عنوان پالس قابل تشخیص باشند.



تصور می شود که پرتوهای حاصل از پالس ها از مناطق نزدیک قطب های مغناطیسی آنها اگر قطب های مغناطیسی با محور چرخشی ستاره نوترونی مطابقت نداشته باشد منتشر می شوند. پرتوهای منتشر شده فضای جو اطراف ستاره را فرا می گیرد، و اگر ناظر در فاصله ی دور قرار گیرد و در مسیر پرتو باشد از نقطه ای ثابت در فضا می تواند این پالس ها را مشاهده می کند سریع است. که با سرعت PSR-j1748-2446adترین ستاره نوترونی در حال چرخش شناخته شده ۰/۲۴ ، سرعت خطی در $716C$ بار در ثانیه می چرخد یا 43000 چرخش در دقیقه که به سرعت سطح می رسد. تصور می شود که حدود یک میلیارد ستاره ی نوترونی در کهکشان راه شیری وجود داشته باشد. باین حال اکثر آن ها پیر و سرد هستند و تابش بسیار کمی دارند. اکثر ستارگان نوترونی که شناسایی شده اند فقط در موقعیت هایی خاص وجود دارند که در آن موقعیت ها تابش می کنند، مانند اینکه یک پالس یا بخشی از یک سیستم دوتایی هستند. ستارگان نوترونی آهسته چرخان و RX-j185635-غیرقابل جمع شدن تقریبا غیر قابل کشف هستند. با این وجود از زمان کشف توسط تلسکوپ فضایی هابل ، چند ستاره نوترونی در این نزدیکی است که به نظر می رسد 3754 تنها تابش حرارتی ساطع می کند. همچنین نوعی ستاره نوترونی با میدان مغناطیسی بسیار قوی، ادغام ستاره های نوترونی دوتایی ممکن است منشأ پرتوهای گاما معروف به مگنتار^۱ نیز وجود دارد.

¹ Magnetar

با عمر کوتاه باشد، و احتمالا منبع قوی امواج گرانشی هستند. در تصویر مرسوم می که از این ستاره‌های فشرده داریم، این ستاره‌ها سرشار از نوکلئون‌ها هستند. این یک اصطلاح است که در مرکز این ستاره‌ها اگر ماده کوارکی وجود داشته باشد این ستاره را ستاره نوترونی عجیب^۱ می‌نامند. از اصطلاح ستاره‌ی فشرده برای یک جسم با جرم و شعاع مشخص استفاده می‌شود.



شکل ۱ - تصویر ستاره نوترونی

پر جرم‌ترین ستاره‌های عالم، زندگی خود را با انفجاری عظیم به نام ابرنواختر به پایان می‌رسانند. یک ابرنواختر زمانی رخ می‌دهد که یک ستاره‌ی در حال مرگ شروع به خاموش شدن می‌کند. آنگاه بطور ناگهانی منفجر شده و مقدار بسیار زیادی نور تولید می‌کند و در پس‌خود یک هسته کوچک نوترونی بجا می‌گذارد. برخی از خصوصیات این ستاره ممکن است بخاطر فشار این انفجار باشد. مثلا سرعت بسیار بالایی که این ستاره‌ها در حرکت در فضا دارند خیلی عجیب هستند. این سرعت چرخش انقدر زیاد است که بطور مثال برابر این است که خط استوای کره زمین با سرعت 25% سرعت نور حرکت کند [۵].

داخل هسته ستاره نوترونی ممکن است میدان مغناطیسی خیلی بزرگتر نیز باشد (مثلا در حدود $B \sim 10^{15} G$) پس می‌فهمیم که ستاره نوترونی دارای یک میدان بسیار قوی مغناطیسی

¹ Exotic neutron star

است. چنین ستاره‌های بسیار مغناطیسی به نام آهنرباهای طبیعی نیز شناخته می‌شوند. میدان یک آهنربای معمولی $B \sim 0.6G$ است. مقایسه آن ستاره با زمین مثل مقایسه زمین با یک آهنربای دستی معمولی است.

ستارگان متراکم (فشرده) از لحاظ دمایی بسیار سرد هستند که ممکن است عجیب به نظر برسد. ستارگان نوترونی که از یک انفجار ابرنواختر بوجود می‌آیند پس از تولید دمای آنها می‌تواند حدود $10^{11}K$ باشد، که با احتساب ثابت بولتزمن با مقدار $T \sim 10 \text{ mev}$ مطابقت دارد. در حین تکامل ستاره دمای آن به kev کاهش می‌یابد. جرم یک ستاره نوترونی حداقل معادل $2/1$ جرم خورشید است. حد بالای جرم برای یک ستاره نوترونی حد ولکوف-اوپنهاইمر-تولمان است که معمولاً حدود $2/1$ جرم خورشید است. حداکثر جرم مشاهده شده برای ستاره‌های نوترونی متعلق به ستاره ی PSR-J0740+6620 است که در سپتامبر ۲۰۱۹ کشف شد و حدود $2/14$ جرم خورشید را دارد. ستارگان متراکم که جرمشان از حد چاندرا سکار کمتر باشد یعنی مثلاً حدود $1/39$ جرم خورشید، حاصل کوتوله ی سفید است در حالیکه از ستاره‌های جمع و جور با جرم بین $1/4$ تا $1/6$ انتظار می‌رود که ستاره‌های نوترونی باشند. چون فاصله ی بین کوتوله ی سفید و ستاره ای نوترونی کم جرم در حد چند جرم خورشید است، این دو ستاره می‌توانند هم پوشانی داشته باشند. تصور می‌شود که اگر جرم ستاره بیشتر از $2/16$ باشد باقی مانده ی ستاره به نیروی دافعه ی قوی و فشار انحطاط نوترون غلبه می‌کند، به طوری که با یک سقوط گرانشی منجر به ایجاد یک سیاهچاله می‌شود. اما کوچکترین جرم مشاهده شده از یک سیاهچاله ستاره ایی در حدود ۵ جرم خورشید است. بین $2/16$ و ۵ جرم خورشید ستارگان فرضی میان جرم، مانند ستارگان کوارکی و ستارگان الکترویکی پیشنهاد شده است اما هیچ کدام هنوز اثبات نشده است. درجه حرارت درون یک ستاره نوترونی تازه شکل گرفته شده از حدود 10^{11} تا 10^{12} کلوین است. با این حال تعداد زیادی نوترینو که از آن ساطع می‌شود، انرژی زیادی را به خود اختصاص می‌دهد. به طوری که یک ستاره ی نوترونی طی چند سال دمایش به 10^6 کلوین می‌رسد. در این دمای پایین بیشترین نوری که توسط

یک ستاره نوترونی ایجاد می شود در محدوده ی پرتوهای X است. برخی محققین سیستم طبقه بندی ستاره ای نوترونی را اعداد رومی پیشنهاد داده اند.

برای مرتب کردن ستاره های نوترونی بر اساس میزان جرم و سرمایش آنها :

نوع I : ستاره های نوترونی با جرم و سرمایش کم

نوع II: ستاره های نوترونی با جرم و سرمایش بالا

نوع III: ستاره های نوترونی با جرم حتی بیشتر و با سرمایش بالاتر و احتمالا نامزدها برای ستارگان عجیب غریب

ستاره های نوترونی دارای تراکم کلی $3/7 \times 10^{17}$ تا $5/9 \times 10^{17}$ کیلوگرم بر متر مکعب هستند که چگالی ستاره نوترونی از پوسته تا هسته داخلی ستاره است. یک ستاره ی نوترونی به قدری متراکم است که یک قاشق چای خوری از آن چیزی حدود $5/5 \times 10^{12}$ کیلوگرم است. در یک میدان گرانشی عظیم یک ستاره ی نوترونی، آن قاشق چای خوری از مواد ، وزنی برابر با $1/1 \times 10^{25}$ نیوتون دارد. کل جرم زمینی در برابر چگالی ستاره نوترونی در کره ای به قطر ۳۰۵ متر جای می گیرد. فشار از $3/2 \times 10^{31}$ تا $1/6 \times 10^{34}$ از پوسته به مرکز افزایش می یابد. معادله ی حالت در چنین چگالی بالایی به دلیل مشکلاتی با برون یابی رفتار احتمالی کرومودینامیک ، ابرسانایی و ابرسانایی ماده در چنین شرایطی دقیقاً مشخص نیست. یک ستاره ی نوترونی برخی از خصوصیات یک هسته اتمی را دارد. ستاره نوترونی در نوشتار های علمی رایج بعضاً به عنوان : « هسته های غول پیکر » توصیف می شوند. با این حال از جنبه های دیگر ، ستاره های نوترونی و هسته های اتمی کاملاً متفاوت هستند. در یک هسته با نیروی هسته ای قوی تعامل برقرار می شود در حالیکه در یک ستاره ی نوترونی نوترون ها با گرانش در کنار هم قرار دارند. چگالی یک هسته یکنواخت است در

حالی که پیش بینی می شود ستاره های نوترونی از لایه های مختلفی با ترکیبات و تراکم های مختلف تشکیل شده باشند.

قدرت میدان مغناطیسی در سطح ستاره های نوترونی در حد 10^{11} تا 10^4 است. تغییرات در میدان مغناطیسی به احتمال زیاد اصلی است که اجازه می دهد تا انواع مختلف ستاره های نوترونی توسط طیف های خود متمایز شوند و تناوب تپ اختر ها^۱ را توضیح می دهد. ستاره های نوترونی معروف به مگنتارها دارای قوی ترین میدان های مغناطیسی هستند. در محدوده 10^8 تا 10^{11} تسلا و به عنوان فرضیه ممکن است از نوع (Soft-gamma repeaters (SGRs یا X-ray pulsars Anomalous (AXPs باشند. چگالی انرژی مغناطیسی یک میدان 10^8 T بسیار شدید و از چگالی جرم - انرژی ماده ی معمولی فراتر می رود. این میدان سطح انرژی الکترون را تغییر می دهد و اتم ها به صورت رشته ای نازک تغییر شکل می دهند. فوتون ها به دو دسته ادغام یا تقسیم می شوند و جفت های ذره ای ضد ذره ای (مجازی) تولید می شوند. بر خلاف یک نبض معمولی چرخش مغناطیسی می تواند، مستقیماً توسط میدان مغناطیسی آن تامین شود و میدان مغناطیسی به اندازه ی کافی قوی است که باعث پوسته پوسته شدن تا حد شکستگی شود.

[۶].

منشأ میدان مغناطیسی قوی هنوز مشخص نیست. یک فرضیه چنین می گوید: حفظ شار مغناطیسی اصلی هنگام شکل گیری ستاره ی نوترونی باعث می شود این میدان مغناطیسی قوی وجود داشته باشد. اگر یک جسم دارای شار مغناطیسی خاصی در سطح خود باشد و آن ناحیه به ناحیه کوچکتر کاهش یابد، اما شار مغناطیسی حفظ شود، آنگاه میدان مغناطیسی به طور متناوب افزایش می یابد. به همین ترتیب، یک ستاره ی در حال سقوط با یک سطح بسیار بزرگتر از ستاره ی نوترونی حاصل، شروع می شود، و حفاظت از شار مغناطیسی می تواند به یک میدان مغناطیسی

¹ Pulsar

به مراتب قوی تر منجر شود. با این حال، این توضیح ساده به طور کامل قدرت میدان مغناطیسی ستاره های نوترونی را توضیح نمی دهد. همچنین میدان گرانشی سطح یک ستاره نوترونی حدود $10^{11} \times 2$ بار قوی تر از زمین است.

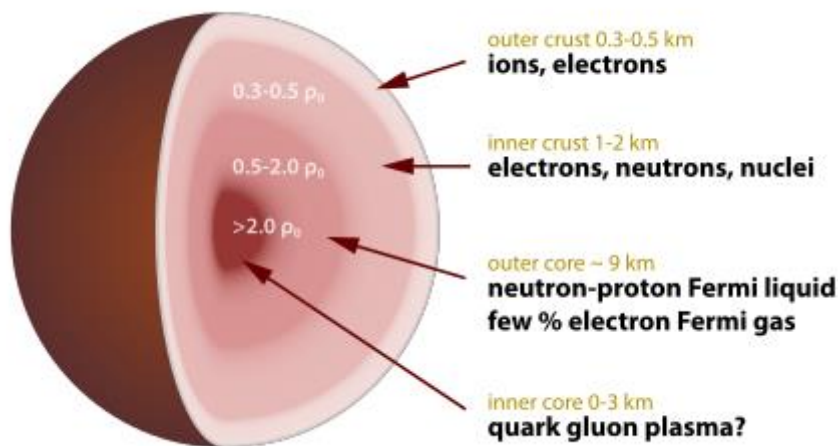
چنین میدان گرانشی قوی مانند لنز گرانش^۱ عمل می کند و پرتو ساطع شده توسط ستاره ی نوترونی را خم می کند به گونه ای که قسمت هایی از سطح عقب رویت می شود. اگر شعاع ستاره ی نوترونی از GM/C^2 کمتر باشد، ممکن است فوتون ها در یک مدار به دام بیفتند. بنابراین کل سطح آن ستاره ی نوترونی به همراه مدار های فوتون های بی ثبات کننده در یک یا کمتر از فاصله یک شعاع ستاره از یک نقطه قابل مشاهده است. کسری از جرم ستاره ای که برای تشکیل یک ستاره نوترونی فرو میریزد، در انفجار ابر نواختر به وجود آمده از آن، آزاد می شود. این انرژی از انرژی اتصال گرانشی یک ستاره ی نوترونی حاصل می شود. از این رو، نیروی گرانشی یک ستاره نوترونی معمولاً بسیار زیاد است. بنابراین نیرو هر جسمی را به صورت اسپاگتی در می آورد. به دلیل جاذبه عظیم، اتساع زمان بین ستاره ی نوترونی و زمین قابل توجه است. به عنوان مثال اگر ۱۰ سال روی زمین اتفاق بیفتد روی ستاره ی نوترونی ۸ سال گذشته است. بنظر می رسد که اتساع زمان بر اثر چرخش بسیار سریع ستاره نوترونی نیست! معادله های حالت نسبیتی ستاره های نوترونی رابطه ی شعاع به جرم را برای مدل های مختلف توصیف می کنند. معادله حالت برای ستاره ی نوترونی هنوز مشخص نیست. فرض براین است که تفاوت زیادی با یک کوتوله سفید دارد، که معادله ی حالت آن از گاز است که می تواند در توافق نزدیک با نسبت خاص توصیف شود. بااین حال، وجود افزایش اثرات نسبیت عام در یک ستاره ی نوترونی را نمی توان نادیده گرفت. تحقیقات فعلی هنوز در تلاش است تا نظریه ها را محدود کند، تا پیش بینی های مربوط به ماده ی ستاره نوترونی را انجام دهد. این بدان معناست که رابطه بین تراکم و جرم کاملاً مشخص نیست و باعث عدم قطعیت در برآورد شعاع می شود.

¹ gravitational lens

۷-۱ ساختار ستاره نوترونی

درک فعلی از ساختار ستارگان نوترونی توسط مدل های ریاضی موجود تعریف شده است، اما ممکن است از مطالعه ی نوسانات ستاره ی نوترونی برخی جزئیات را استنباط کنید. با مطالعه ای که در ستاره شناسی بر روی ستارگان عادی اعمال شده است، می توان با تجزیه و تحلیل طیف های مشاهده شده از نوسانات ستاره ای، ساختار درونی ستارگان نوترونی را نشان داد. مدل های کنونی نشان می دهند که ماده در سطح یک ستاره نوترونی از هسته های اتمی معمولی خرد شده به یک شبکه جامد با دریایی از الکترون ها که از طریق شکاف های انرژی بین آنها جریان دارد تشکیل شده است. به دلیل داشتن انرژی اتصال زیاد آهن در هر هسته، این احتمال وجود دارد که هسته های موجود در سطح آن از آهن باشد. همچنین ممکن است که عناصر سنگین، مانند آهن، به سادگی در زیر سطح غرق شوند و فقط هسته های روشن مانند هلیوم و هیدروژن باقی بمانند. اگر دمای سطح از کلون فراتر رود (مانند پالساها های جوان)، بجای فاز جامد که ممکن است در ستارگان نوترونی خنک کننده وجود داشته باشند، سطح باید مایع باشد. فرض بر این است جو یک ستاره نوترونی حداکثر چند میکرومتر ضخامت دارد و دینامیک آن توسط میدان مغناطیسی ستاره نوترونی کاملاً کنترل می شود. در زیر جو با یک پوسته ی جامد و محکم روبرو می شویم. این پوسته، به دلیل وجود میدان گرانشی شدید، بسیار سخت و صاف است. با حرکت از سطح به درون ستاره ی نوترونی، تعداد بسیار زیادی نوترون به هسته برخورد می کند. چنین هسته هایی اگر روی زمین باشد به سرعت پوسیده می شوند. اما در اثر فشار های بسیار عظیم (گرانشی) پایدار نگه داشته می شوند. با ادامه این روند در اعماق زیاد تر، قطره ای نوترون بسیار زیاد می شود. غلظت نوترون های آزاد به سرعت افزایش می یابد. در آن منطقه هسته ها، الکترون های آزاد و نوترون های آزاد وجود دارد. تازمانی که هسته به هسته برسد، هسته ها بطور فزاینده ای کوچک می شوند بر اثر (نیروی جاذبه و فشار بیش از حد از نیروی هسته ای قوی که وارد می شوند) تا نقطه ای که بیشتر نوترون ها

وجود دارند. سلسه مراتب مورد انتظار فاز های ماده ی هسته ای در پوسته ی درونی به عنوان « ماکارونی هسته ای » شناخته شده است. با وجود حفره های کمتر و ساختار های بزرگتر نسبت به فشار های بالاتر. ترکیب ماده ابر چگال^۱ در هسته نا مشخص است. یک مدل، هسته را به عنوان ماده ی تخریب شده نوترون فوق العاده سیال توصیف می کند. اشکال عجیب و غریب تر ماده نیز ممکن است، از جمله ماده ی عجیب تنزل یافته که حاوی پیون ها و کایون های پر انرژی علاوه بر نوترون ها، یا ماده ی فوق العاده متراکم کوارکی است [۷].



شکل ۲: ساختار ستاره نوترونی

۸-۱ طیف ستاره نوترونی

ستاره های نوترونی از تابش الکترو مغناطیسی که دارند قابل تشخیص هستند. آنها معمولا امواج رادیویی پالس می کنند اما سایر تشعشعات الکترو مغناطیسی نیز در آنها مشاهده می شود. ستاره های نوترونی مشاهده شده با پالس ها، را تپ اختر می نامند.

¹ superdense

تصور می شود که تابش پالسار به دلیل شتاب ذرات در نزدیکی قطب های مغناطیسی آنها ایجاد می شود، که نیازی به همسویی با محور چرخشی ستاره ی نوترونی ندارد. همچنین به نظر می رسد که یک میدان بزرگ الکتروستاتیک در نزدیکی قطب های مغناطیسی ایجاد شده که منجر به انتشار الکترون می شود. این الکترون ها در امتداد خطوط میدان مغناطیسی شتاب دار می شوند علاوه بر این، برای تولید جفت الکترون - پوزیترون که در اثر از بین بردن الکترون پوزیترون منجر به فوتون های پر انرژی بیشتر می شوند، فوتون های پر انرژی می توانند با فوتون های با انرژی کمتر و میدان مغناطیسی در تعامل باشند. تشعشعات ناشی از قطب های مغناطیسی ستاره های نوترونی را می توان با اشاره به مغناطیس کره ستاره نوترونی، به عنوان اشعه ی مغناطیسی توصیف کرد. این نباید با پرتو دو قطبی مغناطیسی اشتباه گرفته شود زیرا محور مغناطیسی با محور چرخش همسان نیست. اگر محور چرخش ستاره نوترونی با محور مغناطیسی متفاوت باشد. ناظر خارجی فقط هر زمان که محور مغناطیسی در چرخش ستاره نوترونی به سمت آنها حرکت کند، این پرتوهای تابش شده را مشاهده می کنند. بنابراین، پالس های دوره ای، با همان سرعت چرخش ستاره نوترونی مشاهده می شوند.

اگرچه ممکن است درخشندگی دوره ای جزئی داشته باشند. به نظر می رسد این ویژگی از منابع اشعه ایکس است که به عنوان اشیاء متراکم مرکزی در بقایای ابر نواختر ها شناخته می شود.

علاوه بر انتشار رادیویی، ستاره های نوترونی در سایر قسمت های طیف الکترو مغناطیسی نیز شناسایی شده اند. این شامل نور مرئی، در نزدیکی مادون قرمز، ماوراء بنفش، اشعه ی X، و پرتوهای گاما است. پالسارهای مشاهده شده در پرتو X در صورت تکمیل شدن به عنوان پالس های اشعه ی X شناخته می شوند، درحالیکه به آنهایی که در نور مرئی مشخص می شوند پالس نوری گفته می شود. بیشتر ستاره های نوترونی شناسایی شده، از جمله آنهایی که در پرتوهای نوری اشعه X و گاما شناسایی شده اند، امواج رادیویی نیز منتشر می کنند. باین حال بعضی ستاره

های نوترونی به نام ستاره های نوترونی رادیویی ساکت وجود دارند که از آنها هیچ انتشار امواج رادیویی مشاهده نشده است [۸].

ستاره های نوترونی بعد از تشکیل شدن با سرعت بسیار زیادی وارد مرحله ی چرخش می شوند. دلیل این سرعت زیاد اصل بقای گشتاور زاویه ای است. در مقایسه با اسکیت بازانی که روی یخ می چرخند و دستان خود را به مرور می کشند، چرخش آرام هسته ی ستاره ی اولیه همزمان با کوچک شدن و جمع شدن ستاره سرعت می گیرد. از این رو یک ستاره نوترونی کاملاً متولد شده می تواند با سرعت بسیار بالا دور خورشید بچرخد اما با گذر زمان حرکت کند می شود چرا که میدان مغناطیسی چرخنده در عوض چرخش، انرژی تابش می کند و انرژی تابش شده سرعت را پایین می آورد. وقتی نرخ چرخش ستاره آهسته تر می شود مکانیزم انتشار نیروی رادیویی نیز کاسته شده و ستاره ی نوترونی دیگر قابل تشخیص نیست.

یک ستاره ی نوترونی گاهی وارد مرحله ای می شود که گیلیچ یا اثرات ستاره لرزه^۱ نامیده می شود. با آهسته شدن چرخش ستاره ی نوترونی به علت سفت شدن پوسته ی سطح ستاره شکل ستاره کروی تر شده و یکباره چیزی شبیه زمین لرزه باعث شکافته شدن پوسته ها و کوچکتر شدن شعاع استوایی ستاره شده و به دلیل قانون بقای گشتاور زاویه ای سرعت ستاره زیاد می گردد. به احتمال زیاد این پدیده به دلیل رفتار شناسی خاصی رخ می دهد که نتیجه ی تفاوت سرعت پوسته ی بیرونی جامد ستاره و مواد فراسیال^۲ در ساختار داخلی هسته می باشد.

۹-۱ ستاره های نوترونی در کهکشان

در حال حاضر حدود ۲۰۰۰ ستاره ی نوترونی در کهکشان راه شیری و در میان ابر های ماژلان^۳ تشخیص داده شده اند که بیشتر آنها به عنوان پالسار های رادیویی شناخته می شوند. تمام این

^۱ star quake

^۲ super fluid

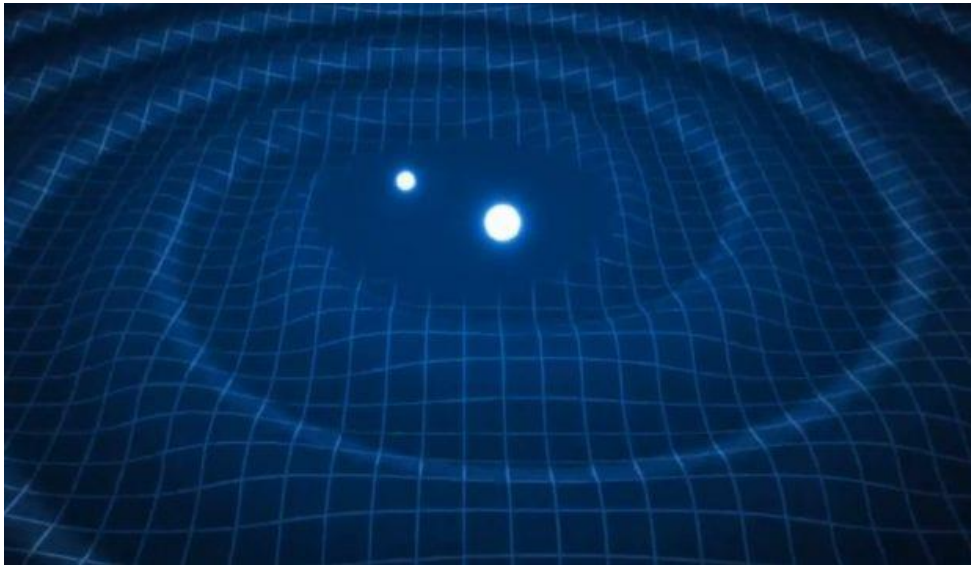
^۳ Magellanic Cloud

ستاره ها در فضای دیسک گونه ی راه شیری تمرکز یافته اند، اما گسترش آنها در برابر دیسک زیاد است چرا که انفجار ابرنواختر باعث ایجاد سرعت های بالا در ستاره های نوترونی تازه شکل یافته می شود. نزدیک ترین ستاره نوترونی به ما RX-J1856 است که 400 سال نوری از زمین فاصله دارد. در کنار آن PSR –JO108 نیز با 424 سال نوری فاصله از زمین می باشد. ستاره های نوترونی فقط با تکنولوژی های پیشرفته قابل تشخیص هستند و آن هم فقط در مراحل آغازین زندگیشان میسر است که همیشه کمتر از یک میلیون سال است . ستاره های نوترونی قدیمی تر نیز که بسیار زیاد هستند از طریق تابش جسم سیاه و اثرات جاذبه ای روی ستاره های دیگر تشخیص داده می شوند.

حدود ۵ درصد از تمام ستاره های نوترونی موجود عضوی از سیستم دوتایی هستند. تشکیل و تکامل ستاره های نوترونی در این سیستم یک فرایند پیچیده است. ستاره های نوترونی در سیستم های دوتایی با غول های سرخ و کوتوله های سفید یا دیگر ستاره های نوترونی جفت میشوند.

بر اساس نظریات مدرن تکامل دوتایی این پیش بینی وجود دارد که ستاره های نوترونی با سیاه چاله ها تشکیل سیستم دوتایی بدهند. ترکیب شدن دو ستاره نوترونی با یک ستاره ی نوترونی و یک سیاه چاله را می توان از طریق تابش امواج گرانشی ردیابی کرد. سیستم های دوتایی که فقط شامل ستاره ی نوترونی هستند در اغلب موارد اشعه ی ایکس ساطع می کنند که حاصل فرایند حرکت گاز داغ به سمت پوسته ی ستاره ی نوترونی می باشد. منشا این گاز همان ستاره ی کناری می باشد. لایه های خارجی ستاره مجاور به دلیل نیروی گرانش ستاره ی نوترونی از فاصله ی نزدیک دچار لرزه می شود. همزمان با تابش این گاز جرم ستاره افزایش می یابد و در صورت گذشتن جرم از یک حد معین ستاره ی نوترونی به یک سیاه چاله فرو می پاشد. فاصله ی میان دو ستاره نوترونی به دلیل وجود تابش امواج گرانش کمتر می شود در نهایت دو ستاره همدیگر را بغل کرده و در یکدیگر ممزوج می شوند. ترکیب شدن ستاره های نوترونی سرمنشا مدل سازی برای انفجار اشعه

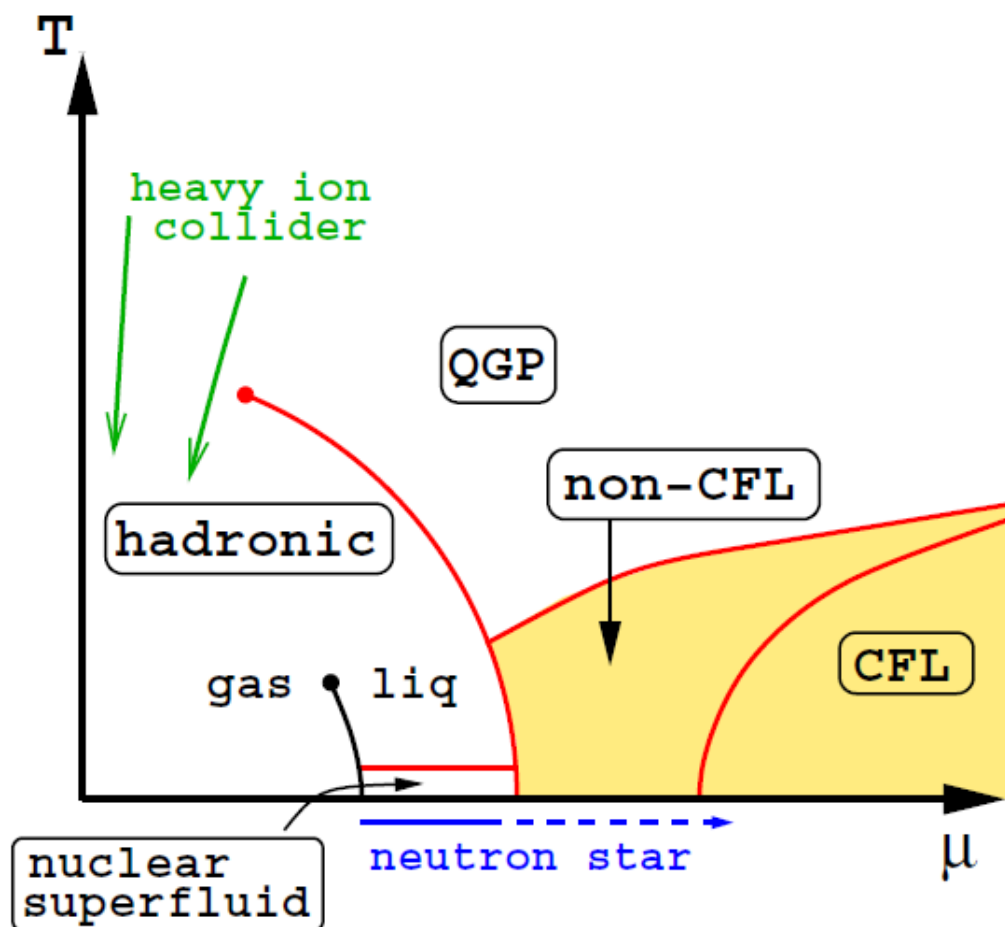
گامای کوتاه می باشد. شواهد محکمی مبنی بر این مدل از مشاهده ی نواختر ها در رابطه با انفجار اشعه ی گاما در Grb-13060.3B در نهایت تشخیص اشعه ی گرانش در Gw170817 در لایگو^۱ و رصدخانه ی دیگر وجود دارد. تابش نور در نواختر بر اساس شواهد از فروپاشی رادیو اکتیو مواد در فرایند به هم پیوستن دو ستاره ی نوترونی رخ داده است. [۹]



¹ Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO)

فصل دوم

به دست آوردن معادله حالت ستاره نوترونی



شکل ۳: نمودار فاز QCD

$$T \text{ بر حسب } (K), \mu \text{ بر حسب } \left(\frac{E}{\text{mol}}\right)$$

در این فصل روش به دست آوردن معادله حالت ستاره نوترونی را توضیح می دهیم. ابتدا به توضیح نمودار نظریه کوانتومی رنگ می پردازیم و جزئیات آن را مطالعه می کنیم.

شکل (۳) نمودار فاز QCD بر حسب دما (کلوین) و پتانسیل شیمیایی (انرژی بر ذره) است. محور عمودی دما و محور افقی پتانسیل شیمیایی است. همانطور که در شکل (۳) مشاهده می شود ستاره های فشرده در ناحیه ای از این نمودار که دما کم و پتانسیل شیمیایی باریونی مقدار متوسطی دارد دیده می شوند. از آنجا که در این ناحیه فیزیک QCD با هادرون ها داده می شود و اجزای سازنده آنها شامل نوترون هستند، این ستاره ها به عنوان ستاره نوترونی شناخته می شوند [۱۰ و ۱۱].

با زیاد شدن پتانسیل شیمیایی درجه آزادی سیستم با کوارک‌ها توصیف می‌شود. بنابراین ستاره را می‌توان ستاره کوارکی نامید. انتظار داریم که در حد پتانسیل شیمیایی بالا که ممکن است در مرکز این ستاره‌ها اتفاق می‌افتد، آزادی مجانبی روی دهد و پلاسمای کوارک گلوئون داشته باشیم. از لحاظ آزمایشگاهی در مقیاس‌های انرژی بین یک گیگا الکترون ولت (1 GeV) و یک ترا الکترون ولت (1 TeV) این پدیده رخ می‌دهد.

هادرون‌ها می‌توانند حالت‌های برانگیخته مختلفی داشته باشند که به دلیل نیروی قوی هسته‌ای در زمان 10^{-24} واپاشی می‌کنند. یعنی اینکه در نظریه کوانتومی رنگ که کوارک‌ها و گلوئون‌ها بطور ضعیف با هم تعامل دارند درون هادرون‌ها محدود نخواهد شد.

در نمودار شکل (۳)، اطلاعات بصورت کلی رسم شده اند و جزئیات دقیق آن هنوز بدست نیامده است. فقط با توجه به نمودار در ناحیه‌هایی که پتانسیل شیمیایی یا دما به قدر کافی بزرگ هستند می‌توانیم یک سری محاسبات انجام دهیم که از دقت کافی برخوردار باشند. این ناحیه‌ها گرچه از لحاظ نظری تحت کنترل اند اما از نظر تجربی غیرقابل دسترس هستند. بنابراین در این نمودار متوجه می‌شویم که ستارگان فشرده و پلاسمای کوارک گلوئون ایجاد شده در برخورد با یون‌های سنگین در منطقه‌ای از نمودار فاز قرار دارند که دسترسی به آنها دشوار است. ناحیه‌ای که دمای آن کم است و چگالش بالا، از لحاظ نظری بسیار جالب است. مهمترین ابزار نظری مورد استفاده برای توصیف این ماده سرد و متراکم روش‌های اختلالی^۱ است. این روش در تراکم‌های بسیار زیاد مورد استفاده قرار می‌گیرد و با استفاده از نتیجه آن می‌توان در مورد ناحیه‌ای از نمودار شکل (۳) که تراکم آنها متوسط است نتایجی بدست بیاوریم یا پیش‌بینی کنیم. روش انجام این کار عمل برون‌یابش است که ممکن است محاسبات را از اعتبار بیندازد و نتایج را تغییر دهد.

¹ perturbative methods

۲-۱ محاسبه رابطه جرم و شعاع در یک ستاره نوترونی

برای وجود چنین ستاره‌ای لازم است شعاع این ستاره از شعاع شواتزشیلد^۱ بیشتر باشد (یعنی

$R > R_s$). شعاع شواتزشیلد برابر است با $R_s = 2MG$. در این رابطه M : جرم ستاره و G :

ثابت گرانش است: $G = 6.672 \times 10^{-11} m^3 kg^{-1} s^{-2} = 6.707 \times 10^{-39} GeV^{-2}$

^۲ اگر شعاع این ستاره از شعاع شواتزشیلد کمتر باشد آنگاه بعد از فروپاشی به یک سیاهچاله تبدیل

می‌شود. به عنوان یک مثال ساده، یک ستاره ساده از تعدادی هسته‌ی A می‌سازیم. (منظور از A

تعداد هسته‌ها است).

$$حجم \sim r_0^3 A \rightarrow R \sim r_0 A^{\frac{1}{3}}$$

(برای راحتی در حجم از π صرف‌نظر کرده‌ایم). همچنین برای جرم داریم:

$$M \sim mA$$

(جرم ضربدر تعداد هسته‌ها شده)

اکنون از حد $R = 2MG$ بدست می‌آوریم:

$$A \sim \left(\frac{r_0}{2MG} \right)^{\frac{3}{2}} \sim 2.6 \times 10^{57} \quad (1)$$

این تعداد هسته‌هایی است که می‌توانیم قبل از ناپایدار بودن ستاره آنها را به دست آوریم. به عبارت

دیگر شعاع شواتزشیلد متناسب با جرم ستاره است، بنابراین به طورخطی با تعداد هسته‌های A

افزایش می‌یابد. بنابراین وقتی که A از حد $A \sim 2.6 \times 10^{57}$ کوچکتر است ستاره پایدار و اگر

تعداد هسته‌ها از این حد بزرگتر باشد به یک سیاهچاله فرو می‌پاشد.

می‌توان حداقل مقدار A را برای جرم و شعاع معلوم داشته باشیم:

^۱ Schwarzschild radius

^۲ (در اینجا ما برای سادگی محاسبات قراردادی داریم: $\hbar = c = 1$).

$$R \sim 7 \text{ km} , M \sim 2.3 \odot$$

اضافه کردن هسته‌های بیشتر باعث می‌شود ستاره نسبت به شعاع آن سنگین‌تر شود. علاوه بر ارائه تعداد تخمینی برای تعداد باریون‌ها در ستاره اثرات نسبیت عام نیز مهم خواهد بود. زیرا شعاع شواتزشیلد بخش مهمی از شعاع ستاره خواهد بود. همچنین می‌توان انرژی گرانشی ستاره را تخمین زد. بدین منظور به مشتق جرم یک ستاره نسبت به شعاع معینی از آن ستاره یعنی $dm = \rho(r)dv$ نیاز داریم.

$$dv = 4\pi r^2 dr \equiv (\text{حجم لایه‌ی کروی نازکی از شعاع } r)$$

برای تخمین تقریبی چگالی ثابت $\rho(r) = \rho$ را قرار می‌دهیم. بگونه‌ای که فرض کنیم جرم $m(r)$ ستاره تا شعاع $r \leq R$ است. آنگاه :

$$m(r) = \frac{4\pi}{3} r^3 \rho \quad (2)$$

$$F = G \frac{m(1)m(2)}{r^2} \quad (3)$$

$$E_{grav} \cong \int_0^R \frac{Gm(r)dm(r)}{r} \cong \frac{3}{5} \frac{G M^2}{R} = 0.12 m \quad (4)$$

این رابطه از رابطه شماره ۳ به دست آمده است که جرم گرانشی یک کره که وابسته به r است می‌باشد.

در این محاسبه از مقادیر واقعی $R = 10 \text{ km} , M = 104 M \odot$ استفاده کرده‌ایم. بنابراین می‌بینیم که انرژی پتانسیل گرانشی E_{grav} بیش‌تر از 10% جرم ستاره را تشکیل می‌دهد. این خود نشان می‌دهد که برای رابطه‌ی جرم – شعاع ما به یک معادله نیاز داریم که تاثیرات نسبیت عام را نیز دربرگیرد [۱۲].

برای سادگی معادله‌ای را که مربوط به جرم و شعاع است بدون تاثیرات نسبیت عام بدست می‌آوریم و سپس تاثیرات را بر آن اعمال می‌کنیم. بنابراین دنبال معادله‌ای هستیم که بین نیروی گرانشی که عامل فشرده‌سازی ستاره است و نیروی متضاد که ناشی از فشار ماده است، ارتباط برقرار کند. در مورد یک ستاره متراکم (فشرده) این فشار، فشار فرمی به علاوه فشار ناشی از اثر متقابل مواد هسته‌ای یا کوارکی درون ستاره است.

فشار دیفرانسیلی dp در شعاع r معین با نیروی گرانشی dF ارتباط دارد :

$$dp = \frac{dF}{4\pi r^2} \quad (5)$$

$$dF = \frac{Gm(r)dm(r)}{r^2} \quad (6)$$

با جایگذاری این معادلات درهم خواهیم داشت :

$$dm = 4\pi r^2 \varepsilon(r) dr \quad (7)$$

$$\frac{dp}{dr} = \frac{G\varepsilon(r)m(r)}{r^2} \quad (8)$$

در اینجا چگالی جرم را از طریق چگالی انرژی ε معرفی کرده‌ایم. $c = 1, \varepsilon(r) = \rho(r)$.

معادله‌ی $\frac{dp}{dr} = \frac{G\varepsilon(r)m(r)}{r^2}$ را توسط نسبیت عام اصلاح می‌کنیم:

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\varepsilon(r)m(r)}{r^2} \left[1 + \frac{p(r)}{\varepsilon(r)} \right] \left[1 + \frac{4\pi r^3 p(r)}{m(r)} \right] \left[1 - \frac{2Gm(r)}{r} \right] \quad (9)$$

این معادله به عنوان معادله تولمان – اوپنهایمر – ولکوف شناخته می‌شود. برای حل این معادله

حتما بایستی معادله حالت سیستم را بدانیم به همین دلیل است که فهمیدن معادله حالت ستاره

بسیار مهم است و با استفاده از آن می‌شود خصوصیات ستاره را به دست آورد.

برای معادله TOV دو شرط مرزی داریم :

$$m(r=0) = 0$$

$$p(r=0) = p_0$$

با حل این معادله با این شرایط جرم و فشار ستاره بدست می‌آید و در نقطه‌ای که فشار به صفر می‌رسد، (یعنی در $r=R$)، شعاع ستاره بدست می‌آید.

ابتدا فرض می‌کنیم که ماده هسته ای برهم کنش نداشته باشد یعنی با یک سیستم بسیار ساده شروع می‌کنیم و از فعل و انفعالات صرفنظر می‌کنیم. در اینجا به فیزیک آماری و ترمودینامیک نیازمندیم. پتانسیل ترمودینامیکی یک آنسامبل کانونی بزرگ از رابطه زیر بدست می‌آید :

$$\Omega = E - \mu N - TS \quad (10)$$

Ω پتانسیل ترمودینامیکی است و E انرژی و μ پتانسیل شیمیایی، N تعداد ذرات و T دما و S آنترپی است. در نتیجه برای فشار داریم :

$$p = -\frac{\Omega}{V} = -\varepsilon + \mu N + TS \quad (11)$$

Ω پتانسیل آزاد گیس،

p فشار، V حجم، E چگالی انرژی، N عدد تراکم S تراکم آنترپی

حال برای یک سیستم فرمیونی داریم : چون پروتون و نوترون فرمیون هستند.

$$n = 2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f_k \quad (12)$$

$$\varepsilon = 2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} E_k f_k \quad (13)$$

$$S = -2 \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [(1 - f_k) \ln(1 - f_k) + f_k \ln f_k] \quad (14)$$

از آنجایی که فرمیون‌ها دارای اسپین $\frac{1}{2}$ هستند ما دو حالت چرخش برای این درنظر گرفته و عملگر توزیع فرمی را با f_k نشان می دهیم :

$$f_k = \frac{1}{e^{\frac{E_k - \mu}{T}} + 1} \quad (15)$$

و انرژی تک ذره عبارت است از :

$$E_k = \sqrt{k^2 + m^2} \quad (16)$$

با جایگذاری چگالی عددی، چگالی انرژی و چگالی آنتروپی در فرمول فشار خواهیم داشت :

$$p = 2T \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \ln \left[1 + e^{-\frac{E_k - \mu}{T}} \right] \quad (17)$$

می‌توان به راحتی نشان داد که تراکم عددی و تراکم آنتروپی از رابطه‌ی بالا از طریق روابط ترمودینامیکی معمولی، یعنی با گرفتن دیفرانسیل با توجه به T, μ به دست می آید.

اکنون حد $T = 0$ را بدست می‌آوریم که حد تقریباً مناسبی است زیرا درجه حرارت یک ستاره متراکم (جمع و جور) بطور معمول از دامنه‌ی kev و در نتیجه بسیار کمتر از پتانسیل شیمیایی و جرم هسته‌ها است. برای $T = 0$ توزیع فرمی یک عملگر مرحله‌ای است یعنی :

$$f_k = \Theta(k_f - k) \quad (18)$$

و بدین ترتیب روابط زیر در تکانه‌ی فرمی وارد می شود:

$$n = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_f} dk k^2 = \frac{k_f^3}{3\pi^2} \quad (19)$$

$$\begin{aligned}\varepsilon &= \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_f} dk k^2 \sqrt{k^2 + m^2} \\ &= \frac{1}{8\pi^2} \left[(2k_f^3 + m^2 k_f) \sqrt{k^2 + m^2} - m^4 \ln \frac{k_f + \sqrt{k_f^2 + m^2}}{m} \right] \quad (20)\end{aligned}$$

$$\mu = \sqrt{k_f^2 + m^2} \quad (21)$$

در نتیجه فشار :

$$\begin{aligned}p &= \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_f} dk k^2 (\mu - \sqrt{k^2 + m^2}) \\ &= \frac{1}{24\pi^2} \left[(2k_f^3 + 3m^2 k_f) \sqrt{k_f^2 + m^2} \right. \\ &\quad \left. + 3m^4 \ln \frac{k_f + \sqrt{k_f^2 + m^2}}{m} \right] \quad (22)\end{aligned}$$

این فشار را می‌توان با جایگذاری ε , n در معادله‌ی $p = -\frac{\Omega}{v} = -\varepsilon + \mu n + TS$ یا معادل آن

با در نظر گرفتن حد $T = 0$ در $p = 2T \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \ln \left[1 - e^{-\frac{E_k - \mu}{T}} \right]$ بدست آورد. در مورد دوم

از $X = \lim_{T \rightarrow 0} T \ln(1 + e^{X/T})$ استفاده می‌کنیم.

برای e, p, n فشار کل برابر است با :

$$p = \frac{1}{\pi^2} \sum_{i=n,p,e} \int_0^{k_{f,i}} dk k^2 (\mu_i - \sqrt{k^2 + m_i^2}) \quad (23)$$

تکانه‌ی فرمی به عنوان پارامتر متغیر است یعنی از شرایط $i = n, p, e$ و $\frac{\partial p}{\partial k_{f,i}} = 0$ که نشان

$$\mu_i = \sqrt{k_{f,i}^2 + m_i^2} \text{ می‌دهد}$$

دو شرط زیر برای محدودیت‌های اضافی در مورد تکانه فرمی وجود دارد :

اولاً: توزیع پروتون‌ها و الکترون‌ها چنان باید باشد که: $n_e = n_p$

$$n = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{k_f} dk k^2 = \frac{k_f^3}{3\pi^2} \quad (24)$$

و این یعنی $k_{F,e} = k_{F,p}$

دوماً: با توجه به فرآیندهای نیروی هسته‌ای ضعیف به تعادل شیمیایی احتیاج داریم :

$$n \rightarrow p + e + \bar{\gamma}_e$$

$$p + e \rightarrow n + \gamma_e$$

اولین واکنش را معمولاً پراکندگی β می‌گویند و دومین فرایند معکوس پراکندگی β نامیده می‌شود

(دریافت الکترون). فرض می‌کنیم که پتانسیل شیمیایی نوترینوها از بین می‌روند یعنی $\mu_{\gamma_e} = 0$.

این معادل این است که فرض کنیم نوترینوها و آنتی نوترینوها پس از ایجاد و به سادگی بدون

تعامل، سیستم را ترک می‌کنند. در نتیجه تعادل β یعنی تعادل با توجه به فرایندهای

$$n \rightarrow p + e + \bar{\gamma}_e$$

$$p + e \rightarrow n + \gamma_e$$

بصورت محدودیت زیر برای پتانسیل‌های شیمیایی توجیه می‌شود:

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e$$

درج کردن معادله‌ی $\mu_i = \sqrt{k_{f,i}^2 + m_i^2}$ ، به این محدودیت می‌رسد که :

$$\sqrt{k_{f,n}^2 + m_n^2} = \sqrt{k_{f,p}^2 + m_p^2} + \sqrt{k_{f,e}^2 + m_e^2} \quad (25)$$

ما می‌توانیم الکترون را از بین ببریم (حذف کنیم). با کمک معادله‌ی $k_{F,e} = k_{F,p}$ و حل معادله بالا تکانه فرمی پروتون به صورت تابعی از تکانه فرمی نوترون به دست می‌آید، یعنی:

$$k_{F,p}^2 = \frac{(k_{F,n}^2 + m_n^2 - m_e^2)^2 - 2(k_{F,n}^2 + m_n^2 + m_e^2)^2 m_p^2 + m_p^4}{4(k_{F,n}^2 + m_n^2)} \quad (26)$$

برای نشان دادن معنای فیزیکی این رابطه، محدودیت‌هایی را در نظر می‌گیریم. ابتدا فرض می‌کنیم تکانه پروتون ناپدیدشده صفر است یعنی $k_{F,p} = 0$. آنگاه معادله چنین می‌شود :

$$k_{F,n}^2 = (m_p + m_e)^2 - m_n^2 < 0$$

که به راحتی از معادله‌ی زیر دیده می‌شود:

$$\sqrt{k_{F,n}^2 + m_n^2} = \sqrt{k_{F,p}^2 + m_p^2} + \sqrt{k_{F,e}^2 + m_e^2}$$

این بیان درست نیست زیرا نوترون کمی سنگین‌تر از الکترون و پروتون در کنار همدیگر است.

$$m_p \cong 938.3 \text{ mev}$$

$$m_n \cong 939.6 \text{ mev}$$

$$m_e \cong 0.511 \text{ mev}$$

از این رو $k_{F,p} = 0$ غیرممکن است. و همیشه باید حداقل یک بخش کوچک از پروتون‌ها وجود داشته باشند (حداقل باید کسری از الکترون‌ها در آنجا وجود داشته باشد) :

$$k_{F,p}^2 = \left(\frac{m_n^2 + m_e^2 - m_p^2}{2m_n} \right) - m_e^2 \cong 104 \text{ mev}^2 \quad (27)$$

این آستانه‌ای است که در آن هیچ نوترونی وجود ندارد و سیستم از نظر بار خنثی و حاوی پروتون‌ها و الکترون‌هایی با چگالی تعداد برابر است. بطور کلی ما قادر هستیم تراکم باریون‌های داده شده را $n_\beta = n_n + n_p$ به عنوان تکانه فرمی برای نوترون‌ها بیان کنیم :

$$k_{F,n} = (3\pi^2 n_\beta - k_{F,p}^3)^{1/3} \quad (28)$$

در معادله‌ی

$$k_{F,p}^2 = \frac{(k_{F,n}^2 + m_n^2 - m_e^2)^2 - 2(k_{F,n}^2 + m_n^2 + m_e^2)^2 m_p^2 + m_p^4}{4(k_{F,n}^2 + m_n^2)} \quad (29)$$

با حل این معادله از نظر عددی می‌توان بررسی کرد که به این حد رسیده است زیرا برای چگالی‌های بزرگ (تراکم‌های بزرگ) باریونی یعنی یک ستاره فشرده حاوی ماده هسته‌ای با ماده غنی از نوترون سروکار داریم که اصطلاح ستاره‌ی نوترونی را توجیه می‌کند. به عنوان یک تقریب ساده ممکن است ماده نوترونی خالص را در نظر بگیریم (با در نظر گرفتن حد غیرنسبیتی یعنی $m_n \gg k_{F,n}$) داریم :

$$\varepsilon \cong \frac{m_n^4}{15\pi^2} \left[\frac{k_{F,n}^3}{m_n^3} + \zeta \frac{k_{F,n}^5}{m_n^5} \right] \quad (30)$$

$$p \cong \frac{m_n^4}{15\pi^2} \left[\frac{k_{F,n}^5}{m_n^5} + \zeta \frac{k_{F,n}^7}{m_n^7} \right] \quad (31)$$

$$p(\varepsilon) \cong \left(\frac{3\pi^2}{m_n} \right)^{5/3} \frac{\varepsilon^{5/3}}{15m_n\pi^2} \quad (32)$$

بنابراین یک معادله‌ی بسیار ساده از حالت پیدا کرده‌ایم، جایی که فشار از طریق چگالی انرژی وارد می‌شود. جمله بعدی برای بدست آوردن رابطه‌ی جرم - شعاع ستاره، معادله حالت TOV است. ساده‌ترین مورد این است که برای فشار رفتاری به شکل قانون نمایی مانند معادله‌ی

$$p(\varepsilon) \cong \left(\frac{3\pi^2}{m_n} \right)^{5/3} \frac{\varepsilon^{5/3}}{15m_n\pi^2} \quad (33)$$

داشته باشیم. شکل کلی چنین معادلاتی به اصطلاح، معادلات پولیتروپیک (polytropic) بصورت $p(\varepsilon) = k\varepsilon^\gamma$ است. با استفاده از فرم معادلات نیوتون برای جرم - شعاع از معادله‌ی

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \varepsilon(r) \quad (34)$$

$$\frac{dp}{dr} = - \frac{G\varepsilon(r)m(r)}{r^2} \quad (35)$$

به معادلات زیر می‌رسیم:

$$\frac{dm}{dr} = \frac{4\pi}{k^{1.5}} r^2 p^{1.5}(r) \quad (36)$$

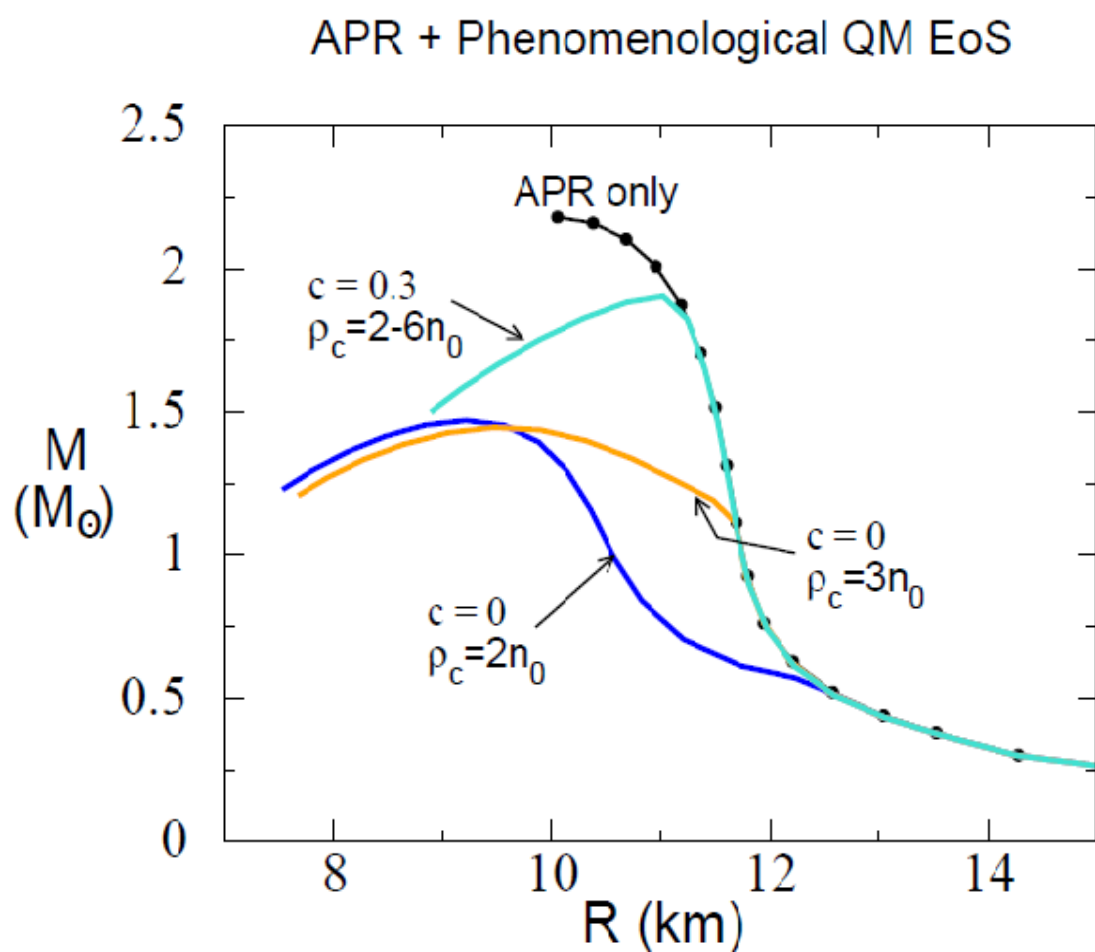
$$\frac{dp}{dr} = - \frac{G}{k^{1.5}} \frac{p^{1.5}(r)m(r)}{r^2} \quad (37)$$

حتی در ساده‌ترین مثال‌ها باید معادلات را بصورت عددی حل کنیم. نتایج این مسئله نشان می‌دهد که حداکثر جرم $M < 0.7 M_\odot$ است.

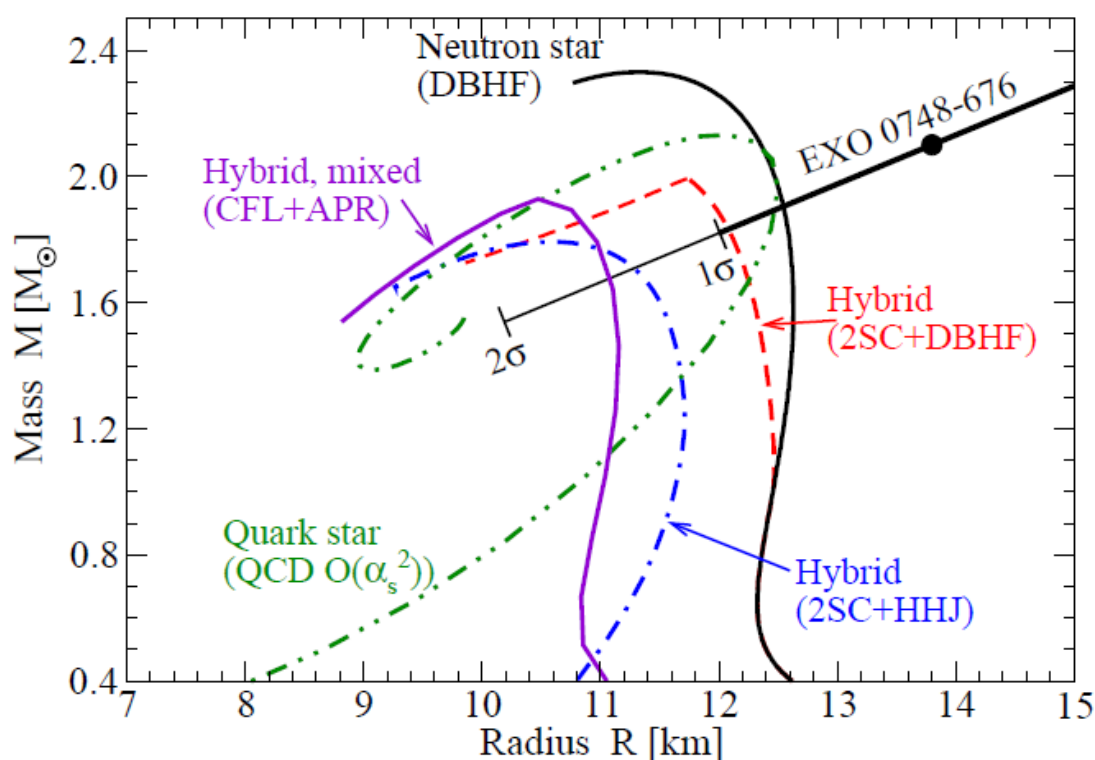
همچنین با مراجعه به رابطه‌ی جرم - شعاع در حل معادله‌ی TOV می‌توان این نکته را

دریافت [۱۳و۱۲].

نتیجه حل معادله دیفرانسیل در شکل های ۵ و ۴ آمده است.



شکل ۴: نمودار جرم بر حسب شعاع



شکل ۵: نمودار جرم بر حسب شعاع

اکنون ماده کوارکی را بررسی می کنیم که بدان معنا نیست که از کوارک های بالا، ته ۲ و کوارک افسون ۳ چشم پوشی کرده ایم. پتانسیل شیمیایی درون ستاره در بیشتر موارد از 500mev بیشتر است. بنابراین این حالت ها بسیار کوچک هستند. از این رو برای ایجاد این توده ها عمدتاً سه کوارک بالا، پایین و شگفت ۴ را در نظر می گیریم. از جرم کوارک های بالا و پایین صرف نظر می کنیم که جرم معمول آنها عبارتست از

$$m_v = m_d = 5\text{ meV}$$

$$5\text{ meV} \ll \mu \text{ (} 300 - 500\text{)meV}$$

¹ top
² Bottom
³ charm
⁴ strange

با این حال جرم کوارک شگفت قابل چشم‌پوشی نیست، چرا که $M_s \cong 90 \text{ mev}$ است و توده‌ای که تشکیل می‌دهد در مقایسه با پتانسیل شیمیایی کوارک غیرقابل چشم‌پوشی می‌کند؟؟؟؟.

[۱۵۱۴]

اگر کوارک‌های آزاد را در نظر بگیریم، چگالی انرژی ε ، چگالی تعداد n و فشار به همان روش بخش قبل برای هسته‌ها، بدست می‌آید. فقط باید بخاطر داشته باشیم که برای هر کوارک سه رنگ وجود دارد: $N_c = 3$. یعنی ضریب تبهگنی^۱ برای یک کوارک $2N_c = 6$ واحد است که در آن عامل 2 درجه‌ی چرخش (آزادی)^۲ را منظور می‌کنیم. در نتیجه برای هر کوارک $f = u/d/s$ در دمای صفر داریم:

$$n_f = \frac{k_{F,F}^3}{\pi^2} \quad (38)$$

$$\varepsilon_f = \frac{3}{\pi^2} \int_0^{k_{F,F}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_f^2} \quad (39)$$

$$p_f = \frac{3}{\pi^2} \int_0^{k_{F,F}} dk k^2 \left(\mu_e - \sqrt{k^2 + m_f^2} \right) \quad (40)$$

از نو باید شرایط تعادلی را با توجه به برهمکنش ضعیف اعمال کنیم:

$$d \rightarrow u + e + \bar{\gamma}_e, \quad s \rightarrow u + e + \bar{\gamma}_e$$

$$u + e \rightarrow d + \bar{\gamma}_e, \quad u + e \rightarrow s + \bar{\gamma}_e$$

و فرایند non-leptonic یعنی: $s + u \leftrightarrow d + u$

این فرایندها شرایط زیر را برای پتانسیل‌های شیمیایی کوارک و الکترون فراهم می‌کند:

$$\mu_d = \mu_e + \mu_u, \quad \mu_s = \mu_e + \mu_u$$

¹ degeneracy factor
² spin degrees

این بصورت خودکار دلالت دارد بر اینکه : $\mu_d = \mu_s$

بطور کلی بعنوان شرط خنثی سازی بار می توان نوشت :

$$\sum_{f=u/d/s} q_f n_f - n_e = 0 \quad (41)$$

$$q_u = \frac{2}{3}, q_d = q_s = -\frac{1}{3} \quad : \text{ با بار الکتریکی هر کوارک بصورت :}$$

و چگالی الکترون : n_e

۲-۲ ستاره نوترونی با هسته ای از ماده کوارکی شگفت

قبل از محاسبه معادله حالت درمورد فرضیه ماده کوارکی شگفت بحث می کنیم، مدلی به نام بگ مدل^۱ روشی مناسب برای توصیف ماده کوارکی می باشد و از این جهت مهم است که می توان آن را با ماده کوارکی مقایسه کرد. برای درک چگونگی محاسبه ثابت کیسه و برای اطمینان، فشار گاز غیرمتناوب پایون های بی جرم را با فشار گاز غیر متداول کوارک ها و گلوئون ها در دمای محدود پتانسیل شیمیایی صفر مقایسه می کنیم.

گازی از پایون ها را در نظر می گیریم. در پتانسیل شیمیایی صفر، فشار ناشی از درجه آزادی بوزونی و در دمای بالا با رابطه زیر داده می شود:

$$p_{boson} \cong -T \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \ln(1 - e^{-k/t}) = \frac{\pi^2 T^4}{90} \quad (42)$$

و بطور مشابه در مورد فرمیون ها داریم :

$$p_{fermion} \cong -T \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \ln(1 + e^{-k/t}) = \frac{7}{8} \frac{\pi^2 T^4}{90} \quad (43)$$

¹ bag model

از این رو از آنجا که سه نوع پیون وجود دارد، فشار آنها چنین هست :

$$p_{\pi} = 3 \frac{\pi^2 T^4}{90} \quad (44)$$

این یک تقریب ساده برای فشار در فاز ثابت است. در این مرحله‌ی تعریف شده درجه آزادی گلوئون (8×2) و کوارک $(4N_c N_f = 24)$ است. بنابراین :

$$2 \times 8 + \frac{7}{8} \times 24 = 37$$

$$p_{q,g} = 37 \frac{\pi^2 T^4}{90} - B \quad (45)$$

که در آن B یعنی (ثابت کیسه) به دلایل زیر از رابطه کم شده است:

اگر B صفر باشد، فاز تجزیه شده فشار بیشتری داشته و بنابراین برای همه دماها ترجیح داده می‌شود. به عنوان یک نتیجه با در نظر گرفتن ثابت کیسه ، دمای بحرانی خاصی وجود دارد که: $p_{\pi} > p_{q,g}$ است. و بالاتر از مرحله‌ی تعریف شده ترجیح می‌دهیم که $p_{\pi} < p_{q,g}$ باشد.

این درواقع همان چیزی است که از QCD انتظار می‌رود که پیش‌بینی می‌شود، همانطور که در نمودار QCD مشاهده می‌شود (شکل ۲)، درجه حرارت انتقال آن

$$T_c \cong 170 \text{ mev}$$

باشد. این انتقال به معنای دقیق یک انتقال عبوری است. در زمینه ستاره‌های فشرده ما به چنین درجه حرارت‌های بزرگی علاقه‌ای نداریم. در این حالت پتانسیل شیمیایی بزرگ و درجه حرارت عملاً صفر است. با این وجود هسته‌ها را با ماده کوارکی مقایسه می‌کنیم و بنابراین باید ثابت کیسه را در فشار و انرژی آزاد ماده کوارکی قرار دهیم :

$$p + B = \sum_f p_f \quad (46)$$

$$\varepsilon = \sum_f \varepsilon_f + B \quad (47)$$

این مبنای پدیدارشناختی مدل کیسه ای نامیده می‌شود. زیرا تصور می‌شود که کوارک‌ها در یک کیف قرار دارند و می‌توان فشار میکروسکوپیکی $\sum_f p_f$ را از کوارک‌ها مشاهده کرد تا با فشار کیسه B و فشار خارجی p متعادل شود.

با توجه به مدل کیسه ای اکنون می‌توان فرضیه‌ی ماده کوارکی عجیب را توضیح داد. برای سادگی، کوارک‌های کم جرم را در نظر می‌گیریم. یک توده کوارک‌های شگفت نتایج را کمی تغییر می‌دهد که معمولاً برای استدلال کیفی مهم نیست. ما همچنین الکترون‌ها را نادیده می‌گیریم، آنها در ماده کوارکی بدون جرم هستند (سه درجه رنگ را نیز ندارند) و همچنین در دمای صفر نیز حضور ندارند. برای رسیدن به تعادل الکتریکی در ماده کوارکی (دورنگ) به الکترون‌ها نیاز است. همچنین در این حالت جمعیت آنها آنقدر کوچک است که اثر شان بر چگونگی استدلال زیر بی اهمیت خواهد بود. با $m_f = 0$ به سادگی داریم :

$$n_f = \frac{\mu_f^3}{\pi^2} \quad , \quad \varepsilon_f = \frac{3\mu_f^3}{\pi^2} \quad , \quad p_f = \frac{\mu_f^4}{4\pi^2}$$

که به طور خاص بر $p_f = \frac{\varepsilon_f}{3}$ دلالت دارد. برای فرضیه‌ی ماده کوارکی عجیب، ما انرژی E را برای هر هسته شماره‌ی A در نظر می‌گیریم :

$$\frac{E}{A} = \frac{\varepsilon}{n_B} \quad (48)$$

که در آن n_B چگالی عدد باریونی است که از نظر تراکم عدد کوارک $n_B = \frac{1}{3} \sum_f n_f$ داده شده است، زیرا یک باریون حاوی سه کوارک است ($N_c = 3$). در فشار صفر ($p=0$) معادلات بالا بر مقدار

$$\varepsilon = 4B \text{ دلالت دارد. در نتیجه،}$$

$$\frac{E}{A} = \frac{4B}{n_B}$$

اکنون این فرمول را برای اولین بار در مورد مواد کوارکی با سه رنگ (ماده‌ی کوارک عجیب) و سپس برای کوارک‌های دو رنگ بالا و پایین استفاده می‌کنیم. برای ماده‌ی کوارک عجیب می‌شود:

$$2n_u - n_d - n_s = 0 \quad (49)$$

$$\mu_u = \mu_d = \mu_s = \mu$$

ماده کوارکی عجیب بطور ویژه‌ای متقارن است. به این دلیل که بار الکتریکی یک کوارک بالا یا پایین یا شگفت اتفاق می‌افتد تا به صفر برسد. اکنون $n_B = \frac{\mu^3}{\pi^2}$ و $B = \sum_f p_f$ است و داریم :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} | N_f = 3 &= (4\pi^2)^{1/4} 3^{3/4} B^{1/4} \cong 5.714 B^{1/4} \\ &\cong 829 \text{mev} B_{145}^{1/4} \end{aligned} \quad (50)$$

$$B_{145}^{1/4} \equiv \frac{B^{1/4}}{(145 \text{ meV})} \quad (51)$$

جرم کوارک‌های با دورنگ (غافل از سهم الکترون) شرط خنثی بودن بار این است که $n_d = 2n_u$

به دلیل $\mu_d = 2^{1/3} \mu_u$ و سپس برای $n_B = \frac{\mu_u^3}{\pi^2}$ و $B = \sum_f p_f = \frac{(1+2^{4/3})\mu_u^4}{4\pi^2}$ ما داریم :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} | N_f = 2 &= (4\pi^2)^{1/4} \left(1 + 2^{4/3}\right)^{3/4} B^{1/4} \cong 6.441 B^{1/4} \\ &\cong 934 \text{mev } B_{145}^{1/4} \end{aligned} \quad (52)$$

از مقایسه این رابطه با رابطه بالا می بینیم که ماده کوارکی دو رنگ از هر ماده باریونی، نسبت به ماده کوارکی با سه رنگ انرژی بیشتری دارد. برای ماده کوارکی عجیب

$$\sum_{f=u/u/s} q_f n_f - n_e = 0 \text{ و } 2 n_u - n_d - n_s = 0$$

همراه با شرایط موجود در تعادل شیمیایی یعنی $(\mu_d = \mu_e + \mu_u \text{ و } \mu_s = \mu_e + \mu_u)$ دلالت دارد بر $\mu_u = \mu_d = \mu_s = \mu$.

می بینیم که ماده ی کوارکی عجیب متقارن است. دلیل این امر این است که بار الکتریکی یک

$$B = \sum_f p_f = \text{ و } n_B = \frac{\mu^3}{\pi^2} \text{ با } \mu \text{ اکنون می رسد.}$$

ما داریم $\frac{3\mu^4}{4\pi^2}$:

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} | N_f = 3 &= (4\pi^2)^{1/4} (3)^{3/4} B^{1/4} \cong 5.714 B^{1/4} \\ &\cong 829 \text{mev } B_{145}^{1/4} \end{aligned} \quad (53)$$

جمله $B_{145}^{1/4}$ بیانگر عبارت زیر است :

$$B_{145}^{1/4} = \frac{B^{1/4}}{145 \text{ mev}} \quad (54)$$

برای کوارک‌های با دورنگ (صرفنظر از الکترون) شرط خنثی بودن بار به دلیل $\mu_d = 2^{1/3}\mu_u$

این است که : $n_d = 2n_u$ باشد. سپس برای $n_B = \frac{\mu_u^3}{\pi^2}$ و $B = \sum_f p_f = \frac{(1+2^{4/3})\mu_u^3}{4\pi^2}$ داریم :

$$\begin{aligned} \frac{E}{A} | N_f = 2 &= (4\pi^2)^{1/4} \left(1 + 2^{4/3}\right)^{3/4} B^{1/4} \cong 6.441 B^{1/4} \\ &\cong 934 \text{mev} B_{145}^{1/4} \end{aligned} \quad (55)$$

با مقایسه این روابط می‌بینیم که ماده کوارکی دورنگ از هر ماده باریونی انرژی بیشتری نسبت به ماده کوارکی سه رنگ دارد. این یک نتیجه‌ی مستقیم از اصل طرد پائولی است : اضافه کردن یک گونه ذره (و نگه داشتن کل ذرات مشخص شده) به معنای باز کردن مجموعه‌ای از حالت‌های کم‌انرژی جدید قابل استفاده است که می‌توان از آن استفاده کرد، بنابراین انرژی کل سیستم را کاهش می‌دهد.

اکنون می‌توان نتایج این دو رابطه‌ی $\frac{E}{A}$ را با انرژی هر هسته در ماده هسته‌ای مقایسه کرد، برای ماده نوترونی خالص، به سادگی توسط جرم نوترون داده می‌شود :

$$\frac{E}{A} | \text{neutrons} = m_n = 939.6 \text{ meV} \quad (56)$$

برای آهن Fe^{56} :

$$\frac{E}{A} | Fe^{56} = \frac{56m_n - 56(808 \text{ meV})}{56} = 930 \text{ meV} \quad (57)$$

این مقدار با توجه به اینکه جرم هسته برابر $m_n = 958.9 \text{ meV}$ و انرژی اتصال در هر هسته در آهن برابر 8.8 meV است، بدست آمده است.

از آنجا که ما آهن را به جای ماده کوارکی محدود نشده مشاهده می‌کنیم، می‌دانیم که :

$$\left. \frac{E}{A} \right| Fe^{56} < \left. \frac{E}{A} \right| n_f = 2 \rightarrow B^{1/4} > 144.4 \text{ mev} \quad (58)$$

بنابراین ما از پایداری آهن نسبت به ماده کوارکی دورنگ حد کمتری برای ثابت کیسه پیدا کرده‌ایم. حال اگر ثابت کیسه فقط کمی بزرگتر از این حد پایین باشد چه می‌شود؟ و یا چه می‌شود اگر به اندازه کافی کوچک باشد که ماده کوارکی سه رنگ انرژی کمتری از آهن را داشته باشد؟ شرایط این امر چنین خواهد بود:

$$\left. \frac{E}{A} \right| Fe^{56} > \left. \frac{E}{A} \right| n_f = 3 \rightarrow B^{1/4} > 162.8 \text{ mev} \quad (59)$$

که بدان معناست که ماده کوارکی شگفت کاملاً پایدار است. این امکان که توسط یک ثابت کیسه در یک قاب $145 \text{ mev} < B^{1/4} < 162 \text{ mev}$ تحقق یابد، فرضیه‌ی ماده کوارکی عجیب نامیده می‌شود.

توجه داشته باشید که وجود هسته‌ای معمولی فرضیه ماده کوارکی عجیب را رد نمی‌کند. تبدیل یک هسته معمولی به ماده کوارکی عجیب نیاز به تبدیل همزمان بسیاری از کوارک‌های d, u به کوارک‌های مختلف دارد. از آنجایی که این امر باید از طریق نیروی ضعیف هسته‌ای (تعامل ضعیف) اتفاق بیفتد، عملاً غیرممکن است.

به عبارت دیگر یک مانع بزرگ انرژی بین این حالت‌های پایدار وجود دارد (اگر این فرضیه صحیح باشد). ماده هسته‌ای و ماده کوارکی عجیب کاملاً پایدار هستند. این بدان معناست که ماده کوارکی عجیب باید با تشکیل مستقیم پلاسمای کوارک - گلوئون به روش دیگری ایجاد شود که بعنوان مثال در برخورد یون‌های سنگین می‌تواند رخ دهد و یا از همه مهمتر ممکن است در جهان اتفاق بیفتد و باعث ایجاد ستاره‌ای شود که کاملاً از ماده کوارکی تشکیل شده‌اند و به اصطلاح

ستاره‌های عجیب گفته می‌شوند. تبدیل پیاپی کوارک‌های بالا و پایین به کوارک‌های عجیب باعث افزایش اندازه ستاره عجیب می‌شود تا جایی که ستاره کاملاً بزرگ و پایدار می‌شود. انرژی ناشی از ایجاد همزمان تعداد زیادی کوارک عجیب نمی‌تواند باعث شود سیستم به حالت اولیه‌ی هسته‌ای (پایدار) خود بازگردد. [۱۲ و ۱۳]

۲-۳ معادله حالت ستاره کوارکی شگفت^۱

در این بخش معادله حالت را برای ماده کوارکی شگفت بدست می‌آوریم. یعنی اثر جرم کوارک شگفت را به پایین‌ترین مرتبه و همچنین الکترون‌ها را در نظر می‌گیریم. میانگین پتانسیل شیمیایی کوارک‌ها را به عنوان پتانسیل شیمیایی کوارک می‌گیریم:

$$\mu = \frac{\mu_u + \mu_d + \mu_s}{3} \quad (60)$$

تکانه فرمی برای کوارک‌ها با رابطه‌های زیر داده می‌شوند:

$$k_{F,u} = \mu_u$$

$$k_{F,d} = \mu_d$$

$$k_{F,s} = \sqrt{\mu_s^2 - m_s^2}$$

که چگالی انرژی و فشار عبارتند از:

$$\sum_{i=u/d/s/e} \varepsilon_i = \frac{3\mu^4}{4\pi^2} + \frac{3\mu_d^4}{4\pi^2} + \frac{3}{\pi^2} \int_0^{k_{F,s}} dk k^2 \sqrt{k^2 + m_s^2} + \frac{\mu_e^4}{4\pi^2}$$

$$\sum_{i=u/d/s/e} p_i = \frac{\mu_u^4}{4\pi^2} + \frac{\mu_d^4}{4\pi^2} + \frac{3}{\pi^2} \int_0^{k_{F,s}} dk k^2 \left(\mu_s - \sqrt{k^2 + m_s^2} \right) + \frac{\mu_e^4}{12\pi^2}$$

¹ Equation of State

(61)

در عبارتهای بالا از جرم الکترون صرفنظر شده است. شرط تعادل را می نویسیم:

$$0 = \frac{\partial}{\partial \mu_e} \sum_{i=u/d/s/e} p_i = -\frac{2}{3}n_u + \frac{1}{3}n_d + \frac{1}{3}n_e + n_e \quad (62)$$

(توجه داشته باشید که μ_e بعنوان پتانسیل شیمیایی برای بار الکتریکی منفی تعریف شده است)

حل این معادله برای کمترین مرتبه در بازه‌ی انبوهی از کوارک عجیب :

$$\mu_e \cong \frac{m_s^2}{4\mu} \quad (63)$$

آنگاه برای تکانه فرمی، به کوارک تبدیل می‌شود:

$$k_{F,u} \cong \mu - \frac{m_s^2}{6\mu} \quad (64)$$

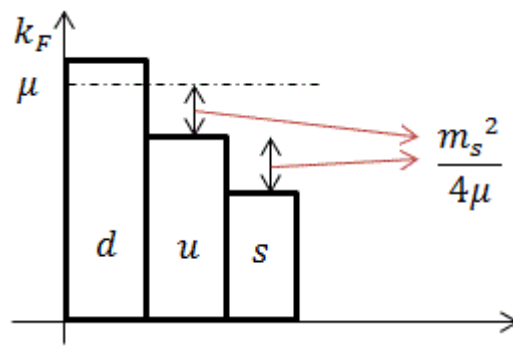
$$k_{F,d} \cong \mu + \frac{m_s^2}{12\mu} \quad (65)$$

$$k_{F,s} \cong \mu - \frac{5m_s^2}{12\mu} \quad (66)$$

درنتیجه مشاهده می‌شود که تکانه فرمی با فاصله‌های مساوی $\frac{m_s^2}{4\mu}$ تقسیم می‌شوند. این نکته در

شکل ۱-۲ مشاهده می‌شود:

$$k_{F,s} < k_{F,u} < k_{F,d}$$



شکل ۶: تکانه فرمی کوارک ها

تقسیم و ترتیب تکانه فرمی را می‌توان از تصویر فیزیکی زیر درک کرد: از وضعیت متقارن شروع می‌کنیم که : $\mu_s = \mu_e = 0$. در این حالت تمام کوارک‌ها با هر رنگی در یک گوی جمع می‌شوند (گوی فرمی) در این وضعیت تکانه فرمی به μ داده می‌شود و سیستم در یک حالت (خنثی) بی طرف قرار می‌گیرد. اکنون جرم کوارک عجیب را مشخص می‌کنیم : این امر کم کم تکانه فرمی از کوارک عجیب را طبق فرمول $k_{F,s} = \sqrt{\mu_s^2 - m_s^2}$ می‌دهد. در نتیجه تعداد کوارک‌های عجیب کمتری در سیستم وجود دارد و بنابراین بارهای منفی ناقص هستند (کمبود بار منفی). برای مقابله با این بار منفی از دست رفته، سیستم با روشن کردن پتانسیل شیمیایی μ_e پاسخ این کمبود را می‌دهد. از آنجایی که تعادل β و تکانه فرمی از تمام کوارک‌ها با هر رنگی به سختی با این تغییر همراه هستند با پایین آمدن حرکت کوارک بالا و تکانه فرمی و افزایش کوارک پایین و کوارک عجیب، خنثی بودن الکتریکی بدست می‌آید و نتیجه می‌دهد که تکانه فرمی از پایین به بالا می‌رود.^۱

از آنجا که تکانه فرمی کوارک عجیب در حال حاضر توسط توده‌ی جرم پایین آمده واضح است که منظور حاصل $k_{F,s} < k_{F,u} < k_{F,d}$ است. سهم الکترون در چگالی بار منفی بسیار ناچیز است. درحالی‌که سهم کوارک‌ها بخاطر کوارک عجیب μm_s^2 است. تقسیم تکانه فرمی به دلیل

¹ the Fermi momentum of the down goes up

اثرات جرم کوارک عجیب و تعادل β و بی طرفی الکتریکی در زمینه‌ی ابررسانایی رنگ بسیار مهم است.

از آنجایی که ابررسانایی رنگ مبتنی بر جفت کوارک‌های مختلف کوپر است عدم تطابق در سطح فرمی تمایل به خراب کردن این جفت شدن دارد. در اینجا ما با ماده کوارکی بدون جفت ادامه می‌دهیم و نتیجه را در $\mu_e \cong \frac{\mu_s^2}{4\mu}$ وارد می‌کنیم که μ_e چگالی انرژی الکترون و فشار است. باز هم برای انبوهی از کوارک‌های عجیب فقط شرایط را در پایین ترین مرتبه نگه می‌داریم :

$$\sum_i \varepsilon_i \cong \frac{9\mu^4}{4\pi^2} - \frac{3\mu^2 m_s^2}{4\pi^2} \quad (67)$$

$$\sum_i p_i \cong \frac{3\mu_u^4}{4\pi^2} - \frac{3\mu^2 m_s^2}{4\pi^2} \quad (68)$$

در نتیجه داریم:

$$\sum_i \varepsilon_i \cong 3 \sum_i p_i + \frac{3\mu^2 m_s^2}{2\pi} \quad (69)$$

با فرمول $p + B = \sum_i p_f$ ، فشار از جمله‌ی ثابت کیسه چنین می‌شود:

$$p \cong \frac{\varepsilon - 4B}{4\pi^2} - \frac{3\mu^2 m_s^2}{4\pi^2} - B \quad (70)$$

و p را از نظر چگالی انرژی با کمک فرمول $\varepsilon = \sum_f \varepsilon_f + B$ بدست می‌آوریم :

$$p \cong \frac{\varepsilon - 4B}{3} - \frac{\mu^2 m_s^2}{2\pi^2} \quad (71)$$

این معادله، حالت کوارک عجیب و غیر قابل تاثیر در مدل کیسه ای را با اصلاحات جرم کوارک عجیب به پایین ترین مرتبه نشان می دهد. [۱۴ و ۱۵]

۲-۴ رابطه جرم و شعاع در حضور برهم کنش میان ذرات

محاسبه معادله حالت معینی از رابطه جرم و شعاع یک ستاره جمع و جور برای مواد هسته ای یا کوارکی بسیار مشکل و پیچیده است و باید بوسیله یک کامپیوتر انجام شود. تاکنون در مورد ساده ترین موارد ماده غیر برهمکنشی بحث کرده ایم. برهم کنش ها بر معادله حالت و رابطه جرم - شعاع تاثیر معنی داری دارند. حداکثر جرم یک ستاره برای غیرفعال کردن ماده هسته ای آن تقریباً $0.7M_{\odot}$ است. مقادیر بالاتر از جرم $2M_{\odot}$ فعل و انفعالات را افزایش می دهد.

معنی مهم معادله حالت و تعادل برای حداکثر جرم به راحتی اینگونه قابل درک است که اگر فشار $p(\epsilon)$ برای یک چگالی انرژی داده شده ϵ بزرگ باشد، سیستم قادر به حفظ نیروی گرانش بزرگی است که به دنبال فشرده سازی آن است. مقایسه دو معادله فشار در بیش از یک محدوده چگالی انرژی برای کلیه تراکم های انرژی در محدوده مشخص شده فشار بیشتر و گرانش کمتری را حفظ می کند بنابراین منجر به ستاره هایی با جرم حداکثر کمتر می شود.

در مورد عدم تاثیر ماده هسته ای، تنها فشار فرمی از اصل طرد پائولی است که مانع از فروپاشی ستاره می شود. فعل و انفعالات این فشار را افزایش می دهد، زیرا نیروی غالب در مورد ماده هسته ای در تراکم های مربوطه دافع بین هسته ها است. بنابراین حداکثر جرم در این حالت بطور قابل توجهی بزرگتر است. در شکل ۳ و ۴ از مدل های مختلفی برای معادله حالت هسته استفاده شده است تا حداکثر جرم ها تا $2.4M_{\odot}$ بدست آید. در مورد ماده کوارک برخی از اصلاحات را از طریق تعامل به روش ساده ی زیر می توان درک کرد.

$$p = \frac{3\mu^4}{4\pi^2}(1 - c) - \frac{3\mu^2}{4\pi^2}(m_s^2 - 4\Delta^2) - B \quad (72)$$

$$p \cong \frac{3\mu^4}{4\pi^2} - \frac{3\mu^2 m_s^2}{4\pi^2} - B \quad (73)$$

یکی از این موارد در مورد ضریب C است که از تکانه فرمی سرچشمه می‌گیرد و ناشی از جفت شدگی α_s در QCD است.

$$k_F = \mu \left(1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \right) \quad (74)$$

محاسبات مرتبه‌های بالاتر یعنی $3 - C \geq 0$ تراکم مربوط به ستاره‌های جمع و جور را می‌دهد. با این حالت مقدار حقیقی C هنوز شناخته شده نیست، زیرا محاسبات آشفتگی در این چگالی معتبر نیست. بنابراین C را فقط می‌توان بعنوان یک پارامتر با مقادیر حدود 0.3 در نظر گرفت.

تصحیح دوم در معادله $p = \frac{3\mu^4}{4\pi^2} (1 - c) - \frac{3\mu^2}{4\pi^2} (m_f^2 - \Delta^2) - B$ مربوط به مقادیر Δ است. این شکاف انرژی ناشی از ابررسانایی رنگ است. اصطلاحاً این یک تصحیح از μ^2 در فشار است.

ممکن است فکر کنیم که این μ^2 در مقایسه با μ^4 در مدل کیسه ای قابل چشم‌پوشی باشد، با این وجود معلوم می‌شود که برای مقادیر معقول در مدل کیسه ای این دو تا حدودی همدیگر را خنثی می‌کنند ولی μ^4 از اهمیت بالاتری برخوردار است. با این حال هنوز تاثیر ابررسانایی رنگ سخت است. در مرحله‌ی اول به دانش دقیقی از جرم کوارک عجیب نیاز است. دوما معلوم می‌شود که حداکثر جرم یک ستاره هیبریدی به مقدار $m_s^2 - 4\Delta^2$ حساس نیست. نتیجه این بحث در شکل‌های ۳ و ۴ آمده است.

دو نکته مهم در این بحث‌ها وجود دارد :

۱- اینکه ما برای بررسی ماهیت و تعامل‌های بین هسته‌ای و ماده‌های کوارکی انگیزه بیشتری داشته باشیم.

۲- آموخته‌ایم که با توجه به محاسبات و تقریب‌هایی که زده‌ایم و عدم اطمینانی که هنوز از مشاهدات اختر فیزیکی داریم و جرم و شعاعی که داریم نمی‌توانیم بین یک ستاره نوترونی و یک ستاره مرکب و یا حتی یک ستاره کوارکی تمایزی قائل شویم. بنابراین ما همچنان باید مشاهدات دیگری را هم که از فیزیک میکروسکوپ داریم بررسی کنیم.

درحالی‌که معادله حالت یک ویژگی کپه ای و حجمی است، در حالت کلی می‌توان دریای فرمی را تعیین کرد. پدیده‌های دیگری نیز در سطوح فرمی با اندازه کم وجود دارند. به یک سری از این پدیده‌ها خصوصیات انتقال داده می‌شود. آنها احتمالا می‌توانند مربوط به مشاهداتی باشند که محدود کننده تر از جرم و شعاع برای مسئله ماده ستاره هستند. [۱۶ و ۱۷]

فصل سوم

مطالعه تاثیر امواج گرانشی بر معادله حالت

۳-۱ امواج گرانشی و آشکارسازی

امواج گرانشی توسط میدان گرانشی تولید می‌شوند. وجود این نوع از امواج توسط آلبرت اینشتین در سال ۱۹۱۶ از طریق نظریه نسبیت عام به‌طور نظری پیش‌بینی شد و صدسال بعد، در سال ۲۰۱۶ به کمک تأسیسات لایگو به‌طور تجربی مشاهده گردید. و در سال ۲۰۱۷ سه دانشمند (راینرویس، بری سی بریش و کیپ اس تورن) به‌طور مشترک جایزه نوبل فیزیک ۲۰۱۷ را به دلیل تلاش‌های خود در زمینه آشکارساز لایگو و مشاهده امواج گرانشی دریافت کردند.

موج گرانشی به‌طور نظری انرژی تابش گرانشی را منتقل می‌کند. منابع موج‌های گرانشی قابل آشکارسازی شامل سیستم‌های ستاره دوتایی است که یکی از اعضای آن کوتوله سفید، ستاره نوترونی یا سیاه‌چاله باشد. به لحاظ نظری وجود موج گرانشی به دلیل اهمیت ناوردایی تقارن لورنتز در نسبیت عام است که باعث می‌شود سرعت برهمکنش‌های گرانشی محدود باشد اما در فیزیک کلاسیک سرعت انتشار اطلاعات بی‌نهایت است. سرعت امواج گرانشی با سرعت نور یکسان است.

ردیابی امواج گرانشی در واقع دو نظریه مهم در فیزیک و کیهان‌شناسی را ثابت کرده‌است، نظریه نسبیت عام اینشتین که حدود صد سال پیش (۱۹۱۶) ارائه شد و نظریه دیگری به نام نظریه تورم کیهانی که در دهه هشتاد میلادی مطرح شد. به این ترتیب امواج گرانشی چین‌های ریزی در تارو پود کیهان هستند که مانند امواجی که اقیانوس را درمی‌نوردند، این امواج گرانشی انرژی را در کیهان جابجا می‌کنند. این امواج از ۳۸۰ هزار سال پس از مه‌بانگ در پس‌زمینه کیهان در گذر بوده‌اند، اما در طول این زمان طولانی از پلاسمایی بسیار داغ به امواجی بسیار سرد (سه درجه بالای صفر مطلق یعنی حدود منفی ۲۷۰ درجه سانتی گراد) تبدیل شده‌اند.

در ۱۷ مارس ۲۰۱۴ دانشمندان مرکز اخترفیزیک هاروارد-اسمیتسونین وجود موج گرانشی را به‌طور غیرمستقیم ثابت کردند. جان کواچ، رئیس گروه پژوهشی این مرکز، در بیانیه‌ای اعلام کرد

"ردیابی این علائم مهمترین هدف اخترشناسی مدرن بوده است. این شواهد را تلسکوپی به نام "کلیک بایسپ" که در قطب جنوب نصب شده ثبت کرده است. این تلسکوپ امواج مایکروویو فضا را برای ثبت انرژی انفجار بزرگ پایش می کند.

در ۱۱ فوریه ۲۰۱۶ پژوهشگران در لایگو^۱ موفق به مشاهده مستقیم امواج گرانشی برای نخستین بار شدند. موج مشاهده شده ناشی از ترکیب دو سیاهچاله با جرم های تقریبی ۳۶ و ۲۹ برابر جرم خورشید، و در فاصله تقریبی ۴۱۰ مگاپارسک حدود ۳٫۱ میلیارد سال نوری از زمین بود. موج گرانشی ناشی از تبدیل جرمی معادل با سه برابر جرم خورشید به انرژی در هنگام ترکیب دو سیاهچاله با یکدیگر بود. این اولین مشاهده از ترکیب دو سیاهچاله با یکدیگر نیز به حساب می آید. این کشف که یکی از مهمترین کشفیات اخترشناسی و فیزیک ارزیابی می شود به دانشمندان امکان می دهد که برای نخستین بار پژواک انفجار بزرگ مهبانگ یعنی لحظه ای که کیهان شکل گرفت را پس از ۱۳٫۸۲ میلیارد سال بشنوند. دانشمندان با مدل سازی کامپیوتری یک الگوی موجدار را پیش بینی کرده بودند و آنچه اکنون یافت شده این مدل را تأیید می کند. علاوه بر این اخترشناسان متوجه شدند این امواج قویتر از آن چیزی هستند که قبلاً تصور می شد. دانشمندان فکر می کنند که این کشف سوالات زیادی در مورد کیهان اولیه را پاسخ می دهد که علت آن وجود سیاهچاله های اولیه است.

در ژوئن ۲۰۱۷ میلادی ستاره شناسان موفق به کشف سومین موج گرانشی به نام *GW170104* شدند. این رویداد، دورترین ادغام دو سیاهچاله در بین این سه مشاهده بود. از آنجایی که سرعت حرکت این امواج در صفحه فضا-زمان برابر با سرعت نور است، پس می توان گفت که این رویداد قدیمی ترین مشاهده در بین سه مشاهده ی دیگر بوده است. این برخورد بیش از دو

¹ Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory (LIGO)

میلیارد سال قبل رخ داده است. سیاهچاله نهایی حاصل از این رویداد تقریباً جرمی برابر با ۵۰ برابر جرم خورشیدی است.

۳-۲ قیدها بر معادله حالت از طرف امواج گرانشی

چنانکه بیان شد در ۱۶ اکتبر ۲۰۱۷ همکاری های لایگو و ویرگو اولین رویداد $GW170817$ را گزارش دادند و سیگنال امواج گرانشی از ادغام دو ستاره متراکم مشاهده شد. نکته قابل توجه این است که محدودیتهایی که وجود دارد یکی در دقت داده های امواج گرانشی است و دیگری در رفتار ستاره نوترونی است که با آنالیز داده های موج گرانشی اطلاعات مهمی از فیزیک ستاره نوترونی به دست می دهد. مرحله ادغام دو ستاره نوترونی گرانش جزر و مدی قوی ایجاد می کند که ساختار ستاره های چند قطبی را شکل می دهد که به نوبه خود اثر قابل مشاهده شده ای در شکل بدست آمده از موج گرانشی ادغام دو ستاره را نتیجه می دهد. در ادامه به رابطه های ریاضی مهمی که منجر به قیدها بر معادله حالت می شوند می پردازیم.

اثر کشندی^۱ که به ستاره های چرخان وارد می شود را با کمیت L نشان می دهیم و با عبارت زیر داده می شود:

$$L_i = (2/3) K_2^{(i)} \left[(c^2/G) R_i/M_i \right]^5 \quad (75)$$

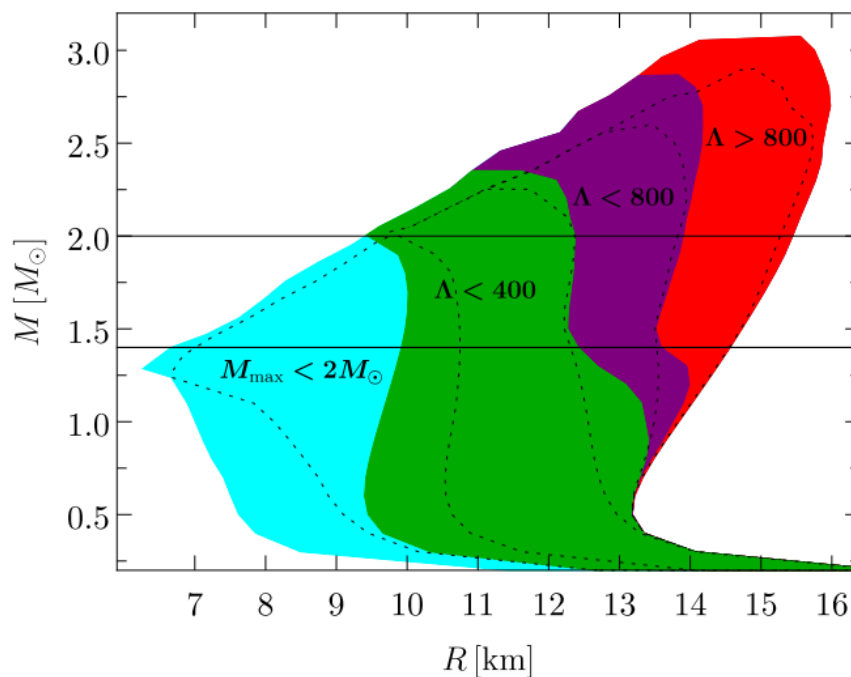
در این رابطه R_i شعاع یکی از دو ستاره نوترونی است که به دور یکدیگر می چرخند و جرم هر یک از ستاره ها با M_i داده می شود. اندیس i مقدارهای ۱ و ۲ را به خود می گیرد پس دو کمیت L_1 و L_2 داریم. پارامتر K_2 به عنوان عدد لاو شناخته می شود. (که عدد لاو در سال ۱۹۰۹ معرفی شد و یک پارامتر بدون بعد معرفی می کند که برای اندازه گیری میزان سختی یک ستاره در آسمان که

¹ tidal deformabilities

تحت تاثیر یک نیروی کشندی قرار می گیرد را نشان می دهد). با فرض چرخش کوچک برای هر دو ستاره درگیر در ادغام لایگو و ویرگو گزارش می کنند که

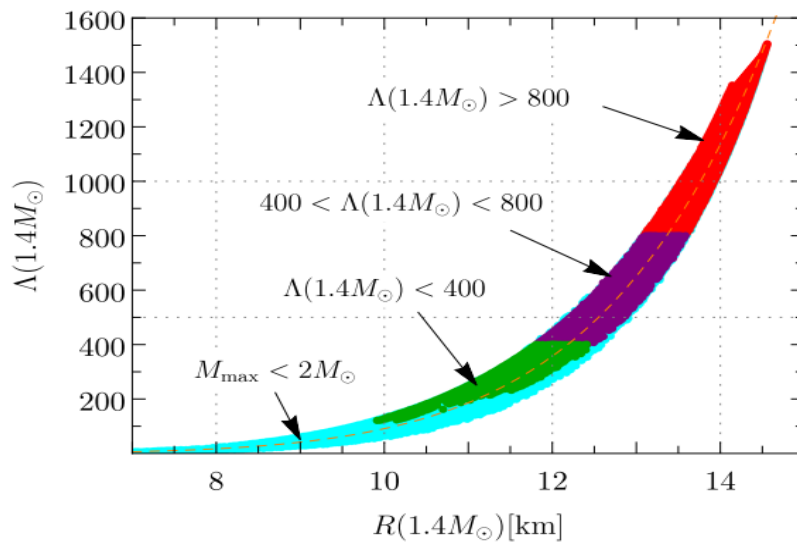
$$\Lambda(1.4M_{\odot}) < 800$$

این عبارت بیان می کند که پارامتر تغییر شکل لاندا برای ستاره ای به جرم ۱٫۴ برابر جرم خورشید بایستی کمتر از ۸۰۰ باشد. در شکل ۷ یک گستره ای از مقدارهای مختلف پارامتر تغییر شکل کشندی را مشاهده می کنیم که چگونه مقدار ممکن برای جرم و شعاع ستاره نوترونی دوم را می توان در نظر گرفت. در این شکل اگر جرم یکی از ستاره ها را ۱٫۴ برابر جرم خورشید بگیریم جرم ستاره نوترونی دوم بایستی در محدوده ۲٫۵ برابر جرم خورشید و شعاع ۱۳ کیلومتری در نظر گرفت. رنگ سبز مربوط به Λ های کوچکتر از ۴۰۰ است. رنگ قرمز مربوط به Λ های بزرگتر از ۸۰۰ است. رنگ بنفش مربوط به رنگ بنفش مربوط به Λ های بین ۴۰۰ تا ۸۰۰ می باشد.



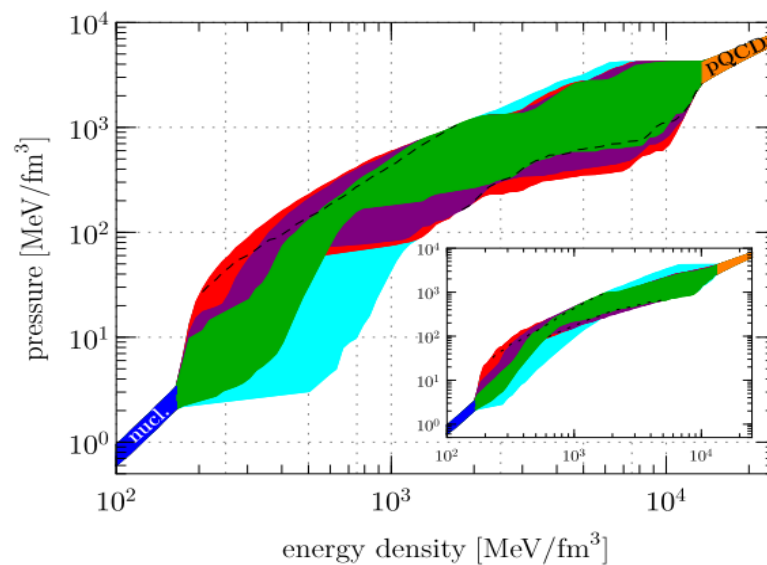
شکل ۷ نمودار جرم – شعاع در حضور مقدارهای متفاوت Λ

گزارش ها در شکل ۷ آمده است که نشان می دهد جرم و شعاع ستاره نوترونی چگونه به کمیت به دست آمده از موج گرانشی بستگی دارند.



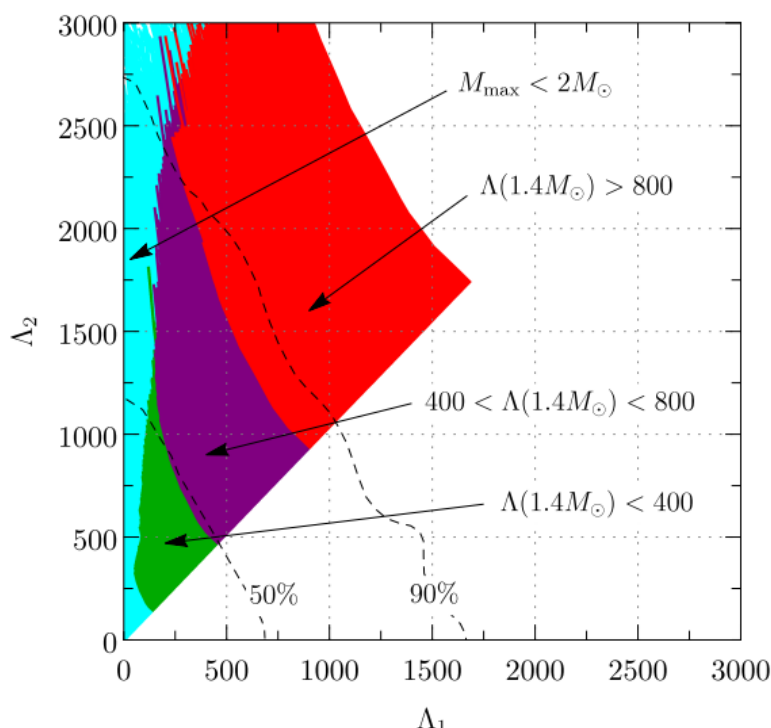
شکل ۸ رابطه میان ضریب کشندی و شعاع ستاره

در شکل ۸ کمیت بدست آمده از موج گرانشی یعنی ضریب کشندی Λ بر حسب شعاع ستاره نوترونی رسم شده است.



شکل ۹ نمایش قید پارامتر کشندی بر معادله حالت

در شکل ۹ معادله حالت با در نظر گرفتن قیدهای حاصل از موج گرانشی رسم شده اند.



شکل ۱۰ پارامترهای تغییر شکل کشندی ستاره نوترونی

در شکل ۱۰ پارامترهای تغییر شکل ستاره نوترونی که حاصل آشکارسازی موج گرانشی می باشند نمایش داده شده اند.

در منحنی شعاع - جرم (شکل ۵) مربوطه باید ستارگان پرجرم ، یعنی ستارگانی که جرم آن ها $M_{\max} > 2M_{\text{sun}}$ را مشاهده کرد. بنابراین معادله حالت ستاره نوترونی بایستی بسیار "سخت" باشد تا بتواند تراکم بالای ستاره را تحمل کند و از رمبش آن جلوگیری کند.

همانطور که بحث شد به عنوان مثال در روش های فیزیک هسته ای کاملاً تثبیت شده کافی برای تولید معادله حالت ماده سرد و از نظر الکتریکی خنثی، به شدت بر هم کنش

¹ Stiff

کننده در تعادل بتا هستند. تراکم اشباع شده هسته ای برای باریون های با $n_s = 0/16$ بر طبق fm^3 است. با این وجود در حدود این مقدار، عدم قطعیت های اساسی در بیشتر محاسبات مدرن به سرعت در حال افزایش است، به طوری که خطای نظری تخمین زده شده برای $n=1/1n_s$ برابر با $\pm 24\%$ است.

در محاسبات معادله حالت هایی برای چگالی های "سخت" یا "نرم" انتخاب شده است که مطابق با معادله حالت های مجاز برای تراکم های کم است. برای معادله حالت مواد کوارکی در چگالی بالا از نتیجه اختلالی در مرتبه های بالا استفاده می شود که به دلیل آزادی مجانبی از QCD با چگالی بیشتر دقیق تر می شود.

اولین قید مهم روی معادله ی حالت از مشاهده ی رصدی ستاره هایی با دو برابر جرم خورشید به دست می آید. به طوری که نشان می دهد سنگینی ستاره از دو برابر جرم خورشید بیشتر باشد. بنابراین معادله ی حالت ستاره باید به اندازه کافی سخت باشد. این نکته را باید در نظر گرفت که معادله ی حالت در چگالی های بسیار بالا به نسبت نرم است. خود این مسئله یک قید در مورد رفتار معادله ی حالت در چگالی های متوسط می باشد.

دومین قید که بر روی معادله ی حالت است از آشکارسازی امواج گرانشی ناشی از دوران دو ستاره ی نوترونی بدست می آید. دوران دو ستاره ی نوترونی که میدان گرانشی کشندی قوی ایجاد می کند که ساختار چند قطبی ستاره ها را به هم می زند و باعث می شود که شاهد بسیار محکمی روی موج گرانشی حاصل از ترکیب ستاره های نوترونی به وجود بیاورد. کمیتی که تغییر شکل کشندی را نشان می دهد Λ است. اگر جرم یکی از ستاره ها را $1/4$ جرم خورشید بگیریم Λ حاصل کوچکتر از ۸۰۰ است. این دومین قید مهم روی معادله ی حالت ستاره ی نوترونی است. معادله ی حالت ستاره ی نوترونی در چگالی های بسیار بالا با استفاده از نظریه ی کوانتومی رنگ اختلالی بدست می آید. این

محاسبات بسیار دقیق هستند و با استفاده از نمودارهای فاینمن در مرتبه های حلقه ای انجام می شود. روش کلی برای محاسبه ی معادله ی حالت استفاده از حالت کلی معادلات پولیتروپی^۱ است.

$$P_i(n) = k_i n^{\gamma_i} \quad (76)$$

چگالی انرژی را از $n=1.1n_s$ تا 2.6Gev تقسیم بندی می کنند و اعداد مناسبی را برای k_i و γ_i انتخاب می کنند بدین ترتیب بهترین برآزش را برای منحنی فشار برحسب انرژی (یعنی معادله ی حالت) می نویسند. در نقاط اتصال شرط پیوستگی انرژی و فشار رعایت می شود. معمولا برای اینکه نتیجه نهایی وابسته به این انتخاب ها نباشد این تقسیم بندی را چند بار عوض می کنیم و k_i و γ_i ها را تغییر می دهیم. یک شرط مهم دیگر در این مورد بررسی توان دوم سرعت صوت است به عبارت دیگر همه ی این محاسبات $c_s^2 < 1$ است. (حل هایی که این شرط را نداشته باشند در نظر نمی گیریم.) به طور کلی شرط امواج گرانشی روی مقدار Λ متناسب با معادله ی حالت نرم می باشد. در حالیکه قید دو برابر بودن جرم خورشید نیازمند یک معادله ی حالت سخت است. در نتیجه مقدار Λ تقریبا باید بین ۱۲۰ تا ۱۵۰۴ باشد. در جدول ۲ خلاصه ی کلی از مقدارهای مناسب برای حل معادله ی پولیتروپی و ارتباط با Λ نمایش داده شده است.

جدول شماره ی (۲) رابطه میان پارامترها و ضریب Λ

3-tropes	All EoSs	$2M_\odot$	$\Lambda < 800$	$\Lambda < 400$
γ_1	0.2-8.5	0.7-8.5	0.7-6.6	0.7-4.7
$M_{\max}[M_\odot]$	<0.5-3.0	2.0-3.0	2.0-2.7	2.0-2.3
$R(1.4M_\odot)[\text{km}]$	7.1-14.6	10.7-14.6	10.7-13.6	10.7-12.4
4-tropes	All EoSs	$2M_\odot$	$\Lambda < 800$	$\Lambda < 400$
γ_1	0.05-8.5	0.6-8.5	0.6-6.7	0.6-4.7
$M_{\max}[M_\odot]$	<0.5-3.2	2.0-3.2	2.0-3.0	2.0-2.5
$R(1.4M_\odot)[\text{km}]$	6.6-14.6	9.9-14.6	9.9-13.6	9.9-12.5

¹ polytropic

. این روند در نهایت ما را با ۹۰۰۰۰ معادله حالت سه گانه و ۱۷۰۰۰۰ معادله حالت چهارگانه مواجه می کند. پس از ساخت خانواده ای از معادله حالت ها در مرحله بعدی ما محدودیت های Λ و $2M_{\text{sun}}$ اعمال می شود. این کار با حل شبیه سازی روابط جرم - شعاع و تغییر شکل جزر و مدی برای ستاره های غیر چرخان انجام می شود [۲۳ و ۲۴].

فصل چہارم

نتیجہ گیری

در این پایان نامه با ویژگی های ستاره نوترونی آشنا شدیم و دریافتیم که دو پرسش مهم درمورد مطالعه‌ی ویژگی‌های ستاره نوترونی عبارتند از :

الف) ویژگی‌های ماده‌ی چگال درون ستاره نوترونی چیست؟

ب) ترکیب مواد درون ستاره نوترونی چگونه است؟ یعنی معادله حالت آن چیست؟

در فصل های دوم و سوم استدلال شد که دو پرسش در نهایت به یکدیگر وابسته هستند و مطالعه یکی دیگری را هم دربرمی‌گیرد. به عبارت دیگر همیشه با این سوال مواجه هستیم که پس از فشرده کردن ماده تا ابعاد بسیار زیاد چه اتفاقی رخ می‌دهد؟! به عبارت دیگر با فشرده شدن مداوم یک ماده به نقطه‌ای خواهیم رسید که درجه‌ی آزادی و برهم کنش‌ها دارای اهمیت اساسی می‌شوند. اینجا همان نقطه‌ای است که به شکلی از ماده دست یافته‌ایم که در آن نه مولکول‌ها و نه اتم‌ها بلکه سازنده‌های اتم، شامل نوترون‌ها، پروتون‌ها و الکترون‌ها دارای درجات آزادی هستند این شکل از ماده و گونه‌های آن که بعنوان ماده‌ی هسته‌ای شناخته می‌شوند، محور این پژوهش می‌باشد.

با استفاده از نظریه کوانتومی رنگ در می‌یابیم که با افزایش چگالی به نقطه‌ای خواهیم رسید که ساختار پروتون و نوترون که همان کوارک‌ها و گلوئون هستند، بعنوان درجات آزادی سیستم نقش اصلی را در توصیف خواص فیزیک ماده دارد. این شکل جدید از ماده نام تازه‌ای دارد که بعنوان ماده کوارکی^۱ یا ماده‌ی عجیب کوارک^۲ نامیده می‌شود، محور دیگری از این پایان نامه مطالعه ویژگی های این ستاره است. با مطالعه‌ی ماده‌ی چگال درون ستاره نوترونی آموزه‌های فراوانی از نظریه‌ای بنیادی و برهم‌کنش میان عناصر بنیادین را درخواهیم یافت، با انجام آزمایشات می‌توان به صحت نظریه‌ها و درک پدیده‌ها و کامل کردن مدل‌ها دست یافت. در حال حاضر امکانات آزمایشگاهی نمی‌توانند چنین ماده‌ای را در چنان چگالی‌ها و فشردگی‌ها ایجاد نمایند. البته اگرچه این سیستم‌ها

¹ Quark mater

² strange quark mater

در دسترس نیستند ولی به جهت ساختاری محیط بسیار مناسبی را بوجود می‌آورند تا بتوانیم ساختار تازه‌ای از ماده را داشته باشیم. از دیدگاه پدیدارشناسی، معمولاً از پرسش دوم شروع می‌کنیم. یعنی فرض می‌کنیم که ستاره‌ی فشرده را در طبیعت مشاهده می‌کنید و می‌خواهیم تا ویژگی‌های آن را درک کنیم، پس شما در این حالت از مشاهدات نظیر بسامد چرخش و یا دمای ستاره شروع می‌کنید.

این مشاهدات به درک ساختار میکروسکوپی ستاره از داده‌های رصدی منتهی می‌شود. اینکه ستاره از ماده‌ی هسته یا ماده‌ی کوارک و یا هردوی آنها تشکیل شده باشد و در چه فازی قرار دارد سوال اساسی است که باید به آن پاسخ داده شود. در هر صورت ستاره یک سیستم متناهی و محدود است و دارای ساختار ناهمگون و نامتجانس و ناهمگن می‌باشد، پس فیزیک تازه‌ای برای بحث و صورت‌بندی آن مورد نیاز است. در مورد ماده‌ی هسته‌ای و ماده‌ی کوارک می‌دانیم که برهم‌کنش‌های آنها از نوع برهم‌کنش قوی می‌باشد و نظریه‌ای که قادر به توصیف چنین برهم‌کنش‌هایی باشد همان نظریه‌ی کوانتومی رنگ^۱ می‌باشد. پس باید به سراغ مدل‌های پدیدارشناختی مناسب در حوزه‌ی نظریه کرومودینامیک و برون‌یابی نتایج و داده‌ها به سراغ رژیم‌های نظری در حوزه‌ی ماده‌ی چگال رفت. چنانکه بیان شد در سال ۲۰۱۷ تشخیص مستقیم (GW 170817) امواج گرانشی از چنین رویدادی صورت گرفت و امواج گرانشی نیز به طور غیر مستقیم در سیستمی که دو ستاره ی نوترونی در مدار یکدیگر قرار دارند شناسایی شده اند. در فیزیک ستارگان چگال برهم‌کنش‌های ضعیف^۲ نیز نقش ایفا می‌کنند و مسئول تعادل شیمیایی سیستم‌ها و ثبات پتانسیل شیمیایی ستارگان هستند. به منظور درک مکانیزم سرد شدن ستاره و ویژگی‌های ماده‌ی هسته‌ای و ماده‌ی کوارک باید روش‌هایی برای تعیین پتانسیل شیمیایی غیرصفر و دمای غیرصفر یافت. یعنی باید روش‌های نوینی برای مطالعه‌ی سیستم در پتانسیل شیمیایی محدود

^۱ QCD

^۲ weak interaction

و دمای غیرصفر بدست آورد. چنین روش‌هایی در حال مطالعه می‌باشد و هنوز روش نهایی و مطمئنی برای مطالعه‌ی این سیستم ارائه نشده است. به همین دلیل قیدهایی که امواج گرانشی روی معادله حالت ستاره نوترونی میگذارند بسیار مهم است.

یکی از روش‌های مهم مطالعه فیزیک در روش "شبکه"^۱ که فضا زمان را به صورت جدول بندی در نظر می‌گیرد با استفاده از رایانه محاسبات را انجام می‌دهد اما در حضور پتانسیل شیمیایی این محاسبات قابل انجام نیست. از آنجا که در ستاره نوترونی پتانسیل شیمیایی بالاست پس این روش کارآمد نخواهد بود. همچنین روش "نظریه موثر دستیده"^۲ نمی‌تواند موثر باشد. به طور خلاصه ساده ترین محاسبه ها به روش مونت کارلو و شبیه سازی هم در این مورد پاسخ مساله ها را نمی‌دهند با وجود این دشواری ها می‌توان اطلاعات قابل قبولی در مورد خواص ماده ستاره نوترونی در تراکم هسته بدست آورد به طور خاص این الزام که معادله حالت باید به محدودیت های شناخته شده با چگالی کم و زیاد برسد، در حالی که در این حالت رفتار ترمودینامیکی سازگار دارد، محدودیت شدیدی در شکل ستاره ایجاد می‌کند. خانواده ای از معادله های حالت برای ستاره نوترونی مطالعه شده است که بین تراکم اشباع شده هسته ای در پتانسیل شیمیایی پایین و آزادی مجانبی در تراکم های بالا ارتباط برقرار می‌کنند. این خانواده به صورت کاملاً نظری در مورد معادلات حالت ستاره نوترونی در تراکم های متوسط اندازه گیری می‌کنند اما با استفاده از اطلاعات مشاهده ای در مورد خواص ماکروسکوپیکی ستاره نوترونی می‌توان قید های بیشتری یافت. همین محدودیت مهم برای حالت ستاره نوترونی منجر به مشاهده ستاره های با جرم دوبرابر جرم خورشید می‌شود.

امواج گرانشی نشان می‌دهند که چقدر ستاره نوترونی از امواج گرانشی حالت معمولی یک ستاره انحراف دارد. کمیتی که این انحراف نشان می‌دهد با پارامتر تغییر شکل کشندی $\bar{\Lambda}$ در رابطه ۷۴

¹ Lattice

² Chiral Effective Theory

معرفی شد. به این ترتیب امواج گرانشی که آشکارسازی شده اند محدودیت های جدیدی را در مورد شکل و ساختار ستاره نوترونی معرفی کرده است. حاصل این قیدها معرفی ستاره نوترونی با دوبرابر جرم خورشید می باشد که باعث می شود قیدها روی معادله حالت ستاره بدست بیاید. به این ترتیب از میان دسته بسیار زیادی از معادله های حالت ممکن برای ستاره نوترونی دسته خاصی را می توان انتخاب کرد که منجر به تشکیل ستاره ای با دوبرابر جرم خورشید می شود. در فصل قبل در شکلهای ۷ و ۹ و ۱۰ این قیدها توضیح داده شدند. به عنوان مثال اگر جرم ستاره نوترونی $1/4$ برابر جرم خورشید باشد شعاع ممکن برای ستاره $13/4$ کیلومتر است در این صورت مقدار پارامتر تغییر شکل در حدود 800 می باشد.

در آینده می توان قید مهم دیگر که سرعت صوت است را هم در نظر گرفت. چرا که مقدار آن کمتر از یک سوم است ($C_s^2 < \frac{1}{3}$) همانطور که بیان شد معادله حالت ستاره های سخت به ستاره هایی با شعاع بزرگ و تغییر شکل بزرگ منتهی می شوند. لازم به ذکر است که محدودیت های مشابه - و در بعضی موارد دقیق تر - در مورد خواص ستاره های نوترونی در جای دیگری گزارش شده است با این حال مطالعات دیگر یا بر اساس مجموعه کوچکی از معادله حالت های فردی است و داده های مشاهده شده را به گونه ای تفسیر می کند که شامل عدم قطعیت های مدل سازی باشد یا از استنباط ساده ای برای معادله ی حالت ها از نظریه های قبلی پیروی می کنند.

پیوست

" کلید واژه "

2 CS Phase

ابر رسانای رنگی که در آن کوارک‌های عجیب و کوارک‌هایی از یک رنگ بصورت جفت نشده باقی می‌ماند، به دلیل عدم تقارن القاشده توسط جرم کوارک عجیب، کاندیدای وضعیت بنیادین ماده‌ی کوارک در پتانسیل شیمیایی بهینه می‌باشد. قابلیت تابش نوترینو در کنار کوارک‌های جفت شده و جفت نشده بخشی از این مفهوم می‌باشد.

تناظر AdS / CFT

ابزار نظری برای درک کرومودینامیک کوانتومی در کوپلینگ‌های قوی ایده‌ای در رابطه با تخمین گرانش در نظریه ریسمان به منظور نتایج، حدود کوپلینگ قوی در نظریه‌ی میدان، مشکل این تناظر ناشناخته بودن دوگانه‌ی گرانشی QCD می‌باشد.

آزادی جانبی :

ویژگی مهم QCD که بیان می‌کند ثابت جفت شدگی QCD با گشتاور مبادله شده‌ی بزرگ کاهش می‌یابد. به عبارت دیگر کوارک‌ها در حالت چگال و تراکم بالا که فاصله میان آنها کم می‌باشد، دارای گشتاور مبادله‌شده‌ی زیادی هستند.

مدل کیسه :

مدل ساده‌ای برای درک وضعیت محدودشدگی با ثابت کیسه که انرژی محکوم شده برای فاز غیرمحدودشده می‌باشد. این مدل از درون به مشابه یک کیسه که کوارک‌ها را درون خودش

محبوس کرده است تصویرسازی می‌شود. کیسه فشار خارجی را بر کوارک‌ها وارد می‌کند که ثابت کیسه نام دارد. مدل کیسه در اختر فیزیک روشی برای مقایسه‌ی انرژی‌های آزاد در ماده‌ی کوارک و ماده‌ی هسته‌ای چگال می‌باشد.

پوسته :

لایه خارجی ستاره نوترونی یا ستاره‌ی مرکب (هیبرید) را پوسته می‌گویند. این سطح از هسته‌های معمولی اتم که دارای ساختار کریستال می‌باشند تشکیل شده و با افزایش چگالی و افزایش فشار به سمت داخل ستاره از لحاظ نوترونی غنی می‌باشد. در پوسته‌های درونی ابر سیال نوترونی در شبکه‌های هسته گردش می‌کنند. ستاره‌های نوترونی پوسته‌ای بسیار نازک دارند.

کوتوله‌ی سفید :

ستاره چگال و فشرده با جرمی در حدود جرم خورشید و شعاعی در حدود چند هزار کیلومتر که دارای چگالی کمتری از ستاره‌ی نوترونی می‌باشد. هسته‌ها در گاز الکترونی تبهگن شده شناور هستند.

Super nova:

ستاره‌های فشرده براساس نظریه در انفجارهای سوپرنووا (type II) متولد می‌شوند. که یک ستاره‌ی غول‌پیکر پس از سوختن و آتش گرفتن تمام سوخت هسته‌ای خود وارد فاز فروپاشی گرانشی می‌شود. انرژی این انفجار در اکثر مواقع به شکل نوترینوها آزاد می‌شوند. توصیف نظری مفهوم سوپرنووا نیاز به درک پیچیده‌ای از شبیه‌سازی هیدرودینامیک و مکانیک دارد.

Strange elet (کوچک عجیب) :

به ناگت کوچکی از ماده‌ی کوارک عجیب می‌گویند. از فمتومتر تا کیلومتر و ستاره‌ی عجیب که یک ستارک عظیم است، در فرضیه‌ی ماده‌ی کوارک عجیب، این ستارک‌های کوچک هستند که

ستاره‌های نوترونی را به ستاره‌های عجیب تبدیل می‌کند. براساس مشاهدات و برخلاف نظریه، تعداد بیشماری ستارک در کیهان وجود دارد که می‌تواند با ستاره‌ای نوترونی برخورد کند.

معادله‌ی TOV :

معادله دیفرانسیل منتج شده از نسبیت عام برای محاسبه معادله حالت ستاره قادر است مفهوم شعاع جرم را برای یک ستاره دارای تراکم محاسبه نماید.

ستاره‌ی عجیب (ستاره‌ی کوارک) :

ستاره‌های فشرده‌ای که تماماً از ماده‌ی کوارک ساخته شده‌اند و از این رو سناریوی حقیقی برای ماده‌ی کوارک در ستاره‌های فشرده هستند.

فرضیه‌ی ماده – کوارک عجیب :

ماده‌ی کوارک عجیب و نه ماده‌ی هسته‌ای وضعیت بنیادین در فشار صفر است. گذار از ماده‌ی هسته‌ای که از کوارک‌های d, u تشکیل شده به سمت ماده‌ی کوارک عجیب ممنوع است. در مدل کیسه فرضیه‌ی ماده‌ی کوارک عجیب برقرار است. در صورتیکه ثابت کیسه در محدوده‌ی میان حد پایین و حد بالا باشد. ماده‌ی هسته‌ای معمولی در کنار ماده‌ی کوارک دو رنگی پایدار است در حد پایین و فراسوی حد بالا ماده‌ی هسته‌ای پایدار است.

Pulsar:

ستاره‌ای که تابش آن در پالس‌های پریودیک منظم مشاهده می‌شود. پالسارها در حقیقت ستارگان چگال چرخنده‌ای هستند که دارای میدان‌های مغناطیسی بزرگ می‌باشند. خصلت تابش این ستاره به دلیل امتداد یکسان تابشی پرتوها و محور مغناطیسی می‌باشد. زمانی که محور مغناطیسی با محور چرخش متفاوت باشد، پرتوهای تابش شده به زمین با پریود منظم پرتاب می‌شوند. شبیه نور فانوس‌ها که فلش‌های پریودیکی را به سمت مشاهده‌گر در ساحل پرتاب می‌کند.

1. Bahcall, John N. (June 29, 2000). "How the Sun Shines". Nobel Foundation. Retrieved 2006-08-30.
2. Richmond, Michael. "Late stages of evolution for low-mass stars". Rochester Institute of Technology. Retrieved 2006-08-04.
3. "Stellar Evolution & Death". NASA Observatorium. Archived from the original on 10 February 2008. Retrieved 2006-06-08.
4. Journal. 591(1): 288–300. ArXiv: astro-ph/0212469. Bibcode: ٢٠٠٣ApJ...591.288H. Doi10.1086/37534.
5. Glendenning, Norman K. (2012). Compact Stars: Nuclear Physics, Particle Physics and General Relativity (illustrated Ed.). Springer Science & Business Media. p. 1. ISBN .3-0491-4684-1-978
6. Tolman, R. C. (1939). "Static Solutions of Einstein's Field Equations for Spheres of Fluid" (PDF). Physical Review. 55(4): 364–373. Bibcode:١٩٣٩ PhRv...55..364T. doi:10.1103/PhysRev..55.364
7. Naeye, Robert (13-01-2006). "Spinning Pulsar Smashes Record". Sky & Telescope. Archived from the original on 29-12-2007. Retrieved .18-01-2008
8. Camenzind, Max (24February 2007). Compact Objects in Astrophysics: White Dwarfs, Neutron Stars and Black Holes. Springer Science & Business Media. p. 269. Bibcode:٢٠٠٧ coaw.book.....C. ISBN .1-49912-540-3-978
9. Bombaci, I. (1996). "The Maximum Mass of a Neutron Star". Astronomy and Astrophysics. 305: 871–877. Bibcode: 1996A&A...305.871B.
10. F. Weber, Pulsars as astrophysical laboratories for nuclear and particle physics, CRC Press, Boca Raton, FL (1999).
11. J. M. Lattimer and M. Prakash, Neutron Star Observations: Prognosis for Equation of State Constraints, Phys. Rept. 442, 109 (2007) [arXiv: astro-ph/0612440].
12. F. Weber, Strange quark matter and compact stars, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 193 (2005)[arXiv:astro-ph/0407155].
13. A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson and C. B. Thorn, Baryon Structure In The Bag Theory, Phys. Rev. D 10, 2599 (1974).

14. A. Bauswein et al., Mass Ejection by Strange Star Mergers and Observational Implications, *Phys. Rev. Lett.* 103, 011101 (2009) [arXiv: 0812.4248 [astro-ph]].
15. ^ Rezzolla, Luciano; Most, Elias R.; Weih, Lukas R. (2018). "Using Gravitational-wave Observations and Quasi-universal Relations to Constrain the Maximum Mass of Neutron Stars". *The Astrophysical Journal*. 852 (2): L25. ArXiv: 1711.00314. Bibcode: 2018ApJ...852L.25R. doi:10.3847/2041-8213/aaa401.
16. Equation of State of Neutron Stars". *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 54 (1): 401–440. ArXiv: 1603.02698. Bibcode: 2016ARA&A.54.401O. doi: 10.1146/annurev-astro-081915-023322.
17. ^ Duncan, Robert C. (March 2003). "'Magnetars', soft gamma repeaters & very strong magnetic fields". Retrieved 2018-04-17.
18. ^ Jump up to: a b NASA. Neutron Star Equation of State Science Retrieved 2011-09-26 Archived February 20, 2013, at the Wayback Machine
19. ^ Pons, José A.; Viganò, Daniele; Rea, Nanda (2013). "Too much "pasta" for pulsars to spin down". *Nature Physics*. 9(7): 431–434. ArXiv: 1304.6546. Bibcode: 2013NatPh...9.431P. Doi: 10.1038/nphys2640.
20. ^ LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration. (2017). GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral. *PHYSICAL REVIEW D*, 119(16). doi:10.1103/PhysRevLett.119.161101
21. ^ LIGO Scientific Collaboration and Virgo Collaboration. (2016). Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, 116(6). doi:10.1103/PhysRevLett.116.061102
22. ^ Compact Stellar X-ray Sources (2006), Eds. Lewin and van der Klis, Cambridge University Press
23. arXiv:1711.02644v2 [astro-ph.HE] 22 Mar 2018
24. arXiv:1402.6618v1 [astro-ph.HE] 26 Feb 2014

Abstract

In this thesis, we examine the features of neutron star. These stars are a test for better understanding quantum color theory. When the temperature decrease and chemical potential starts increasing, the phase diagram of color quantum theory will face a new transition Which have not yet been discovered experimentally. On the other hand, it is not an easy task to study them theoretically, and needs new methods. The neutron star, meanwhile, is showing new data that can test the validity of theories. In particular, precision laboratory instruments have been developed to measure gravity waves, that can accurately report the deformation of dual neutron stars orbiting each other. In this study, we review the new terms in the articles and examine their effect on neutron star state equation. The neutron star state equation is necessary to describe the mass and radius properties of a neutron star. Therefore, it is very important to know what the gravitational wave conditions are and the mass of the neutron star should be in which within the range.

Keywords: neutron star, equation of state, Gravitational waves



Shahrood University of Technology
Faculty of Physics and Nuclear Engineering
M.Sc. Thesis in Particle Physics

Gravitational wave constraints on the equation of Neutron stars

By:
Mohammad khosravi

Supervisor:
Dr. Kazem bitaghsir Fadafan

Advisor:
Dr. Mohamadreza sarkardehi

October 2020