

**ESTRUCTURA ESTELAR DE OBJETOS COMPACTOS CON UNA
ECUACIÓN DE ESTADO NUMÉRICA**

DAVID LEONARDO RAMOS SALAMANCA

ESCUELA DE FÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
BUCARAMANGA
2018

**ESTRUCTURA ESTELAR DE OBJETOS COMPACTOS CON UNA
ECUACIÓN DE ESTADO NUMÉRICA**

DAVID LEONARDO RAMOS SALAMANCA

PROPUESTA DE TESIS PARA OPTAR AL TÍTULO DE FÍSICO

DIRECTOR:
LUIS A. NÚÑEZ DE VILLAVICENCIO MARTÍNEZ

ESCUELA DE FÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
UNIVERSIDAD INDUSTRIAL DE SANTANDER
BUCARAMANGA
2018

Resumen

Título: Estructura estelar de objetos compactos con una ecuación de estado numérica¹

Autor: David Leonardo Ramos Salamanca²

Palabras clave: Estructura estelar, ecuación de estado numérica

The abstract should be short, stating what you did and what the most important result is. Lorem ipsum dolor sit amet, consetetur sadipscing elitr, sed diam nonumy eirmod tempor invidunt ut labore et dolore magna aliquyam erat, sed diam voluptua. At vero eos et accusam et justo duo dolores et ea rebum. Stet clita kasd gubergren, no sea takimata sanctus est Lorem ipsum dolor sit amet. Lorem ipsum dolor sit amet, consetetur sadipscing elitr, sed diam nonumy eirmod tempor invidunt ut labore et dolore magna aliquyam erat, sed diam voluptua. At vero eos et accusam et justo duo dolores et ea rebum. Stet clita kasd gubergren, no sea takimata sanctus est Lorem ipsum dolor sit amet.

¹Propuesta de trabajo de grado

²Facultad de Ciencias. Escuela de física. Director: Luis A. Núñez de Villavicencio Martínez

Abstract

Title: Stellar structure of compact objects with a numerical equation of state¹

Author: David Leonardo Ramos Salamanca²

Keywords: Stellar structure, numerical equation of state

The abstract should be short, stating what you did and what the most important result is. Lorem ipsum dolor sit amet, consetetur sadipscing elitr, sed diam nonumy eirmod tempor invidunt ut labore et dolore magna aliquyam erat, sed diam voluptua. At vero eos et accusam et justo duo dolores et ea rebum. Stet clita kasd gubergren, no sea takimata sanctus est Lorem ipsum dolor sit amet. Lorem ipsum dolor sit amet, consetetur sadipscing elitr, sed diam nonumy eirmod tempor invidunt ut labore et dolore magna aliquyam erat, sed diam voluptua. At vero eos et accusam et justo duo dolores et ea rebum. Stet clita kasd gubergren, no sea takimata sanctus est Lorem ipsum dolor sit amet.

¹Bachelor thesis

²Facultad de Ciencias. Escuela de física. Adviser: Luis A. Núñez de Villavicencio Martínez

Contenido

1	Introducción	1
1.1	Resumen de evolución estelar	1
2	Marco teórico	3
2.1	Estructura estelar Newtoniana	3
2.2	Estructura estelar relativista	4
2.3	Estructura interna y composición de estrellas de neutrones	7
2.3.1	Ecuaciones de estado	9
2.4	Criterios de estabilidad	9
2.4.1	Condición de estabilidad de Harrison-Zeldovich-Novikov	9
2.4.2	Condición de estabilidad por convección adiabática	10
3	Planteamiento del problema	11
4	Objetivos	12
5	Metodología	13
	Bibliografía	14

Introducción

Los objetos compactos (también llamados estrellas compactas) son el residuo de la vida luminosa de las estrellas, llamados así porque su tamaño es significativamente más pequeño que el de una estrella normal/en la secuencia principal con una masa similar, estos objetos pueden alcanzar densidades superiores a la densidad de saturación nuclear ($\rho_0 = 2.3 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$) y a las que los potenciales gravitacionales son tan grandes que la relatividad general es importante para determinar su estructura (exceptuando a las enanas blancas).

Remark: Quizá sea bueno introducir la clasificación de una

Como remanentes de estrellas, vale la pena discutir a grandes rasgos el proceso de formación y evolución estelar antes de estudiar a mayor profundidad la estructura de los objetos compactos, ya que permitirá tener una idea general de los procesos que llevan a una estrella a su destino final.

Todo: Pulir justificación

1.1 Resumen de evolución estelar

Las estrellas son formadas a partir de nubes de gas interestelar, compuestas en su mayoría de hidrógeno molecular, que debido a algún tipo de perturbación (como una onda de choque) comienzan a colapsar sobre ellas mismas gravitacionalmente. La energía gravitacional es convertida en calor por la contracción y si la temperatura incrementa lo suficiente ($T \approx 10^7 \text{ K}$, punto de ignición para la fusión de hidrógeno a helio), con ayuda de la contracción adicional causada por la pérdida de energía por radiación, la fusión se convierte en la fuente de energía principal y la presión termal y de radiación balancearán la gravedad, permitiendo así que la estrella se forme [1, 2].

Todo: Evitar copia textual.

Las reacciones nucleares pueden sostener la estrella por un gran periodo de tiempo (de millones a billones de años, dependiendo de la masa de la estrella) en lo que se conoce como su fase de secuencia principal, llamada así porque las estrellas en esta etapa forman una secuencia mono-paramétrica (ignorando la composición química), cuyo parámetro es la masa estelar, en el diagrama de Hertzsprung-Russell (ver Figura 1.1). Las estrellas pasan la mayor parte de su vida luminosa en este estado, razón por la cual la mayoría de estrellas son encontradas en la secuencia principal, hasta que después de un tiempo característico el hidrógeno es extinguido/consumido/usado casi en su totalidad dejando un núcleo de Helio y da inicio a una siguiente etapa de fusión, de Helio a Carbono, el proceso se repite a lo largo de varias etapas de combustión (carbono, neón, oxígeno, magnesio y silicio) [3].

Todo: Revisar el orden del ciclo y por qué algunos elementos se saltan

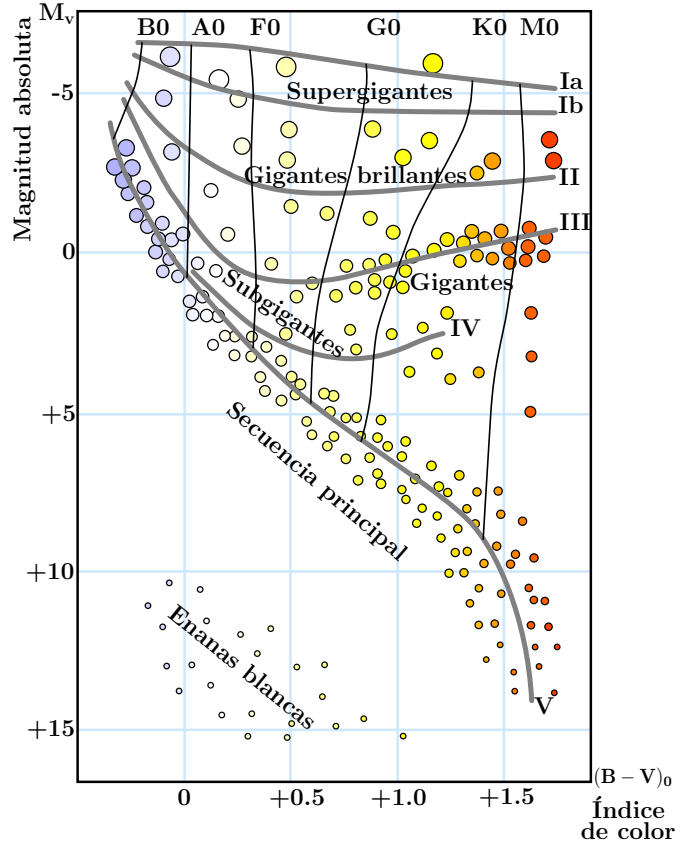


Figura 1.1: Diagrama Hertzsprung-Russell

Todo: Ajustar nomenclatura y valores del diagrama. Incluir cita.

El ciclo de combustión termina al alcanzar el hierro, debido a que la energía de enlace por nucleón tiene su valor máximo para el hierro y la fusión deja de ser exotérmica. Qué tanto avanza una estrella en este ciclo dependerá de la masa estelar, sólo estrellas masivas ($M \geq 8M_{\odot}$) llegan al hierro/final, en este punto tendrán una estructura en forma de cascarones de materia que rodean al núcleo de hierro. Sin la energía producida por la fusión nuclear la compresión de la gravedad no tiene qué la equipare y la estrella colapsa, las capas de materia caen casi libremente hacia el núcleo desencadenando, a través de mecanismos complejos y no enteramente comprendidos, una supernova de colapso de núcleo [4, 5].

Todo: Evitar copia textual.

El núcleo colapsado o proto-objeto compacto inicia un proceso de enfriamiento y reajustamiento estructural hasta que alcanza su composición de equilibrio de neutrones, protones, leptones y, presuntamente, hiperones y quarks desconfiados, altamente degenerados, es decir, en un estado tal que han ocupado los niveles de energía más bajos disponibles. El objeto compacto formado será sostenido por la presión de degeneración de los Fermiones degenerados que lo compongan y la repulsión de rango corto entre nucleones [6]. Vale la pena aclarar que se acostumbra llamar a todos estos objetos estrellas de neutrones, aunque su composición puede ser tan variada como se mencionó antes.

Todo: Ya que se sabe qué es un objeto compacto, hablar a grandes rasgos de la estructura global de estos y la dependencia de la ecuación de estado, para darle paso a mi problema.

Todo: Papers seminales en estructura global y algunos de ecuaciones de estado.

Marco teórico

Todo: Un overview del marco teórico

2.1 Estructura estelar Newtoniana

Remark: Una de las razones para incluir el caso Newtoniano es que permite interpretar luego las ecuaciones obtenidas en relatividad general.

Se presentarán las ecuaciones de estructura estelar Newtonianas puesto que esto facilita la interpretación de las ecuaciones de estructura que se obtendrán en relatividad general.

Considerando/partiendo una distribución de materia con simetría esférica, si r denota la distancia desde el centro de la configuración, la masa $m(r)$ encerrada en una esfera/superficie esférica de radio r será:

$$m(r) = \int_0^r 4\pi r'^2 \rho dr' = \int_0^r dm(r') \quad \text{con} \quad dm(r) = 4\pi r^2 \rho, \quad (2.1)$$

de donde

$$\frac{dm(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho. \quad (2.2)$$

Ahora, se considera un cilindro infinitesimal a una distancia r del centro, de altura dr y sección transversal unitaria, normal al vector posición \vec{r} (ver Figura 2.1).

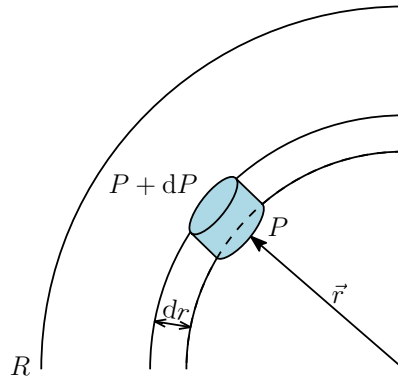


Figura 2.1: Presión sobre un elemento de masa cilíndrico.

Si la presión en \vec{r} es P y su cambio al ir de \vec{r} a $\vec{r} + d\vec{r}$ es dP , esta diferencia de presión representa una fuerza $-dP$ (dado que la sección transversal es unitaria) actuando sobre el elemento de masa. Esta fuerza debe ser contrarrestada por la atracción gravitacional

sobre el elemento de masa debido a $m(r)$ ($Gm(r)\rho dr/r^2$) para que éste se encuentre en equilibrio:

$$-dP = \frac{Gm(r)\rho dr}{r^2}, \quad (2.3)$$

o equivalentemente

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{Gm(r)}{r^2}\rho. \quad (2.4)$$

Las ecuaciones (2.2) y (2.4) son las ecuaciones de estructura estelar Newtonianas [7], si una relación entre la presión y la densidad $P(\rho)$ es dada, es decir, una ecuación de estado, el sistema puede resolverse dado un par condiciones iniciales $m(r=0)$ y $P(r=0)$. La primera de estas condiciones es evidente puesto que no hay masa encerrada en un cascarón esférico de radio nulo, $m(r=0)=0$ y la segunda estará definida por el valor de $\rho(r=0) \equiv \rho_c$ escogido, mediante la ecuación de estado, $P(r=0)=P(\rho_c)$.

El radio de la estrella R se define como el valor de r en el que la presión se anula, esto es, $P(R)=0$ y de manera similar la masa de la estrella M se define como el valor de la masa encerrada en $r=R$, esto es, $m(R)=M$.

Aunque no se van a tratar en el trabajo de grado, cabe resaltar que los objetos compactos conocidos como enanas blancas, sostenidas al igual que las estrellas de neutrones por la presión de degeneración no de neutrones sino de electrones, son bien descritas por las ecuaciones de estructura Newtonianas. Una manera, aunque no la única, de conocer la importancia de las correcciones relativistas es comparando la magnitud del potencial gravitacional con la unidad, con masas en un rango de $0.33 M_\odot$ $1.52 M_\odot$ y radios típicos de unos cuantos miles de kilómetros [1], para las enanas blancas se cumple

$$\frac{2GM}{c^2 R} \ll 1, \quad (2.5)$$

por lo cual se espera que el tratamiento Newtoniano sea suficiente [8].

2.2 Estructura estelar relativista

Si bien en la teoría Newtoniana podrían existir objetos tan compactos como las estrellas de neutrones, Chandrasekhar encontró que las estrellas soportadas por presión de degeneración tienen una masa máxima, obtenida asintóticamente cuando los Fermiones son altamente relativistas, esto es, cuando tienen velocidades comparables con la velocidad de la luz. Bajo tales condiciones existirían estrellas compuestas por los quarks más pesados (charm, bottom y top), que no son realizables en relatividad general debido a que las estrellas con la máxima masa posible no son lo suficientemente densas [1].

Es por predicciones erróneas como la anterior que la relatividad general es necesaria para el estudio de objetos compactos, siendo precisamente el descubrimiento de los pulsares, estrellas de neutrones altamente magnetizadas en rotación, en 1967 [9] lo que revitalizó el estudio de la relatividad general y la llevó a la frontera de la investigación en física.

Todo: Pulir último párrafo, parece redundante.

Remark: Esto se podría trasladar a la introducción.

Para describir la estructura de una estrella estática en relatividad general se supone un espacio-tiempo estático e isótropo descrito de manera general por la métrica asociada al elemento de línea:

$$ds^2 = e^{2\nu(r)} dt^2 - e^{2\lambda(r)} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (2.6)$$

Además el espacio-tiempo se dividirá en dos: una región exterior a la estrella y una región interior. La *región exterior* es libre de fuentes ($T_\mu^\nu = 0$) y las ecuaciones de Einstein para esta, en unidades gravitacionales ($G = c = 1$), son

$$G_\mu^\nu = R_\mu^\nu - \frac{1}{2} g_\mu^\nu R = 8\pi T_\mu^\nu = 0, \quad (2.7)$$

de donde se obtiene

$$e^{2\nu} = 1 - \frac{2M}{r}; \quad -e^{2\lambda} = -e^{-2\nu} = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1}, \quad (2.8)$$

donde M es una constante de integración interpretada como la masa de la estrella. Esta es la conocida solución de Schwarzschild

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 - \left(1 - \frac{2M}{r}\right)^{-1} dr^2 - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\phi^2, \quad (2.9)$$

válida para $r > R$, donde R es el radio de la estrella, que describe la geometría del espacio-tiempo por fuera de una estrella estática.

Para la *región interior* el contenido material debe ser especificado para resolver las ecuaciones de Einstein, la materia se modela considerándola un fluido perfecto, con un tensor de energía-momento dado por

$$T^{\mu\nu} = -Pg^{\mu\nu} + (P + \rho)u^\mu u^\nu, \quad \text{con } g_{\mu\nu}u^\mu u^\nu = 1, \quad (2.10)$$

donde $u^\mu = \frac{dx^\mu}{d\tau}$ es la quadri-velocidad de un elemento del fluido. Este tensor puede ser escrito en términos de los valores locales de presión P y densidad de energía ρ gracias al Principio de Covariancia, consecuencia del Principio de Equivalencia [8], que permite escribir el tensor-energía impulso en presencia de campos gravitacionales de una manera análoga a como se escribe en relatividad especial en ausencia de gravedad.

Como se considera una estrella estática, la velocidad espacial de todos los elementos del fluido son cero:

$$u^i = 0 \quad (i = 1, 2, 3), \quad u^0 = 1/\sqrt{g_{00}} \quad (2.11)$$

con lo que las únicas componentes no nulas del tensor energía-momento, en componentes mixtas, serán

$$T_0^0 = \rho(r), \quad T_i^i = -P(r) \quad (i = 1, 2, 3). \quad (2.12)$$

Teniendo en cuenta la forma del tensor energía-momento las ecuaciones de Einstein

$$G_{\mu}^{\nu} = R_{\mu}^{\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu}^{\nu}R = 8\pi T_{\mu}^{\nu} \quad (2.13)$$

tendrán componentes

$$\begin{aligned} G_0^0 &= e^{-2\lambda} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{2\lambda'}{r} \right) - \frac{1}{r^2} = -8\pi\rho(r), \\ G_1^1 &= e^{-2\lambda} \left(\frac{1}{r^2} + \frac{2\nu'}{r} \right) - \frac{1}{r^2} = 8\pi P(r), \\ G_2^2 &= e^{-2\lambda} \left(\nu'' + \nu'^2 - \lambda'\nu' + \frac{\nu' - \lambda'}{r} \right) = 8\pi P(r), \\ G_3^3 &= G_2^2 = 8\pi P(r). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Definiendo

$$m(r) \equiv 4\pi \int_0^r \rho(r)r^2 dr, \quad (2.15)$$

como la energía total encerrada por la coordenada r , o masa gravitacional, se puede eliminar las funciones métricas de (2.14), expresándolas en términos de P , ρ y m para obtener

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{[P(r) + \rho(r)] [m(r) + 4\pi r^3 P(r)]}{r[r - 2m(r)]} \quad (2.16)$$

que junto a (2.15), escrita como

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r), \quad (2.17)$$

son las ecuaciones de estructura estelar relativista y son la reducción de las ecuaciones de Einstein para el interior de una estrella esférica y estática. Este sistema es conocido como las ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV).

Re-escribiendo (2.16) como (incluyendo los factores de G y c correspondientes)

$$\frac{dP}{dr} = - \frac{Gm(r)}{r^2} \rho(r) \left[1 + \frac{P(r)}{c^2 \rho(r)} \right] \left[1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{m(r)c^2} \right] \left[1 - \frac{2Gm(r)}{c^2 r} \right]^{-1}, \quad (2.18)$$

se puede reconocer a (2.4), la ecuación de equilibrio hidrostático Newtoniana, como el límite de (2.18) cuando

$$c^2 \rho \gg P, \quad mc^2 \gg 4\pi r^3 P \quad \text{y} \quad \frac{2Gm}{c^2 r} \ll 1, \quad (2.19)$$

así mismo, encontrar esta correspondencia nos permite interpretar a (2.18) como la ecuación de equilibrio hidrostático relativista, la cual expresa el *balance* entre la fuerza neta sobre un elemento de masa debido a la presión de la materia que la rodea y la atracción gravitacional de la materia interior al elemento de masa. El hecho de que, además de la densidad de energía, la presión actúe como una fuente de atracción gravitacional es la razón por la cual el colapso gravitacional es intrínseco a la estructura de la relatividad general pues mientras

Remark: ¿Aclarar la diferencia entre la masa encerrada y la energía total?

en las estrellas Newtonianas la presión actuaba para sostener a la estrella, si la estrella es lo suficiente masiva (presiones lo suficientemente grandes) el colapso es inevitable.

Las ecuaciones de TOV (2.16) y (2.17), pueden ser resueltas de manera análoga a las ecuaciones de estructura Newtonianas. Dada una ecuación de estado $P(\rho)$ y partiendo de las condiciones iniciales $m(r=0)=0$ y $P(r=0)=P(\rho_c)$, el sistema se puede integrar hasta que la presión se anule, lo que indica el borde de la estrella y define el radio R y la masa gravitacional $m(R)=M$ de la estrella.

La función métrica ν puede ser hallada añadiendo al sistema la ecuación diferencial

$$\frac{d\nu}{dr} = \frac{m(r) + 4\pi r^3 P(r)}{r[r - 2m(r)]}, \quad (2.20)$$

cuya solución debe coincidir con la solución externa en R , por lo que se usa la libertad de sumar una constante para realizar el siguiente cambio

$$\nu(r) \longrightarrow \nu(r) - \nu(R) + \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{2M}{R} \right), \quad r \leq R, \quad (2.21)$$

más una condición inicial, generalmente $\nu(r=0)=0$.

2.3 Estructura interna y composición de estrellas de neutrones

El comportamiento preciso de la materia nuclear en condiciones tan extremas como las encontradas en el interior de una estrella de neutrones (densidades mayores a ρ_0) es desconocida y fuera de las capacidades experimentales actuales, las estrellas de neutrones se han convertido pues en laboratorios de materia nuclear densa y son un tema de interés en el campo de la astrofísica nuclear.

Remark: Se puede pasar a la introducción

La composición de las estrellas de neutrones, contrario a lo que el nombre sugiere, se presume es muy rica y varía a lo largo de su extensión radial, esta variada composición y las distintas fases que exhiben están distribuidas en una estructura de cascarones, denominada generalmente una red cristalina de Coulomb (ver Figura 2.2). La superficie de la estrella está rodeada por una *atmósfera* compuesta principalmente de hidrógeno, helio y hierro, aunque se ha encontrado carbono en una [10], en estado gaseoso o condensado dependiendo de la temperatura superficial y el campo magnético de la estrella [11]. La atmósfera es importante porque es donde se forma el espectro de radiación electromagnética de las estrellas y esta porta información acerca de su composición, temperatura y campo magnético. Debajo de la atmósfera se encuentra una *envoltura* de aproximadamente 100 m, a veces llamado océano. Compuesta presuntamente de núcleos alrededor del pico del hierro en un estado condensado, la envoltura influencia el transporte y emisión de energía térmica desde la superficie [6, 12, 13].

Todo: Refinar la presentación de las ideas.

La envoltura encierra a cuatro regiones internas: la corteza exterior e interior y el núcleo exterior e interior. La *corteza* es una capa en la que se encuentra materia con densidades

sub-nucleares ($\rho < \rho_0$). En la *corteza exterior* los electrones presentes, requeridos para la neutralidad de carga de la estrella, forman un gas de Fermi y ocurre un proceso de neutronización donde los electrones son capturados por protones para crear neutrones. La división con la *corteza interior* se presenta debido a que a una densidad $\rho_{ND} \simeq 10^{14} \text{ g/cm}^2$ (neutron drip density), los neutrones comienzan a “gotear” del núcleo, por lo que hay presencia de neutrones libres, que pueden llegar a condensarse en un superfluido. En el fondo de la corteza, cuando la densidad se acerca a ρ_0 , se ha predicho la presencia de fases conocidas como “pasta” nuclear, en las que, debido a la compresión, los núcleos se deforman y dejan de ser esféricos (para una revisión de la corteza de las estrellas de neutrones consultar [14] y referencias allí citadas).

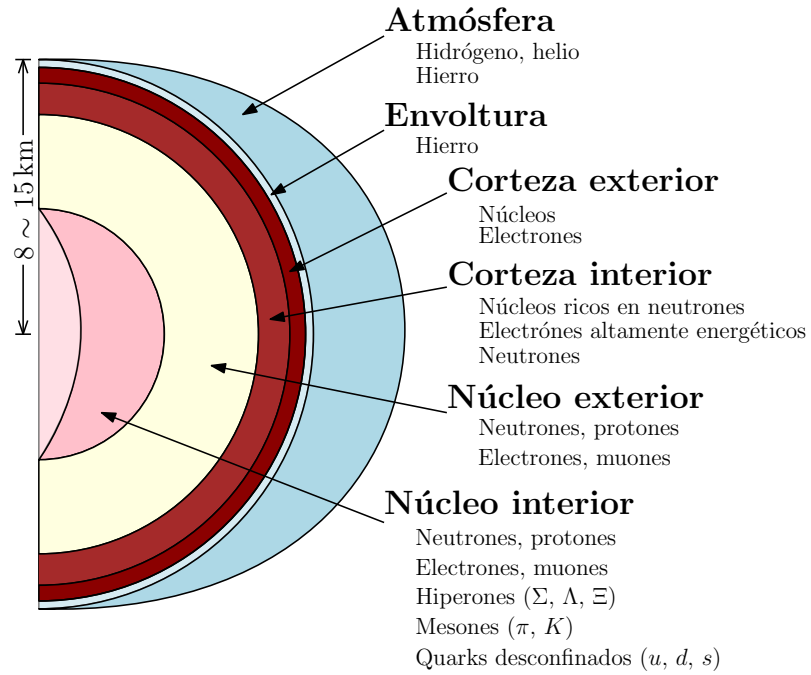


Figura 2.2: Composición de una estrella de neutrones.¹

El *núcleo* comprende regiones en las que la densidad alcanza la densidad nuclear ρ_0 y contiene la mayor fracción de la masa estelar. Está subdividido en dos: el *núcleo exterior*, con densidad $0.5\rho_0 \lesssim \rho \lesssim 2\rho_0$ cuya composición se conoce bien cualitativamente [16], es un superfluido de neutrones y protones, con presencia de electrones y muones altamente degenerados; del *núcleo interior* por el contrario no se conoce su composición, se ha sugerido la presencia de hiperones, piones, kaones e incluso quarks desconfiados (consultar las revisiones [13, 12] y referencias allí citadas).

La gran variedad de fases que se encuentran a medida de que la densidad aumenta en el interior de las estrellas de neutrones están ilustradas en la Figura 2.3.

¹Original: Figura 1 de [15]

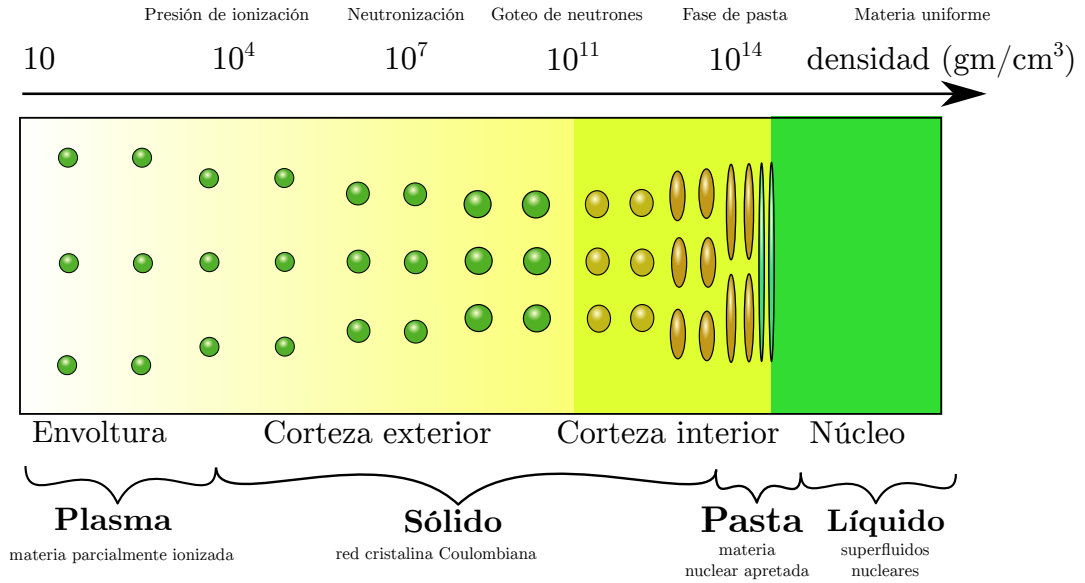


Figura 2.3: Estructura interna de una estrella de neutrones.¹

2.3.1 Ecuaciones de estado

La composición de la estrella de neutrones entra en el cálculo de la estructura estelar mediante la ecuación de estado $P(\rho)$, cuya forma precisa dependerá de cómo se decida modelar los distintos sectores de la estrella de neutrones descritos anteriormente. Para la corteza exterior y parte de la interior (densidades $\rho \lesssim 10^{14} \text{ g/cm}^3$) la ecuación de estado puede ser deducida a partir de datos experimentales de núcleos atómicos, dispersión de nucleones y la teoría de sistemas Coulombianos, sin embargo para la parte baja de la corteza interior y el núcleo no hay datos experimentales disponibles y la ecuación de estado debe ser calculada teóricamente, razón por la cual la ecuación de estado de la materia ultra-densa es el mayor misterio de las estrellas de neutrones.

Dependiendo de la ecuación de estado escogida, las ecuaciones de TOV (2.17) y (2.16) darán diferentes valores de la masa máxima M_{max} de las estrellas neutrones, cuyo interés astrofísico reside en que traza la línea divisoria entre las estrellas de neutrones y los agujeros negros. Un valor preciso de M_{max} influye en la caracterización de remanentes de supernova y el estimado del número de estrellas de neutrones y agujeros negros en la galaxia.

Todo: Incluir más motivación: curvas de enfriamiento.

Remark: ¿Valdrá la pena incluir algo sobre lo más específico: distintas interacciones, EOSs unificadas vs no-unificadas, $T = 0$, etc?

2.4 Criterios de estabilidad

2.4.1 Condición de estabilidad de Harrison-Zeldovich-Novikov

¹Original: Figura 4 de [14]

Todo: Decidir qué incluir, no hay mucho de cómo se llega a esta condición. Sólo se menciona el análisis de modos radiales y se pasa de una a esto.

$$\frac{\partial M(\rho_c)}{\partial \rho_c} > 0$$

(2.22)

2.4.2 Condición de estabilidad por convección adiabática

Todo: Hablar un poco de convección, citar a Luis y poner la condición.

$$\rho''(r) \leq 0$$

(2.23)

CAPÍTULO 3

Planteamiento del problema

CAPÍTULO 4

Objetivos

CAPÍTULO 5

Metodología

Bibliografía

- [1] N. Glendenning, *Compact Stars*. Springer-Verlag New York, 2 ed., 2000.
- [2] T. Padmanabhan, *Theoretical Astrophysics Vol. II*. Cambridge University Press, 2000.
- [3] D. Scilla, “Introduction to stellar evolution,” *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 703, p. 012002, 2016.
- [4] S. Woosley and T. Janka, “The Physics of Core-Collapse Supernovae,” *Nature Physics*, vol. 1, pp. 147–154, 2005, [arXiv:astro-ph/0601261](#).
- [5] H. T. Janka, “Explosion Mechanisms of Core-Collapse Supernovae,” *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, pp. 1–35, 2012, [arXiv:1206.2503](#).
- [6] J. Piekarewicz, “The Nuclear Physics of Neutron Stars,” in *AIP Conference Proceedings*, 2013, [arXiv:1311.7046](#).
- [7] S. Chandrasekhar, *An Introduction to the Study of Stellar Structure*. Dover, 1958.
- [8] S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*. John Wiley and Sons, 1972.
- [9] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins, “Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source,” *Nature*, vol. 217, pp. 709 – 713, 1968.
- [10] W. C. G. Ho and C. O. Heinke, “A Neutron Star with a Carbon Atmosphere in the Cassiopeia A Supernova Remnant,” *Nature*, vol. 462, pp. 71–73, 11 2009, [arXiv:0911.0672](#).
- [11] V. E. Zavlin and G. G. Pavlov, “Modeling Neutron Star Atmospheres,” *Proceedings of the 270. WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars*, p. 263, 6 2002, [arXiv:astro-ph/0206025](#).
- [12] A. Y. Potekhin, “The physics of neutron stars,” *Physics Uspekhi*, vol. 53, no. 12, pp. 1235–1256, 2010, [arXiv:1102.5735](#).
- [13] J. M. Lattimer and M. Prakash, “The Physics of Neutron Stars,” *Science*, vol. 304, no. 5670, pp. 536–542, 2004, [arXiv:astro-ph/0405262](#).
- [14] N. Chamel and P. Haensel, “Physics of Neutron Star Crusts,” *Living Reviews in Relativity*, vol. 11, p. 10, 12 2008, [arXiv:0812.3955](#).
- [15] F. Weber, M. Orsaria, H. Rodrigues, and S. H. Yang, “Structure of quark stars,” *Proceedings of the International Astronomical Union*, vol. 8, no. S291, pp. 61–66, 2012, [arXiv:1210.1910](#).

- [16] P. Haensel, A. Y. Potekhin, and D. G. Yakovlev, *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*, vol. 782. Springer, 2007, arXiv: [1801.10488](#).

Todo: Chequear
que los links estén
correctos.