

Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Exactas
Departamento de Física

Tesis Doctoral

Materia de Quarks, Supernovas y Estrellas de Neutrones

Germán Lugones

[1999]

La Plata, 16 de abril de 1999.

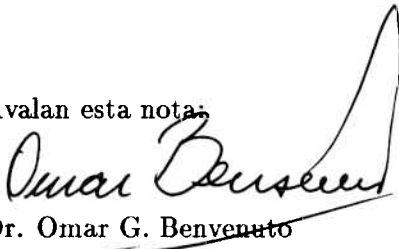
Señor Decano
de la Facultad de Cs. Exactas de la UNLP
Prof. Dr. Rodolfo Bravo
S/D

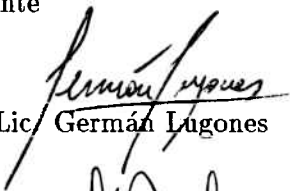
Tengo el agrado de dirigirme a Ud. y por su intermedio a quien corresponda a fin de solicitar la constitución del jurado que evaluará mi trabajo de Tesis, la cual lleva por título "*Materia de quarks, supernovas y estrellas de neutrones*" y ha sido dirigida por el Prof. Dr. Omar G. Benvenuto y codirigida por el Prof. Dr. Héctor Vucetich.


Con tal motivo, adjunto a esta solicitud mis datos personales, la lista de cursos de posgrado que he realizado y un breve resumen del trabajo desarrollado en la Tesis:

Sin otro particular, saludo a Ud. atentamente

Avalan esta nota:


Dr. Omar G. Benvenuto


Lic. Germán Lugones


Dr. Héctor Vucetich

Datos Personales del Tesista:

Nombre y apellido: Germán Lugones

Título: Licenciado en Física (UNLP)

Número de Alumno: 27803/7

Teléfono: 486-2633

Cursos Realizados:

- 1) El desarrollo de la ciencia moderna
- 2) Gravitación I
- 3) Física de los neutrinos
- 4) Gravitación II
- 5) Introducción a la cosmología relativista

Breve resumen de la Tesis:

En esta Tesis se analizan las consecuencias que tiene la transición de materia hadrónica a materia de quarks cuando ocurre durante las últimas etapas de la evolución de estrellas masivas y durante el proceso de formación de estrellas de neutrones.

En ese sentido, se investiga el desconfinamiento de los hadrones en las condiciones existentes en estos objetos astrofísicos (altas densidades, altas temperaturas, "trapping" de neutrinos). Luego se analizan los procesos hidrodinámicos de combustión que permiten la propagación de la transición. Se aplican estos resultados a simulaciones computacionales de la evolución de estrellas de neutrones encontrándose un mecanismo que produce un retardo en la transición, la cual es posible durante los primeros 10 segundos desde la formación de estas estrellas. Se analizan las consecuencias que tienen estos procesos en el éxito de la explosión de supernovas tipo II. Los modelos teóricos estándar tienen severas dificultades para reproducir las explosiones observadas.

Las predicciones de este modelo se comparan con los datos observacionales, en especial con la única detección de la emisión de neutrinos provenientes de una supernova (la detección de la SN 1987A realizada por los detectores de Kamiokande II y IMB). El mecanismo de retardo de la transición permite explicar claramente las observaciones. Se deja en claro por qué la detección de picos de neutrinos “dobles” en las observaciones futuras de los neutrinos provenientes de explosiones de supernovas Tipo II sería una señal clara de la formación de materia de quarks en esos eventos.

Como resultado de estos fenómenos la estrella compacta que queda como remanente de una explosión de supernova, debe estar formada, al menos en parte, por materia de quarks. Se analizan las propiedades globales y rotacionales de estrellas formadas por materia de quarks . Se analizan algunas de las características que permitirían diferenciar estos objetos de las estrellas de neutrones.

Este estudio da sustento teórico a una descripción diferente de las explosiones de supernovas y de la formación de las usualmente llamadas estrellas de neutrones. Además permite testear la existencia de materia extraña en condiciones que no son posibles de alcanzar en los experimentos de laboratorio.

Tesis Doctoral

Materia de Quarks, Supernovas y Estrellas de Neutrones

Germán Lugones

Lugar de trabajo: Observatorio Astronómico, Universidad Nacional de La Plata

Director: Prof. Dr. Omar G. Benvenuto

Co-director: Prof. Dr. Héctor Vucetich

*No digo estas cosas por un dólar,
ni para matar el tiempo hasta que llegue el barco.*

Walt Whitman, Canto a mí mismo.

*Mientras los fondos públicos se gastan en fiestas de fraternidad,
suena una campana de fuego rosa en las nubes.*

Rimbaud, Iluminaciones.

Contenido

1	Introducción	1
1.1	Materia extraña	1
1.2	Diversos escenarios	5
2	Materia hadrónica a altas densidades	9
2.1	Ecuación de estado para un gas ideal de Fermi relativista	13
2.1.1	Neutrones libres a temperatura cero	13
2.1.2	Protones, neutrones, electrones y neutrinos a temperatura cero	14
2.2	Ecuación de estado de Bethe & Johnson	16
2.3	Ecuación de estado de Lattimer & Ravenhall	17
2.4	Teoría de campo medio relativista: el modelo de Walecka	18
2.5	Ecuación de estado de Glendenning	19
3	Materia de quarks	25
3.1	El modelo del MIT	26
3.2	Otro modelo: masa de los quarks dependiente de la densidad	29
3.2.1	La ecuación de estado a temperatura cero	29
3.2.2	Estabilidad a temperatura cero	32
3.2.3	La ecuación de estado a temperatura finita	35
3.2.4	Estabilidad de la materia extraña a temperatura finita	37
3.3	Resumen	39
4	Transición de materia hadrónica a materia de quarks	41
4.1	Modelo simple del deconfinamiento a $T = 0$	45

4.2	Deconfinamiento a temperatura finita	48
4.3	Discusión	52
5	Propagación de la transición: fenómenos de combustión	55
5.1	Ondas de choque relativistas	56
5.2	Teoría relativista de la combustión	58
5.3	Condición necesaria para la combustión	60
5.4	Combustión en la aproximación politrópica	63
5.5	Exotermicidad en el modelo de quarks con masas dependientes de la densidad	65
5.6	Combustión en geometría plana	66
	5.6.1 Deflagraciones	67
	5.6.2 Detonaciones	73
5.7	Discusión	76
6	Supernovas y estrellas de neutrones	79
6.1	Panorama general	80
6.2	Supernovas y estrellas de neutrones: el modelo estándar .	83
	6.2.1 El mecanismo de explosión	84
	6.2.2 Evolución de protoestrellas de neutrones	90
	6.2.3 La emisión de neutrinos	93
6.3	Materia de quarks en las protoestrellas de neutrones . . .	95
6.4	Discusión	97
7	Estrellas extrañas	101
7.1	Características observacionales de las estrellas compactas	101
7.2	Composición de las estrellas compactas	102
7.3	Estructura de las estrellas extrañas	106
7.4	Pulsaciones radiales de estrellas extrañas	110
	7.4.1 Tratamiento numérico	112
	7.4.2 Tratamiento analítico	114
	7.4.3 Excitación y amortiguamiento de las oscilaciones	116
7.5	Discusión	117
8	Epílogo	121

1

Introducción

Desde hace unas décadas ha habido creciente interés y actividad en el estudio de las propiedades de la materia a muy altas densidades, específicamente, densidades por encima de la densidad nuclear.

En particular, la posibilidad de que el estado fundamental de la materia a altas densidades sea un sistema de quarks en equilibrio frente a las interacciones débiles (*Materia Extraña*) ha sido objeto de investigación en una gran diversidad de escenarios y con las más variadas motivaciones. Las preguntas excluyentes con respecto a la materia extraña se refieren, por supuesto, a si existe o no, a si es o no el estado de menor energía de la materia hadrónica, y a si ha sido producida alguna vez o en qué circunstancias puede producirse. Ninguna de estas cuestiones tiene aún una respuesta contundente. Aceptando como ciertas estas posibilidades, a pesar de la incertidumbre persistente de la hipótesis de partida, se ha investigado ampliamente el papel que desempeña la materia extraña en Cosmología y Astrofísica, y se ha intentado producirla y detectarla en experimentos de laboratorio.

En el resto del Capítulo ampliaremos estas cuestiones para luego describir los temas sobre los que se interesará esta Tesis [1, 2, 3, 4, 5, 6].

1.1 Materia extraña

Las configuraciones *nucleares* tienen dos regiones de estabilidad. Una es la que aparece en las tablas de núcleos ($A < 10^3$). La otra isla de

estabilidad (las estrellas de neutrones) aparece en un rango angosto alrededor de $Z \sim 10^{56}$, $A \sim 10^{57}$, recién cuando la gran cantidad de bariones presentes hace que la fuerza de gravedad sea lo suficientemente intensa como para ligar a los nucleones gravitatoriamente. En el medio aparece una región supuestamente desierta que comprende más de 50 órdenes de magnitud en la cual no parecerían existir configuraciones nucleares estables ¹. Sin embargo, como veremos más adelante, este desierto puede ser habitado, esencialmente para cualquier A , si se tiene en cuenta el grado de libertad de extrañeza. Los “núcleos gigantes” con valores más grandes que $A \sim 10^{57}$ son inestables frente al colapso gravitacional y formarían agujeros negros.

La extrañeza sigue siendo un grado de libertad de la materia bariónica bastante inexplorado tanto experimental como teóricamente. En la física nuclear existe un amplio conocimiento sobre hipernúcleos simples, esto es, núcleos en los cuales un nucleón es sustituido por una partícula Λ o una Σ por medio de la reacción $\pi + n \rightarrow \Lambda + K^+$. El K^+ ($\bar{u}s$) es el mesón extraño más liviano. En las últimas dos décadas se ha encontrado una rica fenomenología para tales hipernúcleos. Sin embargo, existe poco conocimiento experimental sobre cómo se comportan más de un hiperón en el interior de un núcleo (o materia nuclear). El problema técnico consiste en crear durante un lapso de tiempo menor que el tiempo de decaimiento de un hiperón, suficientes hiperones, y mantenerlos reunidos con nucleones para formar los así llamados multihipernúcleos. Desde un punto de vista teórico, empleando un modelo de capas relativista que da una muy buena descripción de los núcleos normales y de los hipernúcleos Λ simples, se encuentra que pueden existir configuraciones tales como multihipernúcleos ligados de diversos tamaños [7].

Por otra parte, hasta donde sabemos, los núcleos normales están hechos de protones y neutrones y no son una única bolsa de quarks u y d . Para el mismo valor de A , un conjunto de protones y neutrones es más liviano que un hipotético estado en el cual los constituyentes nucleares estén disueltos y encerrados en una única bolsa: $M(p, n) < M(u, d)$. Si bien al presente sólo se han observado hadrones y mesones, podrían existir estados con más de tres quarks. La hoy en día teoría fundamental de

¹El llamado Desierto Nuclear.

las interacciones fuertes (QCD) no prohíbe en principio la existencia de partículas hadrónicas más grandes, los llamados estados multiquark, los cuales son concebidos como objetos confinados que contienen una cierta cantidad de quarks deslocalizados. Bodmer fue la primera persona en considerar esta forma de materia [8]: propuso que clusters multiquarks extraños mucho más comprimidos que los núcleos ordinarios, a los que llamó “núcleos colapsados”, podían existir como isómeros exóticos de la materia nuclear en el interior de las estrellas de neutrones.

Como ya adelantamos, los estados multiquark que contienen sólo quarks u y d deben tener una masa mayor que los núcleos ordinarios, de lo contrario estos últimos serían inestables, lo cual, como bien sabemos, no es así. Sin embargo, la situación es diferente para las gotas de materia de quarks que contienen aproximadamente la misma cantidad de quarks u , d y s , conocidas con el nombre de “*strangelets*” (*strange droplets*). En este caso, el principio de exclusión de Pauli favorece que una bolsa de quarks con extrañeza sea más liviana que una sin extrañeza. Es más favorable llenar estados cuánticos con tres tipos de sabores que con dos. La cuestión de si, para un A fijo, $M(p, n)$ es mayor o menor que $M(u, d, s)$ es una delicada cuestión de competencia entre el principio de Pauli y la masa del quark extraño m_s . Si domina el principio de Pauli, el estado fundamental puede estar dado por bolsas con aproximadamente igual número de quarks u , d y s .

Chin y Kerman [9], e independientemente Bjorken y Mc Lerran [10] postularon dos razones por las cuales estos estados hadrónicos deberían ser relativamente estables:

- El decaimiento por interacción débil de un quark s en un quark d estaría suprimido o prohibido, ya que los estados de energía más baja de las partículas d están ocupados.
- La masa del quark extraño es menor que la energía de Fermi de los quarks u y d en estas “gotas de quarks”. La apertura de un nuevo grado de libertad de sabor tiende a disminuir la energía de Fermi y también entonces, la masa de la *strangelet* ².

De acuerdo con este esquema la materia extraña debería aparecer como un estado masivo y con carga eléctrica aproximadamente nula

²La situación no es la misma para el quark charm, ya que $m_c \approx 1.3$ GeV.

($Q \approx 0$), ya que estaría compuesta por un número aproximadamente igual de quarks u ($q = 2/3$), d ($q = -1/3$) y s ($q = -1/3$).

Fue luego Witten [11] quien planteó que este tipo de materia podría ser *absolutamente estable* (esto es, estable a presión y temperatura cero), y ser el verdadero estado fundamental de la materia nuclear. Éste sería el caso si la masa de una *strangelet* fuera menor que la masa de un núcleo ordinario con el mismo número bariónico. Si este tipo de estado fuera estable y casi neutro, podría existir con casi cualquier tamaño posible [12, 13], ya que la pequeña energía de Coulomb no sería suficiente para romper la *strangelet* en porciones menores [14].

Los primeros cálculos respecto del tema de la estabilidad de las *strangelets* fueron realizados por Farhi y Jaffe [14] en el contexto del modelo del MIT. Sus resultados son función de los parámetros del modelo, m_s , α_s y B (el exceso de masa del quark extraño, la constante de estructura fina de la QCD y el parámetro de la Bolsa). La conclusión a la que llegan es que, dentro del rango permitido para estos parámetros, es imposible deducir si las bolsas de materia extraña son más o menos estables que los núcleos ordinarios. Hay regiones en el plano (B, m_s, α_s) para las cuales la materia extraña es absolutamente estable para agrupamientos con un enorme espectro de tamaños: esencialmente para cualquier valor de A entre “unas pocas partículas” y el límite de agujero negro. Ellos estimaron que la densidad de este hipotético nuevo estado fundamental de la materia nuclear era $\rho \sim 3.6 \times 10^{14} \text{g/cm}^3$, es decir, no muy diferente de la densidad de saturación de la materia nuclear ordinaria. Estos estados de la materia de quarks con extrañeza y en equilibrio frente a la interacciones débiles fueron bautizados por Farhi y Jaffe [14] como *materia extraña*.

La materia extraña puede aparecer de dos maneras esencialmente diferentes: bajo la forma de *strangelets*, para las cuales los efectos de superficie son determinantes, o en *bulk*, en cuyo caso los efectos superficiales no tienen importancia. Se estima que los efectos de superficie son importantes para agrupamientos de quarks con número bariónico $A < 10^7$. El principal efecto que aparece para las *strangelets* más grandes es la energía coulombiana. En el caso de números bariónicos menores ($A < 10^3$) adquieren importancia otros efectos de tamaño finito tales como la tensión superficial y la curvatura. Según cálculos más recientes realizados en distintos modelos [15, 16, 2, 3, 18], la mate-

ria extraña en *bulk* es absolutamente estable para un rango de valores bastante amplio de parámetros de las interacciones fuertes. No obstante, estos modelos son aún lo bastante inciertos como para poder dar una respuesta precisa acerca de cuál fase tiene realmente menor energía. Tampoco la QCD en la red alcanza a hacerlo por ahora.

La posibilidad de que la materia de quarks pueda ser absolutamente estable a presión cero parece contradecir no sólo los experimentos sino también la experiencia diaria, ya que los núcleos normales parecen ser estables. Sin embargo, aun si la materia extraña tiene menor energía por barión, los núcleos ordinarios no deberían decaer a materia extraña ya que es energéticamente desfavorable para la transición que ésta tenga lugar convirtiendo los quarks u y d en quarks s de a uno por vez, pues esto produciría inicialmente sólo hipernúcleos, los cuales tienen energías mayores que los núcleos ordinarios. Los efectos de superficie y de la masa finita del quark extraño ponen una cota inferior (algo incierta) sobre el número bariónico por encima del cual las pequeñas gotas de materia extraña son ligadas. Un ejemplo extremo de esto es la menor masa que tiene un nucleón comparado con la partícula Λ . Es necesario entonces convertir varios quarks de manera casi simultánea, lo cual tiene una probabilidad despreciable.

Una situación menos restrictiva consiste en considerar a la materia extraña como *metaestable*, esto es, que sea el estado fundamental de la QCD a presión finita. Esto restringe la posibilidad de aparición de la materia extraña en muchos escenarios, pero no debería afectar mayormente su rol en las estrellas colapsadas debido a la alta presión existente en el interior de éstas.

1.2 Diversos escenarios

A continuación haremos una breve descripción de las distintas situaciones en las cuales se ha pensado que la materia extraña puede o ha podido aparecer [19].

El conocimiento cosmológico usualmente aceptado [20, 21, 22] asevera que en cierto momento el Universo estaba ocupado por un plasma de neutrinos, fotones, electrones, quarks cuasi libres y gluones. Cuando se expandió y se enfrió por debajo de una temperatura de unos cientos

de MeV, tuvo lugar una transición de fase en la cual todos los quarks terminaron como protones y neutrones. Sin embargo, si existe una forma más estable de conglomerado bariónico (alguna forma de materia extraña), la mayor parte del número bariónico del Universo puede haber terminado en la forma de *strangelets*. Witten [11] propuso un controvertido escenario en el cual éste es en verdad el destino de gran parte de la materia bariónica del Universo, aportando un miembro más a la lista de candidatos a Materia Oscura bariónica del Universo. Si bien aún no está descartada totalmente, la idea es ahora menos popular por la posibilidad de que la materia extraña se haya evaporado emitiendo hadrones [23, 24, 25, 26, 27, 28].

También se pensó que deben haber otras fuentes más contemporáneas de *strangelets* en nuestra vecindad. Se han buscado sin éxito depósitos de materia extraña en la Tierra y en los meteoritos y se han realizado numerosos experimentos de colisiones de iones pesados [29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37]. La búsqueda en los rayos cósmicos ha dado lugar a algunos pocos candidatos potenciales a *strangelets* [38, 39, 40, 41]. Éstas deberían observarse como partículas con una relación carga masa anómala. Como se ve, no hay en la actualidad ninguna evidencia observacional convincente de la existencia de estados estables de la materia extraña. Sin embargo, no parece haber ningún argumento que descarte su existencia. La mayoría de las búsquedas de materia extraña que se han realizado son sensibles a *strangelets* con un número bariónico muy bajo y los efectos de superficie tienen una incidencia desestabilizante muy significativa sobre tales objetos, aun cuando la materia extraña sea estable en *bulk*. La astrofísica ofrece la posibilidad de testear sistemas que contengan materia extraña mucho más grandes, y por lo tanto más estables.

Probablemente una de las situaciones más favorables para la aparición de materia extraña, aun cuando ésta no sea absolutamente estable, sea durante las últimas etapas de la evolución de las estrellas masivas, asociadas con la explosión de supernovas tipo II [42, 43], y durante la formación de estrellas de neutrones [5, 6]. Podrían existir entonces objetos tales como estrellas constituidas totalmente por materia extraña (estrellas extrañas puras) [44, 45, 46, 47, 4] o estrellas híbridas [48, 49, 50, 51], esto es, estrellas de neutrones con interiores formados por materia de quarks. La posibilidad de que existan estrellas esta-

bles que contengan materia extraña plantea interrogantes sobre cuál es la verdadera composición de las usualmente llamadas “estrellas de neutrones”, sobre cómo se pueden detectar objetos astrofísicos que contengan materia extraña y sobre cuáles son las principales características observacionales que los diferencian de los objetos formados por materia “normal”. Se ha especulado también que las estrellas extrañas pueden dar origen a bursts de rayos gamma [52, 53].

La idea de la existencia de la materia extraña no parece contradecir hasta el momento a los experimentos de laboratorio ni a las observaciones astronómicas. Además, es una idea extraordinaria acerca del estado de la materia a altas densidades, ya que si la hipótesis de la estabilidad absoluta de la materia extraña es verdadera, toda la materia visible del Universo está en un estado metaestable de larga vida, que no es el estado fundamental de la materia hadrónica. Esto permite que su rol pueda ser determinante en una amplia variedad de fenómenos de la naturaleza.

En esta Tesis, se acepta como punto de partida que la materia extraña puede existir y se analizan la plausibilidad y las consecuencias de su aparición en las explosiones de supernovas tipo II y en las estrellas de neutrones que quedan como remanente de dichas explosiones.

Con el objeto de estudiar la transición de desconfinamiento de la materia hadrónica a materia de quarks (Cap. 4), se analizan primeramente distintas ecuaciones de estado para cada especie de materia (Caps. 2 y 3). Luego se investiga, en el Cap. 5, cómo se propaga esta transición en el interior de una estrella de neutrones una vez que se ha generado la primera semilla de materia extraña. En el Cap. 6 se analizan los modelos estándar de explosión de supernovas tipo II y de evolución de estrellas de neutrones, se exploran las consecuencias de la transición en esas situaciones, y se comparan los resultados con los datos observados de la supernova 1987A. En el Cap. 7 se estudian ciertas características de las estrellas extrañas que se formarían como resultado de la transición.

2

Materia hadrónica a altas densidades

El conocimiento de las propiedades termodinámicas de la materia a altas densidades es un ingrediente de fundamental importancia en la descripción de las características de distintos objetos astrofísicos tales como las estrellas enanas blancas, las estrellas de neutrones y las supernovas [54, 55, 56, 57, 58, 59].

La ecuación de estado de la materia está bien entendida en el régimen de densidades por debajo del “goteo de neutrones”¹ ($\rho_{drip} = 4 \times 10^{11} g/cm^3$). La presión está dominada por electrones en estado degenerado que se hacen completamente relativistas (el impulso $p_e \gg m_e c$) por encima de $\sim 10^7 g/cm^3$. La carga positiva está concentrada en núcleos separados que forman una red coulombiana regular sumergida en el gas de electrones. Si la materia se ha establecido en su estado fundamental, puede asumirse que está en equilibrio estadístico nuclear, esto es, su energía no puede ser disminuida cambiando su composición por medio de interacciones débiles, fuertes o electromagnéticas. Se puede determinar entonces cuáles son los núcleos que aparecen en el estado de equilibrio en función de la densidad. Debajo de unos $10^7 g/cm^3$, el estado fundamental corresponde al núcleo ${}^{56}Fe$. A medida que la densidad aumenta, los electrones relativistas se combinan con los protones ligados al núcleo para formar neutrones (decaimiento beta inverso) al-

¹En inglés “neutron drip”.

terando la composición de equilibrio nuclear cada vez más lejos del ^{56}Fe y hacia núcleos más ricos en neutrones. Estos núcleos no son inestables en condiciones astrofísicas debido al principio de exclusión de Pauli: la presencia de un gas degenerado de electrones inhibe el proceso $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$, ya que los electrones emitidos por la reacción deberán tener una energía mayor que la energía de Fermi E_F del gas de electrones, y ésta se hace cada vez mayor a medida que aumenta la densidad de la materia. La ecuación de estado en este rango determina la estructura de las estrellas enanas blancas masivas ($M \gtrsim 1M_\odot$).

Ahora bien, si sólo las fuerzas nucleares determinaran la estructura de equilibrio de los núcleos, los nucleones se acumularían en núcleos de tamaño ilimitado. Sin embargo, las fuerzas de Coulomb repulsivas se hacen tan intensas que núcleos tan grandes sufren fisión. A bajas densidades, estos dos efectos opuestos establecen un estado de mínima energía con $A = 56$. Pero, como ya dijimos, cuando entran en escena los electrones relativistas la composición de equilibrio resulta desplazada. Los núcleos contienen una proporción cada vez mayor de neutrones que de protones (debido a la captura electrónica) y las fuerzas de Coulomb juegan un rol menor. Entonces hay una tendencia a formar núcleos más grandes. Sin embargo, cuando la densidad alcanza ρ_{drip} , la proporción de neutrones en los núcleos alcanza un nivel crítico. Cualquier incremento en la densidad conduce a un "neutron drip", es decir, a la expulsión de neutrones fuera de los núcleos. Se forma un sistema en el cual electrones, núcleos exóticos pesados y neutrones libres coexisten y determinan juntos el estado de menor energía. Incrementar la densidad por encima de ρ_{drip} conduce a proporciones cada vez mayores de neutrones libres. A la densidad ρ_{drip} la presión se debe casi totalmente a los electrones, pero cuando se alcanza $\rho = 1.5 \times 10^{12} \text{ g/cm}^3$ la presión de los neutrones es significativa ($P_n/P_{total} = 0.20$), y cuando $\rho = 1.5 \times 10^{13} \text{ g/cm}^3$, es dominante ($P_n/P_{total} = 0.80$) [60, 56]. El gas de neutrones controla la situación y se puede describir el medio como un vasto núcleo con densidad nuclear menor que la normal. En el rango entre ρ_{drip} y ρ_0^3 la ecuación de estado de la materia está bien entendida [56].

² $M_\odot = 1.989 \times 10^{33} \text{ g}$ es la masa del sol.

³ $\rho_0 = 2.7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$ es la densidad de saturación de la materia nuclear

Cuando se llega a la densidad nuclear ρ_0 los núcleos comienzan a disolverse y se funden entre sí. La materia está compuesta por nucleones (principalmente neutrones) interactuando por medio de interacciones fuertes. En adición a los neutrones y un pequeño porcentaje de protones y electrones, aparecen, a medida que se incrementa la densidad, cantidades crecientes de hiperones. Debido a la alta densidad de la materia en las estrellas de neutrones y al hecho de que los bariones obedecen el principio de Pauli, es energéticamente favorable para los nucleones con impulsos cercanos al impulso de Fermi, convertirse en otros bariones incluyendo los bariones extraños (hiperones), de manera de reducir las energías de Fermi. Estas transformaciones no violan la conservación de la extrañeza de las interacciones fuertes, ya que la extrañeza se conserva sólo en una escala de tiempo de las interacciones fuertes, no de las débiles. Esto es, la extrañeza no se conserva en los objetos astrofísicos si se consideran escalas de tiempo mayores que $\tau_{weak} \sim 10^{-7}$ segundos; la misma tampoco se conservaría en los núcleos estables, pero no es energéticamente favorable producir hiperones en el estado fundamental, ya que sus masas exceden la masa del nucleón por mucho más que la energía de Fermi de los nucleones en un núcleo. La aparición de hiperones a altas densidades produce un “ablandamiento” de la ecuación de estado. Es decir, la presión que ejerce la materia a una dada densidad de partículas es menor que cuando la materia no está “hiperonizada”.

La ecuación de estado no está aún bien entendida por encima de la densidad nuclear. El problema está sujeto principalmente a dos complicaciones distintas. Por un lado, determinar correctamente la interacción entre los hadrones en condiciones de alta densidad. Por otro lado, encontrar una técnica apropiada para tratar el problema relativista de muchos cuerpos.

Un tratamiento típico consiste en construir un Lagrangiano nuclear relativista que incluya a los nucleones y estados bariónicos de masa mayor, interactuando a través del intercambio de mesones. Realizando una aproximación de campo medio apropiada se tiene una descripción manejable del problema [61, 62, 63, 64, 65, 66]. Las constantes de acoplamiento pueden ser fijadas a partir de propiedades de la materia

simétrica.

nuclear simétrica. Esta teoría describe numerosas propiedades de los núcleos finitos [67, 68, 69], puede ser extendida a temperaturas finitas [64] y puede ser extrapolada a las condiciones de las estrellas de neutrones [65, 70, 71, 72]. La misma teoría con constantes de acoplamiento fijas describe:

- la materia nuclear simétrica y la materia en las colisiones de alta energía, cuando las ecuaciones de campo se resuelven sujetas a las restricciones de *simetría de carga* ($q = \rho/2$) y *conservación de la extrañeza* (en este caso cero).

- la materia de las estrellas de neutrones, cuando las ecuaciones de campo están sujetas a las condiciones de *neutralidad de carga* y *equilibrio beta*.

Para finalizar, vale la pena destacar que la materia en el interior de los núcleos y la materia en las estrellas de neutrones tienen importantes similitudes y diferencias. En ambos casos la composición es de bariones y las densidades son las mismas con un margen de no más de uno o dos órdenes de magnitud. Sin embargo, los núcleos están ligados por la fuerza nuclear de isospín y las estrellas de neutrones por la fuerza de gravedad. Por esta razón, en los núcleos $N \approx Z$. En cambio, en las estrellas de neutrones la repulsión Coulombiana es mucho más intensa que la fuerza gravitacional, de manera que la carga neta en una estrella es prácticamente nula. De esta manera, los núcleos tienden a ser simétricos en isospín mientras que las estrellas de neutrones son muy asimétricas.

La fuerza nuclear es de corto alcance, y es por lo tanto la gravedad la fuerza que liga a los objetos suficientemente densos y grandes. En una estrella de neutrones típica la energía de ligadura por nucleón debida a la gravedad es ~ 160 MeV/A, esto es, un orden de magnitud mayor que la energía de ligadura de la materia nuclear a la densidad de saturación ρ_0 (~ 16 MeV/A). La gravedad es lo suficientemente intensa como para comprimir la materia muy por encima de ρ_0 , de manera que los nucleones interactúan repulsivamente. Si bien la fuerza nuclear contribuye negativamente a la ligadura de las estrellas de neutrones, es la que determina la forma de la ecuación de estado, que a su vez está directamente relacionada con la estructura y constitución de la estrella. Con respecto a las interacciones débiles, son responsables del mantenimiento del equilibrio beta de la materia y de producir reacciones que

producen el enfriamiento de la estrella.

En este Capítulo, nos concentraremos en describir algunas de las ecuaciones de estado más representativas que han sido desarrolladas para el rango de altas densidades, y en evaluar las propiedades que presenta la materia en los distintos modelos, con la intención de que las conclusiones que surjan al estudiar distintos fenómenos físicos y astrofísicos no estén sujetas a las características de un modelo nuclear específico. Las ecuaciones de estado que tendremos en cuenta son:

1. Partículas libres.
2. Bethe & Johnson [73, 56].
3. Lattimer & Ravenhall [74, 75, 76].
4. Campo medio relativista de Walecka [61, 62, 63, 64].
5. Campo medio relativista con hiperones [77, 78, 58].

En ciertos casos se tendrá en cuenta la presencia de un gas de neutrinos atrapados (que es un caso de gran interés para esta Tesis).

2.1 Ecuación de estado para un gas ideal de Fermi relativista

El enfoque más simple posible que podemos adoptar para la descripción de la materia nuclear a altas densidades es el de gas de Fermi de partículas libres masivas. Para las partículas masivas, en el caso de que su masa sea comparativamente mucho mayor que su impulso de Fermi p_F , adoptaremos expresiones no relativistas. Tal es el caso, en ciertas condiciones, de los protones y neutrones. Para partículas de masa despreciable o nula (por ejemplo, electrones y neutrinos) emplearemos las expresiones relativistas.

2.1.1 Neutrones libres a temperatura cero

Cuando la densidad de la materia nuclear alcanza $\sim 4 \times 10^{12} g/cm^3$ la presión está dominada por los neutrones [56]. Una descripción simple

de la materia en estas condiciones está dada por un gas de neutrones libres no relativistas a $T = 0$ [54, 56]. En este caso, la presión y la densidad de energía están dadas por:

$$P = 79.5n^{5/3}, \quad (2.1)$$

$$\rho = 939n(1 + 0.422n^{2/3})^{1/2}, \quad (2.2)$$

siendo n la densidad de número de partículas. P y ρ están en MeV/fm³ y n en fm⁻³.

A pesar de que esta ecuación de estado no es muy realista, su utilidad reside en el hecho de que nos da una buena cota inferior para la "dureza" de la materia nuclear.

2.1.2 Protones, neutrones, electrones y neutrinos a temperatura cero

Presentamos aquí un modelo muy simple de materia nuclear en el cual las partículas se encuentran en equilibrio frente a las interacciones débiles. Consideraremos que las partículas que componen el gas nuclear son partículas libres.

Describiremos a los protones y los neutrones como partículas masivas no relativistas y a los electrones y neutrinos del electrón como partículas relativistas y no masivas.

La presión total y la densidad total de energía están dadas, en función de los potenciales químicos μ_i , por⁴ [56]:

$$\begin{aligned} P_h(\mu_n, \mu_p, \mu_e, \mu_{\nu_e}) &= P_n + P_p + P_e + P_{\nu_e} \\ &= \frac{(\mu_n^2 - m_n^2)^{5/2}}{15\pi^2 m_n} + \frac{(\mu_p^2 - m_p^2)^{5/2}}{15\pi^2 m_p} \\ &\quad + \frac{\mu_e^4}{12\pi^2} + \frac{\mu_{\nu_e}^4}{24\pi^2}, \end{aligned}$$

⁴Se utilizan unidades tales que $\hbar = c = k_B$. De esta manera $\hbar c = 1$ implica $197.33 \text{ MeV fm} = 1$.

$$\begin{aligned}
 \rho_h(\mu_n, \mu_p, \mu_e, \mu_{\nu_e}) &= \rho_n + \rho_p + \rho_e + \rho_{\nu_e} \\
 &= \frac{m_n(\mu_n^2 - m_n^2)^{3/2}}{3\pi^2} + \frac{m_p(\mu_p^2 - m_p^2)^{3/2}}{3\pi^2} \\
 &\quad + \frac{\mu_e^4}{4\pi^2} + \frac{\mu_{\nu_e}^4}{8\pi^2}.
 \end{aligned}$$

Las densidades de partículas son:

$$n_n = \frac{(\mu_n^2 - m_n^2)^{3/2}}{3\pi^2}, \quad (2.3)$$

$$n_p = \frac{(\mu_p^2 - m_p^2)^{3/2}}{3\pi^2}, \quad (2.4)$$

$$n_e = \frac{\mu_e^3}{3\pi^2}, \quad (2.5)$$

$$n_{\nu_e} = \frac{\mu_{\nu_e}^3}{6\pi^2}. \quad (2.6)$$

La densidad de número bariónico está dada por $n_B = n_p + n_n$. A menudo se acostumbra a definir la *abundancia* de cada especie de partícula como $Y_i = n_i/n_B$.

Suponiendo que la materia está en equilibrio β obtenemos la siguiente condición de equilibrio químico:

$$\mu_n = \mu_e + \mu_p - \mu_{\nu_e}. \quad (2.7)$$

Por otra parte, vamos a considerar que la carga eléctrica del sistema es nula, por lo cual $n_e = n_p$, o bien:

$$\mu_e = (\mu_p^2 - m_p^2)^{1/2}. \quad (2.8)$$

Con estas dos últimas condiciones, el estado de la materia nuclear a $T = 0$ depende sólo de dos cantidades, por ejemplo los potenciales químicos μ_p y μ_{ν_e} .

2.2 Ecuación de estado de Bethe & Johnson

H. Bethe y M. B. Johnson [73] calcularon ecuaciones de estado para materia pura de neutrones y para materia con hiperones con masas por debajo de la masa de la partícula Δ (1236 MeV), que han estado durante mucho tiempo entre las más aceptadas en el rango de densidades que aquí nos interesa. La interacción que adoptaron está dada por un potencial que resulta de la superposición de funciones de Yukawa de diferentes rangos e intensidades. Los coeficientes del potencial se ajustan de modo de reproducir datos experimentales de scattering nucleón - nucleón. Los potenciales de Bethe y Johnson dan buena cuenta de los valores experimentales de phase shifts, de la energía de ligadura de la materia nuclear y del momento cuadrupolar del deuterón [56].

La ecuación de estado resultante a $T = 0$, en función del número de partículas n es:

$$P = 364n^{2.54}, \quad (2.9)$$

$$\rho = 939n + 236n^{2.54}, \quad (2.10)$$

con P y ρ en MeV/fm³ y n en fm⁻³.

Esta ecuación de estado resulta bastante “dura” en comparación con el resto (corresponde a un índice adiabático $\gamma = 2.54$), lo cual da lugar a un valor mayor de la masa máxima de las estrellas de neutrones. Por encima de $n \approx 3 \text{ fm}^{-3}$ la ecuación de estado carece de sentido ya que la velocidad del sonido supera a la velocidad de la luz: $v_s > c$ (tenemos en cuenta que esta ecuación de estado es no relativista).

Bethe y Johnson también comprobaron la aparición de hiperones con masas menores que unos 1250 MeV a densidades consideradas típicas de las estrellas de neutrones ($n < 2 \text{ fm}^{-3}$), lo cual resulta en un cierto ablandamiento de la ecuación de estado.

2.3 Ecuación de estado de Lattimer & Ravenhall

Lattimer y Ravenhall [74, 76] presentaron una ecuación de estado basada en una interacción Skyrme. En dicho trabajo se supuso que no había núcleos en la mezcla. Más tarde, estudiando la estructura de fases de la materia nuclear densa en el rango $10^{-5} < n_B < 0.35 \text{ fm}^{-3}$ se demostró que éste era el caso real para el rango de altas densidades que aquí interesa ($n_B \gtrsim n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$) [75]. Esta ecuación de estado puede resumirse como sigue para materia formada solamente por neutrones:

$$P = \frac{2}{3}d_1\tau + \frac{5}{3}d_2\tau n + \frac{1}{4}d_3n^2 + 2d_4n^3 \quad (2.11)$$

$$\rho = d_1\tau + d_2\tau n + \frac{1}{4}d_3n^2 + d_4n^3 \quad (2.12)$$

donde n y τ son la densidad de número de partículas y la densidad de energía cinética dadas por

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2\beta} \right)^{3/2} F_{1/2}(y) \quad (2.13)$$

$$\tau = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2\beta} \right)^{5/2} F_{3/2}(y), \quad (2.14)$$

usando las integrales de Fermi

$$F_i(y) = \int_0^\infty \frac{u^i du}{\exp(u+y)+1}. \quad (2.15)$$

Los coeficientes tienen los valores $d_1 = 20.7507 \text{ MeV fm}^2$, $d_2 = -8.0125 \text{ MeV fm}^5$, $d_3 = -752.26 \text{ MeV fm}^3$, $d_4 = 466.62 \text{ MeV fm}^6$; β es $\beta = 1/k_B T$ [1].

Una ventaja de esta ecuación de estado es que sus propiedades están definidas para $T > 0$. La dependencia con la temperatura está contenida solamente en los números de ocupación que aparecen en n y τ . No se tiene en cuenta la posibilidad de que la interacción misma pueda depender de la temperatura.

Esta ecuación de estado ha sido extensamente estudiada (a $T > 0$), desde bajas densidades hasta $n_B \approx 3n_0$ (donde $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ es la densidad de saturación de la materia nuclear) en relación al problema del colapso gravitacional en supernovas [79, 80]. La ecuación de estado resultante es algo más dura que la de Bethe-Johnson.

2.4 Teoría de campo medio relativista: el modelo de Walecka

Walecka presenta una ecuación de estado para materia de neutrones a todas las temperaturas en una teoría de campo medio relativista [63, 62]. Las interacciones entre los bariones están mediadas por un mesón escalar y un mesón vectorial. A densidades muy altas o muy bajas, el sistema es no ligado ($\rho/A > m$). A densidades intermedias, dominará la interacción escalar atractiva si se eligen las constantes de acoplamiento de manera apropiada. Entonces el sistema *satura*. Los dos parámetros en la teoría, $C_V^2 = 195.7$ y $C_S^2 = 266.9$, son ajustados para reproducir la energía de enlace y la densidad de saturación observadas en la materia nuclear simétrica.

La ecuación de estado resultante da la densidad de energía ρ , la presión P , la densidad de número bariónico n_B y la masa efectiva del nucleón $x = M^*/M$ ($M = 4.76 \text{ fm}^{-1}$ es la longitud de onda Compton inversa del neutrón) como función de los "potenciales químicos adimensionales" ν para un dado valor de la "temperatura adimensional" $\theta = k_B T / m_n c^2$:

$$\frac{\rho}{m_n c^2 M} = \frac{1}{2} C_V^2 n_B^2 + \frac{1}{2 C_S^2} (1-x)^2 + \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3 t (t^2 + x^2)^{1/2} [f(\theta) + \bar{f}(\theta)] \quad (2.16)$$

$$\frac{P}{m_n c^2 M} = \frac{1}{2} C_V^2 n_B^2 - \frac{1}{2 C_S^2} (1-x)^2 + \frac{1}{3} \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3 t \frac{t^2}{(t^2 + x^2)^{1/2}} [f(\theta) + \bar{f}(\theta)] \quad (2.17)$$

$$\frac{n_B}{M^3} = \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3 t [f(\theta) + \bar{f}(\theta)] \quad (2.18)$$

$$\frac{1}{x} = 1 + C_S^2 \frac{\gamma}{(2\pi)^3} \int d^3t \frac{1}{(t^2 + x^2)^{1/2}} [f(\theta) + \bar{f}(\theta)]. \quad (2.19)$$

Aquí $f(\theta)$ y $\bar{f}(\theta)$ son las funciones de distribución térmica de partículas y antipartículas:

$$f(\theta) = (\exp([(t^2 + x^2)^{1/2} - \nu]/\theta) + 1)^{-1} \quad (2.20)$$

$$\bar{f}(\theta) = (\exp([(t^2 + x^2)^{1/2} + \nu]/\theta) + 1)^{-1} \quad (2.21)$$

La ecuación de estado resultante es muy “dura”, quizás una de las más duras que se hayan elaborado. Ésta es la principal motivación por la cual se la tiene en cuenta en este trabajo.

2.5 Ecuación de estado de Glendenning

Para un tratamiento más detallado del estado de la materia a altas densidades describiremos a continuación la ecuación de estado de Glendenning. Ésta incorpora n , p , Λ , Σ^+ , Σ^0 , Σ^- , Ξ^- , Ξ^0 , μ , y e [77]. Los bariones interactúan por medio del intercambio de un campo escalar atractivo σ , un campo vectorial repulsivo ω , y un campo mesónico isovectorial ρ , los cuales adquieren valores promedio dependientes de la densidad en la aproximación de campo medio relativista. La densidad Lagrangiana total está dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \sum_B \bar{\psi}_B \left(i\gamma_\mu \partial^\mu - m_B + g_{\sigma B} \sigma - g_{\omega B} \gamma_\mu \omega^\mu - \frac{1}{2} g_{\rho B} \gamma_\mu \tau \cdot \rho^\mu \right) \psi_B \\ & + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - m_\sigma^2 \sigma^2) - \frac{1}{3} b m_N (g_\sigma \sigma)^3 - \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4 \\ & + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu - \frac{1}{4} \omega_{\mu\nu} \omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu - \frac{1}{4} \rho_{\mu\nu} \rho^{\mu\nu} \\ & + \sum_L \bar{\psi}_L (i\gamma_\mu \partial^\mu - m_L) \psi_L, \end{aligned} \quad (2.22)$$

donde m_i es la masa de la i -ésima partícula y g_{ij} es el acoplamiento de la i -ésima partícula con el campo j -ésimo. Las sumatorias se realizan sobre bariones (B) y leptones (L).

Incluiremos asimismo un gas de Fermi de neutrinos del electrón ν_e en equilibrio β con el resto de las partículas y consideraremos que el sistema está a temperatura finita [5].

La presión total P y la densidad total de energía ρ para un sistema constituido por bariones $B = n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^-, \Xi^0$ y leptones $L = \mu, e, \nu_e$ están dadas por:

$$P = \sum_{i=B,L} P_i + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{m_\omega} \right)^2 \rho_B'^2 - \frac{1}{2} \left(\frac{g_\sigma}{m_\sigma} \right)^{-2} (g_\sigma \sigma)^2 - \frac{1}{3} b m_n (g_\sigma \sigma)^3 - \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4 + \frac{1}{2} \left(\frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \rho_{I_3}'^2, \quad (2.23)$$

$$\rho = \sum_{i=B,L} \rho_i + \frac{1}{2} \left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \rho_B'^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{g_\sigma}{m_\sigma} \right)^{-2} (g_\sigma \sigma)^2 + \frac{1}{3} b m_n (g_\sigma \sigma)^3 + \frac{1}{4} c (g_\sigma \sigma)^4 + \frac{1}{2} \left(\frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \rho_{I_3}'^2, \quad (2.24)$$

siendo $(g_\sigma/m_\sigma)^2 = 11.79 \text{fm}^{-2}$, $(g_\omega/m_\omega)^2 = 7.149 \text{fm}^{-2}$, $(g_\rho/m_\rho)^2 = 4.411 \text{fm}^{-2}$, $b = 0.002947$, $c = -0.001070$ [78].

P_i y ρ_i son las expresiones para un gas de Fermi de partículas libres relativistas:

$$P_i = \frac{1}{3} \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3p \frac{p^2}{(p^2 + m_i^{*2})^{1/2}} (f_i(T) + \bar{f}_i(T)), \quad (2.25)$$

$$\rho_i = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3p (p^2 + m_i^{*2})^{1/2} (f_i(T) + \bar{f}_i(T)), \quad (2.26)$$

donde $f_i(T)$ and $\bar{f}_i(T)$ son las funciones de distribución de Fermi - Dirac para partículas y antipartículas respectivamente:

$$f_i(T) = (\exp([(p^2 + m_i^{*2})^{1/2} - \nu_i]/T) + 1)^{-1}, \quad (2.27)$$

$$\bar{f}_i(T) = (\exp([(p^2 + m_i^{*2})^{1/2} + \nu_i]/T) + 1)^{-1}. \quad (2.28)$$

Nótese que para los bariones debemos usar, en vez de masas m_i y potenciales químicos μ_i , masas efectivas m_i^* y potenciales químicos efectivos ν_i dados por:

$$m_i^* = m_i + x_{\sigma i}(g_\sigma \sigma), \quad (2.29)$$

$$\nu_i = \mu_i - x_{\omega i} \left(\frac{g_\omega}{m_\omega} \right)^2 \rho_B' - x_{\rho i} I_{3i} \left(\frac{g_\rho}{m_\rho} \right)^2 \rho_{I_3}', \quad (2.30)$$

donde adoptamos los siguientes valores para las intensidades de acoplamiento relativas: $x_{\sigma i} = x_{\rho i} = 0.6$ y $x_{\omega i} = 0.653$ [78]. I_{3i} es la tercera componente del isoespín de cada barión.

La densidad de isoespín "pesada" ρ_{I_3}' y la densidad bariónica "pesada" ρ_B' están dadas por:

$$\rho_{I_3}' = \sum_{i=B} x_{\rho i} I_{3i} n_i, \quad (2.31)$$

$$\rho_B' = \sum_{i=B} x_{\omega i} n_i, \quad (2.32)$$

siendo n_i la densidad de número de partículas de cada barión:

$$n_i = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3 p (f_i(T) - \bar{f}_i(T)). \quad (2.33)$$

El campo medio $g_\sigma \sigma$ satisface:

$$\left(\frac{g_\sigma}{m_\sigma} \right)^{-2} (g_\sigma \sigma) + b m_n (g_\sigma \sigma)^2 + c (g_\sigma \sigma)^3 = \sum_{i=B} x_{\sigma i} n_i^s, \quad (2.34)$$

donde la densidad escalar n_i^s es:

$$n_i^s = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3 p \frac{m_i^*}{(p^2 + m_i^{*2})^{1/2}} (f_i(T) + \bar{f}_i(T)). \quad (2.35)$$

Como de costumbre en condiciones astrofísicas, suponemos que la fase hadrónica tiene carga eléctrica nula y que está en equilibrio frente a las interacciones débiles. La neutralidad de carga eléctrica impone la siguiente condición:

$$n_p + n_{\Sigma^+} - n_{\Sigma^-} - n_{\Xi^-} - n_{\mu} - n_e = 0. \quad (2.36)$$

El equilibrio químico frente a las interacciones débiles en presencia de neutrinos del electrón atrapados, establece que el potencial químico μ_i de cada barión en la fase hadrónica está dado por:

$$\mu_i = q_B \mu_n - q_e (\mu_e - \mu_{\nu_e}), \quad (2.37)$$

donde q_B es su carga bariónica y q_e su carga eléctrica.

Por simplicidad supondremos que en el sistema no hay neutrinos del muón ni del leptón τ y por lo tanto sus potenciales químicos son cero. Tenemos entonces, $\mu_{\mu} = \mu_e - \mu_{\nu_e}$.

Se pueden resolver las ecuaciones anteriores dando tres cantidades, por ejemplo, los valores de la temperatura T , el campo medio $g_{\sigma}\sigma$ y el potencial químico del neutrino del electrón μ_{ν_e} .

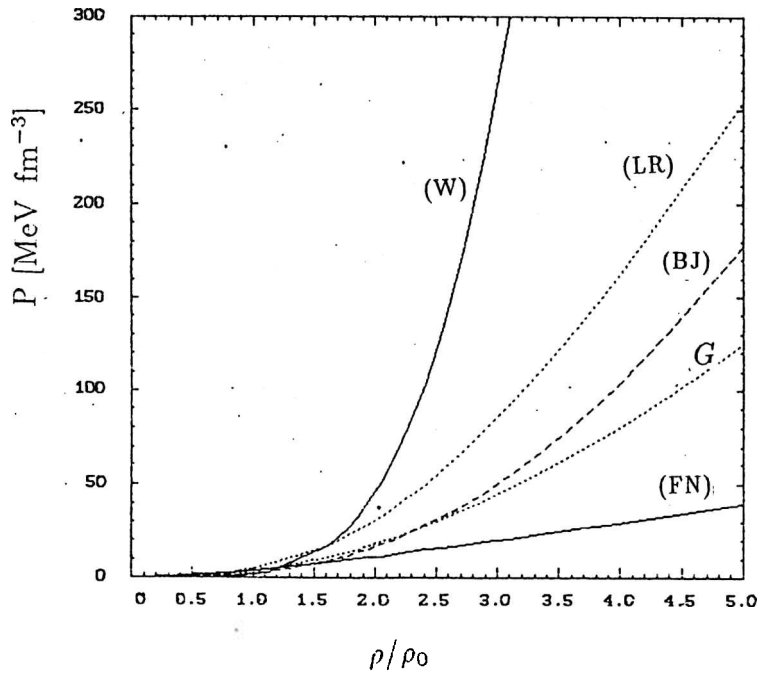


Figura 2.1: Resumen de las distintas ecuaciones de estado presentadas en este capítulo (a $T = 0$). Neutrones libres (FN), Glendenning sin neutrinos (G), Bethe-Johnson (BJ), Lattimer-Ravenhall (LR) y Walecka (W). W y FN son casos límite “poco realistas”.

3

Materia de quarks

La Cromodinámica Cuántica (QCD) se presenta actualmente como la teoría básica de las interacciones fuertes. Sin embargo, las severas dificultades de cálculo que surgen cuando se intentan resolver las ecuaciones de la QCD han motivado la aplicación, por un lado, de cálculos computacionales de QCD en la red, y por otro, de diversos modelos fenomenológicos que permiten describir este tipo de sistemas de alguna manera simplificada. El más famoso de los modelos fenomenológicos es el "MIT Bag Model" [81, 82, 83].

Las características más sobresalientes de la QCD son: (1) libertad asintótica, a cortas distancias la constante de acoplamiento tiende a cero, y (2) confinamiento, a grandes distancias la ligadura entre los quarks crece. Estas propiedades explican los resultados que se obtienen en experiencias de scattering profundamente inelástico, las cuales indican que los quarks se comportan como partículas libres en el interior de los nucleones, así como la no observación de quarks libres en la naturaleza. La libertad asintótica trae como consecuencia que a altas temperaturas y/o altas densidades, un gas de quarks y gluones se comportará como un gas libre. La temperatura crítica para tal transición es ~ 200 MeV. En este capítulo discutiremos dos modelos diferentes que aplicaremos a la materia de quarks en *bulk*. Ambos son muy simples pero contienen las propiedades fundamentales antes mencionadas. El primero de ellos es el "MIT Bag Model". El otro es un modelo en el cual la masa de los quarks depende de la densidad de bariones de la materia en la que están inmersos.

3.1 El modelo del MIT

Se asume que la región del espacio que contiene a los quarks y los gluones (a la que llamaremos Bolsa) tiene una energía por unidad de volumen constante y positiva B a la que denominaremos “constante del MIT” o “constante de la Bolsa”. Dentro de la Bolsa las interacciones son tratadas al más bajo orden de teoría de perturbaciones o son ignoradas totalmente ($\alpha_c = 0$). Fuera de la Bolsa los quarks tienen prohibido aparecer como partículas libres.

Con la intención de realizar un estudio cuantitativo de las propiedades de la materia extraña, Farhi y Jaffe [14] propusieron un modelo que se basaba en las siguientes suposiciones:

- Es una buena aproximación considerar al sistema como un gas de Fermi de partículas libres en el cual el vacío tiene una densidad de energía B . En ocasiones se tienen en cuenta las interacciones de los quarks a primer orden en $\alpha_c = g^2/(16\pi)$.
- Los quarks están caracterizados por sus masas corrientes:

$$m_u \approx m_d \approx 0; \quad (3.1)$$

$$m_s \approx 100 - 300 \text{ MeV} \quad (3.2)$$

De esta manera, el gran potencial termodinámico por unidad de volumen de un sistema de quarks y gluones queda determinado por

$$\Omega_{tot} = \sum_i \Omega_i + B \quad (3.3)$$

donde la suma $\sum_i \Omega_i$ se realiza sobre todas las especies de partículas, y Ω_i corresponde a un gas de partículas libres. El término B corresponde a la diferencia de energía entre el vacío perturbativo falso dentro de la Bolsa y el verdadero vacío en el exterior, el cual confina a los quarks.

Para la escala de impulsos que interesa en las estrellas compactas ($\sim m_n/3 \approx 313 \text{ MeV}$) α_c no es pequeña [14]. No obstante, los efectos de $\alpha_c \neq 0$ en la ecuación de estado pueden ser absorbidos en gran medida reparametrizando la constante B [84, 85]. Cualitativamente,

la elección ($B, \alpha_c \neq 0$) corresponde a tomar ($B', \alpha_c = 0$) con $B' < B$. Por otra parte, existe una gran incerteza acerca del valor de B ¹. En vista de lo anterior, consideraremos $\alpha_c = 0$ y tomaremos a B como parámetro libre. Además, despreciaremos cualquier dependencia de B con la densidad o la temperatura.

En general, consideraremos a esta fase constituida por quarks, leptones masivos, neutrinos, y sus respectivas antipartículas. Ya que todas estas partículas son fermiones, las Ω_i estarán dadas simplemente por:

$$\Omega_i = -\frac{g_i T}{(2\pi)^3} \int d^3 p \ln(1 + e^{-\beta(\epsilon_i - \mu_i)}) \quad (3.4)$$

La degeneración de los quarks es $g = 2(\text{spin}) \times 3(\text{color}) = 6$, la de los electrones y muones es $g = 2$, y la de los neutrinos es $g = 1$.

Se deduce inmediatamente que la presión total del sistema está dada por

$$P = \sum_i P_i - B, \quad (3.5)$$

y la densidad total de energía por

$$\rho = \sum_i \rho_i + B. \quad (3.6)$$

La ecuación de estado que resulta es extremadamente simple:

$$\rho = 3P + 4B. \quad (3.7)$$

La densidad neta de número bariónico está dada por

$$n_B = \frac{1}{3}(\Delta n_u + \Delta n_d + \Delta n_s), \quad (3.8)$$

siendo Δn_i la densidad *net*a de número de partículas. Las cantidades P_i , ρ_i y Δn_i son de la forma que corresponde a un gas de Fermi de partículas libres (Ecs. 2.25, 2.26 y 2.33 respectivamente).

Para obtener la ecuación de estado de la materia extraña en *bulk*, sólo resta calcular las ecuaciones anteriores, sometidas a los vínculos de:

¹Farhi y Jaffe [14] encontraron que la materia extraña en bulk puede ser absolutamente estable si $57 \text{ MeV fm}^{-3} < B < 92 \text{ MeV fm}^{-3}$.

- neutralidad de carga:

$$2n_u = n_d + n_s + 3n_e, \quad (3.9)$$

- equilibrio químico frente a las interacciones débiles:

$$\mu_s = \mu_d \quad \mu_s = \mu_u + \mu_e. \quad (3.10)$$

En la aproximación de quarks no masivos se pueden obtener expresiones analíticas exactas a temperatura finita (considerando, como de costumbre, partículas y antipartículas en equilibrio, es decir, $\bar{\mu}_i = -\mu_i$) [86]. El gran potencial termodinámico por unidad de volumen para el quark i -ésimo será

$$\Omega_i = \frac{7}{60}\pi^2 T^4 + \frac{1}{2}T^2 \mu_i^2 + \frac{1}{4\pi^2} \mu_i^4. \quad (3.11)$$

Para materia extraña, en esta aproximación, se tiene

$$\Omega = \sum_{i=u,\bar{u},d,\bar{d},s,\bar{s}} \Omega_i + \Omega_{gluones} + B, \quad (3.12)$$

siendo $\Omega_{gluones} = \frac{8}{45}\pi^2 T^4$ la contribución de un "cuerpo negro" de gluones. Además, al considerar que los quarks no tienen masa, no aparecen electrones en el sistema, y los potenciales químicos de los tres sabores de quarks resultan iguales (μ)². Las expresiones resultantes son

$$P = \frac{19}{36}\pi^2 T^4 + \frac{3}{2}T^2 \mu^2 + \frac{3}{4\pi^2} \mu^4 - B, \quad (3.13)$$

$$\rho = \frac{19}{12}\pi^2 T^4 + \frac{9}{2}T^2 \mu^2 + \frac{9}{4\pi^2} \mu^4 + B, \quad (3.14)$$

$$n = T^2 \mu + \frac{1}{\pi^2} \mu^3. \quad (3.15)$$

En este caso, se ve muy fácilmente que $P = \frac{1}{3}(\rho - 4B)$.

²Cuando $m_s = 0$, la condición de equilibrio químico $\mu_d = \mu_s$ implica $n_d = n_s$. Entonces, por neutralidad de carga, $2n_u = n_d + n_s + 3n_e = 2n_d + 3n_e$, o bien, $2\mu_u^3 = 2\mu_d^3 + \mu_e^3$, donde suponemos masa nula para el electrón y temperatura cero. Además, la otra condición de equilibrio químico implica $\mu_e^3 = (\mu_d - \mu_u)^3$. Para que se verifiquen simultáneamente las dos últimas ecuaciones debe ser $\mu_e = 0$.

3.2 Otro modelo: masa de los quarks dependiente de la densidad

En esta sección estudiaremos las propiedades y la estabilidad de la materia extraña en un modelo fenomenológico alternativo en el cual la materia se describe como un gas de fermiones sin interacción donde la masa de los quarks depende de la densidad de número de quarks a través de una parametrización que reproduce las propiedades de libertad asintótica y confinamiento de los quarks.

Esta descripción fue introducida por Fowler, Raha y Weiner [87] y ha sido empleada para describir la materia extraña [88, 89, 90, 91, 92] en un modelo distinto al ampliamente popular modelo del MIT [93, 94]. El modelo presentaba resultados cualitativamente muy distintos de los que predecía el modelo del MIT.

Por ejemplo, la presión de la materia de quarks era siempre positiva y tendía a cero cuando la densidad tendía a cero. Este comportamiento, que es el que presenta cualquier gas normal, difería notablemente del que se esperaba para la materia de quarks, para la cual $P = 0$ a densidades del orden de $\sim \rho_0$. Sin embargo, estos resultados provenían de un tratamiento termodinámico incorrecto del problema, el cual una vez reformulado correctamente [2, 3] mostró que las propiedades del modelo eran muy similares a las exhibidas por el modelo del MIT.

3.2.1 La ecuación de estado a temperatura cero

Supondremos, como de costumbre, que la materia de quarks es un gas de Fermi relativista constituido por quarks u , d , s , antiquarks \bar{u} , \bar{d} , \bar{s} , electrones y positrones. En este modelo, la masa de los quarks y antiquarks es parametrizada en función de la densidad de número bariónico n_B de la siguiente manera:

$$m_u = m_d = \frac{C}{3n_B}, \quad (3.16)$$

$$m_s = m_{s0} + \frac{C}{3n_B}. \quad (3.17)$$

Esta parametrización hace que los quarks sean muy pesados a bajas densidades y muy livianos a altas densidades, dando lugar a los comportamientos esperados de libertad asintótica y confinamiento. Nótese que, a diferencia de los quarks u y d , hemos incluido para el quark s una masa corriente m_{s0} .

El modelo tiene dos parámetros indeterminados, m_{s0} y C . Los valores que pueden tomar los mismos serán determinados más adelante (Secs 3.2.2 y 3.2.4) a partir de la hipótesis de que la materia extraña en *bulk* es más ligada que cualquier núcleo normal [2, 3].

El gran potencial termodinámico por unidad de volumen es:

$$\Omega = \sum_i \Omega_i = - \sum_i \frac{g_i T}{(2\pi)^3} \int d^3p \ln(1 + e^{-\beta(\epsilon_i - \mu_i)}) \quad (3.18)$$

donde $i = u, \bar{u}, d, \bar{d}, s, \bar{s}, e, \bar{e}$.

El factor de degeneración g_i vale $g_i = 2(\text{spin}) \times 3(\text{color}) = 6$ para quarks y antiquarks, y $g_i = 2(\text{spin})$ para electrones y positrones. La energía de cada partícula es $\epsilon_i = (p^2 + m_i^2)^{1/2}$ y μ_i es el potencial químico. Para las antipartículas consideraremos $\bar{\mu}_i = -\mu_i$. Esto es verdad siempre que el sistema esté en equilibrio frente a reacciones del tipo $\gamma \rightleftharpoons \text{partícula} + \text{antipartícula}$.

A temperatura cero tenemos, para un gas de Fermi ideal relativista [54],

$$\Omega_i = - \frac{g_i}{48\pi^2} m_i^4 F(x_i), \quad (3.19)$$

donde

$$F(x) = x(x^2 + 1)^{1/2}(2x^2 - 3) + 3 \arg \sinh(x) \quad (3.20)$$

y

$$x = \left[\left(\frac{\mu}{m} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}. \quad (3.21)$$

El número neto de partículas de cada especie por unidad de volumen n_i y la presión total P se obtienen de la Ec. (3.18) por medio de:

$$n_i = - \frac{\partial \Omega_i}{\partial \mu_i} \Big|_{T, n_B}, \quad (3.22)$$

3.2. Otro modelo: masa de los quarks dependiente de la densidad 31

$$P = -\frac{\partial(\Omega/n_B)}{\partial(1/n_B)}\Big|_{T,\mu_i} = n_B \frac{\partial\Omega}{\partial n_B}\Big|_{T,\mu_i} - \Omega = \sum_i P_i. \quad (3.23)$$

Es esencial no olvidar la dependencia de las masas de los quarks con la densidad de número de bariones al llevar a cabo las derivadas anteriores. Nótese que el término $n_B(\partial\Omega/\partial n_B)|_{T,\mu_i}$ proviene de esta dependencia y hace que la presión sea cero para cierto valor finito de la densidad de número de bariones n_B [2, 3]. Esta misma propiedad aparece en el modelo del MIT como resultado de la introducción de la "presión de vacío" negativa B .

La densidad de energía se obtiene de la relación termodinámica:

$$\rho = \sum_i \rho_i = -P + \sum_i \mu_i n_i - T \frac{\partial\Omega}{\partial T}\Big|_{n_B,\mu_i}. \quad (3.24)$$

A temperatura cero tenemos entonces:

$$n_i = \frac{g_i}{6\pi^2} m_i^3 x_i^3, \quad (3.25)$$

$$P_i = \frac{g_i}{48\pi^2} m_i^4 \left[F(x_i) - \frac{C}{n_B} \frac{4}{m_i} G(x_i) \right], \quad (3.26)$$

$$\rho_i = \frac{g_i}{48\pi^2} m_i^4 \left[3H(x_i) + \frac{C}{n_B} \frac{4}{m_i} G(x_i) \right], \quad (3.27)$$

siendo

$$G(x) = x(x^2 + 1)^{1/2} - \arg \sinh(x), \quad (3.28)$$

$$H(x) = x(x^2 + 1)^{1/2}(1 + 2x^2) - \arg \sinh(x). \quad (3.29)$$

Como estamos a temperatura cero no aparece una contribución de las antipartículas.

Dado que los quarks tienen número bariónico 1/3, la densidad de número bariónico n_B se relaciona con las densidades de número de quarks n_i como sigue:

$$n_B = \frac{1}{3}(n_u + n_d + n_s). \quad (3.30)$$

Como de costumbre, consideraremos que cualquier porción de materia es eléctricamente neutra. Teniendo en cuenta la carga de los electrones y de los distintos tipos de quark obtenemos el siguiente vínculo entre las densidades de partículas

$$2n_u = n_d + n_s + 3n_e. \quad (3.31)$$

Si además suponemos que la materia está en equilibrio frente a las interacciones débiles,

$$\begin{aligned} d &\rightleftharpoons u + e + \bar{\nu}_e, \\ s &\rightleftharpoons u + e + \bar{\nu}_e, \\ u + d &\rightleftharpoons u + s, \end{aligned} \quad (3.32)$$

tenemos las siguientes condiciones de equilibrio químico:

$$\begin{aligned} \mu_s &= \mu_d = \mu, \\ \mu_s &= \mu_u + \mu_e. \end{aligned} \quad (3.33)$$

En estas condiciones de equilibrio químico hemos supuesto, por simplicidad, que los neutrinos del electrón, debido a su pequeño acoplamiento con la materia, pueden escapar libremente del sistema y por lo tanto tienen potencial químico nulo. Esto no es así en el núcleo colapsado de una supernova tipo II, en el cual existe una considerable cantidad de neutrinos atrapados en equilibrio termodinámico con la materia.

Resolviendo simultáneamente las Ecs. (3.30), (3.31) y (3.33), se pueden determinar todos los potenciales químicos μ_i para una densidad de bariones dada n_B . El resto de las cantidades se obtiene de manera directa.

3.2.2 Estabilidad a temperatura cero

Queremos establecer ahora las condiciones (en el marco de este modelo) en las cuales la materia extraña puede ser el verdadero estado fundamental de la materia hadrónica.

3.2. Otro modelo: masa de los quarks dependiente de la densidad 33

Si siguiendo el criterio de Farhi y Jaffe [14] requeriremos que a presión cero ($P = 0$):

a) La energía por barión de la materia extraña sea: $\rho/n_B \leq M_{56Fe}/56 = 930$ MeV,

b) La energía por barión de la materia de quarks de dos sabores (u y d) sea: $\rho/n_B > 930$ MeV,

siendo M_{56Fe} la masa del núcleo ^{56}Fe . Si se cumple la primera condición, la materia extraña será un estado más fundamental que la materia nuclear normal ya que tendrá menor energía por barión que el núcleo más ligado que existe. Por otra parte, la condición b) tiene en cuenta el hecho conocido de que a presiones cercanas a cero (esto es, a bajas densidades) los protones y los neutrones no sufren una transición a materia de quarks de dos sabores. La ecuación de estado describirá materia extraña estable a presión cero solamente para el conjunto de valores de (C, m_{so}) que satisfagan las dos condiciones anteriores [2, 3].

Supondremos primeramente que la masa corriente del quark extraño es cero ($m_{so} = 0$). En este límite no hay electrones en el sistema y la condición de presión cero queda:

$$F(x) - 12G(x) = x(x^2 + 1)^{1/2}(2x^2 - 15) + 15 \arg \sinh(x) = 0, \quad (3.34)$$

la cual se satisface sólo para $x_0 = 2.347385$. En esta aproximación de $m_{so} = 0$, tenemos $n_B = n_i$ y por lo tanto, la densidad de bariones para la cual $P = 0$ será:

$$n_B(P = 0) = \left(\frac{3}{\pi}\right)^{1/4} \left(\frac{Cx_0}{3}\right)^{3/4} \approx 1.747 \left(\frac{C}{100 \text{ MeV fm}^{-3}}\right)^{3/4} n_0. \quad (3.35)$$

De esta manera, la estabilidad de la materia extraña nos da una cota superior para C :

$$C^{1/4} \leq \frac{8}{3^{7/4} \sqrt{\pi}} \frac{x_0^{15/4} M_{56Fe}}{I(x_0) 56} \quad (3.36)$$

donde

$$I(x) = x(x^2 + 1)^{1/2}(5 + 2x^2) - 5 \arg \sinh(x). \quad (3.37)$$

Esta condición implica $C \leq 111.6 \text{ MeV fm}^{-3}$.

Haremos uso ahora de la condición *b*). Para la materia de quarks sin extrañeza tenemos, por neutralidad de carga eléctrica, $2n_u = n_d$. Entonces, $x_d = 2^{1/3}x_u$, y la condición de presión cero es:

$$F(x_u) + F(x_d) - 12[G(x_u) + G(x_d)] = 0, \quad (3.38)$$

que tiene una única solución: $x_{u0} = 2.005834$. Por lo tanto, la condición de inestabilidad de la materia "no extraña" queda:

$$C^{1/4} > \frac{8}{3^{3/4}\sqrt{\pi}} \frac{x_{u0}^{15/4}}{I(x_{u0}) + I(x_{d0})} \frac{M_{56} F_e}{56}. \quad (3.39)$$

Esto significa que $C > 69.05 \text{ MeV fm}^{-3}$. Esta condición es *exacta* ya que supusimos que la masa corriente de los quarks *u* y *d* es cero.

Del análisis anterior tenemos que si $m_{so} = 0$, el valor de C debe estar en el rango $69.05 < C[\text{MeV fm}^{-3}] < 111.6$ para que se cumplan las condiciones de estabilidad *a*) y *b*).

En el caso en que $m_{so} > 0$, la aplicación de las condiciones de estabilidad permite obtener un conjunto de valores posibles de (C, m_{so}) que ocupan una región finita en el plano definido por estos parámetros y que llamaremos "ventana de estabilidad". En este modelo, la ventana de estabilidad tiene una forma aproximadamente triangular, como puede verse en la Figura 3.2. Para valores crecientes de m_{so} , el rango de valores de la constante C para los cuales obtenemos materia extraña estable se hace cada vez más angosto, ya que se hace energéticamente menos favorable convertir quarks *d* en quarks *s*.

Como se ve, el rango de estabilidad absoluta para C que se ha deducido aquí [2, 3], es bien diferente del predicho en trabajos anteriores [88, 89, 90]. Esto se debe a la omisión de las derivadas con respecto a n_B en el gran potencial termodinámico. En el caso de la presión, esta derivada genera una contribución de signo negativo que es justamente la que confina a los quarks. De esta manera, se encuentra que la densidad a la cual la presión de la materia extraña es cero está cerca de la que predice el modelo del MIT. Además, se puede comprobar que la energía por barión es mínima cerca de la densidad nuclear y no lejos ($\approx 8n_0$) como se señalaba anteriormente.

3.2.3 La ecuación de estado a temperatura finita

El potencial termodinámico por unidad de volumen a temperatura finita está dado por la Ec. (3.18). Incluyendo la contribución de un gas de gluones en equilibrio con los quarks (término proporcional a T^4) tenemos:

$$\Omega = \sum_i \Omega_i - \frac{8}{45} \pi^2 T^4 \quad (3.40)$$

donde la suma se extiende sobre todas las partículas y antipartículas.

A partir de la Ec. (3.40) es fácil obtener el número neto de cada especie de partícula por unidad de volumen, la presión total, y la densidad de energía:

$$\Delta n_i = n_i - \bar{n}_i = \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int d^3 p (f_i(T) + \bar{f}_i(T)) \quad (3.41)$$

$$P = \sum_i \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p}{(p^2 + m_i^2)^{1/2}} \left[\frac{p^2}{3} - \frac{C m_i}{n_B} \right] (f_i(T) + \bar{f}_i(T)) + \frac{8}{45} \pi^2 T^4, \quad (3.42)$$

$$\rho = \sum_i \frac{g_i}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 p}{(p^2 + m_i^2)^{1/2}} \left[(p^2 + m_i^2) + \frac{C m_i}{n_B} \right] (f_i(T) + \bar{f}_i(T)) + \frac{8}{15} \pi^2 T^4. \quad (3.43)$$

Como de costumbre, $f_i(T)$ y $\bar{f}_i(T)$ son las funciones de distribución térmica.

Nuevamente, supondremos que la materia extraña está en equilibrio con respecto a las interacciones débiles de la Ec.(3.32), que los neutrinos escapan libremente del sistema y que la materia extraña es eléctricamente neutra, de manera que valen las Ecs. (3.31) y (3.33).

Una vez elegidos los valores de los parámetros (C, m_{so}), la ecuación de estado queda definida en función de dos cantidades, por ejemplo n_B y T .

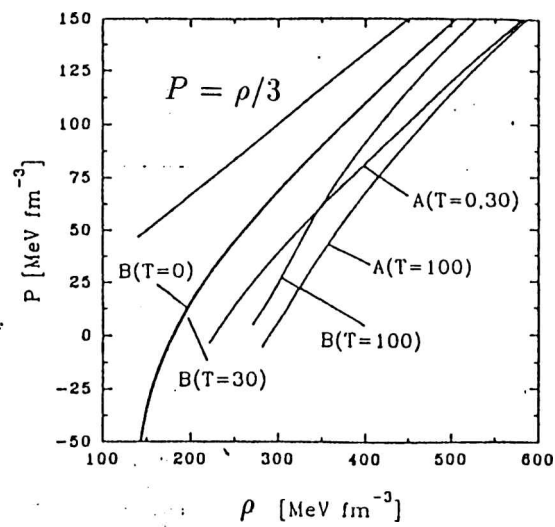


Figura 3.1: La ecuación de estado de la materia extraña en el modelo de masa de los quarks dependiente de la densidad para $T = 0, 30, 100$ MeV. Nótese que para $T \sim 30$ MeV las curvas no difieren del caso $T = 0$.

Caso	$C[\text{MeVfm}^{-3}]$	$m_{s_0}[\text{MeV}]$
A	80	100
B	70	0

Tabla 3.1: Parámetros elegidos para el cálculo de la ecuación de estado.

En la Fig. 3.1 se muestran los resultados del cálculo de la relación P versus ρ con los valores de los parámetros que se indican en la Tabla 3.1 [2, 3].

La dependencia de esta ecuación de estado con la temperatura no es muy grande, al menos para $T \leq 30$ MeV. Esto es así especialmente para el conjunto de parámetros designado con A en donde las curvas para $T = 0$ y $T = 30$ MeV son indistinguibles. Para valores grandes de ρ , la ecuación de estado tiende asintóticamente al límite ultrarrelativista $P = \rho/3$. Notablemente, para un dado valor de ρ , cuanto mayor sea la temperatura, menor es la presión (ver Fig. 3.1). Este comportamiento es muy similar al de las ecuaciones de Walecka [62] para materia de neutrones. Nótese sin embargo que las ecuaciones de Walecka tienden asintóticamente al límite causal $P = \rho$ debido a las interacciones nucleares.

3.2.4 Estabilidad de la materia extraña a temperatura finita

Para analizar la estabilidad de la materia extraña a temperatura finita [3], aplicaremos el mismo criterio empleado en el caso de temperatura cero. Los valores aceptables de (C, m_{s_0}) se obtienen imponiendo que para una dada temperatura T y a presión $P = 0$:

- a) la materia extraña es estable: $\rho/n_B \leq M_{56Fe}/56$.
- y b) la materia de quarks de dos sabores (quarks u y d) no lo es: $\rho/n_B > M_{56Fe}/56$.

En la Figura 3.2 podemos ver la región en el plano (C, m_{s_0}) en la cual se satisfacen ambas condiciones para tres temperaturas distintas $T = 0, 30$ y 40 MeV. Es notable cómo el incremento de la temperatura desplaza a la ventana de estabilidad hacia valores menores de C .

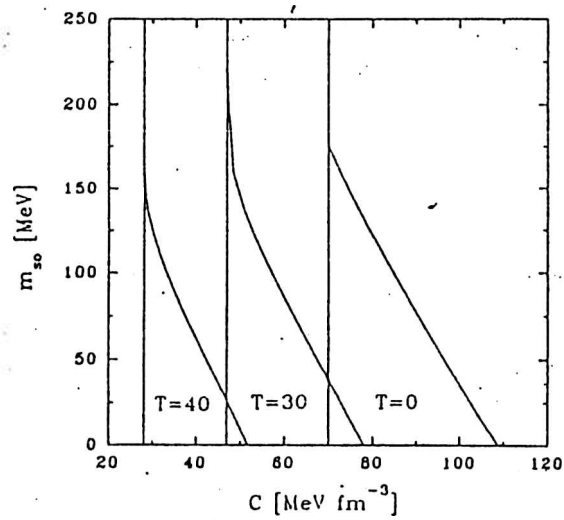


Figura 3.2: Regiones de estabilidad de la materia extraña a diferentes temperaturas (en MeV). La línea vertical corresponde a la condición b) y la línea oblicua a la a). La materia extraña es estable a una temperatura dada si el par de parámetros de la ecuación de estado cae dentro del "triángulo" de estabilidad correspondiente a esa temperatura [2, 3].

Si queremos que la materia extraña sea estable a $T = 0$ debemos elegir un par de valores (C, m_{so}) dentro del “triángulo” correspondiente a $T = 0$ en la Fig. 3.2. Como el “triángulo” de estabilidad se mueve hacia la izquierda al incrementarse la temperatura, existe una temperatura crítica T_c para la cual el punto elegido (C, m_{so}) queda justo en el borde del triángulo correspondiente a T_c . Por encima de esta T_c no existe materia absolutamente estable (esto es, estable a $T = 0$) para esa elección de parámetros. Nótese que este planteo vale para $P = 0$; bajo una presión externa finita, el decaimiento a ${}^{56}\text{Fe}$ comenzará a temperaturas mayores.

La temperatura crítica máxima corresponde al par de parámetros $(C = 70 \text{ MeV fm}^{-3}, m_{so} = 0)$ y vale $T_{c,max} = 34 \text{ MeV}$. Los “triángulos” de estabilidad correspondientes a temperaturas mayores no se superponen con el de $T = 0$ (ver Fig. 3.2).

Teniendo en cuenta que el espacio de parámetros libres de esta ecuación de estado es diferente al del modelo del MIT, resulta curioso el comportamiento similar con la temperatura que muestran el parámetro C de este modelo y el B del MIT (Cf. [16]).

3.3 Resumen

Hemos descripto las dos ecuaciones de estado a temperatura finita que serán utilizadas en esta Tesis para caracterizar la materia de quarks.

En el modelo en el cual la masa de los quarks depende de la densidad de bariones [2, 3], la ecuación de estado resultante es más dura a bajas densidades que la del modelo del MIT. A altas densidades, al igual que el modelo del MIT, tiende al comportamiento ultrarrelativista $P = \rho/3$ esperado, debido a la libertad asintótica de los quarks. A temperaturas muy altas y bajas presiones la ecuación de estado se hace más blanda que la del MIT.

Se han encontrado, además, las regiones en el plano de los parámetros (C, m_{so}) para las cuales la materia extraña en *bulk* es absolutamente estable. Éstas son muy parecidas a las encontradas por Farhi y Jaffe [14] en el modelo del MIT. Los parámetros C y B de ambos modelos tienen un comportamiento similar en función de la temperatura (Cf. [15, 16, 17]).

La principal conclusión que surge del análisis realizado es que las propiedades de la materia extraña son muy similares en el modelo de masa de los quarks dependiente de la densidad y en el modelo del MIT, contrariamente a lo que se había establecido en trabajos anteriores.

Si bien los modelos son diferentes, la libertad asintótica, el confinamiento y las condiciones de estabilidad impuestas sobre los parámetros de ambos modelos parecen ser suficientes para que la materia de quarks tenga características similares en ambas formulaciones.

4

Transición de materia hadrónica a materia de quarks

En este Capítulo nos interesaremos en la transición de deconfinamiento de la materia hadrónica a materia de quarks en presencia de un gas de neutrinos atrapados ¹. Situaciones de este tipo se encuentran durante las últimas etapas del colapso de las estrellas masivas y durante el nacimiento de las estrellas de neutrones (Cap. 6). Como se mostrará en lo que sigue, el rol de estos neutrinos es determinante en el establecimiento de las condiciones de deconfinamiento, ya que empujan las densidades de deconfinamiento de la materia hadrónica hacia valores mayores que los que aparecen cuando los neutrinos están ausentes [5].

La libertad asintótica de los quarks parece garantizar la existencia de una fase de alta densidad de la materia en la cual los grados de libertad relevantes son quarks y gluones [11]. Sin embargo, es difícil modelar con precisión la transición a este estado aun en las condiciones más extremas de temperatura y densidad que aparecen en los objetos estelares, ya que el problema involucra física en el régimen no perturbativo de la QCD.

La transición de fase de deconfinamiento de los hadrones a altas

¹Que los neutrinos estén "atrapados" indica que su camino libre medio es muy pequeño debido a la alta densidad, de manera que se los puede considerar (en buena aproximación) en equilibrio térmico con la materia.

temperaturas y bajas densidades ha sido estudiada mediante cálculos de QCD en la red. Los resultados parecen indicar que la transición es improbable en esas condiciones [95]. Sin embargo, estos cálculos no representan necesariamente el comportamiento de la materia en el rango de temperaturas comparativamente mucho menores y densidades mucho más altas que aparecen en astrofísica.

Se han utilizado teorías de campo efectivo para estudiar la transición de fase a alta densidad, por la posibilidad que tienen de dar una descripción no perturbativa de los fenómenos de interacción fuerte [96, 97]. El modelo de Skyrme permite el desarrollo de una ecuación de estado para la materia densa, que presenta una transición de fase de primer orden a altas densidades hacia un estado que puede ser interpretado como materia de quarks. La ecuación de estado de esta fase de skyrmiones puede ser bien reproducida por expresiones similares a las del modelo del MIT (Sec. 3.1) [98].

En otro orden de cosas, Glendenning [48] ha desarrollado una técnica para el tratamiento de transiciones de fase de primer orden en los llamados sistemas complejos (sistemas con más de una carga conservada). La suposición básica de este desarrollo es que “para sistemas complejos las cargas conservadas pueden ser compartidas por las dos fases en equilibrio en diferentes concentraciones en cada fase. Como consecuencia, a una dada temperatura existe una *fase mezclada* en la cual la presión y la densidad de cada fase varían de manera continua con la proporción de las fases en equilibrio, y no son una constante como en el caso de sistemas simples de un solo componente”. Esta técnica ha sido aplicada [99, 100, 48, 101] para estudiar la transición de fase de materia hadrónica a materia extraña. Esta transición tiene dos cargas conservadas (bariónica y eléctrica) y por lo tanto se obtienen los resultados que ya se mencionaron anteriormente: aparece una fase en la cual la materia nuclear y la de quarks (ambas en equilibrio β) coexisten junto con un gas uniforme de electrones en un rango finito de presiones.

Este tratamiento es correcto en el estudio de la fase mezclada que aparecería en una estrella híbrida con un núcleo de materia de quarks y una envoltura de materia hadrónica, pero no en el estudio del proceso mismo de la transición [5]. Esto es así porque la transición a materia extraña no es directa sino que ocurre en dos pasos. Primero, los

hadrones que componen la materia nuclear son deconfinados en una escala de tiempo de las interacciones fuertes ($\sim 10^{-23}$ segundos) a materia de quarks, dejando un gas de quarks que no está en equilibrio frente a las interacciones débiles. Esto es, se produce la usualmente llamada “materia de quarks de dos sabores”. Luego, las interacciones débiles equilibrarán químicamente el sistema en una escala de tiempo de $\sim 10^{-8}$ segundos. Según esto, el estudio de una fase mezclada tiene significado sólo luego de que se haya producido el equilibrio β en la fase de quarks y, lo que es más importante, *sólo si* la materia alcanza las condiciones para que el deconfinamiento ocurra. Como resultado de estos decaimientos débiles, se produce la materia extraña, la temperatura se incrementa significativamente y se genera una gran cantidad de neutrinos adicionales [102, 103, 104, 105, 106, 107].

En este Capítulo se analizará el proceso de deconfinamiento considerando una transición de fase en la cual las abundancias por barión de cada sabor de quarks y de cada clase de leptón permanecen invariantes en ambas fases (la confinada y la deconfinada), ya que las interacciones débiles no pueden operar en una escala de tiempo de las interacciones fuertes. De esta manera, la carga eléctrica, el número bariónico y la extrañeza se conservan automáticamente en la transición haciendo que el proceso de deconfinamiento se comporte como la transición de fase de un sistema simple con una carga conservada (y no como un sistema complejo) [5].

El carácter esencialmente diferente de una transición en un sistema simple y en uno complejo se origina en el hecho de que en estos últimos las cargas conservadas pueden ser compartidas por las dos fases en equilibrio con diferentes concentraciones en cada fase, de manera consistente con las leyes de conservación de las distintas “cargas” [48]. En cambio, en una transición de deconfinamiento se conservan las abundancias individuales de cada sabor de quark y cada especie leptónica, lo cual asegura la conservación de la carga eléctrica, la extrañeza, etc., de manera que la transición se comporta como la de un sistema simple. Debido a que la presión total y la densidad de cada fase en equilibrio son independientes de las proporciones de las fases, éstas serían separadas por cualquier campo externo que distinguiera entre ellas, tal como la gravedad, que distingue sus diferentes densidades. Por esta razón, tampoco serían posibles las fases mezcladas en equilibrio fuerte. Sin em-

bargo, nótese que la fase deconfinada es inestable ante los decaimientos débiles, y por lo tanto la gravedad no tiene el tiempo suficiente para separar ambas fases. Pero lo que es importante resaltar es que existe una diferencia esencial entre una transición de deconfinamiento y la transición de fase de un sistema con más de una carga conservada.

Si bien la fase deconfinada tiene una vida muy corta, el estudio que aquí se presenta es esencial para *determinar si la transición a materia de quarks comienza o no en condiciones astrofísicas* [5]. La evolución temporal subsiguiente de la materia de quarks recién deconfinada está fuera del alcance de este tratamiento. Un estudio del decaimiento de materia de quarks pura de dos sabores a materia extraña se ha realizado en [102, 103, 104, 105].

Es de esperar que la transición de materia hadrónica a materia de quarks ocurra en una variedad de situaciones físicamente diferentes que abarcan tanto a las colisiones de iones pesados como a la astrofísica. Nos concentraremos en este problema en el caso astrofísico. Hay dos tipos de objetos estelares en los cuales la transición ha sido estudiada: las estrellas de neutrones [108, 109, 110] y las protoestrellas de neutrones [99, 100, 5, 6]. Las estrellas de neutrones son objetos fríos ($T \approx 0$) y han evolucionado el tiempo suficiente como para desprenderse del contenido inicial de neutrinos (el potencial químico de los neutrinos es esencialmente cero). Las protoestrellas de neutrones son objetos que se forman luego del colapso gravitacional de una estrella masiva [111, 112]. Tienen temperaturas muy altas en su interior (algunas decenas de MeV) y una gran cantidad de neutrinos atrapados, esto es, el camino libre medio de los neutrinos es mucho más corto que el tamaño de la protoestrella de neutrones. Al enfriarse tienden asintóticamente a estrellas de neutrones.

Haremos dos aproximaciones en el estudio del deconfinamiento. Primero, por simplicidad, despreciaremos el trabajo asociado con la formación de burbujas, esto es, consideraremos ambas fases en "bulk". Segundo, en buena parte del Capítulo consideraremos sólo neutrinos del electrón. Esto es representativo de las condiciones alcanzadas durante el colapso gravitacional de una estrella masiva. Por completitud analizaremos también la transición en presencia de neutrinos del muón.

4.1 Modelo simple del deconfinamiento a $T = 0$

Estamos interesados en la transición a materia de quarks en las últimas etapas de la evolución de estrellas masivas y durante la evolución de la protoestrella de neutrones formada luego de la explosión de una supernova. En tales condiciones, el camino libre medio de los neutrinos es extremadamente corto (~ 1 metro en el centro de la estrella [113]), de manera que la materia contiene una gran cantidad de neutrinos atrapados en equilibrio térmico. La temperatura puede alcanzar los ~ 50 MeV. A continuación realizaremos un análisis muy simple a temperatura cero que permite esclarecer cualitativamente el efecto de los neutrinos atrapados en la transición [5].

Consideraremos la fase hadrónica formada por protones y neutrones no relativistas, y electrones y neutrinos ν_e relativistas a temperatura cero. Despreciaremos las interacciones entre todas estas partículas. La ecuación de estado resultante es la descrita en la Subsección 2.1.2.

Los neutrones y los protones están compuestos por quarks u y d , de manera que luego del deconfinamiento, la fase de quarks contiene sólo u , d , e y ν_e . Por simplicidad supondremos que todas estas partículas son no masivas, de manera que la presión está dada por:

$$\begin{aligned} P_q(\mu_u, \mu_d, \mu_e^q, \mu_{\nu_e}^q) &= P_u + P_d + P_e + P_{\nu_e} - B \\ &= \frac{\mu_u^4}{4\pi^2} + \frac{\mu_d^4}{4\pi^2} + \frac{\mu_e^{q4}}{12\pi^2} + \frac{\mu_{\nu_e}^{q4}}{24\pi^2} - B. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Las densidades de partículas son:

$$n_u = \frac{\mu_u^3}{\pi^2}, \quad (4.2)$$

$$n_d = \frac{\mu_d^3}{\pi^2}, \quad (4.3)$$

$$n_e^q = \frac{\mu_e^{q3}}{3\pi^2}, \quad (4.4)$$

$$n_{\nu_e}^q = \frac{\mu_{\nu_e}^{q3}}{6\pi^2}, \quad (4.5)$$

y la densidad de número bariónico es $n_B^q = (n_u + n_d)/3$.

Las condiciones termodinámicas que describen una transición entre las dos fases son:

a) **Equilibrio de presiones:**

$$P_h(\mu_p, \mu_{\nu_e}) = P_q(\mu_u, \mu_d, \mu_e^q, \mu_{\nu_e}^q). \quad (4.6)$$

b) **Equilibrio químico**, esto es, igualdad de la energía de Gibbs por barión en ambas fases:

$$g_h(\mu_p, \mu_{\nu_e}) = g_q(\mu_u, \mu_d, \mu_e^q, \mu_{\nu_e}^q), \quad (4.7)$$

siendo (por definición)

$$g_h(\mu_p, \mu_{\nu_e}) = Y_n \mu_n + Y_p \mu_p + Y_e \mu_e + Y_{\nu_e} \mu_{\nu_e} \quad (4.8)$$

$$g_q(\mu_u, \mu_d, \mu_e^q, \mu_{\nu_e}^q) = Y_u^q \mu_u + Y_d^q \mu_d + Y_e^q \mu_e^q + Y_{\nu_e}^q \mu_{\nu_e}^q \quad (4.9)$$

para hadrones y quarks respectivamente. La cantidad $Y_i^j = n_i^j/n_B^j$ es la abundancia de las partículas de la especie i en la fase j . El superíndice q se refiere a la materia de quarks y el h a la materia hadrónica. Estos superíndices se omitirán cuando no resulten necesarios.

c) **Condición de deconfinamiento:** El deconfinamiento de la materia hadrónica es un proceso que ocurre en una escala de tiempo muy rápida (típica de las interacciones fuertes), de manera que las interacciones débiles no tienen tiempo de operar y por lo tanto la abundancia por barión de cada una de las partículas u , d , e y ν_e debe ser la misma en la fase hadrónica y en la fase de quarks:

$$Y_i^q = Y_i^h \quad i = u, d, e, \nu_e. \quad (4.10)$$

Nótese que esta condición implica automáticamente que si la fase hadrónica tiene carga eléctrica nula, la fase de quarks también.

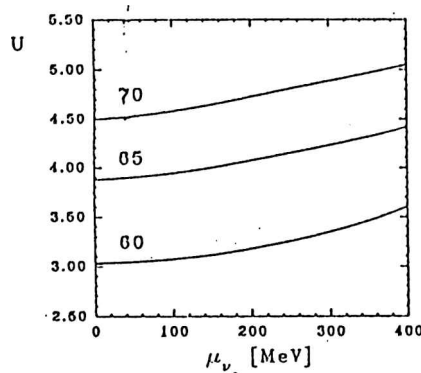


Figura 4.1: Resultados del modelo simple de la Sec. 4.1. $U = \rho_h/\rho_0$, siendo $\rho_0 = 2.7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Distintas curvas corresponden a distintos valores de la constante de la Bolsa B [5].

Teniendo en cuenta que los protones están constituidos por dos quarks u y uno d , y los neutrones por uno u y dos d , la condición de deconfinamiento impone:

$$Y_u^h = 2Y_p + Y_n \quad (4.11)$$

$$Y_d^h = Y_p + 2Y_n \quad (4.12)$$

Asimismo, tenemos por definición: $Y_u^q = n_u/n_B^q$, $Y_d^q = n_d/n_B^q$, $Y_e^q = n_e^q/n_B^q$ y $Y_{\nu_e}^q = n_{\nu_e}^q/n_B^q$.

Eliminando n_B^q tenemos,

$$Y_d^q/Y_u^q = n_d/n_u, \quad (4.13)$$

$$Y_e^q/Y_u^q = n_e^q/n_u \quad (4.14)$$

y

$$Y_{\nu_e}^q/Y_u^q = n_{\nu_e}^q/n_u, \quad (4.15)$$

o equivalentemente:

$$\mu_d = \left(\frac{Y_d^q}{Y_u^q} \right)^{1/3} \mu_u \quad (4.16)$$

$$\mu_e^q = \left(\frac{3Y_e^q}{Y_u^q} \right)^{1/3} \mu_u \quad (4.17)$$

$$\mu_{\nu_e}^q = \left(\frac{6Y_{\nu_e}^q}{Y_u^q} \right)^{1/3} \mu_u \quad (4.18)$$

El problema se puede resolver fácilmente como sigue: como ya se ha visto, el estado de la fase nuclear depende sólo de μ_p y μ_{ν_e} . Con μ_p y μ_{ν_e} se pueden calcular n_p , n_n , n_e , n_{ν_e} , y por lo tanto Y_p , Y_n , Y_e , Y_{ν_e} , $Y_u^h = 2Y_p + Y_n$, y $Y_d^h = Y_p + 2Y_n$. Se obtiene entonces, usando la Ec. (4.10), la abundancia de cada partícula en la fase de quarks. Usando las Ecs. (4.16 - 4.18) el estado de la fase de quarks depende sólo de μ_u . Fijando el valor de μ_{ν_e} , las Ecs. (4.6) y (4.7) nos permiten obtener μ_p y μ_u . Entonces, la densidad de energía de la materia hadrónica a la cual ésta se deconfina depende sólo de una variable (a $T = 0$), por ejemplo, μ_{ν_e} .

Los resultados están dados en la Figura 4.1 para diferentes valores de μ_{ν_e} y de la constante B del modelo del MIT. Se encuentra que la densidad de transición de fase es una función creciente del potencial químico del neutrino del e^- . Éste será, cualitativamente, el mismo resultado que encontraremos en la Sección siguiente. No lo será cuantitativamente, como consecuencia de las grandes diferencias entre la aproximación de gas ideal a $T = 0$ y la ecuación de estado hiperónica a T finita que se utilizará.

4.2 Deconfinamiento a temperatura finita

Para un estudio más significativo de la transición describiremos a la materia hadrónica y a la materia de quarks por medio de las ecuaciones de estado dadas en las Secciones 2.5 y 3.1 respectivamente [5]. Analizaremos dos situaciones diferentes: una con sólo ν_e 's atrapados en la materia y otra con ν_e 's y ν_μ 's.

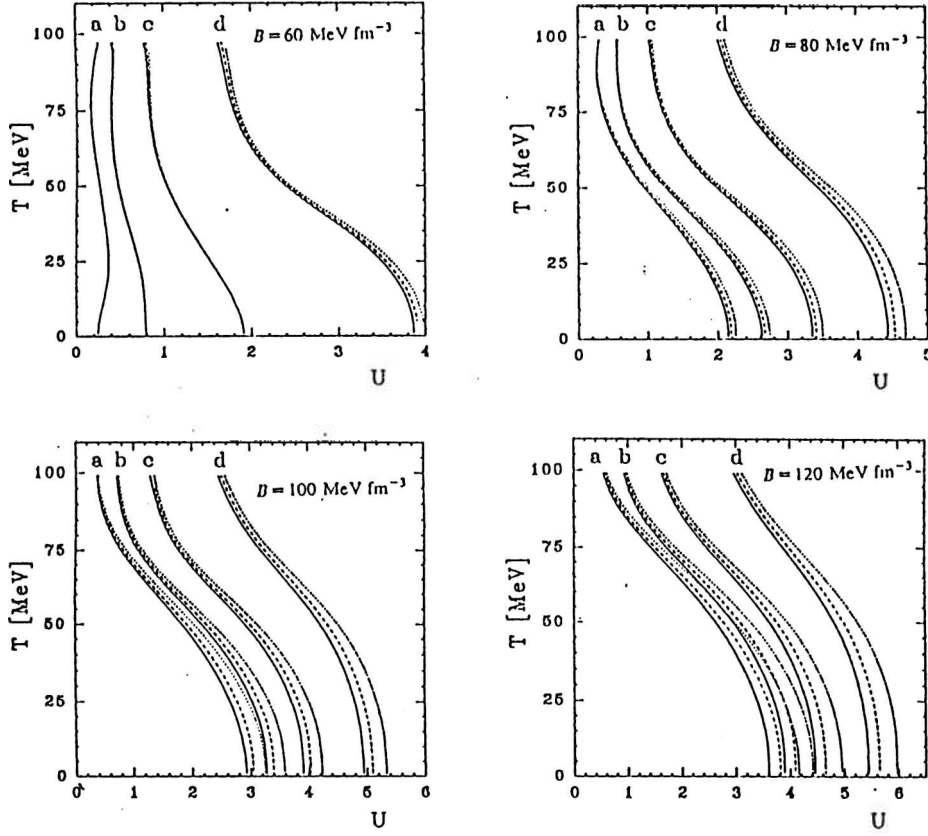


Figura 4.2: Resultados del tratamiento completo de la Sec. 4.2 para distintos valores de B . Las letras a , b , c y d corresponden a $\mu_{\nu_e} = 0, 100, 200$, y 300 MeV respectivamente. Las líneas llenas, de trazos y de puntos indican valores de $m_s = 100, 150$ y 200 MeV respectivamente.

Al igual que en la Subsección anterior, aplicaremos el criterio de Gibbs, i.e. igualdad de presión, temperatura y energía de Gibbs por barión en ambas fases

$$P_q = P_h, \quad (4.19)$$

$$T_q = T_h, \quad (4.20)$$

$$g_q = g_h. \quad (4.21)$$

La energía de Gibbs por barión es

$$g = \sum_i Y_i \mu_i. \quad (4.22)$$

La suma se realiza sobre todas las partículas que componen cada fase, esto es, para la fase hadrónica $i = n, p, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^-, \Xi^0, \mu, e, \nu_e$ y ν_μ , y para la fase de quarks $i = u, d, s, \mu, e, \nu_e$ y ν_μ . La condición de deconfinamiento nos da los siguientes vínculos:

$$Y_i^q = Y_i^h, \quad (4.23)$$

con $i = u, d, s, \mu, e, \nu_e$ y ν_μ . Teniendo en cuenta la conformación de cada clase de hadrón en función de sus quarks constituyentes, la parte hadrónica de la condición anterior queda expresada como

$$Y_u^h = 2Y_p + Y_n + Y_\Lambda + 2Y_{\Sigma^+} + Y_{\Sigma^0} + Y_{\Xi^0}, \quad (4.24)$$

$$Y_d^h = Y_p + 2Y_n + Y_\Lambda + Y_{\Sigma^0} + 2Y_{\Sigma^-} + Y_{\Xi^-}, \quad (4.25)$$

y

$$Y_s^h = Y_\Lambda + Y_{\Sigma^+} + Y_{\Sigma^0} + Y_{\Sigma^-} + 2Y_{\Xi^0} + 2Y_{\Xi^-}. \quad (4.26)$$

Con estas ecuaciones la transición queda unívocamente determinada a una dada temperatura por los valores de μ_{ν_e} y μ_{ν_μ} . Los resultados de estos cálculos se pueden ver en las Figs. 4.2, 4.3 y 4.4.

En la Fig. 4.2 se muestra la densidad de la materia hadrónica a la cual se produce el deconfinamiento para diferentes temperaturas y potenciales químicos del neutrino del electrón, suponiendo que no

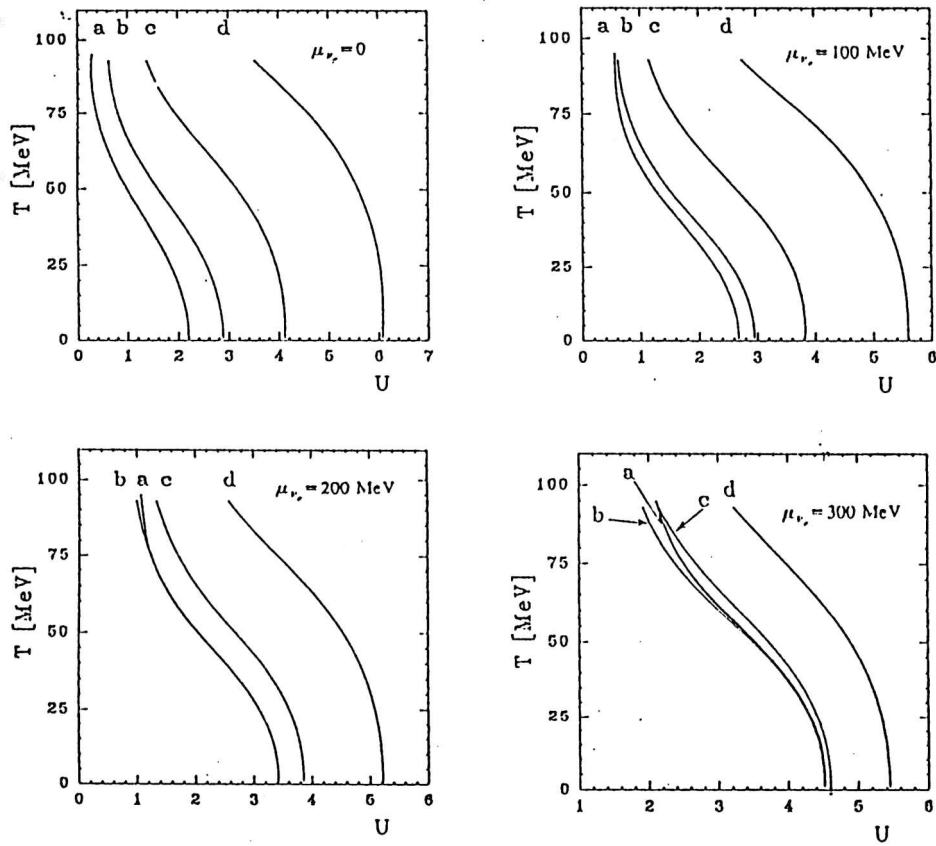


Figura 4.3: Idem Fig. 4.2 con distintos valores de μ_{ν_s} (indicados en cada gráfico), pero en presencia de un gas de neutrinos muónicos. Aquí las letras a , b , c , y d corresponden a $\mu_{\nu_\mu} = 0, 100, 200$ y 300 MeV respectivamente. Se toma $B = 80$ MeV fm $^{-3}$ y $m_s = 150$ MeV.

hay ν_μ 's en el sistema. Se nota claramente que para un dado valor de B , como consecuencia de la presencia de neutrinos atrapados, el deconfinamiento ocurre a densidades mayores que en el caso de materia sin neutrinos.

El efecto de los neutrinos del muón es análogo y puede verse en las Figs. 4.3. El efecto es claro cuando μ_{ν_μ} es del orden de μ_{ν_e} , en caso contrario, las condiciones de transición son dominadas por el tipo de neutrino con potencial químico mayor. En dichos gráficos asumimos un valor fijo para μ_{ν_μ} y los mismos valores de μ_{ν_e} considerados en la Fig. 4.2. En este caso, para la fase de quarks se considera $B = 80 \text{ MeV fm}^{-3}$ y $m_s = 150 \text{ MeV}$.

Debido a la presencia de hadrones extraños en la fase nuclear, el deconfinamiento produce materia de quarks con extrañeza finita, y no materia de dos sabores como en el ejemplo simple de la sección anterior. Esto se puede ver en las Figs. 4.4 donde se muestra la densidad de número de partículas en la fase de quarks.

4.3 Discusión

Hemos mostrado que la presencia de un gas de neutrinos atrapados en la materia hadrónica hace que la densidad de deconfinamiento a materia de quarks sea apreciablemente mayor que cuando los neutrinos no están presentes [5].

Debido a la presencia de hadrones extraños en la fase nuclear a altas densidades, el deconfinamiento produce materia de quarks con extrañeza finita que *no* está en equilibrio frente a las interacciones débiles y decaerá a materia extraña en una escala de tiempo de $\sim 10^{-8}$ segundos. Si bien el estado que se alcanza como resultado de la transición de deconfinamiento es inestable, es un estado intermedio inevitable en la transición hacia la configuración de mínima energía, la materia extraña.

La transición de fase considerada debe ocurrir como un proceso de nucleación de burbujas. La nucleación de burbujas de materia de quarks dentro de la materia hadrónica, ha sido estudiada en condiciones típicas de las estrellas de neutrones frías ($T = 0$ y $\mu_{\nu_e} = 0$) [108, 109, 110, 114, 50]. Debido a las incertezas en el valor de la constante B y en la tensión superficial de la materia de quarks, no resulta posible hacer una

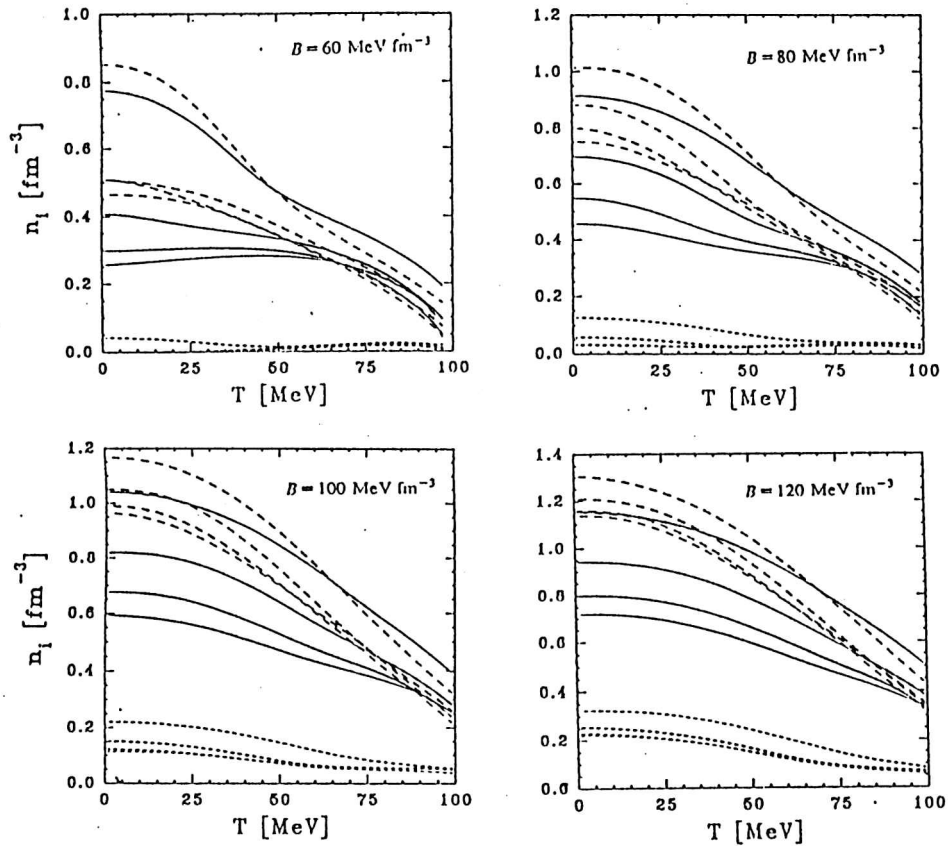


Figura 4.4: Las densidades de número de partículas de los quarks u (línea llena), d (línea de trazos largos), y s (línea de trazos cortos) en la fase deconfinada en función de la temperatura T para distintos valores de B y con $m_s = 150 \text{ MeV}$. Se asume que no hay ν_μ 's en el sistema.

estimación segura del tiempo involucrado en el crecimiento de burbujas. Sin embargo, en las condiciones de alta temperatura que nos interesan, es esperable un crecimiento rápido, de manera que el tratamiento en “bulk” de la transición no resulta una mala aproximación.

El hecho de que la densidad de deconfinamiento sea empujada hacia arriba por los neutrinos atrapados debe tener consecuencias decisivas sobre la posibilidad de existencia de materia extraña en los objetos astrofísicos en los que hay gran cantidad de neutrinos atrapados, como las supernovas o las estrellas de neutrones recién formadas.

En el Capítulo 6 se analizará en detalle la posibilidad de que esta transición ocurra en las estrellas de neutrones, y el efecto de la transición sobre la evolución posterior de estas estrellas y sobre las explosiones de supernova.

5

Propagación de la transición: fenómenos de combustión

La transición de materia hadrónica a materia de quarks debe comenzar con el deconfinamiento de la materia hadrónica y luego continuar con el decaimiento de los quarks recién deconfinados hacia un estado de menor energía, la materia extraña. Debido a la gran cantidad de energía que puede ser liberada en estos procesos, es de esperar que una vez formada la primera semilla de materia de quarks, la transición se propague de manera explosiva hacia el resto de la materia hadrónica. Desde un punto de vista hidrodinámico, la propagación de la conversión es un proceso de combustión relativista de fluidos. La conversión se produce en una región finita del fluido llamada *llama*, la cual separa la región ocupada por el fluido *no quemado* (en este caso materia nuclear) de la ocupada por el fluido *quemado* (materia extraña).

Los fenómenos de combustión pueden ocurrir de dos maneras esencialmente diferentes,

- como *deflagración* (también llamada combustión lenta)
- o como *detonación*.

En el primer caso, la propagación a través del fluido no quemado es consecuencia de la transferencia directa de calor desde el material

en combustión hasta el material que todavía no se ha quemado. En el segundo, una onda de choque calienta el gas no quemado produciendo su ignición. En este caso la velocidad de combustión será la velocidad del shock, esto es, supersónica [115].

El análisis que se presenta aquí es independiente de los procesos irreversibles que describen el mecanismo interno de la región de combustión, ya que considera a la llama como una simple discontinuidad entre los dos fluidos en cuestión. Esta discontinuidad puede ser vista como el caso límite de gradientes muy grandes (pero finitos) en las variables del flujo a través de una región cuyo ancho tiende a cero [116]. Un análisis completo debería incorporar en detalle los procesos de deconfinamiento de la materia nuclear, el decaimiento posterior a materia extraña por medio de interacciones débiles, y tener en cuenta la extensión finita de la zona de combustión así como los procesos de conducción del calor, difusión y viscosidad que ocurren en la llama. Sin embargo, pueden obtenerse conclusiones sustanciales a partir de un análisis simple que incluye solamente el uso de las ecuaciones hidrodinámicas.

En este Capítulo, luego de presentar los principales aspectos de la teoría de ondas de choque y de la combustión, se analiza la posibilidad de que la combustión de materia nuclear a materia extraña sea exotérmica, y pueda por lo tanto propagarse espontáneamente una vez que se ha producido la primera porción de materia extraña. A continuación se analizan los dos modos hidrodinámicos de propagación de la combustión en condiciones similares a las que se esperan en las estrellas de neutrones.

5.1 Ondas de choque relativistas

Las condiciones que deben cumplirse a través del frente de una onda de choque¹ son: conservación de los flujos de energía, momentum y número bariónico neto. Utilizando estas condiciones se obtiene un conjunto de ecuaciones que relacionan el estado del fluido delante de la onda de choque con el estado del fluido detrás de la misma, y dan las velocidades en ambas regiones con respecto a un sistema de referencia en el cual

¹Por brevedad también se la denominará *shock*.

la onda de choque está en reposo [117, 115, 1, 118, 119, 116]. Las ecuaciones son las siguientes ²:

$$X_2 w_2 - X_1 w_1 = (P_2 - P_1)(X_2 + X_1), \quad (5.1)$$

$$j^2 = -\frac{(P_2 - P_1)}{(X_2 - X_1)}, \quad (5.2)$$

$$v_1^2 = \frac{(P_2 - P_1)(E_2 + P_1)}{(E_2 - E_1)(E_1 + P_2)}, \quad (5.3)$$

$$v_2^2 = \frac{(P_2 - P_1)(E_1 + P_2)}{(E_2 - E_1)(E_2 + P_1)}. \quad (5.4)$$

Las ecuaciones (5.1) y (5.2) reciben el nombre de adiabática de Taub y recta de flujo bariónico respectivamente. El subíndice "1" corresponde al lado no chocado y el subíndice "2", al chocado; $j = n_{B1}u_1 = n_{B2}u_2$ es el flujo bariónico, $w_i = E_i + P_i$ es la entalpía y $X_i = (E_i + P_i)/n_{B_i}^2$ se denomina volumen generalizado, y es el análogo del volumen específico en combustión no relativista [118]. Nótese que las velocidades v_i están en unidades de la velocidad de la luz c . Dada una ecuación de estado $P(E)$ y el estado del fluido no chocado, las ecuaciones (5.1) y (5.2) nos permiten conocer el estado (P_2, X_2) del fluido chocado para un valor dado del flujo bariónico j . El punto (P_2, X_2) debe estar ubicado sobre la adiabática de Taub y por encima del punto (P_1, X_1) para que el salto de entropía a través del shock sea positivo (ver Figura 5.1). Esto da como resultado las siguientes desigualdades:

- $P_1 < P_2$
- $X_1 > X_2$
- $n_1 < n_2$
- $u_1 > u_2$
- $u_1 \geq u_{s1}$

²A lo largo de este capítulo se denominará con la letra E (en vez de ρ) a la densidad de energía.

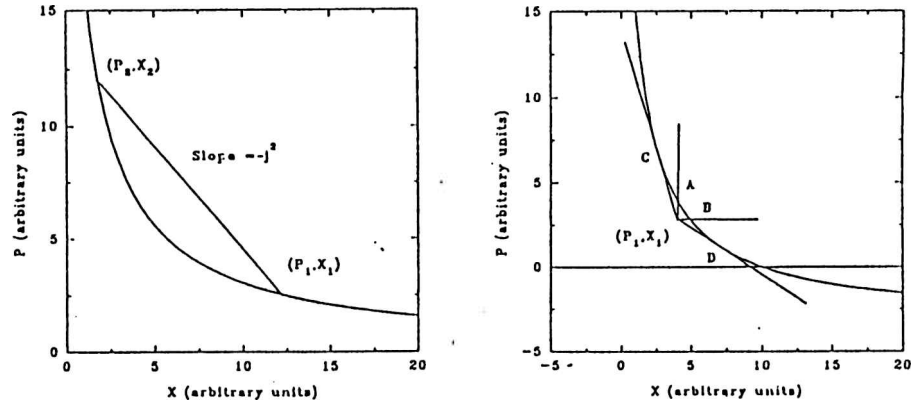


Figura 5.1: A la izquierda, la adiábata de Taub para ondas de choque relativistas en materia nuclear y a la derecha, para la combustión de materia nuclear en materia extraña.

$$\bullet u_2 \leq u_{s2}$$

siendo $u_i = v_i / (1 - v_i^2)$ la cuadrivelocidad del fluido, c_{si} la velocidad del sonido y u_{si} la cuadrivelocidad del sonido.

Utilizando las Ecs. (5.3) y (5.4) encontramos la velocidad relativa definida por medio de $v_{12} = (v_1 - v_2) / (1 - v_1 v_2)$ [115]:

$$v_{12}^2 = \frac{(P_2 - P_1)(E_2 - E_1)}{(E_1 + P_2)(E_2 + P_1)}. \quad (5.5)$$

5.2 Teoría relativista de la combustión

El problema de la combustión está relacionado íntimamente con el de las ondas de choque. Supongamos que cierto fluido al que llamaremos *no quemado* se convierte, por medio de cierta reacción, en otro fluido al que llamaremos *quemado*. Para que el proceso de combustión pueda propagarse espontáneamente, debe ser exotérmico. De esta manera, la energía liberada por la reacción en un punto del fluido puede ser suficiente para que la reacción se inicie en puntos vecinos. La condición de exotermicidad viene dada por [118, 119]

$$E_2(P, X) < E_1(P, X), \quad (5.6)$$

siendo $E_2(P, X)$ y $E_1(P, X)$ las energías por unidad de volumen del gas quemado y no quemado respectivamente, evaluadas en el mismo estado termodinámico como funciones de la presión P y el volumen generalizado $X = (E + P)/n_B^2$. Ésta es una condición necesaria pero no suficiente para que se produzca la combustión.

La combustión tiene lugar en una región a la que llamaremos *llama*, que separa el fluido quemado del no quemado. Si el ancho de la llama es despreciable en comparación con las dimensiones del problema, podemos tratarla como a una superficie de discontinuidad. De esta manera, las ecuaciones que gobiernan la combustión son idénticas a las ecuaciones para las ondas de choque. Sin embargo, debido a la diferente composición de ambos fluidos, el punto (P_1, X_1) , que corresponde al fluido no quemado, no está ubicado sobre la adiabática de combustión. Podemos distinguir dos tipos de procesos de combustión diferentes que son compatibles con las ecuaciones hidrodinámicas: las detonaciones y las deflagraciones [118] (ver Fig. 5.1).

La porción de la adiabática entre los puntos A y B corresponde a un flujo bariónico imaginario y carece de significado físico. La porción por encima de A corresponde a las detonaciones, y por debajo de B a las deflagraciones. Existen dos puntos, C y D, en los cuales la recta de flujo bariónico es tangente a la adiabática de Taub. El punto C corresponde a la llamada detonación de Chapman-Jouguet y el punto D, a la llamada deflagración de Chapman-Jouguet. Sólo son posibles las detonaciones por encima del punto C (llamadas detonaciones fuertes) y las deflagraciones entre los puntos B y D (llamadas deflagraciones débiles), ya que el salto de entropía a través de la llama debe tener signo positivo. Las detonaciones débiles (entre los puntos A y C) y las deflagraciones fuertes (por debajo del punto D) están prohibidas.

Teniendo en cuenta las condiciones anteriores, surgen las desigualdades que se enumeran a continuación.

Para detonaciones,

- $v_1 > c_{s1}$
- $P_2 > P_1$

- $X_2 < X_1$

Para deflagraciones,

- $v_1 < c_{s1}$
- $P_2 < P_1$
- $X_2 > X_1$

Además, las velocidades satisfacen las siguientes desigualdades:

- Detonaciones fuertes $v_2 < c_{s2}$.
- Detonaciones débiles $v_2 > c_{s2}$.
- Detonaciones de Chapman-Jouguet $v_2 = c_{s2}$.
- Deflagraciones fuertes $v_2 > c_{s2}$.
- Deflagraciones débiles $v_2 < c_{s2}$.
- Deflagraciones de Chapman-Jouguet $v_2 = c_{s2}$.

5.3 Condición necesaria para la combustión

Analizaremos la combustión de materia nuclear a materia extraña en condiciones similares a las que aparecen en las estrellas de neutrones. Una vez formada la primera semilla de materia extraña es posible convertir el resto de la estrella de neutrones si la reacción de conversión es exotérmica. En este caso, la energía liberada por la reacción en un punto puede encender la reacción en los puntos cercanos de manera que ésta se propague espontáneamente hacia el resto de la estrella. Si la reacción fuera endotérmica, sería necesario suministrar continuamente calor exterior al sistema para sostenerla.

De la teoría de combustión para fluidos relativistas sabemos que (Ec. (5.6)) $E_2(P, X) < E_1(P, X)$. Usando la ecuación de estado para la materia extraña $E = 3P + 4B$, se tiene

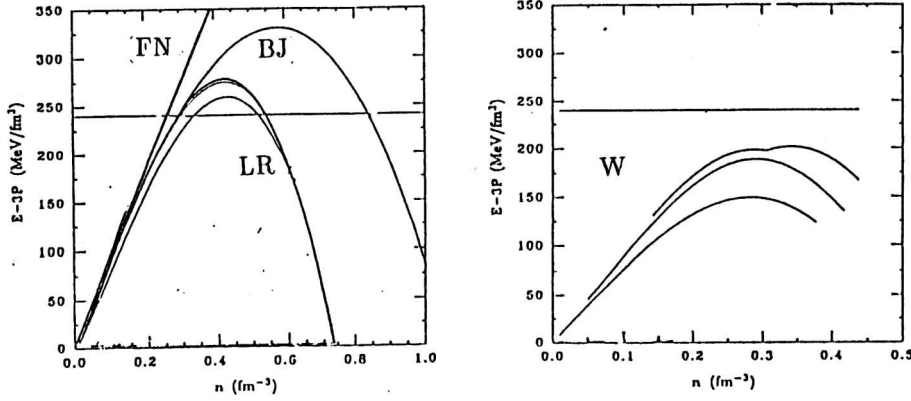


Figura 5.2: A la izquierda, $E - 3P$ para las ecuaciones de estado de neutrones libres ($T = 0$), Bethe & Johnson ($T = 0$) y Lattimer & Ravenhall ($T = 0, 30$ y 100 MeV). A la derecha, $E - 3P$ para la ecuación de estado de Walecka ($T = 0, 30$ y 100 MeV). En este caso la combustión no es nunca exotérmica. La línea horizontal indica $4B$ con $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$.

$$3P_1 + 4B < E_1 \quad (5.7)$$

y por lo tanto [1]:

$$E_1 - 3P_1 > 4B \quad (5.8)$$

donde el subíndice 1 corresponde a la materia nuclear. Si esta condición no se satisface, la combustión ya no es exotérmica y por lo tanto no es posible. Como se ve, esta condición es independiente de la composición de la materia nuclear.

Analicemos la desigualdad (5.8) [1]. A densidades suficientemente bajas, las ecuaciones de estado blandas verifican $E \gg P$ y $E \approx m_n n_B c^2$. Entonces, de la ecuación (5.8), se ve que existe un límite inferior absoluto por debajo del cual la combustión deja de ser exotérmica:

$$n_B \approx \frac{4B}{m_n c^2} = 0.25 \left(\frac{B}{60 \text{ MeV fm}^{-3}} \right) \text{ fm}^{-3}. \quad (5.9)$$

Ecuación de estado	K	γ	n_{min}	n_{max}	n_{max}^{NS}
Neutrones libres	79.5	5/3	0.2697	-	3.3868
Bethe & Johnson	364	2.54	0.2972	0.8396	1.7518
Lattimer & Ravenhall	663	3.12	0.2950	0.5779	-
Walecka	15758	4.95	-	-	0.9226
Glendenning	368.5	2.43	0.3236	0.6479	1.905

Tabla 5.1: Aproximación politrópica a las diferentes ecuaciones de estado para la materia nuclear a $T = 0$. Se muestran, asimismo, los límites n_{min} y n_{max} para la combustión exotérmica. n_{max}^{NS} es la densidad que se alcanza en el centro de la estrella de neutrones de masa máxima según cada ecuación de estado. Las densidades de número de partículas están en fm^{-3} .

Para ecuaciones de estado blandas, el límite inferior será más próximo a (5.9) que para ecuaciones de estado duras. Para ecuaciones de estado más duras, la presión ya no es despreciable comparada con la densidad de energía y, consecuentemente, el límite inferior se desplaza hacia densidades mayores, como puede verse para la ecuación de estado de Bethe & Johnson. A altas densidades aparece un límite superior que es consecuencia de las correcciones relativistas a la ecuación de estado. Las ecuaciones de estado tienden en general al límite “ultrarelativista” $P = E/3$ o al límite “causal” $P = E$. En ninguno de estos casos la Ec. (5.8) puede ser verificada, lo cual indica que debe haber una densidad límite superior. Haciendo el cálculo numérico detallado con las distintas ecuaciones de estado, se pueden encontrar los distintos rangos de densidades para los cuales la reacción es exotérmica a temperatura cero (Tabla 5.1). Los límites inferiores son muy coincidentes, no así los superiores. Esto es producto de las incertezas en cuanto a las propiedades de la materia a altas densidades. No se da el límite superior para neutrones libres ya que esta aproximación carece de significado a altas densidades. En el caso de la ecuación de estado de Walecka, encontramos que debido a la extrema dureza de la misma no es posible la combustión en ningún caso [1].

En la Fig. 5.2 se pueden ver los resultados para las distintas ecuaciones de estado empleadas. En el rango de densidades que nos interesa, la ecuación de estado de Lattimer & Ravenhall es algo más dura que la

de Bethe & Johnson y por lo tanto el rango de densidades es algo más pequeño. Como caso extremo se muestran las curvas correspondientes a la ecuación de estado de Walecka.

Se ha explorado también la dependencia de estos “rangos de combustión” con la temperatura [1], encontrando que el ancho de los mismos disminuye al aumentar T . Las cantidades E y P son funciones crecientes de T , pero $E - 3P$ es decreciente. Esta disminución no es muy grande: en el caso de Lattimer - Ravenhall a $T = 100$ MeV es de $\approx 20\%$ comparada con $T = 0$.

5.4 Combustión en la aproximación politrópica

A continuación trataremos de interpretar los resultados anteriores en un marco más general [1]. Tomemos para la materia nuclear una ecuación de estado del tipo politrópico

$$P = Kn_B^\gamma. \quad (5.10)$$

La densidad de energía correspondiente es

$$E = n_B m_n c^2 + \frac{1}{\gamma - 1} Kn_B^\gamma. \quad (5.11)$$

Entonces, $\xi = E - 3P$ es

$$\xi = n_B m_n c^2 + \frac{4 - 3\gamma}{\gamma - 1} Kn_B^\gamma, \quad (5.12)$$

que toma su valor máximo ξ_{max} para

$$n_B(K, \gamma) \Big|_{max} = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma(3\gamma - 4)} \frac{m_n c^2}{K} \right)^{\frac{1}{\gamma - 1}}. \quad (5.13)$$

La condición de exotermicidad $\xi_{max} = \xi(n_{B,max}) > 4B$ puede entonces ser escrita (reemplazando (5.13)) como:

$$f(K, \gamma) = \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^\gamma \frac{1}{3\gamma - 4} - \frac{K}{4B} \left(\frac{4B}{m_n c^2} \right)^\gamma > 0. \quad (5.14)$$

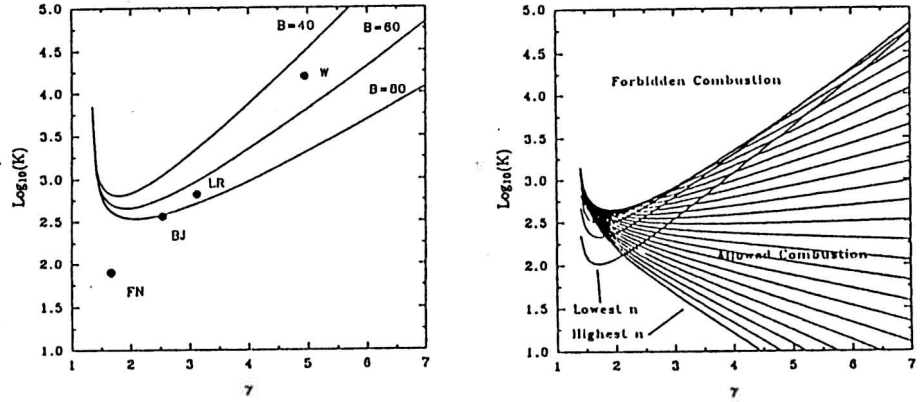


Figura 5.3: A la izquierda, la condición límite de exotermicidad para $B = 40, 60, 80 \text{ MeV fm}^{-3}$. Los puntos corresponden a la aproximación politrópica (a $T = 0$) para neutrones libres (FN), Bethe & Johnson (BJ), Lattimer & Ravenhall (LR) y Walecka (W). Para un B dado, la combustión de materia nuclear es exotérmica sólo si los parámetros politrópicos de ésta están ubicados por debajo de la curva correspondiente.

Figura 5.4: A la derecha, se muestran las curvas de igual densidad bariónica. Se tomó $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$. Las curvas están dadas desde 0.25 fm^{-3} a 11.3 fm^{-3} en pasos del 10%.

La combustión es posible sólo si se satisface la condición dada por la Ec. (5.14). De esta manera K debe ser $K < K_{crit}$, donde

$$K_{crit} = 4B \left(\frac{m_n c^2}{4B} \right)^\gamma \frac{1}{3\gamma - 4} \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^\gamma. \quad (5.15)$$

Esta relación se muestra en la Fig. 5.3 para distintos valores de B . En el rango de densidad que nos interesa, es una buena aproximación parametrizar cada una de las distintas ecuaciones de estado aquí utilizadas de la manera politrópica. De esta manera, la Ec. (5.14) nos da un criterio simple para la posibilidad de combustión. Nótese que en la Fig. 5.3 se ha incluido el conjunto de parámetros $(\log(K), \gamma)$ correspondiente a cada una de las ecuaciones de estado. Los resultados son coincidentes con los obtenidos en el cálculo numérico exacto.

El análisis descrito anteriormente corresponde a una ecuación de

estado que es inflamable exotérmicamente a una densidad única y no para un rango finito de densidades. En otras palabras, la condición $\xi - 4B = 0$ se satisface para un solo valor de n_B . Tal como puede inferirse de las Figs. 5.2, deberíamos tener en general *dos* densidades para las cuales $\xi - 4B = 0$ para cada par de valores (K, γ) . Esto puede verse en la Fig. 5.4, donde se grafican curvas de $n_B = \text{constante}$ en el plano $(\log(K), \gamma)$, adoptando el valor $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$.

Tal como se deduce de la Ec. (5.11), la densidad límite inferior para la combustión obtenida en la Ec. (5.9) corresponde en la aproximación politrópica al valor $K = 0$, de manera que siempre habrá una curva por debajo de la curva más baja que se incluye en la Fig. 5.4. Al incrementarse la densidad, las curvas se mueven hacia arriba hasta alcanzar el valor límite (para cada B) dado en la Fig. 5.3, y luego se mueven hacia abajo.

Como se puede ver en la Fig. 5.4, para cualquier ecuación de estado con $\gamma > \frac{4}{3}$ y ubicada por debajo de la curva de la Fig. 5.3 (con el B correspondiente) existe un rango finito de densidades para el cual la combustión es exotérmica.

En la Tabla 5.1 se han incluido las densidades más alta y más baja para las cuales la combustión es exotérmica, con cada ecuación de estado a $T = 0$.

5.5 Exotermicidad en el modelo de quarks con masas dependientes de la densidad

En esta sección analizaremos la posibilidad de que ocurra combustión exotérmica cuando se describe a la materia extraña según el modelo de masa variable para los quarks (Sec. 3.2). El conjunto de parámetros (C, m_{so}) elegido es $(80, 100)$ con C en MeV fm^{-3} y m_{so} en MeV . Este par de valores cae dentro de la región de estabilidad de $T = 0$ (ver Fig. 3.2). La manera más directa de aplicar la condición (5.6) es calcular la diferencia de energías $E_1(P, X) - E_2(P, X)$ para el rango de densidades y temperaturas en el que es de esperar que este proceso tenga lugar [3].

Los resultados se muestran en la Fig. 5.5. Como se ve, los resul-

tados son cualitativamente muy similares a los encontrados utilizando el modelo del MIT para la materia extraña. La región en la cual la combustión es exotérmica está limitada a bajas densidades por el valor $n_B \approx 0.25 \text{ fm}^{-3}$ para ecuaciones de estado no demasiado duras. Éste es justamente el valor encontrado en el marco del modelo del MIT asumiendo $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$. Más aún, para las ecuaciones de estado de neutrones libres, Bethe & Johnson y Lattimer & Ravenhall, el rango de densidades para la conversión exotérmica es casi el mismo que el encontrado en el modelo del MIT, si bien las densidades límite superiores son un poco mayores.

Sin embargo, existen algunas diferencias. El rango de densidades presenta una dependencia menos marcada con la temperatura. En la Fig. 5.5 se incluyen los resultados para las ecuaciones de estado de Lattimer & Ravenhall y de Walecka a $T = 0, 30$ y 100 MeV . Las curvas para Lattimer & Ravenhall casi no muestran dependencia con T , a diferencia de las de Walecka. Por otra parte, contrariamente a lo que ocurre con el modelo del MIT, la ecuación de estado de Walecka tiene una región en la que la combustión es exotérmica, aunque en un rango bastante restringido de densidades y a temperaturas no demasiado altas (por ejemplo, a 100 MeV no hay combustión exotérmica).

5.6 Combustión en geometría plana

Discutiremos a continuación la hidrodinámica de la combustión de materia nuclear en materia extraña [1]. Debido a que estamos interesados principalmente en las aplicaciones astrofísicas de este fenómeno, deberíamos trabajar en coordenadas esféricas. Sin embargo, ha sido mostrado [120] que la geometría plana da esencialmente los mismos resultados numéricos que la geometría esférica, al menos en los fluidos no relativistas, siempre que se imponga la condición de velocidad cero en un dado plano del espacio. Este problema es usualmente llamado *combustión en un tubo cerrado*. De hecho, los resultados en geometría plana han sido utilizados para encontrar condiciones críticas para la transición de deflagración a detonación en mezclas aire - hidrocarburo [120].

Para llevar a cabo este análisis, debemos resolver entonces las ecua-

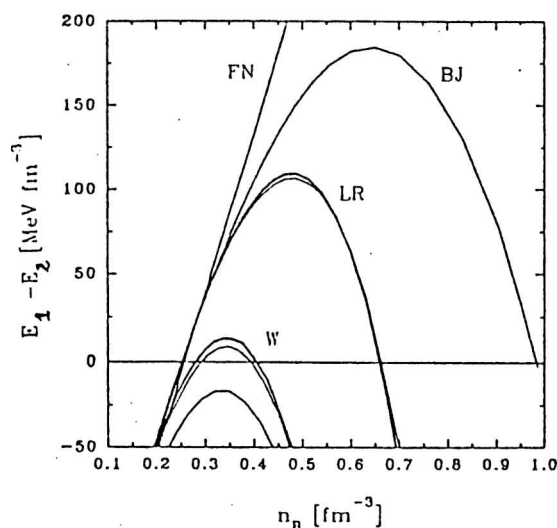


Figura 5.5: Condición de combustión exotérmica en el modelo de masa de los quarks dependiente de la densidad. Para las ecuaciones de estado LR y W se incluyen los casos $T = 0, 30$ y 100 MeV. En LR, las curvas de $T = 0$ y 30 MeV están superpuestas y la de 100 MeV está por debajo. Para W se observa la misma dependencia térmica, aunque más abrupta.

ciones de la hidrodinámica relativista en una dimensión. Es fácil mostrar que, en ausencia de gravedad, el flujo relativista en un tubo tiene dos soluciones simples. La primera es la solución trivial y consiste en regiones de flujo constante (todas las cantidades termodinámicas toman valores constantes) separadas por discontinuidades (ondas de choque o llamas). La segunda es la llamada *onda de rarefacción* [115]. El frente de una onda de rarefacción es una discontinuidad que viaja a la velocidad del sonido y detrás de la cual la presión, la densidad de bariones y la velocidad del fluido decrecen de manera monótona hasta un valor constante en una región finita.

5.6.1 Deflagraciones

Las deflagraciones tienen lugar según el siguiente esquema (ver Fig. 5.6). Un shock de precompresión calienta y comprime la materia no quemada y en reposo de la región "1", y empuja el fluido hacia la región "2" con la velocidad exacta que asegura que la materia volverá

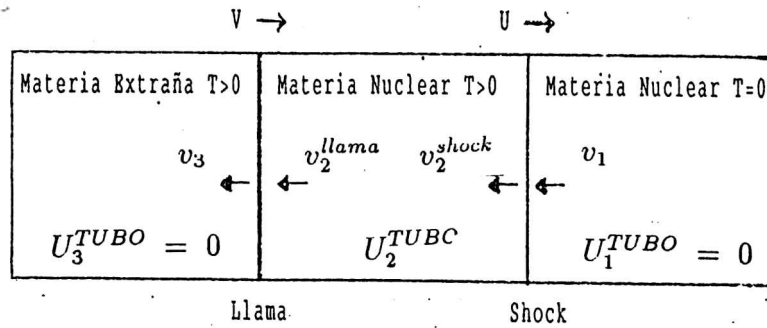


Figura 5.6: Esquema de una deflagración en un tubo semiinfinito. U , V y U_i^{tubo} son las velocidades del shock, de la llama y de cada región del fluido respectivamente, con respecto al tubo. v_2^{llama} y v_3 (v_1 y v_2^{shock}) son las velocidades del fluido a ambos lados de la llama (shock) con respecto a un sistema de referencia en el cual la llama (shock) está en reposo.

a quedar en reposo en la región "3" cuando sea quemada por el frente de deflagración [118].

La velocidad v_2^{llama} del frente de deflagración está determinada por el mecanismo interno de la reacción que transforma materia nuclear en materia extraña. Para valores dados de v_2^{llama} y del estado de la materia nuclear en la región "1", el problema queda unívocamente determinado. Sin embargo, el problema se puede analizar de una manera diferente sin tener que considerar los fenómenos microscópicos que tienen lugar en la llama y que determinan su velocidad [1].

Dado el estado inicial de la materia nuclear fría podemos estudiar el problema utilizando sólo las ecuaciones hidrodinámicas y tomando a la velocidad U del shock de precompresión como un parámetro libre (esto es, resolvemos el problema para distintos valores de U tales que $c_{s1} < U < 1$).

Es necesario destacar que de las deflagraciones obtenidas por medio de este análisis paramétrico, no todas, y quizás ninguna, ocurren realmente, ya que es el ritmo (o *rate*) de reacción el que determina la velocidad de la llama y por lo tanto la velocidad del shock. Sin embargo, el ritmo de reacción depende del ritmo de difusión en la llama, y la tur-

bulencia puede cambiar el ritmo de difusión efectivo en varios órdenes de magnitud. Desafortunadamente, no existen al presente modelos que permitan estimar la importancia de estos efectos.

En primer lugar, tenemos $U_1^{TUBO} = 0$ y $U_3^{TUBO} = 0$, entonces, $v_1 = U$ y $v_3 = V$. Dando n_1 , T_1 y U , podemos calcular el estado del fluido en la región "2" y la velocidad v_2^{shock} haciendo uso de la ecuación de estado y de las ecuaciones de la Sección 5.1.

Además, por la transformación relativista de velocidades podemos poner

$$U_2^{TUBO} = \frac{U - v_2^{shock}}{1 - Uv_2^{shock}}, \quad (5.16)$$

$$U_2^{TUBO} = \frac{V - v_2^{llama}}{1 - Vv_2^{llama}}. \quad (5.17)$$

Usando la Ec. (5.17) y $v_3 = V$ tenemos

$$U_2^{TUBO} = (v_3 - v_2^{llama}) / (1 - v_2^{llama}v_3), \quad (5.18)$$

y por lo tanto

$$-U_2^{TUBO} = v_{23}. \quad (5.19)$$

Entonces, por (5.5):

$$(U_2^{TUBO})^2 = \frac{(P_3 - P_2)(E_3 - E_2)}{(E_2 + P_3)(E_3 + P_2)}. \quad (5.20)$$

Usando la ecuación $E_3 = 3P_3 + 4B$ es fácil poner la Ec. (5.20) en la forma de una ecuación cuadrática para P_3 . La solución física para P_3 es aquella para la cual se obtiene $U_2^{TUBO} > 0$ cuando calculamos $U_2^{TUBO} = (V - v_2^{llama}) / (1 - Vv_2^{llama})$, y corresponde al signo positivo de la raíz cuadrada. La otra solución (no física) corresponde al caso en el que la llama es una detonación: tenemos $V < v_2^{llama}$ y por lo tanto U_2^{TUBO} será positiva o negativa dependiendo de si la calculamos a partir de la Ec. (5.16) o de la (5.17) respectivamente. Usando las ecuaciones de la Sección 5.1 se calculan X_3 , V y v_2^{llama} .

Empleando la ecuación de estado de Lattimer & Ravenhall se encuentra que las deflagraciones son posibles sólo para un pequeño rango

de densidades en la región de materia nuclear fría (región "1"). Más precisamente, si se cumple que: (1) la materia nuclear calentada (región "2") satisface la Ec. (5.8); (2) la deflagración es débil; y (3) la presión de la materia extraña es $P_3 > 0$, entonces la densidad de bariones en la región "1" queda restringida al rango $0.225 \text{ fm}^{-3} < n_{B1} < 0.425 \text{ fm}^{-3}$ aproximadamente. Los resultados se resumen en las Tablas 5.2 y 5.3 con la ecuación de estado de Lattimer & Ravenhall a $T = 0$ como condición inicial [1].

Por otra parte, el "rate" de producción de quarks s a temperatura finita está dado por [121, 122]

$$R_s \approx \frac{4(G_F \sin(2\theta_C))^2}{5\pi^5} \mu^5 [(\delta\mu)^3 + 4\pi^2 T^2 \delta\mu], \quad (5.21)$$

donde $\delta\mu = \mu_d - \mu_s$ y $\mu = (\mu_d + \mu_s)/2$ y el resto de los símbolos tienen su significado usual. Con valores típicos de μ y T , e.g. $\mu = 300 \text{ MeV}$ y $T = 10 \text{ MeV}$, se encuentra [121, 122] que

$$v_2^{llama} \sim 10^{-7} - 10^{-6} c. \quad (5.22)$$

Estos valores de la velocidad de la llama son menores en ~ 6 órdenes de magnitud que los requeridos para que se verifiquen las condiciones de contorno de la deflagración (ver Tabla 5.3). *Debemos concluir entonces que las deflagraciones en un tubo semiinfinito serán posibles sólo si la llama es turbulenta, de manera de incrementar la superficie efectiva de quemado* [1]. Es un efecto bien conocido en los laboratorios de fluidos [120] que la mezcla inducida por turbulencia puede acelerar el quemado en varios órdenes de magnitud.

Lee y Moen [120] discuten varios mecanismos de aceleración de llamas en mezclas de aire - hidrocarburo. Éstos incluyen la propagación sobre obstáculos (sin analogía en el caso que nos ocupa), inestabilidades de Taylor (originadas en este caso por el campo gravitacional) y el calentamiento del gas no quemado por el shock de precompresión. Debido a la inestabilidad de Taylor presente en este caso ($n_2 > n_3$) es posible un crecimiento rápido de las perturbaciones y la formación de una llama turbulenta. Esto, a su vez, debe incrementar el ritmo de combustión y la velocidad de la llama.

n_1	U	n_2	n_3	P_2	P_3	E_2	E_3	T_2	T_3
0.225	0.439	0.322	0.248	20.30	0.19	314.99	240.56	8.77	47.34
0.225	0.456	0.333	0.248	22.86	0.06	327.31	240.17	10.49	47.44
0.265	0.412	0.305	0.274	16.82	8.54	297.26	265.63	2.15	48.52
0.265	0.428	0.317	0.274	18.98	8.53	309.19	265.60	3.16	48.56
0.265	0.444	0.328	0.274	21.33	8.49	321.16	265.48	4.27	48.59
0.265	0.459	0.340	0.274	23.87	8.44	333.20	265.32	5.53	48.63
0.265	0.475	0.351	0.273	26.63	8.38	345.36	265.14	6.88	48.66
0.265	0.491	0.362	0.273	29.61	8.32	357.66	264.95	8.35	48.69
0.265	0.507	0.374	0.273	32.83	8.25	370.15	264.75	9.93	48.72
0.265	0.522	0.385	0.273	36.33	8.18	382.87	264.55	11.62	48.75
0.265	0.538	0.397	0.272	40.11	8.12	395.87	264.35	13.44	48.78
0.305	0.445	0.328	0.301	21.13	17.47	320.43	292.41	0.87	49.93
0.305	0.459	0.339	0.301	23.52	17.53	331.93	292.59	1.57	49.92
0.305	0.473	0.350	0.301	26.08	17.58	343.50	292.73	2.41	49.91
0.305	0.487	0.361	0.301	28.85	17.62	355.17	292.85	3.36	49.90
0.305	0.501	0.372	0.301	31.81	17.65	366.95	292.96	4.39	49.89
0.305	0.515	0.383	0.302	35.00	17.69	378.89	293.07	5.59	49.88
0.305	0.529	0.394	0.302	38.43	17.72	391.01	293.17	6.83	49.87
0.305	0.544	0.405	0.302	42.12	17.75	403.34	293.26	8.18	49.86
0.305	0.558	0.416	0.302	46.09	17.78	415.93	293.35	9.63	49.85
0.305	0.572	0.427	0.302	50.36	17.81	428.81	293.44	11.18	49.84
0.305	0.586	0.438	0.302	54.96	17.84	442.03	293.53	12.85	49.83
0.345	0.509	0.376	0.331	32.93	27.67	371.39	323.01	1.32	51.15
0.345	0.521	0.386	0.332	35.95	27.94	382.54	323.82	2.04	51.14
0.345	0.534	0.397	0.332	39.17	28.14	393.82	324.43	2.86	51.12
0.345	0.547	0.407	0.333	42.61	28.31	405.26	324.94	3.83	51.09
0.345	0.559	0.417	0.333	46.28	28.46	416.88	325.38	4.74	51.06
0.345	0.572	0.428	0.334	50.20	28.59	428.72	325.77	5.87	51.03
0.345	0.584	0.439	0.334	54.38	28.71	440.79	326.13	7.04	51.00
0.345	0.597	0.449	0.335	58.86	28.82	453.14	326.47	8.29	50.96
0.345	0.609	0.460	0.335	63.65	28.93	465.80	326.78	9.63	50.93
0.385	0.574	0.427	0.367	49.80	40.26	427.69	360.79	2.02	52.34
0.385	0.585	0.437	0.368	53.54	40.57	438.56	361.71	2.75	52.32
0.385	0.596	0.447	0.369	57.51	40.82	449.61	362.45	3.56	52.29
0.385	0.606	0.456	0.369	61.71	41.03	460.87	363.09	4.44	52.25
0.385	0.617	0.466	0.370	66.17	41.21	472.37	363.64	5.42	52.21
0.385	0.628	0.476	0.371	70.91	41.38	484.13	364.14	6.44	52.17
0.385	0.639	0.487	0.371	75.95	41.53	496.17	364.59	7.54	52.13
0.425	0.639	0.483	0.408	73.92	55.17	491.40	405.51	3.09	53.58
0.425	0.648	0.492	0.409	78.48	55.39	502.06	406.16	3.83	53.55
0.425	0.657	0.501	0.410	83.28	55.57	512.95	406.72	4.63	53.51
0.425	0.667	0.510	0.410	88.36	55.74	524.08	407.21	5.53	53.47

Tabla 5.2: Propiedades de una deflagración que convierte materia nuclear en materia extraña en un tubo semiinfinito. Las unidades de n son fm^{-3} , P y E están en MeV fm^{-3} y T en MeV .

n_1	U	V	v_2^{llama}
0.225	0.439	0.571	0.473
0.225	0.456	0.571	0.459
0.265	0.412	0.532	0.492
0.265	0.428	0.517	0.463
0.265	0.444	0.515	0.448
0.265	0.459	0.518	0.439
0.265	0.475	0.525	0.433
0.265	0.491	0.534	0.430
0.265	0.507	0.545	0.428
0.265	0.522	0.556	0.428
0.265	0.538	0.568	0.428
0.305	0.445	0.375	0.348
0.305	0.459	0.410	0.371
0.305	0.473	0.436	0.385
0.305	0.487	0.457	0.394
0.305	0.501	0.476	0.402
0.305	0.515	0.494	0.409
0.305	0.529	0.511	0.414
0.305	0.544	0.527	0.420
0.305	0.558	0.543	0.425
0.305	0.572	0.559	0.430
0.305	0.586	0.574	0.435
0.345	0.509	0.349	0.311
0.345	0.521	0.394	0.346
0.345	0.534	0.429	0.370
0.345	0.547	0.458	0.388
0.345	0.559	0.483	0.403
0.345	0.572	0.505	0.415
0.345	0.584	0.526	0.426
0.345	0.597	0.545	0.435
0.345	0.609	0.563	0.444
0.385	0.574	0.403	0.354
0.385	0.585	0.441	0.383
0.385	0.596	0.473	0.405
0.385	0.606	0.500	0.423
0.385	0.617	0.524	0.438
0.385	0.628	0.545	0.451
0.385	0.639	0.565	0.463
0.425	0.639	0.499	0.438
0.425	0.648	0.526	0.458
0.425	0.657	0.550	0.474
0.425	0.667	0.571	0.488

Tabla 5.3: Velocidades de propagación de la llama en una deflagración en un tubo, para distintas densidades de la materia nuclear de Lattimer & Ravenhall y distintas velocidades del shock de compresión. Todas las velocidades en unidades de c .

Se pueden definir varias situaciones críticas para las velocidades de estas llamas aceleradas, que favorecen la transición de deflagración a detonación [1]. La primera es que la velocidad del flujo detrás de la deflagración sea sónica, ya que en este caso el extremo cerrado del tubo no influye sobre la llama y la condición de contorno en el extremo puede ser alterada sin afectar las condiciones inmediatamente detrás del frente de deflagración. Esto puede ocurrir en condiciones astrofísicas, como se muestra en la Tabla 5.3, ya que $V \rightarrow c_s = 1/\sqrt{3} \approx 0.577$, la velocidad del sonido en la materia extraña. La segunda velocidad crítica corresponde a la situación en que la velocidad del shock precursor es la misma que la del frente de deflagración. Para velocidades de quemado mayores que esta velocidad crítica no son posibles soluciones de estado estacionario. Esto se satisface en el rango de bajas densidades (ver Tabla 5.3): en este caso las deflagraciones estacionarias son imposibles y sólo se pueden propagar las detonaciones. Finalmente, una tercera velocidad crítica es aquella en la que el shock precursor calienta al fluido no quemado hasta el punto de autoignición. Esto se desconoce totalmente para la materia nuclear, pero una estimación es $T \sim \Lambda_{QCD} \approx 200 \text{ MeV}$, caso que nunca se alcanza aquí ya que $T_2 \ll \Lambda_{QCD}$.

5.6.2 Detonaciones

Desde un punto de vista hidrodinámico, las detonaciones en un tubo cerrado (o en una configuración esférica unidimensional) son fenómenos simples. Se puede mostrar que para que se satisfaga la condición de velocidad cero en el extremo del tubo (o en el centro de la esfera) la detonación debe corresponder al punto de Chapman - Jouguet [115]. Esto es así porque el frente de detonación debe estar seguido por una onda de rarefacción. Entonces, las ecuaciones hidrodinámicas y la condición de contorno fijan la velocidad de propagación y los fenómenos cinéticos juegan un rol menor [1]. Las detonaciones que producen materia extraña han sido estudiadas en geometría esférica en [43] utilizando las ecuaciones de estado de neutrones libres y de Bethe & Johnson para la materia de neutrones. Los resultados numéricos obtenidos con la ecuación de estado de Lattimer & Ravenhall son muy similares (ver Tabla 5.4 [1]).

Las detonaciones son procesos explosivos que avanzan sobre los neu-

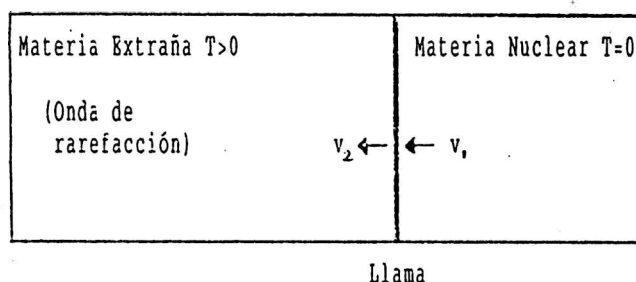


Figura 5.7: Esquema de una detonación en un tubo semiinfinito.

trones con velocidades *supersónicas*. El frente de detonación tiene en realidad un ancho finito y por lo tanto una estructura interna. Los neutrones “tragados” por la llama deconfinan en quarks *udd* en una escala de tiempo muy corta, característica de las interacciones fuertes, y por lo tanto en una región de espesor despreciable. Este plasma de quarks *udd* decae vía interacciones débiles a un plasma de quarks *uds* (materia extraña) en una escala de tiempo más lenta $\tau_{weak} \sim 10^{-8}$ segundos. En el caso de una detonación, la velocidad de propagación de ésta con respecto a los neutrones es $\sim 0.6 c$, lo cual indica que el ancho total de esta llama ha de ser del orden de $\sim 1 - 2$ metros. Este ancho es despreciable comparado con las dimensiones de la estrella de neutrones, por lo cual podemos considerar a la llama como una simple superficie de discontinuidad.

La velocidad de la materia en el centro de la estrella debe ser nula. Por esta razón, la detonación debe ser del tipo *detonación de Chapman - Jouguet*, que se propaga con velocidad supersónica con respecto a los neutrones y con velocidad igual a la velocidad del sonido con respecto a la materia extraña ($c/\sqrt{3}$). Detrás de la discontinuidad sigue una *onda de rarefacción* a lo largo de la cual la velocidad del fluido y las cantidades termodinámicas decrecen hasta un valor asintótico cons-

n_{B1}	n_{B2}	n_{asymp}	P_2	P_{asymp}	T_2	T_{asymp}	s_2	v_1
0.320	0.402	0.312	54.1	21.2	54.7	50.4	5.322	0.6649
0.360	0.486	0.343	86.2	31.6	57.5	51.3	5.247	0.6911
0.400	0.550	0.379	111.5	44.2	59.2	52.4	5.179	0.6973
0.440	0.596	0.419	130.5	58.8	60.3	53.7	5.134	0.6922
0.480	0.623	0.463	141.8	75.6	60.9	55.3	5.113	0.6766
0.520	0.619	0.512	139.8	95.1	60.8	57.2	5.114	0.6440

Tabla 5.4: Detonación en un tubo semi - infinito. s_2 está en unidades de k_B y v_1 en unidades de c .

tante, garantizando la velocidad nula en el centro de la estrella. Por simplicidad no se incluyen aquí los efectos de la gravedad, hecho que no afecta las conclusiones principales de este análisis. La escala de tiempo hidrodinámica ($\tau_{hydr} \sim 10 \text{ km} / c_s \sim 10^{-5}$ segundos) es mucho más corta que la de difusión de neutrinos ($\sim 10^{-3}$ segundos), por lo tanto la descompresión de la materia extraña a lo largo de la onda de rarefacción es adiabática, a entropía por barión constante (de unos 5 – 6 k_B , ver Tabla 5.4). La condición de adiabaticidad junto con la ecuación de Euler y la ecuación de continuidad del flujo de número bariónico a lo largo de la onda de rarefacción nos permiten calcular el perfil de la velocidad y el de todas las cantidades termodinámicas. Las ecuaciones hidrodinámicas son [117]:

$$\frac{n_B'}{n_B} (\xi - v) = v' + \frac{2v}{\xi} - \gamma^2 v v' (\xi - v) \quad (5.23)$$

$$(\xi - v) v' = \frac{1}{(E + P)\gamma^2} (1 - \xi v) P' \quad (5.24)$$

donde v es la velocidad, $\xi = r/t$, las primas indican derivación con respecto a ξ , y γ es el factor de Lorentz. Es de notar que, ya que hemos ignorado los efectos de la gravedad, estas ecuaciones no tienen una escala de longitud característica y admiten una familia de soluciones autosimilares.

Hemos realizado el cálculo de la detonación utilizando para la materia de neutrones la ecuación de estado de Lattimer & Ravenhall a $T = 0$. Para la materia extraña hemos elegido el “MIT Bag Model” con una constante de Bolsa $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$. En este análisis el

problema queda completamente determinado una vez dado el valor n_{B1} de la densidad de la materia delante de la combustión. Los resultados se dan en la Tabla 5.4 para el rango de valores de n_{B1} en el cual la combustión es exotérmica. El subíndice 1 se refiere a las cantidades justo delante del frente de detonación, y el subíndice 2 a las cantidades justo detrás del mismo. El subíndice *asympt* se refiere a los valores asintóticos alcanzados al final de la onda de rarefacción esférica.

5.7 Discusión

En este Capítulo se han investigado los procesos de combustión que permiten la propagación de la transición de materia nuclear a materia extraña en condiciones típicas de las estrellas de neutrones, utilizando distintas ecuaciones de estado para la materia nuclear [1].

Se han analizado las condiciones necesarias para que la combustión sea exotérmica. Para las distintas ecuaciones de estado se ha encontrado el rango de densidades dentro del cual la combustión es posible. Estos resultados se han generalizado analíticamente utilizando una aproximación politrópica para la ecuación de estado nuclear. Esta condición también se ha estudiado en el marco del modelo de quarks con masa dependiente de la densidad. Los resultados indican que la combustión es exotérmica por encima de una densidad de número bariónico n_{min} entre 0.27 y 0.32 fm⁻³, dependiendo de la ecuación de estado nuclear. La densidad n_{max} por encima de la cual la combustión ya no es exotérmica es extremadamente sensible a la dureza de la ecuación de estado nuclear utilizada. Por ejemplo, $n_{max} = 0.58$ fm⁻³ para la ecuación de estado de Lattimer-Ravenhall, $n_{max} = 0.84$ fm⁻³ para la de Bethe-Johnson, y $n_{max} = 0.65$ fm⁻³ para la ecuación de estado de Glendenning. Las estrellas de neutrones tienen densidades en su interior que caen dentro del rango de combustión exotérmica, de manera que es de esperar que la propagación de la combustión sea posible en dichas estrellas [1].

Se han analizado luego los distintos modos de propagación de la combustión en la aproximación de geometría plana, ya que se ha mostrado que da esencialmente los mismos resultados que en geometría esférica, al menos en los fluidos no relativistas [120]. En el caso de las deflagraciones, el frente de combustión está precedido por una onda

de choque que comprime y calienta la materia. Se ha mostrado que la velocidad de combustión que predicen los modelos cinéticos de la llama (10^{-7} - 10^{-6} c) es ampliamente incompatible con los valores que predicen las ecuaciones hidrodinámicas (0.3-0.4 c) y por lo tanto tales deflagraciones no pueden propagarse. Sin embargo, se satisfacen distintas condiciones críticas, tales como inestabilidades de Rayleigh-Taylor o velocidades de la llama mayores que la velocidad del shock, que indican la posibilidad de que los frentes de deflagración puedan acelerarse y convertirse en detonaciones [1]. Además, se sabe que la llama es inestable frente a pequeñas perturbaciones [123], lo cual debe conducir a una llama turbulenta con una superficie de quemado varios órdenes de magnitud mayor que la de una llama plana. Todo esto indica que *la deflagración es posible en las estrellas de neutrones sólo en el caso de llamas turbulentas que se aceleren rápidamente hasta alcanzar el modo de detonación.*

En el caso de las detonaciones, el frente de combustión avanza sobre la materia de neutrones a velocidades supersónicas del orden de 0.6–0.7 c y es seguido por una onda de rarefacción que asegura que la velocidad sea nula en el centro de la estrella. De esta manera, una estrella de neutrones típica ($R = 10$ km) es convertida completamente en materia extraña en una escala de tiempo de $\tau = 10km/v_1 \sim 5 \times 10^{-5}$ segundos.

6

Supernovas y estrellas de neutrones

Una explosión de supernova se pone de manifiesto a la vista por la aparición repentina en el cielo de un objeto parecido a una estrella cuya luminosidad, durante varios días o incluso semanas, es mucho mayor -en varios órdenes de magnitud- que la de cualquier otro tipo de estrella. Las explosiones de supernova no son sucesos muy frecuentes; sin embargo, debido a la gran luminosidad que alcanzan estos objetos se poseen registros muy antiguos. Uno de los primeros de los que se tienen noticias es la supernova del año 185 de nuestra era, cuyo remanente presenta actualmente una fuerte imagen en rayos X. La supernova más brillante que se ha observado apareció el 1 de mayo del año 1006 y fue ampliamente observada en China, Medio Oriente y Europa. Su remanente puede ser observado actualmente como una imagen en radiofrecuencia. La más famosa de las supernovas antiguas es la del año 1054, que ha quedado registrada con todo detalle por los astrónomos chinos. Su remanente dio origen a la capa de gas en expansión conocida como Nebulosa del Cangrejo (Crab Nebula). La supernova de 1054 difiere fundamentalmente de las dos mencionadas anteriormente en el hecho de que se observa un púlsar en su centro, lo que indica que se trataba de una supernova tipo II. Tycho Brahe y Kepler presenciaron explosiones de supernova en noviembre de 1572 y octubre de 1604 respectivamente. Otra explosión se produjo en nuestra galaxia entre 1650 y 1680, pero aparentemente no fue registrada por los astrónomos

de esa época. Algunas supernovas fueron observadas en otras galaxias entre 1885 y 1930. La búsqueda sistemática de supernovas fue comenzada por Zwicky y Baade en la década de 1930. Desde entonces se han detectado unas cuantas supernovas cada año (actualmente entre 60 y 80) sumando un total de 1200. Se las designa con el año de su descubrimiento y una letra mayúscula. El evento más importante es sin duda la aparición de la supernova 1987A el 23 de febrero de 1987 en la Nube Mayor de Magallanes, a una distancia de 50 kiloparsecs. La SN 1987A es la primera y única supernova cuya radiación de neutrinos ha sido detectada. De hecho es la única fuente extraterrestre de neutrinos que se ha observado hasta ahora (con excepción de los neutrinos solares). Los neutrinos capturados durante un intervalo de pocos segundos por los detectores de Kamiokande II (KII) [124], IMB [125] y Baksan [126, 127, 128] el 23 de febrero de 1987, proveyeron el primer test observacional de los modelos teóricos sobre los eventos que ocurren en las profundidades interiores de una explosión de supernova y durante la formación de estrellas de neutrones.

En principio, una señal de neutrinos lo suficientemente grande proveniente de una supernova puede ayudar a contestar no sólo una gran cantidad de cuestiones importantes y fundamentales de la teoría de supernovas, sino que puede dar también información acerca del estado de la materia a muy altas densidades y puede imponer límites sobre las propiedades de muchas partículas (e.g. masa de los neutrinos, oscilaciones de neutrinos, o la existencia de partículas exóticas como los axiones). Por las mismas razones, la fase de enfriamiento de Kelvin - Helmholtz de una estrella de neutrones recién formada merece ser investigada.

6.1 Panorama general

En general, las supernovas se clasifican de acuerdo con su espectro en el momento de máxima emisión de luz. Aquellas que muestran líneas de Balmer de H se llaman tipo II, el resto, tipo I. Las de tipo I que muestran fuerte absorción de las líneas del Si se llaman tipo Ia; las otras, Ib o Ic, dependiendo de si tienen o no rasgos de He en sus espectros. En lo que se refiere a las curvas de luz, todas comienzan con un aumento

en la luminosidad durante 1 ó 2 semanas, debido a la expansión de la superficie luminosa. Las tipo II presentan curvas más complicadas que las tipo I. Las tipo II-L se caracterizan por un pico que dura unos 100 días, seguido por un decaimiento aproximadamente lineal en la magnitud en el diagrama magnitud azul vs. tiempo. Las tipo II-P tienen un pico algo más ancho seguido por una fase "plateau" y un decaimiento posterior que puede ser complicado. Además, hay objetos como la SN 1987A que tienen una curva de luz muy complicada, con un pico angosto temprano y un primer mínimo, seguido durante unos pocos meses por una ancha joroba, y finalmente un decaimiento exponencial con indicaciones de cierto aplanamiento para tiempos más tardíos.

Contrariamente, todas las curvas de luz de las tipo Ia son bastante similares, por lo cual son buenos candidatos para medir distancias a escala cosmológica. Además, son las supernovas más brillantes y pueden ser observadas aun a "redshifts" muy altos.

Cualquier otra información observacional sobre las supernovas es en general menos sólida. Con la excepción de la SN 1987A, no se tiene información directa sobre las propiedades de los progenitores, la energética, o las masas de las eyecciones y de los remanentes compactos, si es que los hay.

La clasificación teórica de las supernovas se basa en las propiedades del progenitor y en la energética de la explosión.

Es ampliamente aceptado que las SN Ia se originan a partir del desencadenamiento de la explosión termonuclear del carbono y el oxígeno de estrellas enanas blancas. Durante el proceso de explosión se sintetizan, entre otros elementos, ^{56}Ni y ^{56}Co cuyo decaimiento radiactivo genera la mayor parte de la luz observada de la explosión. Como consecuencia de la explosión, la estrella se despedaza completamente y no deja un remanente compacto. Ciertas cuestiones del mecanismo de explosión (acreción vs. unión de dos enanas blancas) así como la masa de la enana blanca (Chandrasekhar vs. sub-Chandrasekhar) justo antes de la explosión son aún objeto de discusión. Tampoco está aún definitivamente claro cuál es el modo de propagación del frente de combustión, y las observaciones proveen sólo restricciones insuficientes. Una onda de deflagración en una enana blanca con la masa de Chandrasekhar puede explicar el espectro y las curvas de luz de las SN tipo Ia, pero también pueden hacerlo deflagraciones que se conviertan en detonaciones a ba-

jas densidades, y no están totalmente descartadas detonaciones puras en estrellas que tengan densidades suficientemente bajas.

En lo que se refiere a la teoría de las supernovas producidas por colapso, la situación es considerablemente más crítica, ya que ni siquiera las simulaciones computacionales estándar más modernas y sofisticadas pueden ofrecer una explicación acabada de los mecanismos de explosión. En particular, no consiguen reproducir la energética de las explosiones: las simulaciones computacionales no explotan, o dan explosiones demasiado débiles, o explotan sólo en casos particulares que son extremadamente sensibles a los detalles de la física involucrada. Además no logran dar ninguna explicación acerca del segundo pico de neutrinos de la SN 1987A.

Es generalmente aceptado que las supernovas tipo II y Ib,c son el resultado del colapso gravitatorio de estrellas masivas con y sin envoltura de hidrógeno respectivamente. El esquema de explosión es básicamente el siguiente. Cuando el combustible nuclear en la región interior de la estrella masiva se agota definitivamente, la gravitación conduce al colapso del núcleo estelar, el cual continúa hasta que se alcanza la densidad de la materia nuclear y se genera una onda de choque como consecuencia del brusco endurecimiento de la ecuación de estado de la materia. El frente del shock viaja hacia las capas exteriores y se espera que produzca la expulsión de la mayor parte del manto y la envoltura de la estrella, mientras que el núcleo se establece en un estado de equilibrio hidrostático y forma una protoestrella de neutrones caliente y rica en leptones, de 1-2 masas solares. La estructura de una protoestrella de neutrones cambia dramáticamente durante los primeros segundos luego de su formación (fase de enfriamiento de Kelvin-Helmholtz), principalmente como consecuencia de la emisión de gran cantidad de energía y exceso leptónico por medio de la emisión de neutrinos [111, 112]. Luego de esta etapa, la evolución de la estrella de neutrones se puede describir básicamente como un proceso de enfriamiento en el cual las propiedades térmicas y de estructura están desacopladas.

El análisis teórico de las supernovas tipo II ha requerido de simulaciones numéricas verdaderamente arduas. Los códigos computacionales utilizados incorporan a la gravitación dentro del marco de la relatividad general, utilizan ecuaciones de estado nucleares a altas temperaturas y densidades, y deben tener en cuenta ondas de choque relativistas,

transporte de neutrinos, una gran cantidad de reacciones nucleares y un buen modelo de la presupernova, entre otras cosas. Recientemente se han desarrollado códigos en más de una dimensión espacial. De aquí en más nos referiremos sólo a las supernovas producidas por colapso gravitatorio, y las llamaremos abreviadamente *supernovas*.

En la sección siguiente se describirán los aspectos fundamentales del modelo estándar de las explosiones de supernova y de la formación y evolución de estrellas de neutrones. Luego se mostrará que el deconfinamiento de los quarks puede ocurrir durante la corta escala de tiempo de evolución de una estrella de neutrones recién formada (primeros ~ 10 segundos), íntimamente relacionada con el evento de supernova.

Si una estrella de neutrones no alcanza las condiciones de transición durante los primeros segundos [6], ésta se podría inducir por acreción de masa en estrellas de neutrones mucho más viejas [129]. En el caso de una estrella de neutrones aislada un deconfinamiento retrasado producido por enfriamiento o frenado rotacional parece mucho más improbable debido al poco incremento de la densidad interna durante estos procesos.

6.2 Supernovas y estrellas de neutrones: el modelo estándar

La evolución de una estrella es una batalla constante entre la presión de la materia que la compone y la fuerza de gravedad. La contracción de la estrella producida por la fuerza de gravedad es detenida sucesivamente por el encendido de reacciones termonucleares que liberan energía, aumentando la presión de la materia y deteniendo temporariamente el colapso. A medida que cada combustible nuclear se agota, el carozo de la estrella sufre una leve contracción que aumenta la presión y temperatura y enciende las cenizas del ciclo de combustión anterior. De esta manera, si la estrella es lo suficientemente masiva, se van produciendo sucesivas reacciones de fusión de hidrógeno, helio, carbono, oxígeno y silicio. El último ciclo de fusión es el de quema de silicio para formar ^{56}Fe . El ^{56}Fe es el núcleo más fuertemente ligado de todos. Cualquier proceso de fusión ulterior absorbería energía en lugar de liberarla. En

esta fase de su existencia, la estrella adquiere una estructura de capas: una capa de silicio y elementos semejantes rodea al carozo de hierro y tras ella hay otras capas de oxígeno, carbono y helio. La más externa de todas está formada principalmente por hidrógeno. Sólo las estrellas más masivas alcanzan a constituir un carozo de hierro. Los carozos de estrellas con masas entre $1M_{\odot}$ ¹ y $\sim 8M_{\odot}$ evolucionan del hidrógeno al helio, y luego del helio al carbono y oxígeno. En esta etapa, la estrella se separa de su envoltura dejando en el centro una enana blanca de $\sim 0.5 - 1M_{\odot}$ sostenida contra el colapso por la presión de los electrones, y truncando la secuencia de reacciones termonucleares.

6.2.1 El mecanismo de explosión

Las cosas son totalmente diferentes para las estrellas con masas mayores que $\sim 8M_{\odot}$. En determinado momento la estrella adquiere la estructura de capas mencionada anteriormente. Cerca del centro, la quema de silicio hace crecer el núcleo estelar compuesto por núcleos de ^{56}Fe . En el interior de éste ya no hay producción de energía por reacciones nucleares. El núcleo estelar es una esfera inerte, sometida a gran presión, que aumenta su masa continuamente y que no colapsa básicamente debido a la presión de los electrones. Cuando se supera la masa límite de Chandrasekhar, el núcleo de la estrella se derrumba en ~ 1 segundo. Dos procesos aceleran el colapso: la temperatura es lo suficientemente grande como para producir la fotodesintegración del hierro a través de la reacción endotérmica $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13^4\text{He} + 4n$, y la densidad es lo suficientemente alta como para que sea energéticamente favorable la captura de electrones por parte de los núcleos pesados (decaimiento β inverso). El primer proceso consume energía ($Q = 124.4$ MeV) y el segundo, electrones, de manera que el colapso se ve favorecido. Cuando la densidad se incrementa por encima de $\rho_{\text{trap}} \sim 10^{11} \text{g/cm}^3$ el camino libre medio de los neutrinos se hace menor que el tamaño del núcleo estelar y éste evoluciona isentrópicamente, a número leptónico constante. Se dice que los neutrinos quedan “atrapados” en el núcleo estelar.

Durante el colapso, el carozo de hierro se separa en dos regiones diferentes. El carozo interior (con una masa $\sim 0.5 - 0.8M_{\odot}$) colapsa a

¹ M_{\odot} = masa del sol = 1.989×10^{33} gramos.

velocidades menores que la velocidad del sonido mientras que el carozo exterior lo hace a velocidades supersónicas. La separación entre las dos regiones es el *punto sónico*, en el cual la velocidad de colapso es igual a la velocidad del sonido. Cuando el carozo interior alcanza la densidad de saturación de la materia nuclear ($\rho_0 = 2.7 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$) se produce la transición de fase de núcleos ligados a nucleones libres. El gas de nucleones es prácticamente incompresible y su colapso se detiene bruscamente. La materia que cae sobre esta esfera dura golpea contra ella (*rebote hidrodinámico*) generando ondas sonoras que viajan hacia afuera y se van acumulando en el punto sónico aumentando la presión en este punto hasta que se genera una onda de choque. Ésta se inicia a un radio de $\sim 20 \text{ km}$ y tiene una velocidad inicial de $\sim c/4$. La onda de choque viaja hacia afuera atravesando el carozo de hierro, calentando y disociando el ^{56}Fe , lo cual hace que pierda energía ($\sim 9 \text{ MeV/nucleón}$). A esto se suma que cuando el shock alcanza las regiones exteriores a la *neutrinosfera*² ($r > 100 \text{ km}$) se pierde también energía por emisión de neutrinos. En la mayoría de las simulaciones el shock se atasca antes de alcanzar la superficie del carozo de ^{56}Fe , a un radio de unos 400 km , y permanece más o menos en la misma posición, transformándose en un shock de acreción. En suma, el shock precursor no puede expeler la parte exterior de la estrella aún cuando se utilicen ecuaciones de estado extremadamente blandas. El mecanismo anteriormente descrito recibe el nombre de mecanismo del *shock precursor*. Es generalmente aceptado en la actualidad que, para ecuaciones de estado y masas del núcleo de la estrella progenitora “razonables”, el mecanismo del shock precursor no funciona.

El mecanismo del *shock retardado* propuesto por J. R. Wilson [130] puede ayudar a resolver los principales problemas del esquema anterior. La idea básica es la siguiente: cuando el shock se atasca, el carozo de la estrella, compacto y caliente, se encuentra emitiendo una gran cantidad de neutrinos. Algunos de éstos, al ser absorbidos detrás del shock, calientan la materia y al cabo de ~ 0.6 segundos el shock revive

²La neutrinosfera es la superficie desde la cual ocurre la emisión de neutrinos de manera esencialmente libre hacia el infinito. Aparece cuando, debido al “trapping” de los neutrinos, éstos no pueden escapar de las regiones más interiores de la estrella. La neutrinosfera está ubicada en una región con $\rho \sim 10^{12} \text{ g/cm}^3$.

y comienza nuevamente a desplazarse hacia afuera ³. Sin embargo, el acoplamiento entre los neutrinos y la materia es tan débil que este mecanismo se hace extremadamente sensible a pequeños cambios en la física dentro del núcleo estelar colapsado. En particular, si los flujos de neutrinos no sobrepasan un cierto valor umbral, la explosión fracasa o es demasiado débil como para ser compatible con las observaciones.

Los resultados de los primeros cálculos de Wilson, que se presentan en la figura 6.1, son ilustrativos de la evolución de la supernova durante ~ 1 segundo desde la formación de la onda de choque. La línea de trazos inferior muestra la ubicación de la neutrinosfera, la cual se mueve desde unos 60 km hasta unos 22 km, durante los primeros 650 milisegundos desde la formación de la onda de choque. La curva de trazos ubicada más arriba indica la ubicación de la onda de choque, la cual comienza aproximadamente en $r = 100$ km. El resto de las curvas indican la trayectoria de distintas coordenadas masa de la estrella ⁴.

En la región entre el punto masa M_r^s , en el cual se genera la onda de choque, y el punto masa $M_r = 1.66M_\odot$, el material de la estrella es golpeado por la onda de choque pero sigue colapsando, aunque de manera más lenta. En cambio, por encima del punto masa $M_r = 1.66M_\odot$, el material se mueve hacia afuera cuando es atravesado por la onda de choque. La onda de choque tiene un comportamiento interesante durante el cual es llamada *shock de acreción*: a $t = 0.42$ s está ubicada a 600 km, pero luego retrocede hasta $r \approx 230$ km antes de moverse hacia afuera definitivamente (por supuesto, el shock se mueve siempre hacia afuera con respecto al material).

Como puede verse en la figura, al cabo de unos 600 ms queda un gran espacio "vacío" por debajo de la coordenada masa $M_r = 1.66M_\odot$. Esta región, llamada *burbuja de radiación*, tiene una densidad muy baja pero una alta presión debida a la radiación y separa naturalmente a la estrella en dos partes esencialmente diferentes. El núcleo interior es una protoestrella de neutrones caliente y con gran cantidad de

³Colgate y White [131] fueron los primeros en sugerir que los neutrinos provenientes del "core" podían calentar la materia en colapso y causar la explosión. Sin embargo, la física involucrada en su tratamiento no era lo suficientemente detallada como para modelar con precisión el proceso.

⁴La coordenada masa $M_r(r, t)$ indica la masa contenida en una esfera de radio r en el instante t .

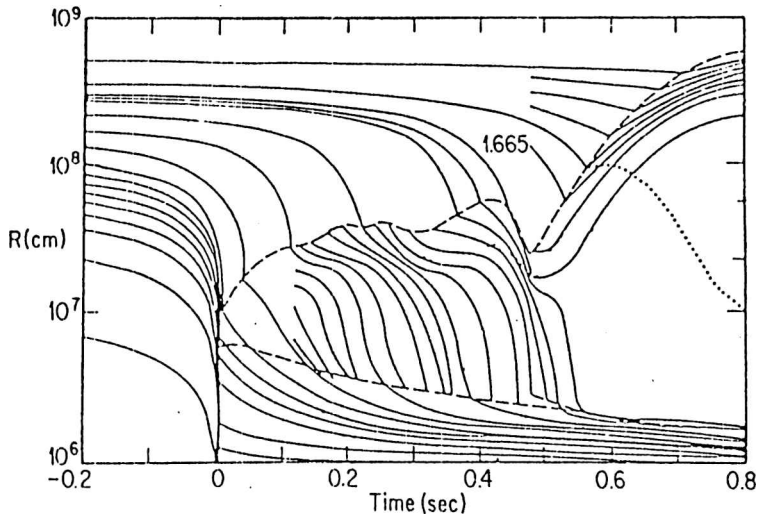


Figura 6.1: Resultados de la simulación computacional de J. R. Wilson [130] donde se muestran las trayectorias de distintos puntos masa.

neutrinos atrapados, que formará finalmente una estrella de neutrones fría. La envoltura exterior deberá ser expulsada por la explosión. La protoestrella de neutrones tiene un perfil de densidad que varía muy lentamente. El cálculo de la distribución de densidad es, en buena aproximación, un problema hidrostático. La distribución de temperatura varía de manera más apreciable y está determinada, especialmente durante los primeros 10 segundos, por la difusión de neutrinos.

La entropía tiene gradientes negativos enormes en algunas regiones. Vale $\sim 1000 k_B$ en cierta región de la burbuja y $\sim 10 k_B$ en el shock. De esta manera, se satisface ampliamente la condición de Schwarzschild para la convección,

$$dS/dr < 0, \quad (6.1)$$

y la corrección de Ledoux es despreciable⁵. Estas inestabilidades con-

⁵La convección puede ser provocada por un gradiente radial de la entropía por nucleón S y/o por un gradiente en el número leptónico por barión Y_l . Y_l incluye las contribuciones de los electrones y positrones, y de ν_e y $\bar{\nu}_e$ si los neutrinos están en

vectivas fueron encontradas en distintas simulaciones numéricas [132, 133, 134, 135] a pesar de las diferencias en las ecuaciones de estado, en las opacidades de neutrinos y en los métodos de transporte de neutrinos que se utilizaron en cada caso. Sin embargo, la convección entre esas dos regiones se realiza por encima de la neutrinosfera y difícilmente puede ayudar a la explosión [136, 135].

La situación es muy diferente para las inestabilidades convectivas que pueden desarrollarse dentro de la neutrinosfera [111, 112, 137]. Estas inestabilidades están producidas principalmente por gradientes negativos en la abundancia de leptones Y_l , y elevan la luminosidad de neutrinos de la protoestrella de neutrones, lo cual ayuda a la explosión. Se han realizado varias simulaciones en simetría esférica del enfriamiento de una protoestrella de neutrones [111, 112, 137]. Estos modelos muestran la aparición de gradientes negativos en la entropía y en la abundancia de leptones a medida que avanza el enfriamiento y la deleptonización de la protoestrella. Los modelos bidimensionales [138, 139, 140] confirman la posibilidad de que los procesos convectivos ocurran en la región superficial de la protoestrella de neutrones, inmediatamente después del atascamiento del shock, por un lapso de al menos 10 ms. Las simulaciones recientes realizadas en [138, 139] han sido llevadas a cabo sólo hasta ~ 100 -200 ms luego del rebote hidrodinámico del core de la supernova. Los cálculos multidimensionales llevados a cabo por Janka y Müller [140, 141] son autoconsistentes, más completos que los anteriores en cuanto a la física involucrada y muestran la evolución de la protoestrella durante más de 1 segundo. Estas simulaciones muestran que la convección de Ledoux puede continuar en la protoestrella durante un tiempo largo y puede afectarla completamente al cabo de 1 segundo (luego de la formación del shock).

equilibrio con la materia. La inestabilidad convectiva en la aproximación de Ledoux se establece cuando

$$c_L(r) \equiv \left(\frac{\partial \rho}{\partial S} \right)_{P, Y_l} \frac{dS}{dr} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial Y_l} \right)_{P, S} \frac{dY_l}{dr} > 0. \quad (6.2)$$

Hay diferentes regiones en el núcleo colapsado de la estrella donde este criterio se satisface durante diferentes fases evolutivas. Cuando el gradiente de Y_l es despreciable se tiene convección de Schwarzschild. Las derivadas parciales dependen sólo de la ecuación de estado y tienen generalmente signo negativo.

El vuelco convectivo ayuda claramente a la explosión a desarrollarse, ya que deposita materia con gran contenido de neutrinos en las regiones cercanas a la neutrinosfera, aumentando de esta manera la luminosidad de neutrinos de la protoestrella de neutrones. Además, provee potencialmente una explicación de distintas anisotropías observadas en las explosiones, por ejemplo, la distribución no uniforme de ^{56}Ni observada en la supernova 1987 A. Sin embargo, la importancia de la convección depende de la intensidad del calentamiento por neutrinos detrás del shock, y por lo tanto, de la magnitud del flujo de neutrinos desde la estrella de neutrones y de la opacidad del medio en el que éstos se difunden. Las luminosidades de neutrinos muy pequeñas conducen a explosiones muy débiles o a modelos que no explotan, tal como en la situación unidimensional.

La energía total liberada en el evento de supernova es igual a la energía de ligadura gravitacional de la estrella de neutrones recién formada y es aproximadamente 3×10^{53} ergios. Sin embargo, sólo el 1 % de esta energía corresponde a la energía cinética de la materia expulsada y la emisión de radiación en fotones es sólo 0.01 % de la energía total. El 99 % de la energía liberada escapa en la forma de neutrinos. La mayor parte de estos neutrinos es radiada durante la fase de enfriamiento de Kelvin - Helmholtz de la estrella de neutrones, la cual dura un período de unos 10 segundos. Durante las fases dinámicas correspondientes al colapso, a la formación del shock, y a la propagación del mismo, que duran un tiempo comparativamente mucho más corto de algunos cientos de milisegundos, sólo se emite una fracción de 10-30 % de la emisión total de neutrinos.

Tal como se describió anteriormente, a pesar de la enorme energía disponible como resultado del colapso gravitacional, no resulta fácil canalizar el 1% de la misma ($\sim 10^{51}$ ergios) en energía cinética. Es aún un problema sin resolver cómo hace la supernova para lograr esto. Las principales líneas de investigación actuales dentro del modelo estándar apuntan por un lado a una descripción más detallada de las interacciones de los neutrinos en condiciones de alta densidad y del transporte de los mismos en la protoestrella de neutrones, y por otro, se concentran en simulaciones de la evolución hidrodinámica de la estrella colapsada en más de una dimensión espacial. A pesar del enorme esfuerzo invertido en estos análisis los resultados que se obtienen distan de ser

satisfactorios.

6.2.2 Evolución de protoestrellas de neutrones

La evolución de una protoestrella de neutrones consiste esencialmente en un proceso de desleptonización y enfriamiento en el cual el objeto colapsado que acaba de formarse en el remanente de la explosión de una supernova radía al espacio su exceso térmico y leptónico, estableciéndose asintóticamente como una estrella de neutrones fría.

El enfriamiento de largo término de una estrella de neutrones tiene dos períodos: una época de enfriamiento por neutrinos que dura hasta unos $10^5 - 10^6$ años y una época subsiguiente de enfriamiento por fotones. Si bien la emisión de neutrinos de una estrella de neutrones joven ha sido observada sin lugar a dudas en la SN 1987A, esta clase de emisión se hace indetectable, aun para las estrellas de neutrones más cercanas, luego de unos 100 segundos. No obstante, en el modelo estándar las temperaturas superficiales de las estrellas de neutrones permanecen por encima de 10^6 K durante unos 10^5 años y son entonces potencialmente observables en las bandas de rayos X y UV.

Durante los primeros segundos, la evolución de la protoestrella está determinada completamente por la pérdida de neutrinos [142, 143, 144, 145, 146]. Mientras que los neutrinos de tipo electrónico se producen principalmente por decaimiento β inverso, los otros tipos de neutrinos son creados de a pares $(\nu_i \bar{\nu}_i)$ [147] por procesos térmicos. Como los ν_e se producen por los decaimientos β inversos $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ mucho más copiosamente que los antineutrinos $\bar{\nu}_e$ en las reacciones $n + e^+ \rightarrow p + \bar{\nu}_e$, la estrella pierde número leptónico del electrón y la materia se neutroniza. Las capas cercanas a la superficie de la estrella se desleptonizan rápidamente, pero en el interior de la estrella la fracción de leptones permanece alta durante varios segundos. Al cabo de 10 segundos de evolución, la abundancia de neutrinos es prácticamente nula a lo largo de toda la estrella.

Durante el proceso de desleptonización las temperaturas en la estrella crecen, ya que la energía de degeneración de los electrones se convierte en energía térmica a medida que los ν_e , que son producidos en las capturas electrónicas sobre protones, pierden energía por las sucesivas absorciones y reemisiones en su camino hacia la super-

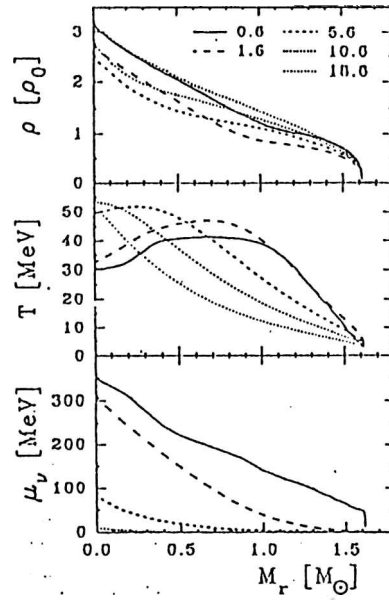


Figura 6.2: La evolución de una protoestrella de neutrones de $1.6 M_\odot$ computada por Keil & Janka [112]. Se muestra la evolución de los perfiles de densidad, temperatura y potencial químico del neutrino del electrón para edades de 0.6, 1.6, 5.6, 10.6 y 18.6 segundos luego del rebote en el núcleo estelar.

ficie de la estrella. A pesar de que la energía se difunde hacia fuera de la estrella por medio de los seis tipos de neutrinos, mientras que el número leptónico del electrón se pierde sólo por la emisión de ν_e , la desleptonización es más rápida que el enfriamiento y la protoestrella se calienta durante los primeros segundos de la etapa evolutiva dominada por pérdida de neutrinos. Esto puede ser entendido por el hecho de que los electrones son capturados principalmente de la superficie de Fermi. Cada electrón capturado tiene entonces una energía típica aproximadamente igual al potencial químico del electrón μ_e . En las etapas más tempranas, μ_e tiene valores por encima de 200 MeV en la mayor parte de la estrella. Los ν_e y $\bar{\nu}_e$ son radiados desde la superficie de la protoestrella con energías típicas de 10-20 MeV, y los ν_μ , ν_τ y sus antipartículas, con energías de 20-30 MeV. Si los seis tipos de neutrinos se emiten en cantidades aproximadamente iguales, se radía una energía de 100-150 MeV por cada unidad de número leptónico que se pierde. Esto significa que una fracción apreciable de la energía de degeneración de un electrón capturado ($\epsilon_e \approx \mu_e > 200$ MeV) no se emite de manera directa, sino que conduce al calentamiento de la materia.

Estas características se pueden ver claramente en el cálculo detallado de la evolución de una protoestrella de neutrones típica (de $1.6 M_\odot$) durante 50 segundos, realizado por Keil & Janka [112]. Estos cálculos describen la evolución tomando como instante inicial $t = 600$ ms después el rebote hidrodinámico del núcleo estelar. Las ecuaciones de estado que utilizan son las mismas ecuaciones de estado hiperónicas que se describieron en el Capítulo 2 y que se utilizaron en el Capítulo 4 para la descripción de la transición de materia nuclear a materia de quarks.

Los principales resultados de estos cálculos se resumen en la Fig. 6.2, donde se muestran los perfiles de la densidad de bariones ρ_* , la temperatura T y el potencial químico del neutrino del electrón (μ_{ν_e}) para edades de la protoestrella de neutrones de 0.6, 1.6, 5.6, 10.6, y 18.6 segundos luego del rebote del núcleo estelar. En lo que se refiere a la evolución del perfil de densidad, durante los primeros 5 segundos, el interior de la protoestrella de neutrones sufre una leve descompresión, seguida de una lenta compresión hacia su perfil asintótico.

Como ya se adelantó, la temperatura interna de la protoestrella de neutrones decrece en las regiones exteriores, mientras que en las

regiones interiores a la coordenada masa $0.5 M_{\odot}$ se incrementa hasta ~ 55 MeV. La evolución más dramática está relacionada con el contenido de neutrinos, el cual decrece hasta un valor casi nulo en ~ 10 segundos. Esta pérdida de neutrinos tiene un efecto determinante sobre el instante en el cual se puede producir la transición a materia de quarks.

6.2.3 La emisión de neutrinos

La emisión de neutrinos de la protoestrella de neutrones recién formada se caracteriza por las siguientes propiedades. Los neutrinos del electrón son emitidos desde la neutrosfera con una energía típica de unos 10 MeV, mientras que los antineutrinos del electrón tienen energías aproximadamente un 50 % mayores, y los neutrinos del μ y del τ son radiados con energías medias aún mayores. Esto puede ser entendido fácilmente por el hecho de que los neutrinos y los antineutrinos del electrón experimentan reacciones de corriente cargada, mientras que los neutrinos del μ y del τ casi no lo hacen, ya que les son inaccesibles cinemáticamente⁶. Además, debido a la asimetría neutrón - protón que existe en el medio, el acoplamiento de los antineutrinos del electrón con el medio vía la absorción sobre protones ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) es menos fuerte que la absorción de neutrinos del electrón sobre los neutrones ($\nu_e + n \rightarrow e^- + p$), los cuales son mucho más abundantes⁷.

La idea básica de que las explosiones de supernova son el resultado del colapso del núcleo de una estrella masiva y que están asociadas con la emisión de una gran cantidad de neutrinos desde la estrella de neutrones parece confirmada en líneas generales por las observaciones de neutrinos de la SN 1987A. No obstante, si bien los modelos numéricos detallados del enfriamiento de una estrella de neutrones realizados por Burrows & Lattimer [111], Burrows [148], Wilson & Mayle [149], y Keil & Janka [112] concuerdan razonablemente con las observaciones, muchos aspectos de los datos están aún incomprendidos. Por ejemplo, todos los modelos "estándar" tienen dificultades para explicar si-

⁶Por ejemplo, el ν_{μ} debe tener un potencial químico mayor que $m_{\mu}=106.5$ MeV para que se produzca la reacción $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^- + p$.

⁷La opacidad de neutrinos está dominada principalmente por el scattering de neutrinos sobre nucleones $\nu_i + (n, p) \rightarrow \nu_i + (n, p)$ y por las reacciones de corriente cargada $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ y $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$.

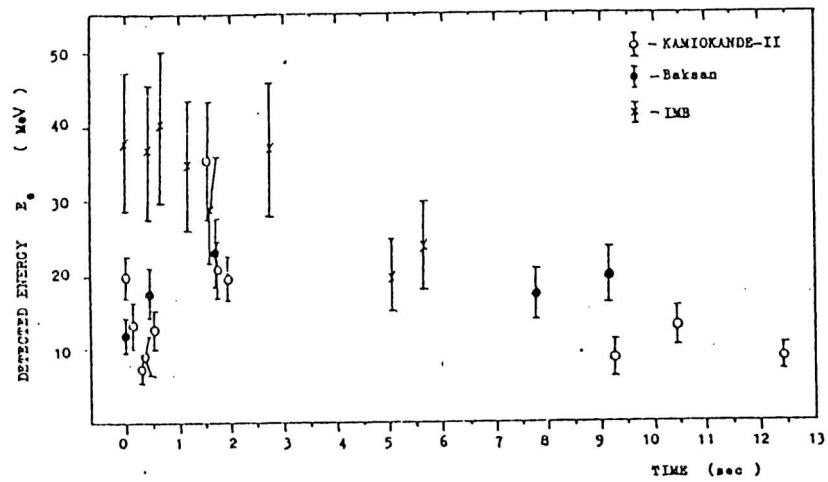


Figura 6.3: Neutrinos de la supernova 1987A detectados por Kamiokande, IMB y Baksan.

multáneamente las detecciones de neutrinos de KII y de IMB. La señal de neutrinos registrada por KII mostró un gap de ~ 7 segundos entre el octavo y el noveno evento. Luego de este gap se detectaron un total de 3 neutrinos. La probabilidad de detectar estos 3 eventos si se los considera simplemente como una fluctuación estadística dentro del marco del modelo estándar es menor al 2 % [150]. Esto inició una gran cantidad de especulaciones sobre posibles procesos que fueran capaces de producir un incremento tardío de la emisión de neutrinos. En particular, estos tres eventos fueron asociados a una transición de fase de la materia nuclear normal a materia extraña [42, 43, 5, 6]. Los cálculos estándar más recientes de evolución de protoestrellas de neutrones, que incluyen el efecto de la creación de estados hadrónicos tales como hiperones y resonancias Δ no muestran ningún “burst” de neutrinos tardío [112].

6.3 Materia de quarks en las protoestrellas de neutrones

Se ha mostrado recientemente [6] que la transición de deconfinamiento de los quarks puede ocurrir durante la evolución de las estrellas de neutrones, y se ha analizado su posible efecto sobre la dinámica de las supernovas.

Varios trabajos han tenido en cuenta la posibilidad de una transición a materia de quarks en las supernovas, principalmente a raíz de las dificultades de los modelos teóricos estándar para explicar las explosiones observadas. Algunos de estos modelos alternativos han tenido en cuenta el efecto de un colapso adicional del núcleo estelar, el cual libera más energía que en el caso estándar [151, 98]. Otros han considerado que los neutrinos adicionales generados durante la formación de materia extraña pueden revivir el shock y lograr que el mecanismo del shock retardado sea exitoso [102, 5, 6]. Otros escenarios más extremos [43, 42, 1, 6] presentan un mecanismo por el cual, debido al deconfinamiento de la materia de quarks y su posterior decaimiento a materia extraña, se genera una onda de detonación que es la verdadera responsable del éxito de la explosión.

El propósito de esta sección es estudiar la viabilidad de la transición de materia nuclear a materia de quarks en las condiciones que existen en las estrellas de neutrones durante los primeros segundos a partir de su formación [6]. Consideraremos la ecuación de estado de la Sección 2.5, que describe la materia nuclear hiperonizada, y la ecuación de estado que surge del modelo del MIT para la materia de quarks. Además incluiremos la presencia de un gas de Fermi degenerado de neutrinos del electrón.

Con el objeto de determinar si la transición es o no posible, combinaremos el cálculo evolutivo de Keil & Janka [112] con los resultados acerca del deconfinamiento de la materia hadrónica obtenidos en el Capítulo 4 ⁸ [5]. Luego discutiremos las consecuencias y las señales observables que se pueden asociar con esta transición.

Para determinar si la transición se produce durante la evolución de la protoestrella de neutrones, utilizaremos los resultados de Keil & Janka de la siguiente manera [6]: cada capa de la protoestrella de neutrones tiene valores determinados de T y μ_{ν_e} . Para estos valores podemos calcular entonces la densidad ρ_{tr} a la cual ocurre la transición, y comparar dicha densidad con la densidad ρ_* que tiene la protoestrella de neutrones en la capa considerada. Entonces, si la diferencia $\rho_* - \rho_{tr}$ es negativa, la estrella no está lo suficientemente comprimida como para que pueda ocurrir la transición, y la fase preferida es la de materia nuclear. Sin embargo, si $\rho_* - \rho_{tr}$ es positiva, la estrella puede experimentar la transición de fase a materia de quarks.

Los resultados se pueden ver en las Figs. 6.4 para distintos valores de la constante B del modelo del MIT. Para el caso $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$, el valor de B es lo suficientemente pequeño como para que la transición pueda ocurrir a bajas densidades (ver Fig. 4.2). Por esta razón, inclusive el primer modelo de la protoestrella de neutrones aquí considerado sufre la transición en este caso. Si $B = 80 \text{ MeV fm}^{-3}$, la transición se espera a densidades más altas y no comienza en el centro de la estrella sino que lo hace en capas intermedias, poco después de transcurridos 1.6 segundos de evolución (ver Fig. 6.4).

Valores más grandes de B incrementan más aún las densidades que

⁸Por consistencia utilizaremos aquí las mismas constantes de acoplamiento hiperónicas utilizadas por Keil & Janka en su ecuación de estado B.

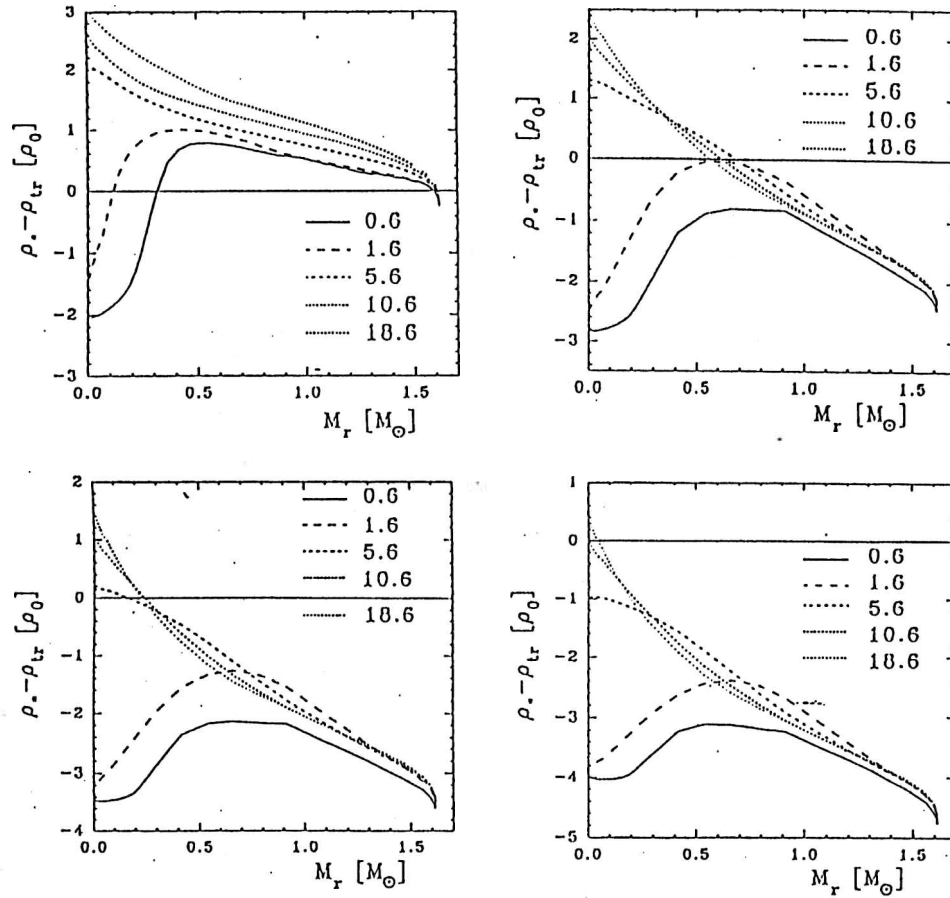


Figura 6.4: El perfil de $\rho_* - \rho_{tr}$ en función de la coordenada masa en diferentes etapas de la evolución de una estrella de neutrones de $1.6 M_\odot$ para distintos valores de la constante B del modelo del MIT [6]. $\rho = m_u n_B$ es la densidad bariónica, con $m_u = 1.66 \times 10^{-24}$ g.

B [MeVfm ⁻³]	Época de deconfinamiento [segundos]
60	~ 0.6
80	~ 1.6
100	~ 5.6
120	~ 10.6

Tabla 6.1: Parámetros elegidos para el cálculo de la ecuación de estado, y tiempo aproximado en el cual se produce el deconfinamiento para cada elección del parámetro [6].

se esperan para la transición: para $B = 100$ y 120 MeV fm^{-3} , por ejemplo, las condiciones de transición se alcanzan en el centro de la estrella, justo antes de 5.6 y 10.6 segundos respectivamente (ver Fig. 6.4). Analizando la evolución hasta $t = 48$ segundos, se encuentra que B debe ser $B < 126 \text{ MeV fm}^{-3}$ para que la transición pueda ocurrir en algún momento durante la evolución de la protoestrella de neutrones [6].

6.4 Discusión

Los resultados obtenidos indican que si $B < 126 \text{ MeV fm}^{-3}$, las condiciones de deconfinamiento se alcanzan en algún momento de la evolución de la protoestrella de neutrones. Sin embargo, la incerteza existente sobre el valor más adecuado de B hace imposible la determinación exacta de la etapa evolutiva de la protoestrella de neutrones en la cual es esperable que ocurra la transición. No obstante, es de notar que a menos que B sea muy pequeña la transición debería ocurrir luego de una fracción de la escala de tiempo de desleptonización (~ 10 segundos).

Como veremos, esta transición debe producir un rearrreglo total de la estructura interior de la estrella de neutrones y la emisión de una gran cantidad de energía, lo cual debe conducir en principio a consecuencias detectables.

La materia de quarks recién deconfinada está lejos del equilibrio

químico, y debe decaer hacia una composición con una cantidad mayor de quarks extraños por medio de interacciones débiles. Este decaimiento libera una gran cantidad de calor y de nuevos neutrinos que deberían modificar la evolución subsiguiente de la protoestrella de neutrones de modo no trivial.

Comparando las condiciones para que ocurra la transición con las predicciones de los cálculos evolutivos estándar de la protoestrella de neutrones, es posible estimar, a partir de los resultados de la sección anterior, el momento en el cual comienza la transición de deconfinamiento, y las capas de la estrella en las cuales se la debe esperar. Sin embargo, las etapas evolutivas posteriores deben ser calculadas incluyendo el decaimiento de la materia de quarks de manera detallada. El decaimiento de la materia de quarks de dos sabores ha sido calculado por Dai, Peng & Lu [102] y Anand et al. [103]. No obstante, estos cálculos se han realizado en condiciones diferentes a las que surgen en una protoestrella de neutrones y no tienen en cuenta la extrañeza finita inicial de la materia recién deconfinada (Cf. [5]).

Una vez que se ha producido la primera semilla de materia de quarks, ésta debería crecer (probablemente por medio de una onda de detonación) convirtiendo parte de la protoestrella de neutrones en materia de quarks. La materia de quarks recién deconfinada decaerá en una escala de tiempo de $\sim 10^{-8}$ segundos, radiando una gran cantidad de neutrinos adicionales. Bajo estas circunstancias, la temperatura debería acrecentarse apreciablemente hasta un valor tal que las tres clases de neutrinos y antineutrinos deberían generarse térmicamente. Estos neutrinos adicionales deben radiarse fuera de la estrella en una escala de tiempo de difusión y podrían ser cruciales para el éxito del mecanismo de explosión retardada, ya que podrían proveer la energía faltante en los modelos estándar para revivir la onda de choque. *Además, si $B > 100 \text{ MeV fm}^{-3}$, el retraso esperado para la transición a materia de quarks sería lo suficientemente largo como para que pueda ser observado por los detectores terrestres como una segunda señal de neutrinos superpuesta con la señal estándar [6].* Es de notar que el tiempo de retardo entre el primer pico de neutrinos (asociado al colapso del núcleo estelar y al shock precursor fallido) y el segundo pico (producido por el decaimiento de la materia de quarks a materia extraña) está dado por el tiempo que necesita la protoestrella de neutrones para evolucionar

hasta las condiciones de deconfinamiento más el tiempo necesario para que los “nuevos” neutrinos se difundan desde el interior deconfinado hasta la neutrinosfera [6].

Es bien sabido que el grupo de Kamiokande detectó dos picos de neutrinos en la SN 1987A [124]. Ellos observaron 11 neutrinos asociados con la explosión. Notablemente, los primeros 8 fueron detectados en un lapso de 2 segundos de duración, mientras que los 3 restantes se detectaron luego de un intervalo de 7 segundos. Contrariamente a lo que se argumentó originalmente [152], esta distribución temporal, bastante inesperada, de las detecciones, no puede ser explicada dentro del marco de los modelos estándar de las explosiones de supernovas y de la evolución subsiguiente de la protoestrella de neutrones [150, 112]. Sin embargo, en el marco de los resultados anteriormente explicados, y si $B > 100 \text{ MeV fm}^{-3}$, el retardo detectado se explica naturalmente por el tiempo que tarda la protoestrella de neutrones en alcanzar las condiciones de deconfinamiento más el tiempo asociado con el transporte de neutrinos hasta la neutrinosfera de la estrella (\sim unos pocos segundos).

El modelo que aquí se expone delinea además una posible solución de otra de las dificultades más importantes que presentan los modelos estándar de las supernovas, a saber, el problema de las explosiones fallidas o muy débiles, pues provee grandes luminosidades de neutrinos que pueden revivir el shock y porque existe la posibilidad de una propagación explosiva de la transición como detonación.

Es importante remarcar que todos los fenómenos que han sido descritos anteriormente pueden ser correctos siempre que la materia extraña sea el estado fundamental de la materia en las condiciones de alta presión y temperatura que se encuentran en los interiores de las protoestrellas de neutrones, aun cuando la materia extraña no sea el estado fundamental a presión y temperatura cero. Esto representa un requerimiento mucho menos restrictivo sobre las propiedades físicas de la materia de quarks.

7

Estrellas extrañas

Si los procesos de formación de materia de quarks ocurren en las primeras etapas de evolución de las estrellas de neutrones, tal como se describió en el Capítulo anterior, éstas deben estar constituidas, al menos en parte, por materia extraña. Además, si la materia extraña es absolutamente estable, pueden existir estructuras estelares compuestas desde el centro hasta la superficie únicamente por quarks (estrellas extrañas puras).

En este Capítulo analizaremos las propiedades de las estrellas extrañas puras y trataremos de establecer las características observacionales que permitirían diferenciarlas de otra clase de estrellas compactas como las estrellas de neutrones.

7.1 Características observacionales de las estrellas compactas

En teoría, las estrellas de neutrones pueden tener un rango de masas entre $\sim 0.1M_{\odot}$ hasta una cierta masa máxima (que depende de la ecuación de estado) por encima de la cual la estrella colapsa. El límite inferior corresponde a configuraciones que son lo suficientemente densas (cerca de la densidad nuclear) como para que la presión de Fermi de los nucleones restablezca la estabilidad perdida en la familia de las estrellas enanas blancas. Esta pérdida de estabilidad ocurre con el incremento de la masa estelar, como consecuencia de la disminución en la presión

de los electrones que se produce a causa de la neutronización. La masa máxima de las estrellas de neutrones sería de $\sim 3M_{\odot}$ si se tomara como ecuación de estado el límite causal $P = \rho$ [58]. Para teorías de la materia que incorporan el conocimiento de las propiedades de la materia nuclear, la masa máxima es menor, y cae generalmente en el rango $1.4 - 2.4M_{\odot}$, dependiendo de la ecuación de estado. En realidad, los límites más realistas caen por debajo de $\sim 1.7M_{\odot}$. La observación de la masa de los púlsares impone fuertes restricciones sobre las propiedades de la materia a grandes densidades. Cualquier teoría de la materia densa debe predecir estrellas con una masa máxima por encima de la masa del púlsar observado más masivo.

De los ~ 800 púlsares que se conocen actualmente sólo se ha podido medir la masa de unos 20 (ver Figura 7.1). Las medidas son posibles para sistemas binarios y tienen errores bastante grandes.

El púlsar más masivo observado es posiblemente Vela X-1 (púlsar de rayos X). En todo caso es el púlsar que tiene el mayor valor de la cota inferior para la masa ($1.56M_{\odot}$). De esta manera establece, por ahora, que la teoría debe ser capaz de explicar púlsares que tengan masas máximas de al menos este valor. Los descubrimientos más recientes de púlsares de milisegundo, de los cuales aproximadamente la mitad son binarios, hacen esperar que en un futuro próximo se pueda disponer de más medidas de masa.

7.2 Composición de las estrellas compactas

Como sugiere el análisis llevado a cabo en el Capítulo anterior, un lugar muy probable para la aparición de materia de quarks es en objetos astronómicos colapsados (las comúnmente llamadas “estrellas de neutrones”). El estudio de estrellas extrañas ha despertado considerable interés desde la aparición de los primeros trabajos sobre estos objetos [153, 44, 52], con la expectativa de hallar características que permitan diferenciar una estrella extraña de una de neutrones.

Los resultados que se obtienen integrando las ecuaciones de estructura estelar de Oppenheimer-Volkoff para el modelo del MIT indican

que la disminución de la densidad desde el centro hasta la superficie para una estrella de $1.4M_{\odot}$ no sobrepasa 1 orden de magnitud. Esto es notoriamente diferente de la situación que se encuentra normalmente en las estrellas y es un resultado directo del valor tan grande de la densidad mínima de la materia extraña. Para estrellas de masas menores la variación es menor. En cierto sentido, las estrellas extrañas son casi “esferas de densidad constante”, en especial las de baja masa.

En la Figura 7.2 se puede ver la relación masa total - radio estelar para estrellas extrañas y estrellas de neutrones (estas últimas calculadas según distintas ecuaciones de estado) [19]. La diferencia entre los dos tipos de estrella es notable. La masa de una estrella extraña es una función creciente del radio (excepto para masas cercanas al valor máximo). Lo contrario ocurre con las estrellas de neutrones. No hay una masa mínima para las estrellas extrañas mientras que las estrellas de neutrones tienen un claro mínimo. Estas diferencias sustanciales parecen indicar que ambos tipos de estrella son fácilmente distinguibles. Desafortunadamente, no es así: el mecanismo de formación de las “estrellas de neutrones” parece tener una tendencia a producir objetos en un rango bastante limitado de masas, ya que el colapso del núcleo de las estrellas masivas se dispara cuando éste alcanza aproximadamente una masa límite de $\sim 1.4 - 1.5M_{\odot}$. Este rango de masas puede ser quizás aumentado en $\sim 0.1M_{\odot}$ como consecuencia del material acreetado durante la explosión de supernova. Esto coincide con las masas medidas de los púlsares, las cuales rondan $\sim 1.4M_{\odot}$ (ver Figura 7.1). Para estos valores es bastante difícil poder distinguir ambos tipos de objetos (ver Figura 7.2).

Una diferencia profunda entre ambos tipos de estrella está en las características superficiales [19]. A partir de la ecuación de estado de la materia extraña en el modelo del MIT, $P = (1/3)(\rho - 4B)$, se ve que la presión es cero para una densidad finita de la materia: $\rho(P = 0) = 4B$. La superficie de una estrella queda definida por el punto en el cual la presión es cero. Por lo tanto, en el caso de una estrella extraña, la densidad en la superficie varía abruptamente desde $\rho = 4B \approx 4 \times 10^{14}$ g/cm³ (tomando $B = 57$ MeV fm⁻³) hasta $\rho = 0$. Este cambio abrupto es posible porque el material en la superficie de la estrella está ligado a ésta por la interacción fuerte y no por la fuerza de gravedad.

Otra manera posible de diferenciar las estrellas compactas surge a

partir de sus propiedades rotacionales. Las estrellas no pueden tener una velocidad angular de rotación arbitrariamente alta. Si la estrella es puesta a rotar a una velocidad mayor que la máxima, evoluciona rápidamente hacia la forma de una “varilla rotante” que radía su exceso de momentum angular en la forma de ondas gravitacionales. La frecuencia angular límite depende de la densidad media de la estrella: $\Omega_{max} \sim \sqrt{M/R^3}$, donde M y R son los valores en ausencia de rotación. Para ciertos valores de la constante B del MIT es posible construir modelos de estrellas extrañas que roten más rápido que cualquier modelo de estrella de neutrones. Esto causó enorme revuelo al descubrirse un púlsar óptico con un período de 0.5 milisegundos en la SN 1987A [154], ya que esta detección difícilmente podía ser explicada por las estrellas de neutrones [155, 156]. La observación fue luego considerada errónea. Además se argumentó posteriormente [157] que de todas maneras no son posibles púlsares de materia extraña con períodos de 0.5 milisegundos, ya que los valores de B que lo permiten impiden que la materia extraña sea estable a $P = 0$.

Otro camino posible para realizar dicha diferenciación es estudiar el enfriamiento de ambos tipos de objeto y compararlo con las observaciones. En este sentido, el trabajo de Page [158] sugiere que una estrella extraña debería ser mucho más fría que una estrella de neutrones de la misma masa en las primeras pocas decenas de años desde su formación. Este resultado es de interés en el caso del objeto masivo que debería existir en el centro de la SN 1987A, ya que el mismo se encuentra actualmente en dicha etapa de evolución y podría proveer un test acerca de la existencia de estrellas constituidas por materia extraña.

Se han intentado elaborar modelos de estrellas extrañas que permitan explicar los *glitches* observados en los púlsares. Una gran cantidad de púlsares exhiben el fenómeno de *glitches*. En un *glitch*, el púlsar disminuye su período abruptamente en una cantidad pequeña (en el rango $|\Delta\mathcal{P}|/\mathcal{P} \sim 10^{-6} - 10^{-8}$). Luego, durante un lapso de unos 40 a 100 días hay una relajación hacia el período que tenía el púlsar antes del *glitch*. Los modelos de estrellas extrañas no han podido hasta el momento dar cuenta de estos fenómenos. Esto ha sido interpretado de maneras diferentes. Según unos, falta (pero debe ser posible) encontrar un buen modelo de estrella extraña que explique los *glitches* [44, 159, 47]; para

otros, al menos los púlsares que exhiben glitches deben ser estrellas de neutrones y no estrellas extrañas [160].

En resumen, las estrellas extrañas difieren de las estrellas de neutrones en muchos aspectos, pero estas diferencias no han dado lugar hasta el momento a una respuesta definitiva sobre la cuestión de si hay materia extraña en las estrellas compactas.

La mayoría de los cálculos previos se han realizado en el marco del modelo del MIT. Resulta entonces interesante explorar las propiedades de las estrellas extrañas en el modelo de masa de quarks dependiente de la densidad [4]. Eso es lo que se hará en lo que resta de este Capítulo.

7.3 Estructura de las estrellas extrañas

Analizaremos a continuación [4] las propiedades estáticas globales de estrellas formadas por materia extraña en el modelo de masa de los quarks dependiente de la densidad, presentado en el Capítulo 3. Adoptaremos los siguientes valores para la temperatura T (en MeV) y los parámetros C (en MeV fm^{-3}) y m_{s0} (en MeV):

Nombre	C	m_{s0}	T
A	75	0	0
B	75	140	0
C	105	0	0
D	75	0	10
E	75	0	34

A diferencia de lo que ocurre cuando se analizan las propiedades estructurales de estas estrellas en el modelo del MIT, la relación entre la presión P y la densidad de energía ρ no es lineal, por lo cual las estructuras de estas estrellas no pueden ser escaleadas de manera simple, como puede hacerse en el modelo del MIT, en función de la constante B [46, 47, 161].

Para calcular la estructura de las estrellas extrañas con esta ecuación de estado debemos integrar las ecuaciones de la estructura estelar relativista debidas a Oppenheimer y Volkoff [162].

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{G M_r}{r^2} \rho \left(1 + \frac{P}{\rho c^2}\right) \left(1 + \frac{4 \pi r^3 P}{M_r c^2}\right) \left(1 - \frac{2 G M_r}{r c^2}\right)^{-1}, \quad (7.1)$$

$$\frac{dM_r}{dr} = 4 \pi r^2 \rho. \quad (7.2)$$

En las ecuaciones anteriores el origen de coordenadas se ubica en el centro de la estrella, M_r es la masa gravitacional comprendida en el interior de una esfera de radio r y G es la constante de gravitación de Newton. Las condiciones de contorno son las siguientes:

- en el centro: $P(r = 0) = P_c$ y $M_r(r = 0) = 0$
- en la superficie: $P(r = R) = 0$.

El procedimiento utilizado para calcular una secuencia de modelos estelares fue integrar numéricamente estas ecuaciones desde el centro hacia la superficie tomando diferentes presiones centrales P_c con un paso $\Delta P_c/P_c = 0.025$ [4].

Los principales resultados de estos cálculos se presentan en las Figs. 7.3. Allí se muestra la relación masa versus radio utilizando la ecuación de estado con los parámetros mencionados anteriormente (A-E). Las curvas designadas con F y G corresponden al modelo del MIT con $B = 60$ y 80 MeV fm^{-3} respectivamente. Queda claro que cualitativamente el comportamiento de las estrellas extrañas es el mismo en los dos modelos considerados para la materia extraña. Por ejemplo, para objetos de baja masa, $M \propto R^3$. Sin embargo, en el presente modelo las secuencias se extienden hasta masas mayores; esto se debe a la mayor dureza, a bajas presiones, de la ecuación de estado comparada con la del MIT. La línea de trazos corresponde a las estrellas de neutrones según la ecuación de estado de Bethe y Johnson. Los puntos que se remarcan en cada curva indican el modelo de masa máxima para cada caso, esto es, el valor máximo que puede tomar la masa de la estrella extraña cuando se adopta el correspondiente juego de parámetros en la ecuación de estado. Dentro del rango de temperaturas para el cual la materia extraña puede ser absolutamente estable, la ecuación de estado se modifica muy levemente (para valores dados de C y m_{*0}), debido a

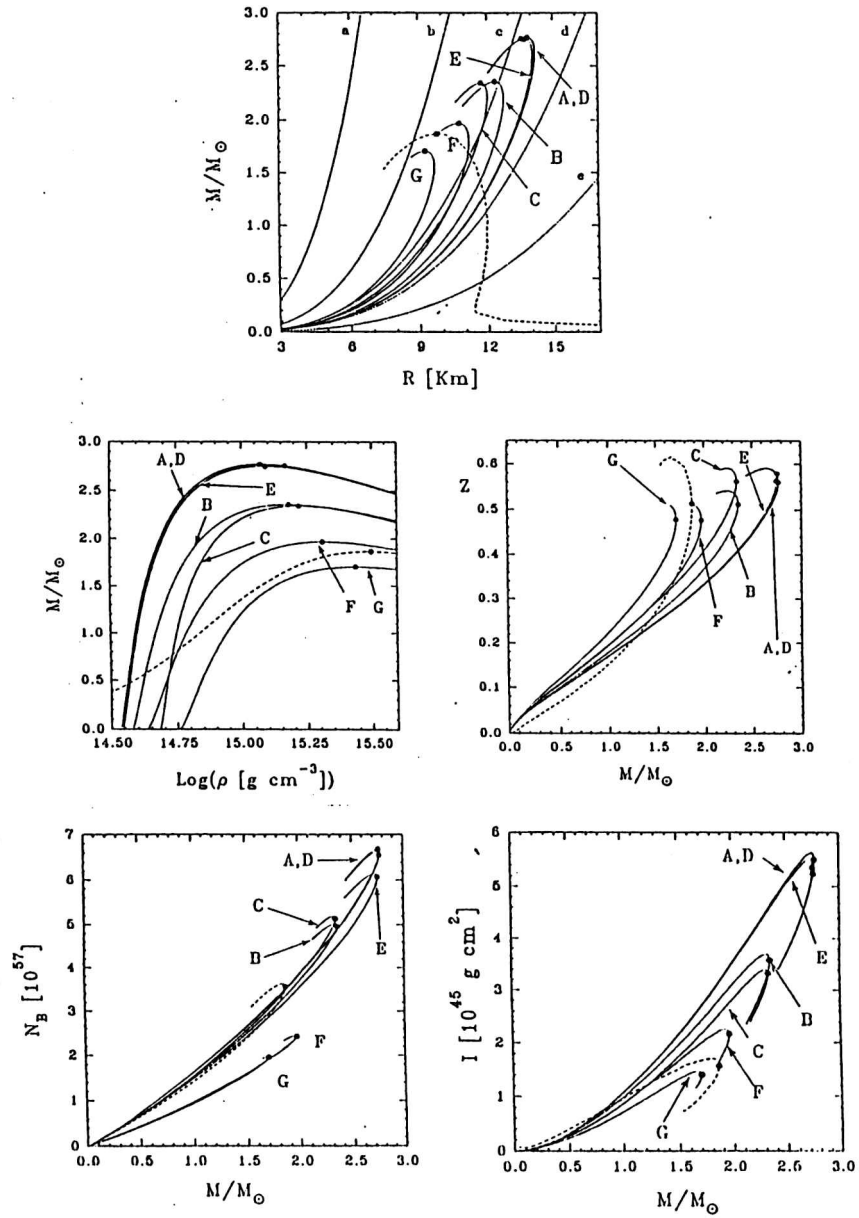


Figura 7.3: Relación masa vs. radio para estrellas extrañas y estrellas de neutrones con la ecuación de estado de Bethe & Johnson (línea de trazos). Los puntos indican el modelo de masa máxima de cada secuencia. Se indica además el rate de máxima rotación posible correspondiente a períodos de 0.25 (a), 0.5 (b), 0.75 (c), 1.0 (d), y 1.5 (e) segundos. En el resto de los gráficos, las líneas y los puntos tienen el mismo significado [4].

que es fuertemente degenerada (aun a $P = 0$). Por esta razón, las secuencias D y E (correspondientes a temperaturas finitas) son casi coincidentes con la A, para la cual $T = 0$. En contraste, las capas exteriores de las estrellas de neutrones no están tan fuertemente degeneradas y, a medida que T crece, pueden expandirse significativamente [163]. Ésta es otra profunda diferencia entre las estrellas de neutrones y las estrellas extrañas.

Con el objeto de investigar las propiedades rotacionales de estos modelos se han incluido las curvas correspondientes al rate rotacional máximo $\Omega_{m\acute{a}x}$ que puede tener cada modelo, en función de la configuración no rotante de la misma masa [164]:

$$\Omega_{max} = 7.7 \times 10^3 \sqrt{\frac{M}{R^3}}. \quad (7.3)$$

Los períodos considerados son de 0.25, 0.5, 0.75, 1.0 y 1.5 segundos y se designan en la Fig. 7.3 con las letras *a*, *b*, *c*, *d* y *e* respectivamente. Un modelo puede rotar más rápidamente que un período dado si está ubicado a la izquierda de la correspondiente curva en el plano M-R. Los modelos aquí presentados pueden rotar algo más lentamente que los del MIT dado que presentan radios algo mayores.

En la Figura 7.3 se muestra también la relación entre la masa y la densidad central para el conjunto de ecuaciones de estado considerado. Se puede ver que las secuencias del presente modelo son más empinadas que las que corresponden a la ecuación de estado en el modelo del MIT, debido a la menor dureza de esta última. Asimismo, el modelo de masa máxima aparece a menores densidades en la nueva ecuación de estado.

También podemos ver la relación entre la masa y el corrimiento al rojo gravitacional Z dado por:

$$Z = \left(1 - \frac{2 G M}{R c^2}\right)^{-1/2} - 1. \quad (7.4)$$

Nuevamente, la apariencia general de la solución es similar al caso del MIT, pero los modelos de masa máxima tienen un Z mayor.

Asimismo se representa la relación entre el número bariónico total N_B y la masa, la cual fue computada integrando la ecuación:

$$\frac{dN_B}{dr} = 4 \pi r^2 n_B \left(1 - \frac{2 G M}{R c^2}\right)^{-1/2}, \quad (7.5)$$

donde n_B es la densidad de número bariónico. Nótese que las estructuras basadas en el presente modelo pueden tener hasta tres veces más bariones que en el caso del MIT.

Finalmente se muestra la relación entre el momento de inercia total y la masa [165]. Queda claro que los modelos presentados pueden tener momentos de inercia mucho mayores que los del MIT (al menos para los valores de la constante B que se consideran aquí).

7.4 Pulsaciones radiales de estrellas extrañas

Un tema de interés es la pulsación de estrellas extrañas [166, 167, 168, 161]. El espectro de oscilaciones es muy amplio, pero por simplicidad el análisis que sigue se referirá sólo a las oscilaciones radiales, suponiendo que son adiabáticas. Es importante notar que las oscilaciones radiales y las dipolares son las únicas que no son amortiguadas por radiación de ondas gravitacionales. Consecuentemente, estos modos son los que mayores posibilidades tienen de ser excitados hasta amplitudes observables.

Los análisis anteriores de las pulsaciones radiales de estrellas extrañas resuelven las ecuaciones relativistas de pulsación en el marco de la ecuación de estado del MIT [166, 167, 161]. Un tratamiento analítico aproximado se presenta en [168].

Primeramente, se analizarán las oscilaciones radiales resolviendo las ecuaciones de movimiento relativistas deducidas por Chandrasekhar [169].

Para un espacio tiempo esférico la métrica es la de Schwarzschild:

$$ds^2 = e^\nu dt^2 - e^\lambda dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2). \quad (7.6)$$

El movimiento adiabático de la estrella en su modo normal n -ésimo queda expresado en términos de una amplitud $u_n(r)$ por:

$$\delta r(r, t) = r^{-2} e^{\nu/2} u_n(r) \exp(i\omega_n t). \quad (7.7)$$

La amplitud $u_n(r)$ está determinada por una ecuación de Sturm - Liouville:

$$\frac{d}{dr} \left(A \frac{du_n(r)}{dr} \right) + (B + w_n^2 C) u_n = 0, \quad (7.8)$$

donde las funciones $A(r)$, $B(r)$ y $C(r)$ están expresadas en términos de la configuración de equilibrio de la estrella por

$$A = \exp((\lambda + 3\nu)/2) r^{-2} \gamma P, \quad (7.9)$$

$$\begin{aligned} B = & -4 \exp((\lambda + 3\nu)/2) r^{-3} \frac{dP}{dr} \\ & -8\pi \exp(3(\lambda + \nu)/2) r^{-2} P(P + \rho) \\ & + \exp((\lambda + 3\nu)/2) r^{-2} (P + \rho)^{-1} \left[\frac{dP}{dr} \right]^2, \end{aligned} \quad (7.10)$$

$$C = \exp((3\lambda + \nu)/2) r^{-2} (P + \rho). \quad (7.11)$$

El índice adiabático γ está dado por

$$\gamma = (P + \rho) P^{-1} \frac{dP}{d\rho} \Big|_s. \quad (7.12)$$

Las soluciones físicamente aceptables de la Ec. (7.8) son aquellas para las cuales:

a) $\delta r(r, t) = 0$ y $d\delta r(r, t)/dr$ es finita cuando $r \rightarrow 0$. Esto es, el fluido en el centro de la estrella no es desplazado en una oscilación radial.

b) las oscilaciones en la presión son nulas en la superficie de la estrella ($r = R$):

$$\Delta P = -\exp(\nu/2) r^{-2} \gamma P \frac{du_n}{dr} = 0. \quad (7.13)$$

Para objetos de baja masa, estas ecuaciones tienden al límite no relativista. Además, estas estrellas tienen una densidad interna casi constante. Se verá más adelante que en esta situación las ecuaciones pueden ser resueltas de manera directa obteniéndose una ecuación de autovalores. La concordancia entre los resultados numéricos y analíticos es notable.

7.4.1 Tratamiento numérico

El procedimiento numérico empleado para resolver las ecuaciones de pulsación radial es muy simple. Se estima un período y se integran las ecuaciones para tal valor y para otro período muy cercano al primero. La integración se realiza desde el centro hasta la superficie definida por $P = 0$. Para dicho valor de la presión, γP es finita y por lo tanto, si $\Delta P = 0$, se ve de la ecuación 7.13 que $du_n/dr = 0$. Esta condición conduce a una corrección en el período τ , el cual puede ser corregido iterativamente hasta la precisión deseada. Aquí se ha requerido $\Delta\tau/\tau \leq 1 \times 10^{-5}$. Las Figuras 7.4 incluyen los principales resultados de los cálculos [4]. Se ha elegido graficar los períodos τ versus el redshift Z porque estas cantidades pueden en principio ser observadas.

En la Figura 7.4 se ven los resultados para el modo radial fundamental. Nótese que el valor de Z para cada modelo de masa máxima coincide con el Z para el cual el período diverge. Ésta es una buena indicación de que el procedimiento numérico está dando los resultados correctos. Una característica claramente notable es que para objetos muy pequeños los períodos de los diferentes modos radiales de las estrellas extrañas son funciones crecientes y empinadas de la masa y dan como resultado períodos extremadamente cortos, en contraste con las estrellas de neutrones para las cuales el período de objetos de muy baja masa es una función decreciente de la masa de la estrella. También se muestran los modos radiales excitados primero y segundo. El aspecto general de las soluciones es similar en ambos casos, aunque los períodos del segundo modo excitado son aproximadamente la mitad de los períodos para el primer modo excitado.

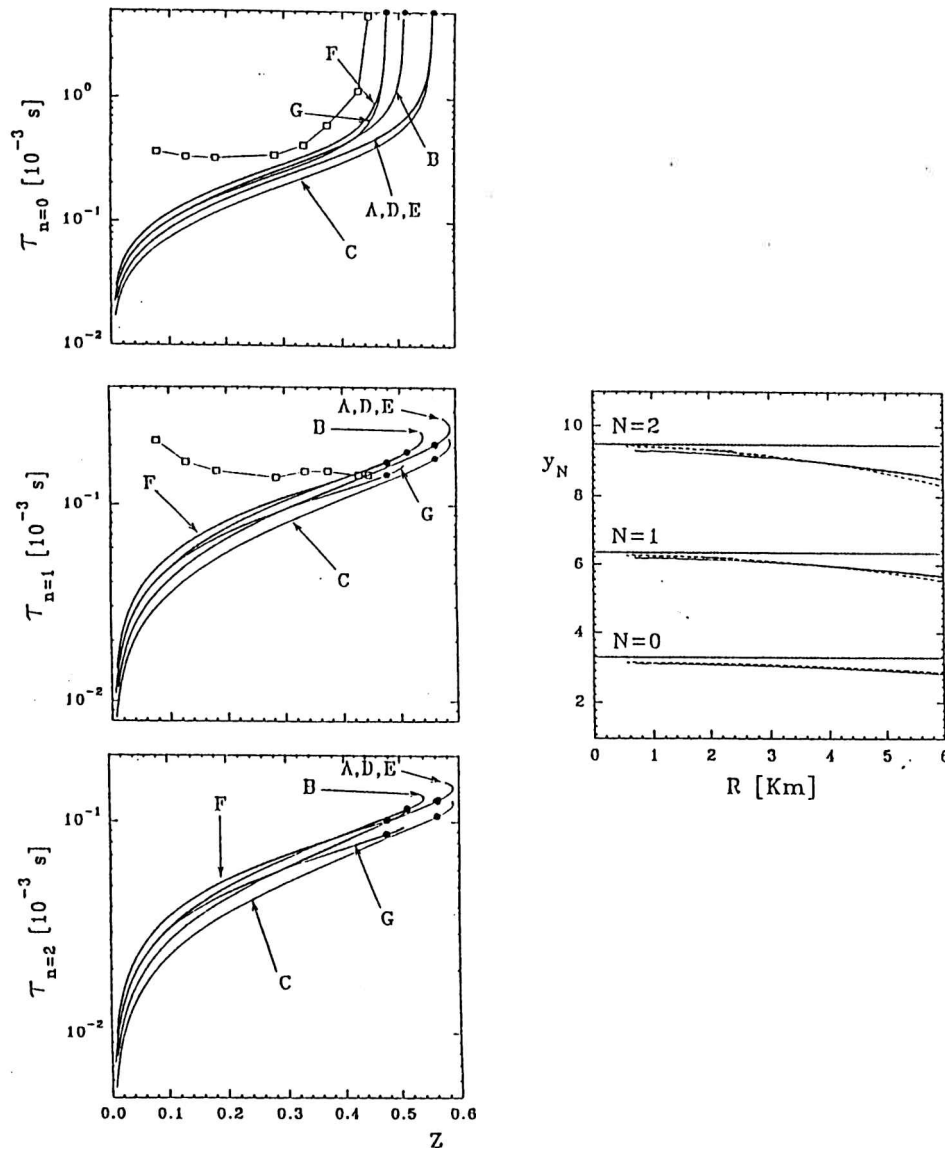


Figura 7.4: A la izquierda, el período del modo radial fundamental y de los modos excitados primero y segundo en función de Z [4]. El período diverge justo para el redshift correspondiente al modelo de masa máxima de cada secuencia. Los cuadrados representan las oscilaciones para estrellas de neutrones de Bethe & Johnson calculadas por Våth & Chanmugam [167].

Figura 7.5: A la derecha, los primeros tres autovalores para las oscilaciones radiales de estrellas extrañas de baja masa en función del radio [4]. La línea sólida corresponde al caso A, la de trazo medio al modelo del MIT con $B = 60 \text{ MeV fm}^{-3}$, y la de trazo corto a la solución analítica.

7.4.2 Tratamiento analítico

Por simplicidad se considerarán sólo objetos de baja masa [4], para los cuales los efectos de la relatividad general son de poca importancia y pueden ser tratados como objetos newtonianos. Además, las estrellas extrañas de baja masa pueden ser muy bien aproximadas como esferas de densidad constante, lo cual provee una explicación simple de las propiedades estáticas de estos objetos (y es de esperar que también de las perturbaciones radiales). Para dichos objetos, las ecuaciones para las perturbaciones radiales son de la forma

$$\frac{d}{dr} \left[\frac{\gamma P}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \xi_n) \right] - \frac{4}{r} \frac{dP}{dr} \xi_n + \omega_n^2 \rho \xi_n = 0, \quad (7.14)$$

que corresponde a perturbaciones en la presión de

$$(\Delta P)_n = -\frac{\gamma P}{r^2} \frac{d}{dr} (r^2 \xi_n). \quad (7.15)$$

Las condiciones de contorno son $\xi_n(r=0) = 0$ y $(\Delta P)_n(r=R) = 0$. Nótese que en esta ecuación $r^2 \xi_n$ juega el rol de la función u_n del tratamiento relativista.

En la aproximación de densidad constante, la derivada radial de la presión es

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r}{r^2} \rho = \frac{4\pi}{3} G \rho^2 r. \quad (7.16)$$

Asimismo, en el régimen de bajas presiones

$$\gamma P = \rho \frac{dP}{d\rho} \Big|_S = \rho v_s^2, \quad (7.17)$$

donde v_s es la velocidad del sonido. Para nuestros propósitos es también una excelente aproximación considerar $v_s = v_s(P=0)$. Reemplazando en la ecuación de movimiento y poniendo $x = r/R$ llegamos a la ecuación

$$\frac{d^2 \xi_n}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\xi_n}{dr} + \left(\Omega_n^2 R^2 - \frac{2}{r^2} \right) \xi_n = 0, \quad (7.18)$$

con

n	y_n
1	3.286007
2	6.360678
3	9.477196
4	12.605890
5	15.739656
6	18.876001
7	22.013834
8	25.152602
9	28.291994

Tabla 7.1: Soluciones de la ecuación 7.21.

$$\Omega_n^2 = \left(\omega_n^2 + \frac{16}{3} \pi G \rho \right) v_s^{-1}(0), \quad (7.19)$$

la cual es la ecuación de Bessel correspondiente al índice semientero $3/2$ [170] y tiene la solución

$$\xi_n(x) = \text{const.} \sqrt{\frac{2}{\pi \Omega_n R x}} \left(\frac{\sin(\Omega_n R x)}{\Omega_n R x} - \cos(\Omega_n R x) \right). \quad (7.20)$$

Las otras soluciones linealmente independientes deben ser descartadas ya que divergen en el origen.

Para computar los autovalores, debemos aplicar la condición de contorno en $r = R$. Recordando que γP es finito, entonces $d(r^2 \xi_n)/dr = 0$. Aplicando esta condición obtenemos la ecuación de autovalores para $y_n = \Omega_n R$:

$$\tan y_n = \frac{y_n}{1 + 2y_n^2}, \quad (7.21)$$

cuyas soluciones y_n se muestran en la Tabla 7.1.

La solución nula no nos interesa ya que representa ausencia de oscilación. Las demás soluciones están muy cerca de $n\pi$.

Las autofrecuencias quedan dadas entonces por

$$\omega_n = \sqrt{\left(\frac{v_s(0)y_n}{R}\right)^2 - \frac{16}{3}\pi G\rho}. \quad (7.22)$$

Nótese que si R es muy pequeño, $\omega_n \approx v_s(0)y_n/R$; entonces, para el modo más bajo, tenemos $\tau_{n=0} \approx 2R/v_s(0)$ (el tiempo que tarda una onda sonora en atravesar el diámetro de la estrella). Esta solución explica el comportamiento encontrado en la solución numérica, esto es, un período abruptamente creciente con el redshift (notar que en este régimen $Z \propto R^2$).

En la Figura 7.5 se muestran los primeros tres autovalores, tal como fueron definidos en la Ec. (7.21) para las oscilaciones radiales de estrellas extrañas de baja masa como función de sus radios, conjuntamente con los resultados equivalentes dados por las integraciones numéricas. Con tal propósito, se ha reemplazado en la Ec. (7.22) el valor exacto obtenido de la integración numérica y se ha calculado un y_n “efectivo”. La concordancia entre las soluciones numérica y analítica es muy buena, especialmente para los objetos de radio más pequeño.

7.4.3 Excitación y amortiguamiento de las oscilaciones

La excitación de pulsaciones de estrellas compactas puede ocurrir en variadas situaciones. Por ejemplo, durante su nacimiento o durante los procesos que pueden dar lugar a “bursts” de rayos γ . Tenemos la posibilidad de observar las pulsaciones sólo si duran lo suficiente, esto es, si no se amortiguan de manera demasiado rápida. El problema de su detección dista de ser simple, pero en principio podrían ser observadas en la microestructura del perfil de emisión de ciertos púlsares [171].

Los glitches pueden en principio excitar algunos modos de vibración. Un caso conocido de este tipo ha ocurrido en el púlsar de Vela: un glitch reciente ha excitado un modo de oscilación con un período de ~ 25 días [172]. Sin embargo, tengamos en cuenta que las configuraciones aquí presentadas no son capaces de tener glitches [160]. Aún no se ha encontrado un mecanismo por medio del cual las estrellas extrañas puedan presentarlos [173].

El amortiguamiento de las oscilaciones está bien entendido [174,

175]. A medida que la estrella extraña oscila, las abundancias de quarks iniciales dejan de ser las que corresponden a la presión de la configuración perturbada, lo cual conduce a una conversión de sabor. La conversión de sabor (a través del proceso no leptónico $u + d \leftrightarrow u + s$) es la contribución principal a la viscosidad *bulk* de la materia extraña y hace que las oscilaciones de las estrellas extrañas se puedan amortiguar rápidamente. Hay también una dependencia bastante fuerte con la temperatura de la estrella, la cual puede ser importante ya que el amortiguamiento calienta el interior de la misma. Dependiendo de la amplitud de la perturbación en el volumen específico v (y considerando oscilaciones de 1 milisegundo), las escalas de tiempo de amortiguamiento abarcan un rango que va desde 10^{-3} hasta 10^8 segundos aproximadamente, para $\Delta v/v = 10^{-1}$ hasta 10^{-7} [175].

Si consideramos que estos objetos tienen rotación, tendrán cierto achatamiento polar. Entonces, si pulsan radialmente, habrá una variación temporal del momento cuadrupolar gravitacional que producirá ondas gravitacionales [176]. Este sumidero de energía tiene una escala de tiempo característica de $\sim 10^3 \mathcal{P}^4$ años, siendo \mathcal{P} el período de rotación en segundos. Parece entonces improbable la persistencia de pulsaciones primordiales en objetos rotantes.

7.5 *Discusión*

En este Capítulo hemos presentado un estudio de las propiedades generales de objetos compactos formados por materia extraña, en el marco de una ecuación de estado distinta a la normalmente utilizada [4]. Esta ecuación de estado muestra ciertas similitudes con el modelo del MIT, aunque es significativamente más dura a bajas densidades, lo cual produce una velocidad del sonido considerablemente mayor que la ultrarelativista $c_s = c/\sqrt{3}$. Esta propiedad modifica la estructura de las estrellas extrañas de manera apreciable (cuantitativamente). En lo que se refiere a modelos estáticos, se han integrado las ecuaciones relativistas estándar y se ha encontrado la estructura de las estrellas extrañas en el marco de la nueva ecuación de estado [4]. Como se podía esperar, la dependencia de estas estructuras con la temperatura es muy débil y las secuencias a temperatura cero y temperatura finita son difícilmente

distinguibles entre sí.

Si nos restringimos sólo al conjunto de parámetros que hacen que la materia extraña sea absolutamente estable, la nueva ecuación de estado produce secuencias de estrellas compactas cuyos objetos de masa máxima son mayores que en el caso del MIT (al menos para los valores de $B = 60 - 80 \text{ MeV fm}^{-3}$). Asimismo se puede ver que las densidades centrales son algo menores y que estas estructuras tienen radios bastante mayores, lo que permite velocidades angulares algo más lentas que las del MIT [4]. Es de notar que el redshift gravitacional para estas estrellas extrañas puede ser mayor (hasta en un 10 %) comparado con el Z en el MIT. Esto es siempre verdadero ya que el redshift gravitacional en el modelo del MIT es invariante frente a cambios en el valor de B . El momento de inercia y el número bariónico total pueden ser mayores que en el MIT hasta en un factor 3 [4].

También se han calculado los tres primeros modos de pulsación radial de estos objetos, encontrándose que la relación entre los períodos y el redshift gravitacional es similar al caso del MIT. Nuevamente se encuentra que para objetos de muy baja masa, el período es una función abruptamente creciente de la masa, en oposición al caso de las estrellas de neutrones. Finalmente, se ha presentado un tratamiento analítico para el caso de las estrellas extrañas de baja masa, mostrando que está en acuerdo razonable con los resultados del cálculo numérico.

Como resultado de este Capítulo vemos que si la hipótesis de la materia extraña es en verdad correcta, la estructura de las estrellas compuestas por materia extraña es bastante similar en el caso de los dos modelos fenomenológicos analizados aquí. Es notable que si bien los modelos son diferentes, dan lugar a objetos compactos con estructuras bastante similares. Es por esto que parece razonable afirmar que cualquiera sea la ecuación de estado de la materia extraña, la estructura de las estrellas extrañas puras no debe ser muy diferente de la que aquí se presenta.

También se ha propuesto la existencia de otra clase de objeto astrofísico que involucra a la materia extraña: se trata de configuraciones estelares con un núcleo denso y pequeño de materia extraña rodeado por una envoltura extendida de materia normal. Tales objetos han sido llamados enanas extrañas [177, 178, 179, 180] y son estables frente a pulsaciones radiales. Las enanas extrañas son configuraciones que

para presiones centrales altas se asemejan a las estrellas extrañas, y a bajas presiones son similares a las estrellas enanas blancas (al menos en la estructura de las capas exteriores). Además, hay una secuencia continua de modelos entre estos dos casos límite. Esto está en fuerte contraste con el caso de objetos compactos no extraños para los cuales las enanas blancas y las estrellas de neutrones están separadas entre sí por configuraciones inestables. En el caso de bajas presiones centrales, las enanas extrañas evolucionan de un modo muy similar a las enanas blancas [179, 180].

La respuesta definitiva acerca de la existencia de toda esta variedad de objetos deberá darla la observación.

8

Epílogo

En esta Tesis se han presentado elementos que dan sustento a una descripción de las explosiones de supernovas y de la formación de “estrellas de neutrones” basada en la posibilidad de existencia de la materia extraña.

Esta descripción permite por un lado contrastar la existencia de materia extraña usando como “laboratorio de experimentación” a los objetos astrofísicos, y por otro provee una explicación alternativa de las explosiones de supernova y de la formación de estrellas compactas, que resuelve, en principio, dos problemas fundamentales de los modelos estándar: la imposibilidad de lograr explosiones lo suficientemente energéticas y la imposibilidad de explicar ciertos aspectos de la emisión de neutrinos detectada en la supernova 1987A (la observación de un segundo pico de neutrinos registrada por los detectores de Kamiokande y Baksan).

Al presente, se plantean distintos modelos para la explosión de supernova favorecida por la transición a materia extraña. Por ejemplo, en [102, 103] se afirma que la explosión debe ocurrir como consecuencia del calentamiento y el aumento de la energía de la onda de choque provocados por los neutrinos generados en la transición. En otra clase de análisis [151, 98], se encuentra que durante la evolución de núcleos estelares en los que ocurren transiciones de fase se libera una cantidad extra de energía de ligadura gravitacional. Otro modelo, propuesto originalmente por Benvenuto, Horvath y Vucetich [42, 43], propone que

la formación de una onda de detonación produce la explosión. Estos modelos no son incompatibles entre sí, y deberían contribuir todos a la explosión. No obstante, habría que sopesar la importancia relativa de cada efecto.

A partir de las discusiones desarrolladas en esta Tesis, se puede aportar fundamento teórico al modelo que se describe a continuación, el cual abrevia principalmente en las ideas mencionadas en el párrafo anterior. El modelo se puede esquematizar como sigue: las estrellas masivas evolucionan de la manera predicha por los modelos estándar hasta un cierto instante en el cual ocurre el deconfinamiento de la materia "normal" y se produce materia de quarks [5]. Según el análisis llevado a cabo en los Capítulos 4 y 6, el deconfinamiento debe ocurrir en algún momento entre el comienzo del colapso del núcleo de hierro y el final de la etapa de enfriamiento de Kelvin-Helmholtz de la estrella compacta formada luego de la explosión [6]. El instante exacto del deconfinamiento es muy sensible al valor de los parámetros fenomenológicos utilizados en la descripción de la fase deconfinada. No obstante, los valores de estos parámetros considerados tradicionalmente "razonables" no sólo permiten la transición a materia de quarks sino que predicen, además, que la presencia de neutrinos atrapados debe producir una cierta demora en la transición.

Como se mostró en el Cap. 6, la transición a materia de quarks está energéticamente favorecida en las estrellas de neutrones para ciertos valores de la constante de la Bolsa B (entre $60-126 \text{ MeV}/\text{fm}^3$) [6]. Para valores de B en el rango de $60-80 \text{ MeV}/\text{fm}^3$, la transición no se produce en el centro de la estrella sino en capas intermedias y en etapas muy tempranas de la evolución ($t < 1$ segundo). Esto es así porque, si bien la densidad más alta se encuentra en el centro de la estrella, el potencial químico de los neutrinos es máximo también en ese punto ($\mu \sim 300 \text{ MeV}$). La alta densidad favorece la transición, pero como se mostró en el Cap. 4, los neutrinos atrapados la inhiben [5]. Además, en estas primeras etapas, las temperaturas más altas, que favorecen la transición, no ocurren en el centro sino en las capas intermedias de la estrella [112]. Estos efectos combinados determinan que la transición ocurra en las capas intermedias [6]. Para valores de B grandes ($100-120 \text{ MeV}/\text{fm}^3$), la transición ocurre en el centro de la estrella y en tiempos tardíos ($t > 5$ segundos). Esto ocurre de esta manera debido a que

durante los primeros ~ 5 segundos de evolución, el perfil de densidad de la estrella no muestra un cambio demasiado significativo, al contrario de lo que ocurre con T y μ . La temperatura disminuye apreciablemente y toma su máximo valor en el centro de la estrella. El potencial químico de los neutrinos disminuye de manera dramática a lo largo de toda la estrella, desinhibiendo la transición.

Tal como fuera planteado en [42, 102, 103], luego del deconfinamiento, la materia de quarks decae hacia materia extraña. Este decaimiento produce grandes cantidades de neutrinos y debe liberar una gran cantidad de energía. Los neutrinos liberados, al difundirse hacia el exterior, pueden depositar energía en el material justo detrás del shock atascado, logrando que éste “reviva” y pueda ser capaz de generar un evento de supernova exitoso. En este caso, la transición a materia de quarks contribuye a la explosión, aportando una gran luminosidad de neutrinos que puede hacer viable el mecanismo de Wilson [130] (Cap 6). Cabe recordar que la mayoría de las simulaciones estándar no consiguen luminosidades de neutrinos lo suficientemente altas como para que este mecanismo sea efectivo. Además, en lo que al mecanismo de Wilson se refiere, no importa si esta luminosidad resulta de bajas opacidades de la materia, de procesos convectivos o de formación de materia extraña, por lo cual es, en principio, perfectamente posible una supernova que explote por el mecanismo de shock retardado, revivido por los neutrinos generados en la transición a materia extraña.

Por otra parte, la gran cantidad de energía liberada durante la formación de materia extraña puede ser capaz de generar una propagación explosiva de la transición. Tal como se mostró en el Cap. 5, la combustión puede ser exotérmica en un rango bastante amplio de densidades de la materia hadrónica [1]. Estas densidades se presentan usualmente en las estrellas de neutrones. En el Cap. 5 se mostró que es posible una propagación de la transición bajo la forma de una deflagración, en el caso de que se generen llamas aceleradas [1]. Si bien es necesario un estudio más detallado de estos procesos, se satisfacen ciertas condiciones críticas para que el frente de combustión se acelere y pueda alcanzar rápidamente el modo detonación. Ésta se propagaría hacia el exterior de la estrella deconfinando la materia hasta un cierto radio crítico, más allá del cual debería propagarse como onda

de choque. La detonación deja detrás de sí materia extraña caliente y con gran contenido de neutrinos, los cuales pueden posteriormente compensar las posibles pérdidas de energía durante su propagación (la propagación de la detonación es más rápida que la difusión de los neutrinos). Esto parece indicar que el modelo dominado por una detonación es el más viable.

El modelo alternativo que aquí se presenta predice una señal característica en la emisión de neutrinos, que es distinta de la que predicen los modelos estándar por la presencia de un segundo pico de emisión de neutrinos, asociado con el decaimiento vía interacciones débiles de la materia deconfinada a materia extraña. Esta predicción (si bien no es aún cuantitativa a causa de las incertezas en el conocimiento de la materia superdensa) coincide con la detección de neutrinos provenientes de la supernova 1987A realizada por Kamiokande II. Los modelos estándar no pueden reproducir el segundo pico de neutrinos de Kamiokande II. A partir de los resultados de los Caps. 4 y 6 queda claro el mecanismo físico que puede explicar estas observaciones. El tiempo de retardo es el tiempo que necesita la materia hadrónica para desleptonizarse y alcanzar las condiciones de deconfinamiento, más el tiempo que necesitan los “nuevos” neutrinos para difundirse fuera de la estrella. Por esta razón, la detección de un pico de neutrinos “tardío” en las observaciones futuras de los neutrinos provenientes de explosiones de supernovas Tipo II puede ser considerada una señal clara de la formación de materia extraña en esos eventos.

La descripción aquí formulada predice la existencia de las llamadas estrellas extrañas, cuyas propiedades se estudiaron en el Cap. 7 [4]. Las estrellas extrañas difieren de las estrellas de neutrones en muchos aspectos, pero estas diferencias no han dado lugar hasta el momento a una respuesta definitiva sobre si existe materia extraña en las estrellas compactas.

El futuro de la descripción que se sostiene aquí, está sujeto principalmente al desarrollo de una elaboración teórica más detallada del problema y al acopio de una mayor cantidad de datos observacionales.

La disponibilidad de observaciones de supernova es muy pequeña, por la poca frecuencia con la que ocurren estos eventos, y porque la astronomía observacional de neutrinos recién está naciendo. No es posible

aún detectar grandes cantidades de neutrinos provenientes de una supernova. Es de esperar que la puesta en funcionamiento de detectores como Superkamiokande y Sudbury sea de gran utilidad.

Mientras tanto, hay mucho trabajo teórico por hacer.

Bibliografía

- [1] G. Lugones, O. G. Benvenuto & H. Vucetich, *Phys. Rev. D* **50**, 6100 (1994).
- [2] O. G. Benvenuto & G. Lugones, *Phys. Rev. D* **51**, 1276 (1995).
- [3] G. Lugones & O. G. Benvenuto, *Phys. Rev. D* **52**, 1989 (1995).
- [4] O. G. Benvenuto & G. Lugones, *Int. J. Mod. Phys. D* **7**, 29-48 (1998).
- [5] G. Lugones & O. G. Benvenuto, *Phys. Rev. D* **58**, 083001 (1998).
- [6] O. G. Benvenuto & G. Lugones, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* **304**, L25-L29 (1999).
- [7] C. Greiner & J. Schaffner-Bielich, *nucl-th/9801062*.
- [8] A. R. Bodmer, *Phys. Rev. D* **4**, 1601 (1971).
- [9] S. A. Chin & A. K. Kerman, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 1292 (1979).
- [10] J. D. Bjorken & L. D. McLerran, *Phys. Rev. D* **20**, 2353 (1979).
- [11] E. Witten, *Phys. Rev. D* **30**, 272 (1984).
- [12] A. De Rújula & S. L. Glashow, *Nature* **312**, 734 (1984).
- [13] A. De Rújula, *Nucl. Phys. A* **434**, 605c (1985).
- [14] E. Farhi & R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D* **30**, 2379 (1984).

- [15] T. Chmaj & W. Słomiński, en *Strange quark matter in physics and astrophysics* [19], p.14.
- [16] T. Chmaj & W. Słomiński, *Phys. Rev. D* **40**, 165 (1989).
- [17] A. Goyal & J. D. Anand, en *Strange quark matter in physics and astrophysics* [19], p.18.
- [18] G. X. Peng, H. C. Chiang, P. Z. Ning & B. S. Zou, *Phys. Rev. C* **59**, (6) (1999).
- [19] *Strange quark matter in physics and astrophysics*, Proceedings of the International Workshop, Aarhus, Denmark 1991, J. Madsen & P. Haensel Eds. [*Nucl. Phys.* **24B** (Proc. Suppl.) (1991)].
- [20] S. Weinberg *Gravitation and Cosmology*, J. Wiley and Sons (1972).
- [21] C. W. Misner, K. S. Thorne & J. A. Wheeler, *Gravitation*, W. H. Freeman and Co. (1973).
- [22] E. W. Kolb & M. S. Turner, *The early Universe*, Addison-Wesley (1990).
- [23] C. Alcock & A. Olinto, *Phys. Rev. D* **39**, 1233 (1989).
- [24] J. Madsen, *Nucl. Phys. B* **24** (Proc. Suppl.), 84 (1991).
- [25] M. L. Olesen & J. Madsen, *Phys. Rev. D* **47**, 2313 (1993).
- [26] M. Laine, *Phys. Rev. D* **49**, 3847 (1994).
- [27] J. Ignatius, K. Kajantie, H. Kurki-Suonio & M. Laine, *Phys. Rev. D* **50**, 3738 (1994).
- [28] A. Goyal & D. Chandra, *Astron. & Astrophys.* **330**, 10 (1998).
- [29] H. W. Barz, L. P. Csernai, B. Kämpfer & B. Lukács, *Phys. Rev. D* **32**, 115 (1985).
- [30] C. Greiner, P. Koch & H. Stöcker, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1825 (1987).

- [31] J. Schaffner-Bielich, C. Greiner, A. Diener & H. Stöcker, Phys. Rev. C **55**, 3038 (1997).
- [32] J. Barette et al. (E-814 Collab.), Phys. Lett. B **252**, 550 (1990).
- [33] D. Beavies et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3078 (1995).
- [34] K. Pretzl et al. (NA52 Collab.), Phys. Rev. Lett. **72**, 1415 (1994).
- [35] G. Applequist et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 3907 (1996).
- [36] T. A. Armstrong et al., Phys. Rev. Lett. **79**, 3612 (1997).
- [37] T. A. Armstrong et al., Nucl. Phys. A **625**, 494 (1997).
- [38] T. Saito, Y. Hatano, Y. Fukuda & H. Oda, Phys. Rev. Lett. **65**, 2094 (1990).
- [39] D. M. Lowder, en *Strange quark matter in physics and astrophysics* [19], p.177.
- [40] S. P. Ahlen et al. (The MACRO Collaboration), en *Strange quark matter in physics and astrophysics* [19], p.191.
- [41] T. Saito, *Search for strange quark nuggets in galactic cosmic rays*, Proceedings of the International Symposium on Strangeness and Quark, Crete, Greece; Eds. G. Vassiliadis, A. D. Panagiotou, S. Kumar & J. Madsen; (World Scientific, Singapore 1995).
- [42] O. G. Benvenuto & J. E. Horvath, Phys. Rev. Lett. **63**, 716 (1989).
- [43] O. G. Benvenuto, J. E. Horvath & H. Vucetich, Int. J. Mod. Phys. A **4**, 257 (1989).
- [44] C. Alcock, E. Farhi & A. Olinto, Astrophys. J. **310**, 261 (1986).
- [45] C. Alcock & A. Olinto, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 161 (1988).
- [46] O. G. Benvenuto & J. E. Horvath, Mon. Not. R. Astron. Soc. **241**, 43 (1989).

- [47] O. G. Benvenuto, J. E. Horvath & H. Vucetich, *Int. J. Mod. Phys. A* **6**, 4769 (1991).
- [48] N. K. Glendenning, *Phys. Rev. D* **46**, 1274 (1992).
- [49] H. Heiselberg & C. J. Pethick, *Phys. Rev. D* **48**, 2916 (1993).
- [50] H. Heiselberg, C. J. Pethick & E. F. Staubo, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1355 (1993).
- [51] H. Heiselberg, hep-ph/9501359 (1995).
- [52] C. Alcock, E. Farhi & A. Olinto, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2088 (1986).
- [53] P. Haensel, B. Paczynski & P. Amsterdamski, *Astrophys. J.* **375**, 209 (1991).
- [54] S. Chandrasekhar, *An introduction to the study of stellar structure*, Chicago University Press (1939).
- [55] Ya. V. Zel'dovich & I. D. Novikov, *Stars and relativity*, The University of Chicago Press (1971).
- [56] S. L. Shapiro & S. A. Teukolsky, *Black holes, white dwarfs and neutron stars: the physics of compact objects* (1983), J. Wiley & Sons.
- [57] D. Vautherin, Nuclear Physics of Hot Dense Matter, en *Supernovae*, Les Houches NATO Advanced School Study Institute, Eds. S. A. Bludman, R. Mochkovitch & J. Zinn-Justin, Elsevier, North Holland, 1994, 347-391.
- [58] N. K. Glendenning, *Compact stars, nuclear physics, particle physics, and general relativity* (1997), Springer - Verlag.
- [59] H. A. Bethe, *Rev. Mod. Phys.* **62**, 801 (1990).
- [60] G. Baym, H. A. Bethe & C. J. Pethick, *Nucl. Phys. A* **175**, 225 (1971).
- [61] J. D. Walecka, *Ann. of Phys.* **83**, 491-529 (1974).

- [62] J. D. Walecka, *Phys. Lett. B* **59**, 109 (1975).
- [63] S. A. Chin & J. D. Walecka, *Phys. Lett. B* **52**, 24 (1974).
- [64] B. D. Serot & J. D. Walecka, The Relativistic Nuclear Many-Body Problem, en *Advances in Nuclear Physics*, Eds. J. W. Negele & E. Vogt (Plenum Press, New York, 1986).
- [65] N. K. Glendenning, *Astrophys. J.* **293**, 470 (1985).
- [66] J. Ellis, J. I. Kapusta & K. Olive, *Nucl. Phys. B* **348**, 345 (1991).
- [67] C. J. Horowitz & B. D. Serot, *Nucl. Phys. A* **368**, 413 (1981).
- [68] J. Boguta, *Nucl. Phys. A* **372**, 386 (1981).
- [69] P. G. Reinhard, M. Rufa, J. Maruhn, W. Greiner & J. Friedrich, *Z. Phys. A* **323**, 13 (1986).
- [70] N. K. Glendenning, *Nucl. Phys. A* **493**, 521 (1989).
- [71] N. K. Glendenning, *Z. Phys. A* **326**, 57 (1987).
- [72] N. K. Glendenning, *Z. Phys. A* **327**, 295 (1987).
- [73] H. A. Bethe & M. B. Johnson, *Nucl. Phys. A* **230**, 1 (1974).
- [74] J. M. Lattimer & D. G. Ravenhall, *Astrophys. J.* **223**, 314 (1978).
- [75] J. M. Lattimer, C. J. Pethick, D. G. Ravenhall & D. Q. Lamb, *Nucl. Phys. A* **432**, 646-742 (1985).
- [76] J. M. Lattimer, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. A* **31**, 337 (1981).
- [77] N. K. Glendenning, *Astrophys. J.* **293**, 470 (1985); J. Ellis, J. I. Kapusta & K. Olive, *Nucl. Phys. B* **348**, 345 (1991); M. L. Olesen & J. Madsen, *Phys. Rev. D* **47**, 2313 (1993).
- [78] N. K. Glendenning & S. A. Moszkowski, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 2214 (1991).
- [79] H. A. Bethe, G. E. Brown, J. Applegate & J. M. Lattimer, *Nucl. Phys. A* **324**, 478 (1979).

- [80] S. W. Bruenn, *Astrophys. J. Supplement Series* **58**, 771-841 (1985).
- [81] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, C. B. Thorn & V. F. Weisskopf, *Phys. Rev. D* **9**, 3471 (1974).
- [82] T. A. DeGrand, R. L. Jaffe, K. Johnson, & J. Kiskis, *Phys. Rev. D* **12**, 2060 (1975).
- [83] B. Freedman & L. McLerran, *Phys. Rev. D* **17**, 1109 (1978).
- [84] K. S. Lee & U. Heinz, *Phys. Rev. D* **47**, 2068 (1993).
- [85] U. Heinz, P. R. Subramanian, H. Stöcker & W. Greiner, *J. Phys. G* **12**, 1237 (1986).
- [86] J. Cleymans, R. V. Gavai & E. Suhonen, *Phys. Rep.* **4**, 217 (1986).
- [87] G. N. Fowler, S. Raha & R. M. Weiner, *Z. Phys. C* **9**, 271 (1981).
- [88] S. Chakrabarty, S. Raha & B. Sinha, *Phys. Lett. B* **229**, 113 (1989).
- [89] S. Chakrabarty, *Phys. Rev. D* **43**, 627 (1991).
- [90] S. Chakrabarty, *Phys. Rev. D* **48**, 1409 (1993).
- [91] M. Plümer, S. Raha & R. M. Weiner, *Phys. Lett. B* **139**, 198 (1984).
- [92] M. Plümer, S. Raha & R. M. Weiner, *Nucl. Phys. A* **418**, 549c (1984).
- [93] D. H. Boal, J. Schachter & R. M. Woloshyn, *Phys. Rev. D* **26**, 3245 (1982).
- [94] H. Reinhardt & B. V. Dang, *Phys. Lett. B* **202**, 133 (1988).
- [95] F. R. Brown et al., *Phys. Rev. Lett.* **65**, 2491 (1990).
- [96] T. S. Walhout, *Nucl. Phys. A* **484**, 397 (1988).

- [97] T. S. Walhout, Nucl. Phys. A **519**, 816 (1990).
- [98] N. A. Gentile, M. B. Aufderheide, G. J. Mathews, F. D. Swesty & G. M. Fuller, Astrophys. J. **414**, 710 (1993).
- [99] M. Prakash, J. R. Cooke & J. M. Lattimer, Phys. Rev. D **52**, 661 (1995).
- [100] M. Prakash, I. Bombaci, M. Prakash, P. J. Ellis, J. M. Lattimer & R. Knorren, Phys. Reports **280**, 1 (1997).
- [101] A. Drago & U. Tambini, astro-ph/9703138 (1997).
- [102] Z. Dai, Q. Peng & T. Lu, Astrophys. J. **440**, 815 (1995).
- [103] J. D. Anand, A. Goyal, V. K. Gupta & S. Singh, Astrophys. J. **481**, 954 (1997).
- [104] Z. Dai, T. Lu & Q. Peng, Phys. Lett. B **319**, 199 (1993).
- [105] N. Iwamoto, Ann. Phys. **141**, 1 (1982).
- [106] A. Goyal & J. D. Anand, Phys. Rev. D **42**, 992 (1990).
- [107] S. K. Ghosh, S. C. Phatak & P. K. Sahu, Mod. Phys. Lett. A **9**, 1717 (1994).
- [108] M. L. Olesen & J. Madsen, Phys. Rev. D **49**, 2698 (1994).
- [109] J. E. Horvath, O. G. Benvenuto & H. Vucetich, Phys. Rev. D **45**, 3865 (1992).
- [110] K. Iida & K. Sato, Prog. Theor. Phys. **98**, 277 (1997).
- [111] A. Burrows & J. M. Lattimer, Astrophys. J. **307**, 178 (1986).
- [112] W. Keil & H. Th. Janka, Astron. & Astrophys. **296**, 145 (1995).
- [113] A. Burrows, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **40**, 181-212 (1990).
- [114] H. Heiselberg, Phys. Rev. D **48**, 1418 (1993).

- [115] L. D. Landau & E. M. Lifshitz, *Fluid Mechanics* (Pergamon, New York, 1959).
- [116] Ya. V. Zel'dovich & Yu. P. Raizer, *Physics of shock waves and high temperature hydrodynamic phenomena* (Academic Press, New York and London, 1966).
- [117] P. J. Steinhardt, *Phys. Rev. D* **25**, 2074 (1982).
- [118] R. Courant & K. O. Friedrichs, *Supersonic flow and shock waves*, (Interscience, New York, 1948).
- [119] A. M. Anile, *Relativistic fluids and magneto-fluids*, Cambridge Univ. Press (1989).
- [120] J. H. S. Lee & I. O. Moen, *Prog. Energy Combust. Sci.* **6**, 359 (1980).
- [121] A. Olinto, *Phys. Lett. B* **192**, 71 (1987).
- [122] H. Heiselberg, G. Baym & C. J. Pethick, en *Strange Quark Matter in Physics and Astrophysics* [19], p.144.
- [123] J. E. Horvath & O. G. Benvenuto, *Phys. Lett. B* **213**, 516 (1988).
- [124] K. Hirata et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1490 (1987).
- [125] R. M. Bionta et al., *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1494 (1987).
- [126] E. N. Alexeyev, L. N. Alexeyeva, V. I. Volchenko & I. V. Krivosheina, *JETP Lett.* **45**, 589 (1987).
- [127] V. L. Dadikin et al., *JETP Lett.* **45**, 593 (1987).
- [128] E. N. Alexeyev, L. N. Alexeyeva, I. V. Krivosheina & V. I. Volchenko, *Phys. Lett. B* **205**, 209 (1988).
- [129] F. Grassi, *Astrophys. J.* **492**, 263 (1998).
- [130] J. R. Wilson, en *Numerical Astrophysics*, editado por J. M. Centrella, J. M. LeBlanc, R. L. Bowers (Jones & Bartlett, Boston), p. 422, (1985).

- [131] S. A. Colgate & R. H. White, *Astrophys. J.*, **143**, 626 (1966).
- [132] A. Burrows & J. M. Lattimer, *Phys. Rep.* **163**, 51 (1988).
- [133] W. Hillebrandt, en *High Energy Phenomena Around Colapsed Stars*, NATO ASI C195, ed. F. Pacini, Reidel, Dodrecht, p. 73 (1987).
- [134] S. W. Bruenn & A. Mezzacappa, *Astrophys. J.* **433**, L45 (1994).
- [135] S. W. Bruenn, A. Mezzacappa & T. Dineva, *Phys. Rev.* **256**, 69 (1995).
- [136] H. A. Bethe, G. E. Brown & J. Cooperstein, *Astrophys. J.* **322**, 201 (1987).
- [137] K. Sumiyoshi, H. Suzuki & H. Toki, *Astron. Astrophys.* **303**, 475 (1995).
- [138] M. Herant, W. Benz, W. R. Hix, C. L. Fryer & S. A. Colgate, *Astrophys. J.* **435**, 339 (1994).
- [139] A. Burrows, J. Hayes & B. A. Fryxell, *Astrophys. J.* **450**, 830 (1995).
- [140] H. Th. Janka & E. Müller, *Astrophys. J.* **448**, L109-L113 (1995).
- [141] H. Th. Janka, astro-ph/9610214 (1996).
- [142] A. Wadhwa, V. K. Gupta, S. Singh & J. D. Anand, *J. Phys. G* **21**, 1137 (1995).
- [143] J. M. Lattimer, C. J. Pethick, M. Prakash & P. Haensel, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2701 (1991).
- [144] M. Soyeur & G. E. Brown, *Nucl. Phys. A* **324**, 464 (1979).
- [145] L. J. van den Horn & J. Cooperstein, *Astrophys. J.* **300**, 142 (1986).
- [146] J. Cooperstein, L. J. van den Horn & E. A. Baron, *Astrophys. J.* **309**, 653 (1986).

- [147] D. Dicus, *Phys. Rev. D* **6**, 941 (1972).
- [148] A. Burrows, *Astrophys. J.* **334**, 891 (1988).
- [149] J. R. Wilson & R. W. Mayle, en *The nuclear equation of state, Part A*; Eds. W. Greiner & H. Stöcker, Plenum Press, New York (1989).
- [150] H. Suzuki & K. Sato, *Prog. Teor. Phys* **79**, 725 (1988).
- [151] M. Takahara & K. Sato, *Phys. Lett. B* **156**, 17 (1985).
- [152] S. A. Bludman & P. J. Schinder, *Astrophys. J.* **326**, 265 (1988).
- [153] P. Haensel, J. L. Zdunik & R. Schaeffer, *Astron. & Astrophys.* **160**, 121 (1986).
- [154] J. Kristian et al., *Nature* **338**, 234 (1989).
- [155] J. A. Frieman & A. V. Olinto, *Nature* **341**, 633 (1989).
- [156] N. K. Glendenning, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 2629 (1989).
- [157] P. Haensel & J. L. Zdunik, *Nature* **340**, 241 (1990).
- [158] D. Page, *Proceeding of the Workshop on High Energy Phenomenology*, Eds. M. A. Pérez & R. Huerta, p. 347, World Scientific (1992).
- [159] O. G. Benvenuto, J. E. Horvath & H. Vucetich, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 713 (1990).
- [160] M. A. Alpar, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2152 (1987).
- [161] O. G. Benvenuto & J. E. Horvath, *Mon. Not. Royal Astron. Soc.* **250**, 679 (1991).
- [162] J. R. Oppenheimer & G. M. Volkoff, *Phys. Rev.* **55**, 374 (1939).
- [163] J. M. Martí, J. A. Miralles, J. Díaz Alonso & J. M. Ibáñez, *Astrophys. J.* **329**, 780 (1988).

- [164] J. L. Friedman, J. R. Ipser & L. Parker, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 3015 (1989).
- [165] J. B. Hartle, *Astrophys. J.* **150**, 1005 (1967).
- [166] B. Datta, P. K. Sahu, J. D. Anand & A. Goyal, *Phys. Lett. B* **283**, 313 (1992).
- [167] H. M. Vãth & G. Chanmugam, *Astron. & Astrophys.* **260**, 250 (1992).
- [168] R. O. Aquilano, L. P. Neira Cervillera & H. Vucetich, *Mod. Phys. Lett. A* **10**, 723 (1995).
- [169] S. Chandrasekhar, *Phys. Rev. Lett.* **12**, 114 (1964).
- [170] G. N. Watson, "A treatise on the theory of Bessel functions", Cambridge Univ. Press (1995).
- [171] H. M. Van Horn, *Astrophys. J.* **236**, 899 (1980).
- [172] P. M. Mc Culloch, P. A. Hamilton, D. Mc Connell & E. A. King, *Nature* **346**, 822 (1990).
- [173] O. G. Benvenuto, comunicaci3n personal.
- [174] Q. D. Wang & T. Lu, *Phys. Lett. B* **148**, 211 (1984).
- [175] J. Madsen, *Phys. Rev. D* **46**, 3290 (1992).
- [176] W. Chau, *Astrophys. J.* **147**, 665 (1967).
- [177] N. K. Glendenning, Ch. Kettner & F. Weber, *Astrophys. J.* **450**, 253 (1995).
- [178] N. K. Glendenning, Ch. Kettner & F. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3519 (1995).
- [179] O. G. Benvenuto & L. G. Althaus, *Phys. Rev. D* **53**, 635 (1995).
- [180] O. G. Benvenuto & L. G. Althaus, *Astrophys. J.* **462**, 364 (1996).

Agradecimientos

A la Universidad Nacional de la Plata, por las becas que hicieron posible este trabajo.

A W. Keil y H. Th. Janka, por enviarnos los resultados de sus cálculos evolutivos de protoestrellas de neutrones.

A N. K. Glendenning, por enviarnos resultados numéricos de su ecuación de estado a temperatura cero que sirvieron para testear el código computacional propio de la ecuación de estado con hiperones.

A Héctor Vucetich, por sus comentarios, sugerencias y consejos útiles.

A Omar G. Benvenuto por todo lo que aprendí con él, por todo lo que laburamos, y por los asados y los vinos.

A mis padres, a Ignacio y a Myriam.