

· DUPLICADO

T-18

CRONODINÁMICA CUÁNTICA Y COLAPSO GRAVITATORIO

JORGE ERNESTO HORVATH

TESIS DOCTORAL

FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA U.N.L.P

DIRECTOR: PROF. DR. HECTOR VUCETICH

AGOSTO 1989

A Mirta, Yannick y quien llega en Primavera.

A mis padres.

ÍNDICE

DE QUÉ SE TRATA ESTA TESIS.....	PAG. i
CAPÍTULO I - INTRODUCCIÓN: TEORÍA Y OBSERVACIÓN DE COLAPSOS GRAVITATORIOS.....	PAG. 1
CAPÍTULO II - DECONFINAMIENTO Y EXPLOSIONES DE SUPERNOVA.....	PAG. 39
CAPÍTULO III - FENOMENOLOGÍA DEL MODELO.....	PAG. 73
CAPÍTULO IV - PULSARS.....	PAG. 94
EPÍLOGO, CONCLUSIONES Y SUGERENCIAS.....	PAG. 111
AGRADECIMIENTOS.....	PAG. 114
REFERENCIAS.....	PAG. 115
FIGURAS.....	PAG. 119
TABLAS.....	PAG. 142

De que trata esta Tesis

Unos años antes del desarrollo de la Mecánica Cuántica la primera edición del libro "La constitucion interna de las estrellas " describe una teoría precor del ciclo de generación de energía estelar. A pesar de la falta de conocimientos teóricos y datos experimentales escasos, Sir Arthur S. Eddington arriesgo en ese trabajo la hipótesis de que una estrella como el Sol es un gigantesco reactor nuclear donde el combustible principal (hidrógeno) provee la energía suficiente como para brillar millones de años. La propuesta fue duramente criticada por unos y recibida con escepticismo por otros y debió aguardar mas de una década hasta que se comprendió que ésta era la solución al problema del porqué brillan las estrellas.

Numerosos problemas astrofísicos han sido resueltos desde entonces mediante la aplicación de ideas novedosas provenientes de la física básica, y a la inversa no pocas ideas de frontera de la física nuclear y partículas elementales tuvieron su inspiración en fenómenos astrofísicos, como por ejemplo el descubrimiento del pión en los rayos cósmicos. No pocos problemas, sin embargo, han resistido a pie firme la comprensión teórica y observacional, siendo quizás el mas notorio la naturaleza y evolución del colapso gravitatorio. En esta Tesis vamos a referirnos precisamente a esta cuestión.

Desde el punto de vista de la física la evolución estelar, desde su nacimiento hasta el inicio del colapso, puede verse como una sucesión de fusiones termonucleares con ciclos cada vez mas cortos y que culmina en el isotopo nuclear mas fuertemente ligado ^{56}Fe (Capítulo I). Se cree sin embargo que el colapso hace que en el centro estelar se alcancen densidades bien por encima de la densidad donde los nucleos se disuelven formando materia nuclear. Es posible que estas altas densidades sean también suficientes para lograr que los propios nucleones se disuelvan en sus constituyentes fundamentales (quarks y

gluones)?. ¿ Pueden existir estados de materia hadrónica subnuclear que se manifiesten en estos procesos (¿ materia extraña?)?. ¿ Cual sería el efecto de un posible " tunnelling cuántico final " hacia un estado hadrónico mas ligado aun que el ^{56}Fe en el objeto estelar colapsante?. ¿Cuál es la naturaleza del objeto compacto remanente que la ortodoxia actual identifica con estrellas de neutrones observadas como pulsars?.

Esta Tesis pretende proponer en los Capítulos II, III y IV respuestas a estas preguntas y formular otras tantas relacionadas con la astrofísica relativista, a la cual seguramente solo entendemos en forma aproximada y nos guarda aún una buena cantidad de sorpresas .

CROMODINÁMICA CUÁNTICA Y COLAPSO GRAVITATORIO

Capítulo I - INTRODUCCION: TEORÍA Y OBSERVACIÓN DE COLAPSOS GRAVITATORIOS

- 1) Importancia de estos eventos
- 2) Evolución de estrellas masivas: desde el nacimiento estelar hasta la pre-supernova
- 3) Reacciones nucleares estelares
- 4) Estado pre-supernova de estrellas masivas
- 5) Inicio del colapso
- 6) Neutrinos atrapados
- 7) Ecuación de estado: densidades sub y supranucleares
- 8) Restricciones sobre la ecuación de estado supranuclear mediante la observación de estrellas compactas
- 9) Formación del shock. Colapsos homólogos
- 10) Pérdidas de energía del shock: fracaso del mecanismo hidrodinámico?
- 11) Deleptonización y emisión de neutrinos
- 12) Explosiones demoradas: puede revivir el shock por captura de neutrinos?
- 13) Otras propuestas para las explosiones

"one of the thornier problems in theoretical physics.
S. E. Woosley y T. A. Weaver
Ann. Rev. Astron. Astrophys. (1986)

" Yo conozco ese lugar donde revientan las estrellas..
Soda Stéreo

Importancia de estos eventos

Aproximadamente cada 40-50 años se produce en una galaxia típica, como la nuestra, una explosión estelar de características espectaculares conocida como supernova tipo II. Esta denominación convencional proviene del hecho observacional que indica la aparición de líneas de H_2 en el espectro y que las diferencia de los eventos tipo I donde estas líneas están ausentes. Si bien esta clasificación original no ha perdido vigencia, es notorio que desde el punto de vista teórico las dos clases de fenómenos son mutuamente excluyentes; siendo la energía visible asociada a la explosión ($\sim 10^{51}$ ergios) y la producción de elementos pesados las únicas características comunes.² Actualmente se cree que las supernovas tipo I se originan debido a la acreción (caída continua de material) sobre una enana blanca (compuesta de carbono y oxígeno), la cual desarrolla una inestabilidad cuando la masa supera la masa crítica de Chandrasekhar³ y que da origen a una explosión termonuclear (deflagración) de carbono. Este cuadro resulta consistente con la ausencia de líneas de hidrógeno del evento y su abundancia relativa parece concordar con la población de posibles progenitores que resultan ser objetos con $M \leq 8 M_{\odot}$ en la etapa de Secuencia Principal (vease sección siguiente). Por otro lado, se cree que los eventos tipo II son el resultado del colapso gravitatorio de estrellas más masivas ($M \geq 8 M_{\odot}$ y tal vez hasta $100 M_{\odot}$) y por esta razón su ocurrencia es típica en los brazos de las galaxias espirales donde estas estrellas jóvenes son abundantes. Además, estos eventos se asocian desde hace largo tiempo a la producción de remanentes compactos de densidades solo alcanzables también en el Big Bang original.

Por ello, las supernovas resultan ser un fructífero laboratorio donde se encuentra materia nuclear densa y caliente con densidades de hasta $3 \rho_0$ (con $\rho_0 = 2.7 \cdot 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}$ la densidad del interior de un núcleo ordinario) en el momento de máxima compresión, por lo cual se hace necesaria una cuidadosa descripción de la interrelación entre las

fuerzas electronucleares y gravitatorias en condiciones extremas. No solo por esta razón se estudia el fenómeno tan intensamente: si se tienen en cuenta la masa del progenitor y del remanente compacto se comprende que cada evento eyecta enormes cantidades de materia que ha sufrido reacciones nucleares durante varios millones de años y que debe ser la responsable de la abundancia observada de isótopos mas pesados que el ${}^7\text{Li}$, lo que entre otras cosas permite la existencia de vida sobre la Tierra. Por ultimo, se cree también que las perturbaciones originadas en los shocks de las supernovas inducen la formación de estrellas en nubes interestelares densas, incluyendo a nuestro propio Sol.

En vista de todas estas importantes consecuencias, no es difícil entender los muchos intentos realizados hasta el presente para comprender la secuencia de procesos físicos que culminan en la muerte violenta de una estrella masiva; en particular, grandes esfuerzos han sido empleados para identificar el mecanismo auténtico de la explosión, el cual todavía puede considerarse en discusión. Con el proposito de contribuir a la aclaración de este punto, es conveniente repasar brevemente la historia de un objeto estelar masivo que culminará su existencia en la mencionada explosión.

Evolución de estrellas masivas : desde el nacimiento estelar hasta la presupernova

Debido al problema de nuestro interés vamos a estudiar la vida de los objetos estelares que posean $M > 3 M_{\odot}$ en su etapa adulta, pues hay fuerte evidencia⁴ para pensar que estos son los progenitores típicos de las supernovas tipo II. El camino de la evolución de un objeto de esas características es estudiado normalmente utilizando el llamado diagrama de Hertzsprung- Russel (vease Figura 1.1) que consiste en un gráfico luminosidad- temperatura efectiva donde las luminosidades se normalizan a los valores del Sol.

La vida de una estrella comienza cuando una nube de polvo interestelar se contrae lo suficiente como para encender las primeras reacciones nucleares (vease sección siguiente). Durante esta etapa, la contracción convierte energía potencial gravitatoria en energía cinética y finalmente en radiación. Las estrellas recién nacidas alcanzan grandes luminosidades, tanto que estan fuera de escala en el diagrama H-R. A medida que se contraen, la superficie radiante disminuye con lo cual la luminosidad decrece bastante. Como la temperatura permanece casi constante, el camino que siguen es una línea vertical conocida como camino de Hayashi (Figura 1.2). Una vez que la contracción se desacelera, el objeto adquiere un radio practicamente constante (y por lo tanto una luminosidad constante) pero la temperatura aumenta gracias al establecimiento de reacciones nucleares, y como consecuencia la estrella cruza en forma horizontal de derecha a izquierda el diagrama H-R hasta detenerse cuando la temperatura es suficiente para que comience la conversión de hidrógeno en helio. El lugar geométrico de todos los objetos estelares que permanecen en este estadio es conocido como Secuencia Principal y contiene $\sim 99\%$ de todas las estrellas observadas. En esta etapa de su evolución, las estrellas masivas son mas calientes y generan mas energía por gramo de hidrógeno procesado que las correspondientes

cantidades solares.

De los tipos espectrales en la Secuencia Principal (O, B, A, F, G, K, y M en temperatura decreciente) los progenitores de las futuras supernovas son típicamente los dos primeros; por ejemplo, las estrellas de tipo B alcanzan $15 M_{\odot}$ en su tránsito por esta etapa.

A medida que el hidrógeno se agota las estrellas desarrollan un núcleo central de He, al principio inerte pero que luego tomará parte en la generación de energía. En este punto, las estrellas están a punto de abandonar la Secuencia Principal y por esta razón es interesante estimar cuanto tiempo han permanecido en ella para tener una cifra contra la cual contrastar su evolución futura.

Supongamos que una cierta fracción $f(M)$ de la masa estelar necesita ser vaciada de hidrógeno antes que la estrella abandone la Secuencia Principal. Si la composición inicial contenía una fracción de masa X de hidrógeno disponible para reacciones nucleares, la energía total liberada en esta etapa es

$$\mathcal{E} = 6.4 \cdot 10^{18} f(M) X M \text{ ergios} \quad \text{I.1}$$

donde el coeficiente es la energía liberada por la conversión de un gramo de hidrógeno. El tiempo τ necesario para emitir esta energía es el cociente de \mathcal{E} a la luminosidad L . En forma muy aproximada puede suponerse que para la Secuencia Principal la luminosidad y la masa están relacionadas por $L \approx L_{\odot} (M / M_{\odot})^{5/2}$ con lo cual se obtiene

$$\tau = 6.4 \cdot 10^{18} f(M) X \left[M_{\odot} / M \right]^{5/2} M_{\odot} / L_{\odot} \quad \text{I.2}$$

Insertando $f(M) \sim 15\%$ y $X \sim 0.7$ y convirtiendo todo en años

$$\tau = \left[L_{\odot} / L \right]^{5/7} 10^{10} \text{ años} \quad \text{I.3}$$

Lo que muestra que los tipos O y B, $10^4 - 10^2$ más brillantes que el Sol viven en la Secuencia Principal solo unos pocos millones de años.

¿Qué ocurre cuando el núcleo central, rodeado de una capa donde continúa la reacción anterior se comprime y calienta lo suficiente?. En forma rápida se producen reacciones que consumen el He formando carbono en el proceso llamado helium flash. El núcleo se expande en contra de las fuerzas gravitacionales y hace que la estrella se infle hasta 10-100 veces el radio original, convirtiéndose en una gigante roja (vease Figura I.1). En esta etapa la fuente principal de energía es la quema de He en C en el núcleo convectivo.

Un proceso similar ocurre cuando se agota el He y crece el núcleo de C-O, que a su vez se enciende cuando la contracción lo permite, dando origen a la aparición de Si y luego a la conversión de este en Fe. Los procesos nucleares que ocurren al final de la vida de la estrella como gigante roja serán examinados en la próxima sección.

Reacciones nucleares estelares

Las reacciones nucleares de fusión proveen la liberación de la energía de ligadura de los núcleos hijos de tal manera que sustentan la estructura estelar en contra del colapso gravitatorio. La cantidad de reacciones por unidad de tiempo en procesos donde núcleos rotulados con "1" fusionan en otros "2" es proporcional a

a) las densidades número n_1 y n_2

b) la frecuencia de las colisiones, que depende de la velocidad relativa de los núcleos v

c) la probabilidad de penetración a través de la barrera Coulombiana

$$P_p(v) \propto \exp \left[- \frac{4\pi^2 Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \right] \quad \text{I.4}$$

donde $Z_1 e$ y $Z_2 e$ son las respectivas cargas nucleares

d) la probabilidad de interacción nuclear P_p una vez que se supera la barrera Coulombiana que es dependiente del tipo de núcleo involucrado. Estas probabilidades pueden obtenerse en general de mediciones de laboratorio.

e) la distribución de velocidades. En la Secuencia Principal esta distribución es Maxwelliana (gracias a que los núcleos no son degenerados) de la forma

$$M(T, v) \propto v^2 T^{-3/2} \exp \left[- \frac{m_H A' v^2}{2 k_B T} \right] \quad \text{I.5}$$

donde m_H es la masa del hidrógeno y $A' = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ es la masa reducida en unidades atómicas.

Teniendo en cuenta todo esto se puede escribir que el número de reacciones por unidad de tiempo es

$$r = \int_0^{\infty} n_1 n_2 v \sigma(v) P_p(v) M(T, v) P_N dv \quad \text{I.6}$$

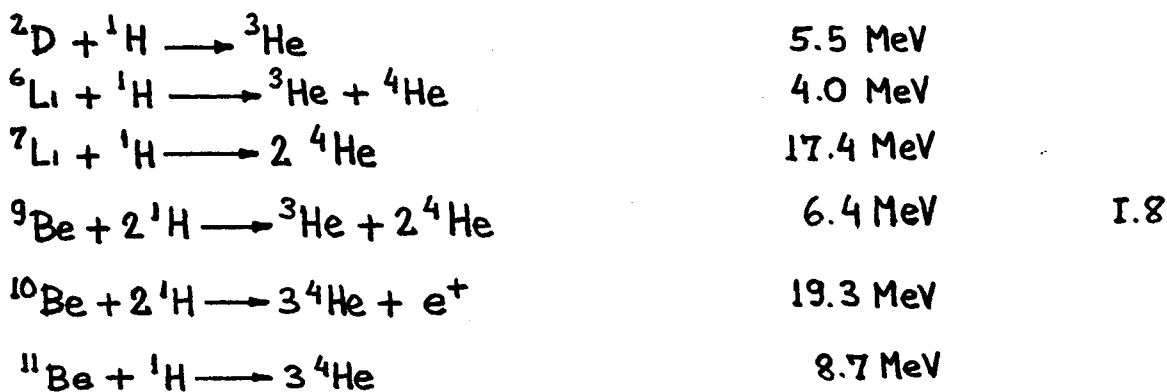
efectuando la integración y definiendo la concentración nuclear $X_i = \frac{n_i m_i}{\rho}$ se obtiene

$$r \propto \rho^2 X_1 X_2 T^{-2/3} \exp -3 \left[\frac{\pi^2 e^4 m_H Z_1^2 Z_2^2 A'}{2 k^2 k_B T} \right] \quad \text{I.7}$$

resultado que gobierna las reacciones en todas las etapas hasta que sobreviene el colapso gravitatorio por agotarse todos los combustibles nucleares.

A continuación se enumerarán los diversos ciclos nucleares a medida que la estrella masiva evoluciona hasta alcanzar el estado presupernova⁵

a) Las primeras reacciones nucleares tienen lugar cuando la temperatura central alcanza un valor 10^6 K (que obviamente no es un umbral bien definido). El combustible inicial esta formado por elementos livianos presentes en el medio interestelar (Li, Be, etc.) y los productos de reacción son excluyentemente isótopos de He. Las principales reacciones junto con su respectiva energía liberada son



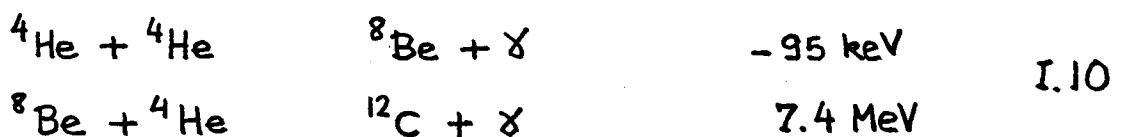
Todas estas reacciones tienen vidas medias $\sim 5 \cdot 10^4$ años, es decir son muy rápidas para la escala de tiempos de la evolución estelar. Tienen lugar en la etapa convectiva conocida como camino de Hayashi y representan una fracción minúscula de la energía total producida y radiada a lo largo de la vida de la estrella.

b) Cuando la temperatura central es $\sim 10^7$ K comienza la quema de hidrógeno en los procesos

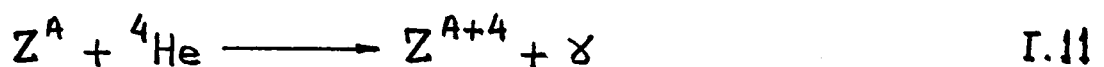


cuya vida media está determinada principalmente por la primera reacción y es del orden de 10^{10} años. Estas reacciones son las principales del llamado ciclo protón-protón,⁶ pero también es posible un complejo ciclo nuclear que utiliza la presencia de ${}^{12}\text{C}$ como catalizador y es conocido como ciclo CNO (y contribuye casi tanto como el protón-protón a la luminosidad). En esta etapa la estrella se encuentra en la Secuencia Principal hasta que el hidrógeno falte en el centro y los ciclos descritos continúen solamente en una capa exterior.

c) Cuando se agota el hidrógeno central existe un breve periodo de contracción que hace subir la temperatura central hasta $\sim 10^8$ K, dando comienzo al ciclo triple alfa que ocurre en dos etapas



como puede advertirse fácilmente, la energía liberada por el ciclo es mas bien pequeña y esta etapa no se extiende por mucho tiempo. Simultáneamente una sucesión de procesos (α, γ) del tipo



produce una pequeña cantidad de ${}^{16}\text{O}$, ${}^{20}\text{Ne}$ y ${}^{24}\text{Mg}$. Una vez que el He se agota en el centro, el ciclo triple alfa a su vez se sitúa en una capa fuera del centro concéntrica con la mas exterior donde sigue la quema

de hidrógeno.

d) A temperaturas aún mayores ($\sim 10^9$ K) ya se alcanzan densidades centrales $\sim 10^6$ g cm⁻³ y se establecen reacciones entre ^{20}Ne , ^{16}O y ^{24}Mg del tipo



e) En una sucesión cada vez mas rápida de procesos que involucran elementos pesados, se tiene la captura de alfas por ^{24}Mg



y finalmente en el último tipo proceso exotérmico posible



alcanzándose en este punto final $T \sim 5 \cdot 10^9$ K y $\rho \sim 10^8$ g cm⁻³

Dejamos aquí la etapa de gigante roja con una estructura tipo "cebolla" de capas conteniendo los distintos ciclos nucleares descriptos y con una masa de Fe central creciente. Como se verá en adelante, la estrella a punto de agotar sus fuentes de energía entrará en una etapa catastrófica en los últimos instantes de su existencia.

Estado Presupernova de estrellas masivas

El rango de masas de objetos en la Secuencia Principal que dan origen a supernovas tipo II esta determinado por las estrellas mas pesadas que se convierten en enanas blancas ($M \sim 8 M_{\odot}$, límite inferior) y por las estrellas mas masivas que retienen su envoltura de H al momento de la explosión ($M \sim 50 M_{\odot}$, límite superior). Objetos aún mas masivos pueden existir y podrían inclusive dar origen a explosiones pero sus características peculiares no permiten asociarlos con las del tipo II, además su relativa rareza las hace contribuir en forma mínima al problema de la nucleosíntesis.

Es útil dividir a los progenitores masivos en dos categorías: de 8 a 11 M_{\odot} y mayores que 11 M_{\odot} . En la primera clase, el límite inferior esta fijado por los objetos que encienden C en forma degenerada y el límite superior por aquellos que encienden todos los ciclos nucleares (H, He, C, Ne, O y Si) en forma no degenerada en el centro. La región de transición $M \sim 12 M_{\odot}$ presenta en general una evolución bastante compleja, con ignición fuera del centro en ciertos ciclos, aparición esporádica de ciclos de O y Ne, etc. También las del rango 10-11 M_{\odot} presentan algunas peculiaridades: eventualmente forman un núcleo central de Fe en equilibrio hidrostático después de la aparición de flashes que llevan a una eyección de la envoltura varios años antes del colapso. Este es disparado por una combinación de fotodesintegración y captura e^{-} ($E \sim 10^{50}$ erg) como en los modelos mas masivos, y debido a la interacción del shock con la envoltura eyectada previamente el evento resultante posee una notable luminosidad (se cree que el remanente conocido como el Cangrejo se originó en estas condiciones, ya que además de la presencia de un pulsar central se observa una gran abundancia de He eyectado con una pequeña contaminación de elementos pesados, todas estas características del rango de masas referido).

Respecto a los estados avanzados de los objetos $M > 11 M_{\odot}$ (que

constituyen el centro de nuestro interés), consideraciones energéticas llevan a establecer la siguiente secuencia de sucesos. Después de encender el ciclo del C, las pérdidas energéticas se deben principalmente al escape de neutrinos térmicos y de decaimientos débiles. Como cada ciclo nuclear está caracterizado por barreras Coulombianas cada vez mayores, se necesitan cada vez mayores temperaturas para disparar cada ciclo subsiguiente (véase ecuación (I.7) de la sección anterior).

Además, como las pérdidas por neutrinos crecen como T^{3-4} la potencia total desarrollada por la estrella crece muy rápidamente. Pero sin embargo, los ciclos nucleares de elementos cada vez mas pesados tienen un rendimiento cada vez menor (la energía disponible por unidad de masa es cada vez menor) por lo que la duración de cada ciclo es cada vez mas pequeña (Tabla I.1).

La estructura del objeto inmediatamente antes del colapso consiste en la serie de zonas concéntricas descrita en la sección anterior, que contienen (en dirección a la superficie) en la primera ^{56}Fe y trazas de ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Fe , ^{58}Fe , ^{66}Ni (a la que llamaremos "masa de Fe"), en la siguiente ^{28}Si y trazas de ^{32}S , ^{40}Ca , y ^{40}Ar ; en la tercera ^{16}O y trazas de ^{20}Ne , ^{12}C , ^{24}Mg y ^{28}Si ; en la cuarta ^4He con trazas de ^{12}C , ^{20}Ne , y ^{16}O y en la última y mas externa ^2H con ^4He y otras impurezas (- vease Figura I.3 y sección anterior). La composición anterior (si es que no existe pérdida de masa en la envoltura) lleva a la estrella a pertenecer a la etapa de supergigante roja y según se cree estos objetos son los progenitores característicos de las explosiones tipo II; aunque como se verá mas adelante, todavía pueden esperarse algunas sorpresas con respecto a esta afirmación.

Una cantidad interesante para caracterizar toda la evolución de la presupernova es la entropía por barión S que tiene un importante papel en la determinación de la masa de Fe en el momento del colapso. Una estrella masiva se forma con una distribución de entropía casi constante en la Secuencia Principal. Para una estrella de $25 M_{\odot}$ se tiene $S \approx 27$ (en unidades de k_B). La entropía inicial crece con la masa porque la temperatura es menor para una densidad dada (debido a las ecuaciones de estructura). Puesto que el objeto radía fotones y posteriormente neutrinos, la entropía disminuye a medida que se encienden los ciclos nucleares mas avanzados. En toda esta evolución, la estrella esta sujeta al criterio de estabilidad convectiva ($\nabla S > 0$). Para el tiempo en que se enciende el ciclo de C, el transporte

radiativo ha hecho decrecer la entropía en el núcleo hasta $S \sim 3$, la mitad de la cual reside en los electrones. De aquí en más, el comportamiento de la entropía por barión está dominado por la pérdida de neutrinos. Cuando comienza el colapso de la masa de Fe, S ha decrecido hasta valores cercanos a la unidad, mientras que en la envoltura los valores son del orden $S \sim 40$ gracias a la radiación dominante. Cuanto más eficaces son las pérdidas, la entropía en la masa de Fe alcanza valores menores en el momento del colapso y el gradiente de entropía es máximo en la dirección de \hat{r} . Este valor pequeño de la entropía central es muy importante porque hace que la masa de Fe al momento del colapso resulte muy sensible al valor exacto del límite de Chandrasekhar. Además, los gradientes de entropía determinan el tamaño de las zonas convectivas que participan decisivamente en la nucleosíntesis. Se comprende así la importancia de conocer la distribución de entropía en el objeto presupernova, teniendo en cuenta cuidadosamente todas las fuentes a lo largo de la evolución anteriores al colapso.

En las estrellas de $M \geq 20 M_{\odot}$ se produce muy poco C y Ne como subproducto de la quema de He de tal manera que estos ciclos no aparecen. A efectos prácticos, puede considerarse que se pasa directamente del He al O. Como la mayoría de las pérdidas por neutrinos (con la consiguiente disminución de entropía) ocurren precisamente durante los ciclos faltantes, los valores de la entropía son sustancialmente mayores en este rango que en los objetos de menor masa y por consiguiente terminan con masas de Fe más grandes ($\sim 2 M_{\odot}$) que tendrán una importancia fundamental para las explosiones. Como ejemplo de la sensibilidad de las masas de Fe a la evolución presupernova puede citarse la profunda modificación provocada por la inflación ⁷ de la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, que llevó las masas de Fe de 1.56 a 1.35 M_{\odot} para un modelo de 15 M_{\odot} y de 1.35 a 2.1 M_{\odot} para uno de 25 M_{\odot} .

Inmediatamente antes del colapso, cálculos detallados muestran la composición de la estrella en capas concéntricas como se discutió en la sección anterior, con valores típicos en este estado de la densidad central, temperatura y fracción de electrones por barión de

$$\rho_c \simeq 0.5 \cdot 10^{10} \text{ g cm}^{-3} ; \quad T_c \simeq 0.7 \text{ MeV} ; \quad Y_e \simeq 0.4 \quad \text{I.15}$$

Como se señaló anteriormente la entropía por nucleón es ~ 1 , de la cual la mitad aproximadamente reside en el gas de electrones degenerados y el resto en energía cinética de los núcleos. La presión está dominada por los electrones, y su expresión es

$$P = \frac{1}{4} n_e \mu_e \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{\pi T}{\mu_e} \right)^2 \right] \quad \text{I.16}$$

donde n_e es la densidad número de electrones y μ_e el potencial químico, que puede expresarse como

$$\mu_e = 11 \left(\frac{\rho}{10^{10} \text{ g cm}^{-3}} \right)^{1/3} Y_e^{1/3} \text{ MeV} \quad \text{I.17}$$

Esta configuración de material estelar puede soportar a lo sumo una masa límite (de Chandrasekhar⁸) en contra de la gravitación cuyo valor es

$$M_{CH} = 1.46 \left(Y_e / 0.5 \right)^2 M_{\odot} \quad \text{I.18}$$

(hay pequeñas correcciones a este valor debidas a la temperatura finita y a la Relatividad General).

Si utilizamos una aproximación politrópica para la ecuación de estado

$P = K \rho^{\Gamma}$ se puede poner M_{CH} en la forma

$$M_{CH} \simeq K^{3/2} \rho^{3\Gamma-2} \quad \text{I.19}$$

que resulta una excelente aproximación para densidades hasta $\rho_0 = 2.7 \cdot 10^{14}$ g cm⁻³ o sea la densidad de la materia nuclear. Además de los ya mencionados, existen otros factores que afectan la determinación de M_{CH} y pueden influir decisivamente para la suerte final de la explosión. Por ejemplo, la inclusión de correcciones Coulombianas a la energía nuclear lleva a una reducción de K en un factor

$$1 - \frac{6}{5} \left(\frac{4\bar{Z}^2}{9\pi} \right)^{1/3} = 0.96 \quad (\bar{Z} = \text{carga nuclear media}) \quad \text{I.20}$$

por lo que M_{CH} se reduce en un 6% $\sim 0.1 M_{\odot}$

El colapso se inicia por la fotodesintegración de los núcleos de hierro $^{56}\text{Fe} \rightarrow 13\alpha + 4n$, que a ρ y T dados puede calcularse utilizando la ley de Saha

$$\frac{n_{\alpha}^{13} n_n^4}{n_{\text{Fe}}} \propto \left(\frac{mT}{2\pi} \right)^{24} e^{-Q/T} \quad \text{I.21}$$

donde n_i son las densidades número de las especies y $Q = 124.4$ MeV el calor de reacción. Como esta última cantidad es positiva, el proceso es endotérmico, lo cual causa un decrecimiento en la presión electrónica. Si llamamos δ a la fracción de Fe desintegrado, se tiene para la producción de entropía en este proceso (por barión)

$$s = \frac{1}{56} \left[(1-\delta) S_{\text{Fe}} + 13\delta S_{\alpha} + 4\delta S_n \right] - S_{\text{inicial}} \quad \text{I.22}$$

y un cambio efectivo en la fracción leptónica

$$\Delta Y_e = - \frac{2\delta}{10 \left(\rho / 10^{14} \text{ g cm}^{-3} \right)^{1/3} Y_e^{1/3}} \simeq -0.08 \quad \text{I.23}$$

como $P_{00} Y_e^{4/3}$ esto se traslada a un decrecimiento del 25% en la presión aproximadamente. Además, el cambio en la fracción electrónica reduce la masa de Chandrasekhar en una cantidad $\Delta M_{CH} = 2 \left(M_{CH} / Y_e \right) \Delta Y_e$.

que rápidamente la coloca por debajo del valor de la masa de hierro y asegura el establecimiento del colapso.

A medida que la densidad aumenta, hay otro factor importante que ayuda a un decrecimiento todavía mayor de la presión: como μ_e es proporcional a $\rho^{1/3}$, esta energía de Fermi aumenta y comienza a ser energéticamente favorable la captura electrónica por núcleos en procesos



Esta reacción, sin embargo no contribuye significativamente a la producción de entropía porque se detiene ni bien los neutrinos quedan atrapados ($\rho \sim 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$).

En esta etapa, las capturas sobre protones libres son despreciables debido a que su concentración es muy baja ($X_n/X_p \sim 10^{-6}$). Como consecuencia de estas capturas la fracción electrónica Y_e se reduce a su valor definitivo $\sim 1/3$.

Neutrinos atrapados

Una importante característica del colapso estelar que fue sugerida por primera vez en 1974⁹ es el llamado "trapping" de neutrinos en el núcleo colapsante. A medida que la densidad aumenta, los neutrinos que al principio escapan libremente comienzan a ser detenidos dentro del núcleo estelar debido al scattering por los nucleones dentro de los núcleos. La interacción importante esta mediada por las corrientes neutras

$$\dot{\chi}^{\mu} = \bar{\Psi}_n \frac{\tau_3}{2} \gamma^{\mu} (1 - \gamma_5) \Psi_n - 2 \sin^2 \Theta_w \bar{\Psi}_n \left(\frac{1 + \tau_3}{2} \right) \gamma^{\mu} \Psi_n \quad \text{I.26}$$

donde Ψ_n es el campo del nucleón y Θ_w el ángulo de mezcla débil. Este scattering coherente domina sobre el incoherente que producen los nucleones libres, que además poseen una abundancia muy pequeña en esta etapa. El camino libre medio de los neutrinos de energía ϵ_{ν} resulta

$$\lambda = 10^8 \left[\frac{10^{12} \text{ g cm}^{-3}}{\rho} \right] \left(\frac{\bar{N}^2}{6A} X_H + X_N + X_P \right)^{-1} \left(\frac{\epsilon_{\nu}}{\text{MeV}} \right)^{-2} \text{ cm} \quad \text{I.27}$$

con N y A los valores promedio de los núcleos pesados, X_H , X_N , y X_P las fracciones nuclear, de neutrones y de protones respectivamente.

Insertando los valores típicos $\bar{N} \sim 70$, $\rho = 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$, $\epsilon_{\nu} = 10 \text{ MeV}$ y despreciando las fracciones de protones y neutrones libres se obtiene

$$\lambda \simeq 1.2 \cdot 10^5 \text{ cm} \quad \text{I.28}$$

Como el radio donde ρ se hace menor que 10^{12} es aproximadamente de unos 20-30 km y la escala de tiempos del colapso del orden del mseg, los

neutrinos alcanzan a viajar una distancia

$$\left(\frac{1}{3} \lambda c \tau\right)^{1/2} \sim 10^6 \text{ cm} \quad \text{I.29}$$

Es decir, comparable con el camino libre medio. Esto significa que $\rho \sim 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ es la densidad de "trapping". Una vez que los neutrinos quedan atrapados, la fracción de leptones en un elemento de volumen del fluido nuclear permanece constante

$$Y_{e^-} + Y_{\nu} = Y_L \simeq 0.35 - 0.38 \quad (Y_{\nu} \sim 0.25 Y_{e^-}) \quad \text{I.30}$$

(Estrictamente hablando, el escape por difusión de neutrinos en un tiempo $< 2 \text{ mseg}$ reduce en algo esta fracción pero este decrecimiento no es significativo. La energía total irradiada por este efecto vale $\Delta E = M_{\text{nuc}} N \Delta Y_L E_{\nu} \sim 10^{51} \text{ erg} \ll$ que la energía de la masa de Fe al momento de la densidad de "trapping").

En esta etapa del colapso, la captura de electrones se produce mucho más rápidamente que la escala de tiempos dinámica. Esto significa que entre $10^{12} \text{ g cm}^{-3} \lesssim \rho \lesssim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ el equilibrio estadístico es válido por lo cual

$$\mu_e - \mu_{\nu} = \mu_n - \mu_p \quad \text{I.32}$$

Valores típicos de los potenciales químicos para esta etapa son $\mu_e \sim 150 \text{ MeV}$, $\mu_{\nu} \sim 100 \text{ MeV}$, $\mu_n - \mu_p \sim 50 \text{ MeV}$. Este proceso de conversión no tiene, sin embargo, efectos significativos sobre la entropía que, gracias a que ahora $T \sim 3 \text{ MeV}$ solo aumenta en $\Delta S = \Delta Q/T \simeq 0.04$ por partícula. La ecuación que liga los potenciales químicos hace evidente el hecho de que solamente neutrinos de tipo electrónico se forman en esta etapa.

En suma, el "trapping" de neutrinos, que conduce a considerar el colapso a lo largo de las adiabáticas $S \sim 1$, va a incidir fundamentalmente en las densidades y temperaturas que se alcancen en el

momento de máxima compresión (se trata de un colapso "ordenado"). Esto va a afectar directamente al régimen supranuclear, cuyas características se discutirán en las secciones siguientes.

Ecuación de estado: densidades sub y supra nucleares

Una vez que la temperatura interior sobrepasa el valor $T \approx 0.5$ MeV la materia alcanza equilibrio respecto de las interacciones fuertes y electromagnéticas.

Este estado de equilibrio estadístico nuclear (NSE) lleva al cálculo de la ecuación de estado (EOS) de la siguiente forma: el primer paso consiste en escribir la expresión de la energía libre $F(T, V, N_i)$ donde N_i es el número de cada especie en la mezcla. Minimizando F con respecto a N_i a T , V y N_{nuc} fijos se obtiene $P = - \partial F / \partial V$. Si las densidades son relativamente bajas ($\lesssim 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$) los nucleones libres se comportan como un gas de Boltzmann y la EOS puede calcularse numéricamente en forma exacta⁴. (Sin embargo, hay una considerable incerteza por la necesidad de extrapolar funciones de partición y energías de ligadura de núcleos ricos en neutrones que no se pueden medir en laboratorio por su inestabilidad).

A medida que la densidad aumenta ($> 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$) y se acerca al valor de la densidad nuclear, es imprescindible incluir las interacciones nucleón-nucleón y nucleón-núcleos, además de los efectos de tamaño finito, ya que ahora la separación típica es del orden del tamaño nuclear y la aproximación de partículas puntuales no es más válida. Las técnicas aplicadas a este problema varían desde la gota líquida compresible o Thomas-Fermi hasta Hartree-Fock térmico. En general, todos los esquemas están basados en modelos de partícula independiente con una interacción efectiva nucleón-nucleón lo que, por supuesto, introduce una cierta ambigüedad en la EOS (debido a que diferentes interacciones efectivas que reproducen las propiedades nucleares de laboratorio llevan a distintos resultados en las condiciones del colapso).

Esto significa que las cantidades importantes (y en particular el valor del índice adiabático $\Gamma = \partial \ln P / \partial \ln \rho$ que señala la estabilidad de

la configuración) no están muy bien conocidas aún a densidades subnucleares.

La caída del material hacia el centro continúa hasta que en cierto momento la EOS se endurece súbitamente: el índice adiabático crece mucho más allá del valor crítico $\Gamma = 4/3$ debido a que la materia hadrónica se funde en una sopa de nucleones prácticamente incompresible que actúa como una pared donde rebota el fluido que sigue cayendo encima (vease más adelante). La densidad alcanzada para la disolución de los núcleos es $\rho_0 = 2.7 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ para materia nuclear simétrica ($Z/A=1/2$). La posibilidad de seguir comprimiendo el fluido nuclear está determinada por el valor de la incompresibilidad nuclear $K = 9\rho_0^2 \partial(E/A)/\partial\rho$ a la cual variadas determinaciones experimentales sitúan en valores $\geq 200 \text{ MeV}$.

Como se verá más adelante, la incompresibilidad K es un ingrediente esencial para la evolución del colapso, así que conviene discutir brevemente distintas EOS empleadas corrientemente con respecto a sus valores de K y Γ .

I-EOS Brown- Bethe- Baym-Applegate-Lattimer¹⁰

La ecuación de estado se obtiene del estudio del equilibrio de neutrones y protones a temperatura finita con interacciones tipo Skyrme. La materia nuclear tiene un punto estable ($P=0$) a $\rho = \rho_0$ y por encima de esa densidad la presión aumenta rápidamente debido a que prevalece la energía de Fermi por sobre las interacciones atractivas de los nucleones (y no debido a interacciones del hard core nuclear que son solo importantes a $\rho > 5\rho_0$). La presión nucleónica es

$$P_N = 2.33 \left[\left(\rho/\rho_0 \right)^{3.5} - 1 \right] \quad \text{I.33}$$

lo que implica para la incompresibilidad (variable) el valor $K = 460 \left(\rho/\rho_0 \right)^{2.5}$.

Debido al valor un tanto exagerado de K (al doble del empírico $K = 220 \text{ MeV}$), Bethe et. al. multiplican por un factor $220/460$ que corrige esta discrepancia parcialmente.

La ecuación de estado (que incluye los leptones) resulta finalmente

$$P = 3.6 \left(\rho / \rho_0 \right)^{2.5} \quad \text{I.34}$$

II -EOS Baron-Cooperstein-Kahana (BCK) ¹¹

Considerable repercusión fue alcanzada por esta aproximación a la EOS y subsiguientes publicaciones donde se la aplica a simulaciones numéricas de colapsos varios. Los resultados muestran básicamente que un ablandamiento en la EOS conjugado con los efectos de la relatividad general parecen arrojar explosiones exitosas.

El punto esencial donde se basa el argumento de BCK es en notar que tanto la densidad de saturación ρ_0 y la incompresibilidad K son en verdad funciones de la asimetría nuclear $x = Z/A$ ($\sim 1/3$ para las condiciones del colapso). La forma funcional aproximada propuesta es

$$\begin{aligned} K(x) &= K_0(1/2) \left[1 - 2(x - 1/2)^2 \right] \\ \rho_0(x) &= \rho_0(1/2) \left[1 - \frac{3}{4}(x - 1/2)^2 \right] \end{aligned} \quad \text{I.35}$$

y la ecuación de estado fenomenológica

$$P_N = \frac{K_0(x) \rho_0(x)}{9\Gamma} \left(u^\Gamma - 1 \right) \quad ; \quad u = \rho / \rho_0(x) \quad \text{I.36}$$

Tomando como parámetros el valor de la incompresibilidad nuclear para la materia simétrica $K(1/2)$ y el índice adiabático Γ , es posible obtener ecuaciones de estado relativamente blandas que aseguran el éxito de la explosión. Este procedimiento ha sido duramente criticado

por N.Glendenning¹² arguyendo la inconsistencia de desacoplar el comportamiento de K y Γ , entre otras razones. Además, se puede mostrar que la elección de los parámetros de BCK lleva a masas de objetos remanentes demasiado pequeñas para ser compatibles con las observaciones (vease sección siguiente). En suma, aunque los procedimientos de estos autores son ciertamente arbitrarios, el uso extensivo que se hecho de esta EOS nos fuerza a tenerla en cuenta para el problema del colapso estelar.

III- Ainsworth - Brown - Baron - Cooperstein - Prakash

La ecuación de estado de estos autores muestra que es posible una cancelación de las fuerzas de muchos cuerpos nucleares para densidades $\rho > 2\rho_0$ alcanzada gracias al comportamiento peculiar de las interacciones nucleares efectivas. El aspecto quizá mas importante de este trabajo es la posible reconciliación de la aparente dureza extraída del análisis de las colisiones de iones pesados con la blandura necesaria para lograr explosiones de supernova exitosas, diferencia que estos autores atribuyen a la dependencia con la velocidad del potencial nuclear. La ecuación de estado no tiene expresión analítica y debe usarse una parametrización numérica para su análisis, lo que será objeto de la sección siguiente.

Restricciones sobre la ecuación de estado supranuclear mediante la observación de estrellas compactas

En trabajos recientes¹⁴ los grupos de Stony Brook-Brookhaven han enfatizado la importancia de las EOS (I.34), (I.36) e (I.37) de la sección anterior para la obtención de simulaciones exitosas de explosiones de supernova.

El argumento teórico central de estos autores es el ablandamiento producido por la saturación de las interacciones de muchos cuerpos mencionada en la sección anterior. En este cálculo explícito la forma de la ecuación de estado convenientemente parametrizada es

$$P = \begin{cases} -0.204 \rho^2 + 3.270 \rho - 7.1 & \rho < 5.14 \\ 1.167 \rho - 1.7 & 5.14 < \rho < 6 \\ 0.638 \rho^2 - 6.484 \rho + 21.2 & \rho > 6 \end{cases}$$

donde P esta dada en MeV fm^{-3} y ρ en $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Razones similares para el ablandamiento (aunque sin efectuar cálculo microscópico alguno) han sido invocadas para justificar la elección de los parametros K y Γ

Si la naturaleza ha favorecido una ecuación de estado como las de las ecuaciones (I.36) o (I.37) se habría dado un gran paso hacia el entendimiento del colapso gravitatorio. Se ha arguido inclusive que las explosiones de supernova implican por su mera existencia una ecuación de estado blanda.¹⁵

El punto importante a destacar en cuanto a este problema es el siguiente: dada una teoría de materia nuclear, si se requiere que las ecuaciones de campo reproduzcan las propiedades nucleares medidas en el punto de saturación ρ_0 , tambien deberían proveer una ecuación de estado para el cálculo de la estructura nuclear compacta si se adicionan las condiciones de neutralidad eléctrica y equilibrio . De esta manera la

ecuación de estado empleada para el colapso debería también explicar la estructura de las estrellas de neutrones remanentes.

Estrictamente hablando, las ecuaciones de estado (I.34), (I.36) e (I.37) no deberían sin embargo utilizarse para calcular modelos estelares en estado estacionario. La razón principal no es el hecho de que para estos fines estas deben ser extrapoladas mas allá de los límites de validez $\rho \leq 4\rho_0$ (notemos que una gran parte de la masa estelar se encuentra a $\rho < 2\rho_0$), sino mas bien que han sido derivadas para materia con un apreciable contenido leptónico $Y_L \sim 1/3$, mientras que en el estado estacionario se tiene por supuesto que $Y_L \rightarrow 0$. Sin embargo, es importante la existencia de un intervalo temporal en la vida de los remanentes dentro del cual las EOS (I.34), (I.36) e (I.37) deberían llevar a una descripción muy exacta de la estructura. Como se ha mostrado reiteradamente, inmediatamente despues ($t_0 > 0.5$ seg) del rebote hidrodinámico el núcleo remanente alcanza el equilibrio hidrostático. En este estado, la materia nuclear es muy rica todavía en leptones y retiene gran parte de la fracción leptónica original. La deleptonización es por otra parte la verdadera razón para el endurecimiento de la ecuación de estado pero este proceso tiene una escala de tiempos mayor ($t > 1$ seg) como se comprueba del análisis de la señal de neutrinos de SN 1987A.

Inmediatamente despues de t_0 la materia nuclear llena las condiciones requeridas para la validez de las ecs I.34, I.36, I.37, y por tanto los cálculos de estructura son válidos. Como la acreción sobre el núcleo central tiene una escala de tiempos $\tau_A \ll t_0$, el objeto debe soportar una masa total un poco mayor, en este intervalo, que la definitiva (el decrecimiento es causado por la pérdida de leptones Y_L) para dar cuenta de las masas observadas. Esta condición, muy débilmente dependiente de los valores iniciales provistos por los cálculos de presupernova, está impuesta sobre la misma ecuación de estado capaz de eyectar la envoltura.

En la Figura I.4 se muestran los resultados obtenidos por integración de las ecuaciones de estructura usando los parámetros empleados en las referencias 13 y 14 tabulados en la Tabla I.1. Para la materia a densidades por debajo de ρ_0 se han empleado las expresiones de la referencia 16 y se ha incluido la contribución de los leptones para cada fracción X_L fija. Junto con las secuencias calculadas se muestran los valores de los pulsars mejor determinados: PSR 1913+16 y 4U0900-40 con valores $1.42 \pm 0.06 M$ y $1.85^{+0.35}_{-0.30} M_{\odot}$ respectivamente. Puede observarse que, debido precisamente a su relativa blandura, las expresiones propuestas producen secuencias con valores de masa máxima $M < 1.5 M_{\odot}$. En el caso de la ecuación de BCK, la masa máxima de la secuencia decrece con la energía de la explosión creciente; y para valores realistas de esta cantidad los modelos predicen una masa máxima muy pequeña, bien por debajo de los valores observados. ^{15'}

En resumen, se puede asegurar que aunque a primera vista una ecuación de estado blanda parece capaz de reproducir los valores observados de la explosión, no parece probable que solucionen el problema igualmente importante de las masas de los remanentes.

Formación del shock. Colapsos homologos

Tan pronto como el índice adiabático Γ cae por debajo del valor $4/3$, el nucleo colapsante interior alcanza la condicion de colapso homologo. La homología significa que la distribución de densidad cambia multiplicándose por un factor de escala que resulta una cierta potencia de un parámetro de escala α dependiente del tiempo. Esta condición de colapso es posible porque la EOS nuclear con $\Gamma = 4/3$ posee una invariancia de escala del tipo

$$\begin{aligned} r(t) &= \alpha(t) r_0 \\ \rho(r(t), t) &= \alpha^{-3}(t) \rho(r_0) \end{aligned} \quad \text{I.37}$$

Es posible mostrar que existe una solución analítica del colapso homólogo del núcleo (de aquí en mas denominado núcleo interior) donde $\alpha(t)$ obedece

$$-\alpha^2 \ddot{\alpha} = \frac{4}{3} \pi G \rho_c(r_0) \lambda \quad \text{I.38}$$

donde $\rho_c(r_0)$ es la densidad central en la posición inicial y λ un parámetro adimensional determinado por una condición de contorno en el borde del núcleo interior. La integración de I.38 predice $\frac{u}{r} = \frac{d\alpha}{dt}$ cte. (donde u es la velocidad de la materia en caída libre). Esta caída, relativamente lenta comparada con la velocidad del sonido, que resulta proporcional al radio es físicamente posible debido a que los elementos de fluido permanecen en comunicación entre sí. Mas hacia afuera, (después del radio del núcleo interior) la materia no está comunicada y cae libremente bajo la acción de la gravedad efectiva, lo que determina una relación $u \propto r^{-1/2}$. Es claro que el punto de separación esta fijado por la condición de que un elemento de material en movimiento no pueda ser alcanzado por señales que provengan del núcleo interior, es decir

$$U + C_s = 0$$

I.39

el punto donde se cumple I.39 se llama punto sónico r_{ps} y hacia afuera del núcleo limitado por él no hay forma de establecer homología (mediante ondas de presión) por lo que debe satisfacer $U \propto r^{-1/2}$ como se mencionó anteriormente.

El punto sónico juega un papel importante en la formación del shock hidrodinámico por la siguiente razón: a densidades subnucleares, es posible establecer en el núcleo interior la condición de homología. Sin embargo, cuando se alcanzan densidades superiores a ρ_0 , como se vio en el punto anterior la EOS se endurece y provoca un gran aumento de la presión. Esto desacelera el fluido en caída en el núcleo interior y destruye la homología. Ondas de presión generadas por este mecanismo comienzan a propagarse hacia afuera, pero debido a la existencia de r_{ps} van acumulándose en este punto. Esta situación continúa hasta que la discontinuidad en la presión es capaz de generar una velocidad neta suficiente para comenzar a propagarse hacia afuera revirtiendo el colapso.

Los cálculos numéricos muestran que este shock hidrodinámico nace justamente en el punto sónico ($r_{ps} \sim 20-30$ km) en coordenada de masa M $0.7-0.8 M_{\odot}$. Debido a la conservación de la energía, puede mostrarse que la energía del shock es aproximadamente igual a la energía de ligadura del núcleo interior (despreciando las pérdidas por emisión de neutrinos durante la caída y la energía inicial del núcleo interior) es decir

$$E_{\text{SHOCK HID}} \simeq E_{\text{LIG. NUC. INT.}} \simeq \gamma_L^{10/3} = 4-7 \cdot 10^{51} \text{ erg} \quad \text{I.40}$$

Podría decirse entonces que el shock hidrodinámico es potencialmente capaz de dar cuenta de la energía de los eventos si la cantidad I.40 pudiese utilizarse plenamente para la eyección, pero debido a efectos varios va a sufrir una gran degradación en el trayecto hasta la superficie.

Pérdidas de energía del shock. Fracaso del mecanismo hidrodinámico ?

Como se señaló anteriormente, los eventos observados de supernovas tipo II muestran una energía de explosión $\sim 10^{51}$ ergios. Esta cantidad debería resultar de la diferencia $E_{\text{SHOCK HID.}} - E_{\text{PÉRDIDAS}}$, a la cual contribuyen principalmente dos efectos. El primero tiene que ver con las características de formación del shock, mas precisamente con la localización del punto sónico. Ya que el r_{ps} demarca una coordenada en masa menor que la del borde del núcleo en colapso ($\sim 0.2 M_{\odot}$ menor dependiendo del modelo), el shock se encuentra en su camino con isótopos del ^{56}Fe que poseen la mayor energía de ligadura por nucleón conocida. Las temperaturas post-shock son $T \sim 10-15$ MeV y por lo tanto la propagación disocia completamente los núcleos gastando $\sim 1.8 \cdot 10^{51}$ erg por cada $0.1 M_{\odot}$ que recorre. A menos que el shock alcance a sobrevivir hasta el borde del núcleo colapsado, fuera del cual la densidad cae abruptamente y las temperaturas post-shock pueden declinar hasta valores que no disocien los núcleos, estas perdidas consumen la E_{shock} y éste se detiene sin lograr eyectar la envoltura. El otro efecto que contribuye eficazmente a detener el shock es la pérdida de energía por emisión de neutrinos (una vez que éste cruza el punto donde la densidad cae por debajo de $\sim 5 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$).

Varias simulaciones numéricas indican que para elecciones razonables de la ecuación de estado supranuclear (a la cual es sensible la E_{SHOCK}

de la misma forma que una masa en caída sobre un resorte adquiere una energía dependiente de la compresibilidad de este último) la masa del núcleo colapsante debe ser $< 1.35 M_{\odot}$ para asegurar el éxito del shock hidrodinámico. Esto significa que la ramificación de la masa de los núcleos referida anteriormente implica la completa imposibilidad de eyección hidrodinámica para progenitores de mas de $15 M_{\odot}$ y la sensibilidad de las explosiones para los casos marginalmente exitosos del rango $8-15 M_{\odot}$ (que poseen $M_{\text{Fe}} = 1.3-1.4 M_{\odot}$). Además, se ha

verificado una desagradable sensibilidad de la explosión con el código numerico utilizado para el cálculo, aún en casos en que la física involucrada es exactamente la misma .

En suma, los resultados alcanzados no permiten asegurar el éxito del mecanismo hidrodinámico para ningún rango de masas de la Secuencia Principal.

A pesar de que es indudable que la secuencia de procesos físicos es esencialmente correcta, parece casi inevitable que el shock se detenga a una distancia ~ 100 km del centro pocos mseg despues de su formación.

Deleptonización y emisión de neutrinos

Dejando por el momento el problema del estancamiento del shock hidrodinámico y con el propósito de estudiar la influencia de los neutrinos sobre la capas externas a ser eyectadas; es interesante discutir la señal predicha por la secuencia teórica detallada anteriormente. Es conveniente intentar abstraer en lo posible de cualquier modelo específico, ya que la exactitud de los mismos es altamente dependiente del gusto del consumidor.

Durante la primera fase del colapso puede esperarse producción de ν_e debida a la captura dominante de e^- sobre protones libres y en núcleos. Como se vio anteriormente, la energía total de esta emisión (a lo largo de ~ 1 seg) es

$$\Delta E = M N_A \Delta Y_L \epsilon \sim 10^{51} \text{ erg} \quad 1.41$$

El valor final de esta cantidad puede ser ligeramente menor porque la emisión se detiene a medida que los neutrinos se ven atrapados. Como $\tau_{\text{DIF}} \gg \tau_{\text{COL}}$ no va a ocurrir otra emisión hasta que el shock (que transporta neutrinos junto con la materia a la velocidad del shock) alcance el borde de la neutrinosfera definida como la esfera interior al punto donde los neutrinos quedan atrapados; la duración del mismo debe ser de algunos mseg y su energía total $\sim 10^{52}$ erg.⁹

El grueso de la emisión de neutrinos, sin embargo, es esperado en escala de tiempo mayores correspondientes a la difusión de neutrinos desde la región central a través del núcleo shockeado. Este importante proceso es el que señala la transición desde la proto estrella de neutrones (rica en leptones) hacia la configuración estacionaria definitiva ($Y_L=0$). Debido a la importancia de esta difusión es conveniente discutir una solución analítica que permita estimar la escala de tiempos y perfiles de Y_L en función del tiempo.

Considérese el caso de la difusión de neutrinos degenerados en un núcleo que posee un perfil de densidad constante. El perfil de número leptónico γ_L obedece la ecuación (altamente no lineal)

$$\frac{\partial \gamma_L}{\partial t} = \frac{c \lambda'}{3 r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \gamma_L^{-2/3} \frac{\partial \gamma_L}{\partial r} \right] \quad \text{I.42}$$

donde c es la velocidad de la luz $\lambda' = \lambda_0 \gamma_L^{2/3}$ y λ_0 es el camino libre medio. λ' puede suponerse constante en esta aproximación. El planteo de una solución autosimilar¹⁰ lleva a la expresión

$$\gamma_L = \gamma_{L0} \left[e^{-t/\tau} + (r/r_0)^2 \right]^{-3/2} \quad \text{I.43}$$

donde $\tau = r_0^2 / (2 c \lambda')$ es la escala de tiempo buscada que depende en forma cuadrática de una longitud característica r_0 del orden del radio estelar.

Es de suma importancia la estimación de esta escala de tiempo de tal forma que sea posible una comparación con la difusión detectada en un evento real.

Por ejemplo, en la estimación de referencia 10, λ' viene explícitamente determinado como $\lambda' = 7 \lambda_0 / 3 \mu_0^2$ donde $\mu_0^2 = (13 \text{ MeV})^2$ es el potencial químico de los neutrinos en unidades convenientes y $\lambda_0 \sim 10^4$ cm para las condiciones de difusión buscadas. Insertando estos valores se obtiene $\tau \sim 1/9$ seg, es decir una escala de tiempo del orden del décimo de segundo \gg que las escalas de tiempo hidrodinámicas. La energía emitida puede considerarse equidistribuida entre los 6 sabores de neutrinos producidos $(\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau)$ a ser emitidos con una cierta distribución de Fermi-Dirac a una cierta T_{eff} . Sin la presencia de efectos tales como la convección, etc. la emisión debería detenerse en ~ 1 seg.

Estas predicciones serán comparadas con nuestro modelo en las secciones siguientes.

Explosiones demoradas: puede revivir el shock por captura de neutrinos?

Si el mecanismo del shock hidrodinámico no tiene suficiente energía como para sobrevivir a las pérdidas por fotodesintegración, la propagación se detendrá antes de llegar al borde de la masa de Fe. La protoestrella de neutrones recién formada contiene un gran exceso de energía ($\sim 10^{53}$ erg) con respecto a la condición estacionaria. Esta energía térmica y gravitacional impide un posible colapso a agujero negro, por lo menos hasta que haya sido radiada (principalmente en neutrinos). Es evidente que el acoplamiento de una pequeña fracción de esta energía con el shock que se encuentra detenido podría reenergizarlo y provocar así las explosiones observadas. La secuencia de procesos que llevaría a este final feliz es la siguiente:

Como hemos visto, el enorme contenido de leptones de la estrella de neutrones recién nacida tiene un tiempo característico para su difusión ~ 1 seg.

El flujo de neutrinos puede ser parametrizado por la temperatura efectiva de la neutrinosfera T_ν , es decir la esfera de radio $R_\nu \sim 30$ km que radía estas partículas como un cuerpo negro. La luminosidad es

$$L_\nu = \frac{7}{4} (4\pi R_\nu^2) \sigma T_\nu^4 \approx \left(\frac{R_\nu}{30 \text{ km}}\right)^2 \left(\frac{T_\nu}{4 \text{ MeV}}\right)^4 10^{53} \text{ erg seg}^{-1} \quad \text{I.44}$$

donde el factor $7/4$ corresponde al carácter fermiónico de la radiación.

Un elemento de fluido situado en $R > R_\nu$ es calentado por absorción de neutrinos y enfriado por el proceso inverso que depende de la temperatura T a la que se encuentre. Si estos procesos se equilibran, es fácil ver que

$$T \approx T_\nu \left(\frac{R_\nu}{2R}\right)^{1/3} \quad \text{I.45}$$

Si bien el calentamiento por neutrinos no es suficiente para revertir

la acreción que ahora sufre el material hacia el centro, ayuda a evitar un colapso violento hasta que algo nuevo suceda. Lo que se espera es que a medida que el material cae hacia el centro pasando a través del punto donde está detenido el shock, este se encuentre con densidades cada vez menores en el fluido en caída. Rápidamente la presión de radiación domina sobre la propia del fluido debido a que ρ disminuye pero T es mantenida por el flujo de neutrinos.

La energía interna de un elemento de fluido de densidad ρ comienza a ser mayor que su energía gravitacional cuando

$$\frac{aT^4}{3\rho} \approx \frac{GM}{R} \quad \text{I.46}$$

es decir si

$$\rho = \frac{aT^4 (R/2)^{4/3}}{3GM R^{1/3}} \approx 4 \cdot 10^7 \left(\frac{500 \text{ km}}{R} \right)^{1/3} \left(\frac{T}{4 \text{ MeV}} \right)^4 \text{ cm}^{-3} \quad \text{I.47}$$

Cuando la densidad del fluido que cae decrece por debajo de este valor, la energía gravitatoria es superada y ocurre una expansión capaz en principio de eyectar la envoltura del objeto.

Si bien las energías de las explosiones simuladas que ocurren debido a este mecanismo parecen ser un poco bajas ($1/2$ -- $2/3$ de las observadas), el carácter aparentemente exitoso de estos shocks demorados suscitó un intenso trabajo desde 1985²¹. Los resultados de estas simulaciones parecían indicar que estrellas con enormes masas de Fe como las del rango 25-50 M_{\odot} de la Secuencia Principal explotan en forma demorada, con el interesante resultado adicional de que los remanentes típicos colapsarían a agujero negro en pocos segundos.⁴

Sin embargo cálculos similares llevados a cabo con otros códigos numéricos y diferentes modelos iniciales²¹ llevaron a sembrar serias dudas sobre la factibilidad de las explosiones demoradas: los resultados no pudieron ser confirmados en estos otros trabajos y la

situación permaneció hasta hace poco incierta.

Las causas del posible fracaso de este mecanismo pueden entenderse en forma bastante simple: si el intervalo temporal Δt necesario para que la densidad baje por debajo del valor 1.47 es demasiado largo, la presión existente podría empujar el shock hacia adentro; o bien si la acreción de material hace que la masa interior al shock sobrepase el límite de Chandrasekhar se formara un agujero negro irremediablemente. Es muy importante notar que en la formación de un agujero negro toda emisión (incluyendo la de neutrinos) debería cesar abruptamente en un tiempo ~ 10 msec.

Trabajos muy recientes²² parecen indicar que, inclusive los cálculos del grupo de J. R. Wilson, han arrojado finalmente resultados negativos cuando se incluyeron refinamientos en la física de los modelos iniciales. Todo parece indicar que las explosiones demoradas no son la causa de la eyección de material en las SN tipo II y el estado del problema vuelve prácticamente a la condición inicial.

Otras propuestas para las explosiones

Es fácilmente comprensible que tanto en las primeras épocas de investigación en este campo como así también en forma contemporánea, numerosas propuestas fueron formuladas acerca de la naturaleza del escurridizo mecanismo de la explosión.

A fin de establecer una diferencia cualitativa que se refiera a las características de cada propuesta alternativa, vamos a dividir las tentativamente en "ortodoxas" y "heterodoxas". Mientras las primeras se caracterizan por sugerir mejoras a la física ya establecida del problema, las segundas proponen efectos completamente nuevos en base a evidencias tentativas que provengan de estudios básicamente poco emparentados con las supernovas hasta ese entonces.

Entre las mas importantes propuestas "ortodoxas" pueden mencionarse:

a) Convección: al considerar escalas de tiempo $\tau \gg \tau_{\text{HIDRO}}$, es necesario tomar en cuenta efectos potencialmente importantes ligados al transporte de neutrinos.

Ya en 1979 Epstein²³ puntualizó la posibilidad de que ocurra convección en la masa de Fe cuando la materia cercana al borde ya emitió su contenido de neutrinos mientras que la cercana al centro todavía contiene una fracción $\chi \sim 1/3$.

Este gradiente $\vec{\nabla}\chi$ también podría provocar una inversión violenta en gran escala si ocurre una inestabilidad de Raleigh-Taylor²⁴, con la consecuente liberación de los neutrinos que estaban en el centro, lo que aumentaría en mucho la chance de una explosión demorada. Lamentablemente, las simulaciones llevadas a cabo para estudiar este efecto adolecen de gruesas simplificaciones²⁵ (unidimensionales, modelos estelares demasiado simples) o no pueden proseguirse suficiente tiempo para verificar los resultados esperados. Todo lo que puede decirse es que, si la explosión demorada finalmente ocurre, su energía puede amplificarse $\sim 50\%$ gracias al gradiente $\vec{\nabla}\chi$. Una

variante interesante sobre este punto propuesta por Arnett²⁶ es la existencia de convección inmediatamente detrás de la neutrinósfera debido al gradiente de entropía $\bar{\nabla}s$ establecido por el shock hidrodinámico.

A pesar del optimismo que suscitó, parece finalmente inevitable que este efecto debilite el shock detenido, haciendo aún más improbable el éxito del mecanismo demorado.

b) Rotación: es casi evidente que para una descripción realista del fenómeno supernova es necesaria la inclusión de los efectos de la rotación estelar. En los trabajos de Fowler y Hoyle²⁸ (1964) y Bodenheimer y Woosley²⁹ (1983) se obtiene el resultado que una combinación de rotación y generación de energía en la envoltura estelar (con presiones relativamente bajas en la zona central) podría proveer la energía suficiente para impulsar la eyección, con la consiguiente predicción de anisotropía ecuatorial para la envoltura en expansión (por ejemplo N132 D en la Nube Mayor de Magallanes). Sin embargo, estas conclusiones dependen fuertemente de la distribución de momento angular inicial que hasta el momento se ignora por completo. Una afirmación similar puede hacerse si consideramos la rotación de la masa central de Fe³⁰ con el agregado de que aún en condiciones muy favorables, los efectos sobre la explosión parecen ser pequeños³¹.

Como ejemplo típico de propuesta "heterodoxa" puede mencionarse el trabajo de Takahara y Sato³² donde se estudian los efectos de una posible transición materia nuclear-quarks (de segundo orden) en forma paramétrica. El efecto obtenido en esta forma es puramente mecánico (reblandecimiento de la ecuación de estado al producirse la transición) lo que trae aparejado un modesto 20% de aumento en la energía de la explosión por alcanzarse mayor energía almacenada en la compresión, en forma análoga al caso de un resorte.

En resumen, a pesar de que se han considerado interesantes propuestas alternativas, ninguna de ellas parece contener elementos decisivos como para aventurar taxativamente un juicio positivo acerca de su éxito.

Capítulo II- Deconfinamiento y explosión de supernovas

- 1) Materia extraña: ¿el estado fundamental de las interacciones fuertes?
- 2) Ventanas de estabilidad en modelos simples de materia extraña
- 3) Termodinámica de la materia extraña
- 4) Teoría general de los procesos de combustión
- 5) Materia extraña y supernovas
- 6) Propagación del cambio de fase
- 7) Detonaciones en materia hadrónica: propagación estacionaria de $\pi \rightarrow uds$
- 8) Eyección y evolución post-detonación

" Hay mas cosas en el Cielo y en la Tierra de las que tu te imagi
con tu sabiduría..."

W. Shakespeare - Hamlet

" Yo, estoy con los quarks.

Luis Alberto Spinetta

Materia extraña: el estado fundamental de las interacciones fuertes?

Numerosos trabajos se han referido al tema de la materia hadronica densa. En la decada del '60 el advenimiento del modelo de quarks³³ puso de manifiesto que, si la densidad a la que se somete a la materia nuclear aumenta hasta un cierto punto, es posible lograr la disolución de los nucleones en una única sopa de partones (es decir que la descripción microscópica del estado superdenso debe hacerse en términos de quarks y gluones en vez de nucleones). Por sus importantes consecuencias astrofísicas, el problema de la aparición de la fase de plasma de quarks-gluones fue considerado en varios trabajos³⁴ en que se discute la posibilidad de la existencia de este plasma en el interior de las estrellas de neutrones. Es claro que en estas referencias se trata la física de la nueva fase a presiones suficientemente altas donde es posible su manifestación: si la presión baja el plasma vuelve a convertirse en partículas ordinarias mediante un cierto proceso de hadronización.

E. Witten³⁵ es el primer autor que sugirió la posibilidad de que en verdad la hadronización no se produzca, es decir conjetura que cierta forma del plasma de quarks y gluones puede ser absolutamente estable aún a presión y temperatura cero. A primera vista esto parece estar excluido por la observación de que los núcleos ordinarios no se convierten al estado de plasma, pero esto solo muestra que los nucleos son mas estables que el plasma compuesto de los quarks u y d de masa ~ 0 que forman los nucleones. El argumento principal de la conjetura de Witten es que el momento de Fermi μ (~ 300 MeV) de un plasma de dos sabores baja cuando se crea por decaimiento débil un tercer mar de Fermi independiente (el que corresponde a la extrañeza S). Como en equilibrio el momento de Fermi coincide con la energía por partícula, es posible que el descenso mencionado situe al μ del plasma por debajo de la energía por partícula de la materia nuclear (939.4 MeV)

oinclusive por debajo de la energía por partícula del ^{56}Fe (930 MeV).

Si la hipótesis de Witten es correcta, se tendrá que toda la materia hadrónica ordinaria sería inestable al frente del decaimiento a materia extraña. Debido a la necesidad del decaimiento simultáneo de varios quarks de la materia ordinaria para lograr la estabilidad de la fase plasmática, se infiere que la transición estará fuertemente inhibida por el alto orden de los diagramas involucrados.

Cuantitativamente³⁶, cada decaimiento débil retarda los decaimientos restantes necesarios en un factor $G_F^4 E_B^2$ donde $E_B \sim 10$ MeV es la energía de ligadura hipotética del plasma extraño respecto a la materia nuclear. Un núcleo de $A > 5$ nucleones requiere esperar un tiempo $\tau > 10^{60}$ años y por lo tanto no cabe esperar que decaiga. En otras palabras, la estabilidad de los núcleos ordinarios observada en laboratorio sería el resultado de la extrema dificultad en decaer al estado de plasma en condiciones normales de temperatura y presión.

Es evidente que la plausibilidad de la conjetura de Witten se basa en la validez del análisis del gas de Fermi, es decir en el análisis de sistemas en bulto.

Estos sistemas pueden definirse por la pequeñez de los efectos de superficie frente a los volumétricos, que constituyen la contribución más importante a los potenciales termodinámicos. Para esta materia en bulto, un modelo simple puede darnos una estimación de la disminución de la energía por partícula.

Consideremos un plasma de dos sabores u y d no masivos y sin interacciones.

La presión del gas de u con momento de Fermi μ_u vale $\mu_u^4 / 4\pi^2$, y debido a la neutralidad eléctrica de la mezcla se debe cumplir que $\mu_d = 2^{1/3} \mu_u$
 $\equiv 2^{1/3} \mu$

Por lo tanto la presión total es $P = \mu_u^4 + \mu_d^4 / 4\pi^2 = \mu^4 (1 + 2^{4/3}) / 4\pi^2$. Si agregamos ahora un tercer sabor s (sin masa por el momento), el plasma de tres sabores va a ejercer la misma presión a un momento de

$$\text{Fermi } \bar{\mu} = \left(\frac{1}{3} \left(1 + 2^{4/3} \right) \right)^{1/4} \mu.$$

Como en equilibrio la energía por quark es igual al momento de Fermi, el cociente de la energía por quark del plasma de tres sabores es menor que el de dos sabores (con la condición de que la presión no varíe) en un factor

$$\frac{\bar{\mu}}{\left(\frac{\mu}{3} + \frac{2}{3} \mu_d \right)} = \left[\frac{3}{\left(1 + 2^{4/3} \right)} \right]^{3/4} \approx 0.9 \quad \text{II.1}$$

Esta idealización muestra que, despreciando la masa m_s y las interacciones, la energía de ligadura del plasma de tres sabores es mayor que el de dos en ~ 100 MeV. La masa del quark s y las interacciones van a reducir este efecto, pero todavía puede pensarse en un plasma extraño ligado con respecto al no extraño con ~ 50 MeV por partícula. Si el plasma no extraño está desligado con respecto a la materia ordinaria por menos de esta cantidad, la "materia extraña" de Witten sería el estado fundamental de la materia.

Al reducir paulatinamente el número bariónico, los efectos de superficie ya no pueden ser ignorados.³⁷ Los agregados de quarks donde esto sucede se han denominado "strangelets", terminología que se usará a lo largo de esta Tesis.

Típicamente las strangelets tienen radios entre 2 y 200 fm y números bariónicos entre 10 y 10^7 . Los efectos de superficie llevan en general la desestabilización de las strangelets, siendo posibles varios mecanismos de decaimiento.³⁸ Para strangelets de muy baja masa es necesario no un tratamiento de un gas de Fermi sino una aproximación tipo modelos de capas, para la cual se han encontrado resultados sumamente inciertos respecto de la estabilidad de las mismas. Estos puntos serán tratados más en detalle en las secciones II.2, II.3 y II.8 debido a su importancia para los procesos astrofísicos estudiados.

Ventanas de estabilidad en modelos simples de materia extraña

Para tener una idea cuantitativa acerca de la veracidad de la conjetura de Witten se han construido modelos detallados de materia extraña que se basan en el análisis de un gas de Fermi en la aproximación de la bolsa del MIT³⁹. Básicamente el modelo consiste en una colección de 3A quarks que constituyen un singulete de color con número bariónico total A inmersos en un medio (vacío perturbativo) que posee una densidad de energía B mayor que el vacío verdadero de la teoría, supuesta constante y determinada a partir de ajustes a la espectroscopía hadrónica. Las interacciones importantes están entonces parametrizadas por la constante B y por lo tanto se consideran a las partículas como libres (salvo por interacciones residuales) dentro del volumen de la bolsa. Estas interacciones residuales se toman en cuenta a primer orden en teoría de perturbaciones en α_c . Debido a la masa finita del quark s (la cual entra también como parámetro del modelo) la abundancia de estas partículas es $\ll 1$ a través de la mezcla, la cual es neutralizada por e^- o e^+ a través de las reacciones de equilibrio³⁷



en equilibrio por lo tanto los potenciales químicos μ_i obedecen

$$\mu_d = \mu_s = \mu_u + \mu_e \equiv \mu \tag{II.3}$$

Los potenciales termodinámicos $\Omega_i = -P_i V$ renormalizados a una escala de energía ρ_R son

$$\Omega_u = -\frac{\mu_u^4}{4\pi^2} \left(1 - \frac{2\alpha_c}{\pi}\right)$$

$$\Omega_d = -\frac{\mu_d^4}{4\pi^2} \left(1 - \frac{2\alpha_c}{\pi}\right)$$

$$\Omega_e = -\frac{\mu_e^4}{12\pi^2}$$

$$\Omega_s = -\frac{1}{4\pi^2} \left[\mu_s (\mu_s^2 - m_s^2)^{\frac{1}{2}} \left(\mu_s^2 - \frac{5}{2} m_s^2 \right) + \frac{3}{2} m_s^4 \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2)^{\frac{1}{2}}}{m_s} \right) \right] -$$

$$-\frac{2\alpha_c}{\pi} \left\{ 3 \left[\mu_s (\mu_s^2 - m_s^2)^{\frac{1}{2}} - m_s^2 \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2)^{\frac{1}{2}}}{\mu_s} \right) \right]^2 - 2(\mu_s^2 - m_s^2) - \right.$$

$$\left. - 3m_s^4 \ln^2 m_s/\mu_s + 6 \ln \frac{\mu_s}{\mu_s} \left(\mu_s m_s^2 (\mu_s^2 - m_s^2)^{\frac{1}{2}} - m_s^4 \ln \left(\frac{\mu_s + (\mu_s^2 - m_s^2)^{\frac{1}{2}}}{m_s} \right) \right) \right\}$$

de aquí es inmediato conocer la densidad número de cada especie $n_i = -\partial\Omega_i/\partial\mu_i$ con la cual puede escribirse la condición de neutralidad eléctrica

$$\frac{2}{3}n_u - \frac{1}{3}n_d - \frac{1}{3}n_s - n_e = 0 \quad \text{II.5}$$

que dejan solamente un potencial químico independiente μ . La densidad de energía total del sistema es

$$E = \sum_i (\Omega_i + \mu_i n_i) + B \quad \text{II.6}$$

La condición de equilibrio en ausencia de presión externa es

$$\frac{\partial}{\partial\mu} (E/n_B) = \sum_i \Omega_i + B = 0 \quad \text{II.7}$$

Dados B y m_s se determina el μ que satisface II.7, lo cual permite encontrar la energía por barión. Los resultados se muestran en la Figura II.1 el plano $m_s - B^{1/4}$ con α_c fijo. Las ventanas dentro de las cuales $E/A < 930$ MeV están limitadas a la derecha por el contorno donde la materia extraña decae por emisión de neutrones y a la izquierda por una línea vertical que señala el límite después del cual los núcleos con gran A decaerían en materia de dos sabores. Se observa que para valores "razonables" de m_s , α_c , y $B^{1/4}$ la materia extraña puede ser en verdad el estado fundamental de la materia.

Entre las numerosas incertezas que acompañan este resultado se encuentra la independencia del mismo con la escala de energía de renormalización μ_R . Si bien puede verificarse que Ω_s es independiente de μ_R a orden α_c debido a que cualquier cambio en μ_R puede absorberse cambiando m_s y α_c mediante las prescripciones del Grupo de Renormalización

$$\frac{\partial m_s}{\partial \mu_R} = -\frac{2m_s}{\pi \mu_R} \alpha_c \quad ; \quad \frac{\partial \alpha_c}{\partial \mu_R} = O(\alpha_c) \quad \text{II.8}$$

Es importante destacar que la elección de una escala de renormalización arbitraria deja invariante los resultados obtenidos solamente si el cálculo se extiende a todos los órdenes en α_c . Esto equivale a decir que las expresiones II.4 truncadas a primer orden en α_c contienen una dependencia espúrea con μ_R . Es conveniente entonces una elección apropiada de μ_R de tal manera que esta dependencia sea lo mas débil posible. Como la escala "natural" de energías de este problema esta dada por el potencial químico $\sim 300\text{MeV}$ se ha preferido la escala $\mu_R = M_N/3 = 313 \text{ MeV}$ que por estar cercana a este valor minimiza la dependencia logarítmica dominante del orden perturbativo mas bajo que se ha despreciado. Esta libertad en la elección de μ_R produce efectos bastante indeseables al trabajar con las expresiones a primer orden en α_c , por ejemplo la aparición de carga hadrónica neta negativa (región sombreada en la Figura II.1) .

Es interesante contrastar las propiedades de la materia extraña con el cuadro que se obtiene del consenso actual sobre la QCD. Una forma sumamente conveniente para tal propósito es la construcción de los respectivos diagramas de fases, que revisten al presente un carácter casi exclusivamente teórico ya que las detecciones experimentales aún no se han conseguido en buena parte de los mismos.

Los diagramas de fases se obtienen minimizando los potenciales termodinámicos con respecto a todos los grados de libertad internos e imponiendo las ligaduras correspondientes (neutralidad eléctrica, etc.). La fase preferida para pares de valores dados en el plano elegido (por ejemplo P-T) será la de menor potencial termodinámico. En el trazado de los diagramas de fases los potenciales más usados son la energía libre de Gibbs $G(T, P)$ y la de Landau $\Omega(T, \mu)$ debido a que T, P y μ son continuos a través de las interfases.

El diagrama standard de QCD que se muestra en la Figura II.2a ha sido discutido por numerosos autores. El acuerdo general en torno a la existencia de una transición de fase materia nuclear-plasma a bajas densidades ($\mu \sim 0$) y $T \sim 150-200$ MeV es amplio. El Universo primitivo habría seguido un camino descendente muy cercano al eje T (indicado en la Figura II.2), mientras que las colisiones de iones pesados ultrarrelativistas permitirían explorar la región de alta temperatura y densidad moderada señalada a trazos. La porción cercana al eje resulta de sumo interés para la astrofísica de objetos colapsados, que podrían contener un núcleo de quarks si la presión es suficientemente alta en el centro.

En contraste, el diagrama de fases de la materia extraña **II.2b** contiene algunas diferencias importantes. La supuesta estabilidad de la materia extraña implica que una gran parte del plano que estaba ocupado por materia hadrónica ordinaria en el diagrama convencional estaría

compuesta de materia extraña en bulto o como gas de strangelets. Consideraciones detalladas sobre la región de interés cosmológico y nuclear pueden ser consultadas en la referencia 40. Para nuestros propósitos nos limitaremos a señalar que hay argumentos para pensar que ni el cambio gas de hadrones- gas de strangelets (línea punteada) ni el gas de strangelets-plasma son transiciones de fase. Así la compresión del gas de strangelets culminaría con la disolución de las mismas en la fase degenerada (esencialmente un líquido de Fermi) sin implicar necesariamente liberación o absorción de calor. Esta consideración será importante para el desarrollo expuesto en el Capítulo IV.

Teoría general de los procesos de combustión

Con vistas a estudiar reacciones relevantes para la astrofísica del proceso de las supernovas repasaremos brevemente algunos conceptos de la teoría de la combustión.

Además de los procesos de combustión ordinarios familiares mediados por difusión (donde las variables termodinámicas fundamentales varían en forma continua a través de la interfase), son posibles en la naturaleza procesos de combustión que involucran discontinuidades en la presión, temperatura, etc. Ambos tipos de combustión (la ordinaria o "combustión lenta" y la rápida llamada "detonación"), pueden describirse mediante leyes de conservación si es posible despreciar el ancho δ de la zona de combustión frente a las dimensiones del sistema. La interfase idealizada como una superficie bidimensional será denotada con la letra Σ . Es interesante notar que estas superficies en general no permanecen fijas, pero su movimiento no guarda relación alguna con el movimiento de las partículas del fluido, que son capaces de atravesar este tipo de superficies. Consideremos una porción de superficie Σ en movimiento y un evento P alcanzado por esta. Si introducimos un sistema de referencia de Lorentz local (lo cual está garantizado si suponemos válido el Principio de Equivalencia) en el cual el frente está momentáneamente en reposo con la normal en la dirección x se tiene la situación mostrada en la Figura II.3.

Denotemos la parte de adelante del frente con el sufijo "1". Esta se refiere al fluido sin quemar cuya energía almacenada será entregada al pasar por la superficie del frente Σ . La parte trasera del frente será distinguida con el sufijo "2" que denominará el material quemado (productos de combustión).

Para una propagación en equilibrio deben conservarse las componentes del tensor energía-impulso, que en el sistema del fluido en reposo y sin tener en cuenta efectos disipativos tiene la forma

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p) U^\mu U^\nu - p g^{\mu\nu} \quad \text{II.9}$$

con $U_i = \beta_i / (1 - \beta_i^2)^{1/2} = \beta_i \gamma_i$ que representa la tetravelocidad de cada lado.

Transformando $T^{\mu\nu}$ al sistema de Lorentz local se obtiene

$$\omega_1 \gamma_1 U_1 = \omega_2 \gamma_2 U_2 \quad \text{II.10a}$$

$$\omega_1 U_1^2 + P_1 = \omega_2 U_2^2 + P_2 \quad \text{II.10b}$$

donde $\omega_i = \epsilon_i + P_i$ es la entalpía relativista.

Ademas de la energía e impulso, hay otras cantidades conservadas, como por ejemplo la corriente de número bariónico de la forma

$$n_1 U_1 = n_2 U_2 \equiv \dot{\chi} \quad \text{II.11}$$

que combinada con II.10 nos provee la relación

$$-\dot{\chi} = \frac{P_2 - P_1}{x_2 - x_1} \quad \text{II.12}$$

siendo $x_i = \omega_i / n_i^2$ una variable conveniente para este problema.

Combinando II.10a y II.10b se obtiene una relación importante que vincula las variables (P_1, x_1) del fluido sin quemar con las (P_2, x_2) de los productos de combustión.

$$x_2 \omega_2 - x_1 \omega_1 = (P_2 - P_1)(x_1 + x_2) \quad \text{II.13}$$

Es evidente que dado un estado inicial del fluido 1, (P_1, x_1) la ecuación II.13 nos provee una familia de curvas a un parámetro. En el caso de los shocks ordinarios ω tiene la misma forma funcional para los fluidos 1 y 2 y por lo tanto la curva correspondiente en el plano (P, x) pasa por el punto (P_1, x_1) (adiabática de Taub), mientras que si existe una diferencia de composición capaz de liberar energía ΔQ durante la combustión, la curva (adiabática de Hugoniot) pasa por

encima del punto (P_1, X_1) y la distancia se incrementa en forma monótona con ΔQ . La situación se muestra en la Figura II.4.

Gráficamente se observa que $-\dot{j}^2$ es la pendiente de la cuerda ab y por lo tanto no puede ser menor que la tangente ao, dado que \dot{j} representa la cantidad de partículas quemadas por unidad de área y de tiempo y para un dado ΔQ este valor debe ser un número real.

Puede mostrarse⁴¹ que la tangente a la adiábatica en un punto (P, X) cualquiera determina la velocidad del sonido en ese medio correspondiente al punto. De este hecho se deduce que

$$\begin{array}{ccc} \beta_2 < \beta_{s2} & \text{combustión} & \beta_2 \leq \beta_{s2} \\ \beta_1 < \beta_{s1} & \text{lenta} & \beta_1 > \beta_{s1} \end{array} \quad \text{o bien} \quad \begin{array}{c} \text{detonación} \end{array}$$

Estas desigualdades establecen que una detonación es subsónica con respecto al medio "2" y supersónica con respecto al "1", y a β_1 se la denomina velocidad de propagación de la combustión, y a la resta relativista $\beta_1 - \beta_2$ se la identifica con la velocidad de los productos de combustión relativa al fluido "1" y resulta definida positiva.

Es de hacer notar que todos los procesos de combustión físicos deben estar contenidos en la adiábatica ya que esta es sólo consecuencia de las leyes de conservación. Puede demostrarse fácilmente⁴¹ que la región de interés para las detonaciones se encuentra por encima de la intersección de la adiábatica y la recta $x=x_1$. Sin embargo, los puntos por encima de \circ sólo pueden ser alcanzados para detonaciones producidas por fuentes externas.

Para las detonaciones espontáneas, el punto alcanzado por los productos de combustión sobre la curva es precisamente \circ (punto de Chapman-Jouguet), donde la velocidad de la detonación con respecto a los productos de combustión es igual a la velocidad del sonido en este medio ($\beta_2 = \beta_{s2}$) y con respecto al fluido no shockeado toma el menor valor posible. Además, puede verse que estas detonaciones pertenecen a una clase de procesos que si bien están manifiestamente fuera del

equilibrio, cumplen que, la producción de entropía es mínima entre todas las posibles⁴². En cuanto a las combustiones lentas no van a ser de interés para nuestro problema por razones que serán evidentes en la sección II.6 y no nos detendremos para analizarlas, un estudio completo puede verse en las referencias 41 y 42.

Materia extraña y supernovas

La hipótesis central de esta teoría consiste en postular la aparición de materia extraña en la masa de Fe colapsante de una supernova.

Ademas de la observación evidente de que seguramente la materia extraña tuvo un papel importante en la historia del Universo primitivo, es inmediato inferir que los colapsos gravitatorios proveen condiciones de densidad ($\rho \gtrsim 3 \rho_0$) y temperatura ($T \gtrsim 10$ MeV) donde el deconfinamiento puede alcanzarse. Las siguientes consideraciones permiten un análisis de esta hipótesis, comenzando por los mecanismos que permitirían la aparición de esta fase hipotética.

Una de las alternativas mas atractivas es el desconfinamiento previo de materia de dos sabores. Numerosos trabajos⁴³ se han referido a la posibilidad de crear materia de quarks compuesta de u y d por medio de la compresión de la materia ordinaria, sin que exista al presente consenso acerca de la densidad crítica para esta transición. La función que determina qué fase es preferida a presión dada es, por supuesto la energía libre de Gibbs por partícula $G(P)$. La situación esperada para este proceso se esquematiza en la Figura II.5 donde se observa una transición de fase en el punto η a materia de dos sabores. Sin embargo, en una escala de tiempos propia de las interacciones débiles, esta materia de dos sabores debe decaer a materia extraña que posee menor energía libre pues es por hipótesis el estado accesible mas bajo.

La ventaja de esta reacción intermedia es la de eliminar el requisito de los decaimientos débiles simultáneos de la materia de neutrones cuya ocurrencia esta fuertemente suprimida.

Desde un punto de vista macroscopico, este proceso sucede en condiciones adiabáticas (e irreversibles) debido a que el tiempo de decaimiento débil de plasma de dos sabores ($t \sim 10^{-8}$ seg) es despreciable frente al tiempo de difusión del calor generado y los neutrinos producidos.

Para calcular en forma relativamente simple las características de este deconfinamiento en bulto vamos a modelar los fluidos nuclear y extraño de la siguiente manera:

Tomamos para la materia extraña el caso simplificado $m_s = \alpha_c = 0$ conservando solamente las interacciones no perturbativas parametrizadas en B. La masa finita m_s va a introducir correcciones pequeñas en el parametro $\xi = m_s/\mu \lesssim 1/3$ pero la aproximación tomada va a permitir una visualización clara de la física involucrada.

Las cantidades termodinámicas relevantes son

$$P = \frac{19}{36} \pi^2 T^4 + \frac{3}{2} T^2 \mu^2 + \frac{3}{4\pi^2} \mu^4 - B$$

$$\varepsilon = \frac{19}{12} \pi^2 T^4 + \frac{9}{2} T^2 \mu^2 + \frac{9}{4\pi^2} \mu^4 + B \quad \text{II.15}$$

$$n = T^2 \mu + \frac{\mu^3}{\pi^2}$$

donde P , ε y n son la presión, la densidad de energía y la densidad número de partículas respectivamente como funciones de la temperatura T y el potencial químico μ . Las cantidades del lado del plasma llevarán para su identificación el sufijo "2" (vease sección II.4).

Para la materia nuclear vamos a emplear dos ecuaciones de estado extremas que nos permitan acotar el comportamiento real de la materia de neutrones entre una EOS muy blanda (neutrones libres) y una muy dura (Bethe-Johnson I)⁴⁴ llamadas en lo que sigue FN y BJI respectivamente. Estas son

$$\text{FN} \begin{cases} P = \frac{1}{20} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{2/3} \frac{n_0^{5/3}}{m_N} U^{5/3} = 3.75 U^{5/3} \text{ MeV fm}^{-3} \\ \mu = 939 \left(1 + (U/22.75)^{2/3} \right)^{1/2} \text{ MeV} \end{cases} \quad \text{II.16}$$

$$\text{BJI} \begin{cases} P = 3.464 U^{2.54} \text{ MeV fm}^{-3} \\ \mu = 939 + 35.68 U^{1.54} \text{ MeV} \end{cases} \quad \text{II.17}$$

donde $U = n/n_0$ con $n_0 = 0.16 \text{ fm}^{-3}$ la densidad número de partículas en el punto de saturación nuclear. La dependencia de P y μ con la temperatura ha sido despreciada ya que en todo instante $T \ll m_N$ (materia muy degenerada).

Las cantidades nucleares llevarán el sufijo "1" en lo que sigue.

El proceso de deconfinamiento adiabático irreversible conserva tres cantidades, el volumen V , la energía dentro del volumen V y el número bariónico n_B , dando origen a tres ecuaciones

$$\Delta V = V_2 - V_1 = 0 \quad \text{II.18a}$$

$$\Delta E = \frac{9}{4\pi^2} \mu_2^4 + \frac{19}{12} \pi^2 T_2^4 + \frac{9}{2} \mu_2^2 T_2^2 + B - E_1 = 0 \quad \text{II.18b}$$

$$\Delta n_B = 3n_1 - 3T_2^2 \mu_2 - \frac{3\mu_2^3}{\pi^2} = 0 \quad \text{II.18c}$$

Definiendo

$$Q = \frac{E_1}{n_1} - \left[\frac{9\mu_0^4}{4\pi^2 n_1} + \frac{B}{n_1} \right] \quad \text{II.19}$$

como el calor liberado por barión en la conversión ⁴⁵ (reducido a temperatura cero) encontramos una ecuación que relaciona la temperatura dentro del volumen V con Q de la forma

$$Q = \frac{19}{12} \frac{\pi^2}{n_1} T_2^4 + \frac{9T_2^2 \mu_2^2}{2n_1} + \frac{9}{4\pi^2 n_1} (\mu_2^4 - \mu_1^4) \quad \text{II.20}$$

Si se supone una densidad de transición U puede calcularse Q mediante la II.18c. Los valores emergentes de T_2 y μ_2 se muestran junto con el

salto en la presión ΔP a través de la interfase en la Tabla II.1.

¿Cuál es la evolución inmediata de esta discontinuidad? Como es de esperarse no se trata de un estado estacionario ya que en general no satisface las condiciones necesarias para la estabilidad⁴¹ de la superficie interfase. Esta discontinuidad va entonces a propagarse y eventualmente se dividirá en varias discontinuidades posibles. Las distintas formas en que se propaga la interfase es el objeto de la sección II.6. En el caso de que la discontinuidad en la presión ΔP correspondiera a dos masas de gas inicialmente en reposo esta da origen a una onda de choque propagándose radialmente hacia afuera.⁴¹ Este shock, al encontrarse con neutrones "combustibles" delante va a originar el proceso de detonación descrito en la sección II.7. Otra posibilidad es que la combustión comience realmente en equilibrio ($\Delta P \approx 0$) pero como se verá en la sección II.6 rápidamente se salga de este estado y termine también como detonación.

Propagación del cambio de fase

Suponiendo que un cierto volumen ha sufrido el desconfinamiento (sección anterior) o bien que una strangelet se encontraba presente en el interior estelar (sección II.3) es necesario el estudio de la propagación del frente interfase para determinar que tipo de combustión ocurrirá en la proto estrella de neutrones. El frente de combustión $n \rightarrow uds + \text{energía}$ tiene un ancho característico δ dentro de la cual se produce el proceso de desconfinamiento, el cual posee tres escalas de tiempo bien diferenciadas: la primera esta asociada a la interacción fuerte $n \rightarrow udd$ que desarma el neutrón en un tiempo $\tau_s \sim 10^{-24}$ seg, provisto por la única cantidad con dimensiones de energía en QCD, $\Lambda_{\text{QCD}}^{-1}$ y que determina una distancia típica de 1 fm. La segunda escala corresponde a la difusión de los quarks s , $\tau_d \sim 10^{-19} (T/1 \text{ MeV})^{-2}$ seg $\simeq 10^{-21}$ seg para una temperatura característica de 10 MeV en esta etapa evolutiva. La tercera escala (y la mayor de todas) $\tau_{\text{max}} \sim 10^{-8}$ seg esta asociada con la formación y equilibración de la extrañeza s .

El ancho total δ de la zona de combustión (la flama) está determinado por el producto $U \tau_{\text{max}}$ donde U es precisamente la velocidad de esta flama. Con los valores de de la referencia 46 que estudia la cinética de este proceso se obtiene un valor $\delta \sim 10$ cm.

Todo el análisis que sigue se basa además en la aproximación hidrodinámica para el material estelar de alta densidad, para lo cual debe cumplirse $\lambda_i \ll L$ donde λ_i es el camino libre medio de las partículas a ambos lados de la flama y L kilómetros el tamaño característico del sistema. Nos referiremos entonces a la materia extraña y a la materia nuclear como "fluidos" .

Como el ancho δ es despreciable frente a L , es posible desacoplar la cinética de las reacciones (que ocurren dentro de la flama) del movimiento hidrodinámico de los fluidos idealizando a la flama como una superficie geométrica que separa los mismos. Consideremos una

pequeña porción del frente esférico que podemos tratar como localmente plana (vease Figura II.3). Denotaremos al fluido de neutrones con el sufijo "1" y a la materia extraña con el "2" (productos de combustión) como en la sección II.4 .

De acuerdo con Landau & Lifshitz⁴¹ si una perturbacion pequeña se superpone al flujo estacionario de la flama, con frecuencia ω y número de onda k , las ecuaciones linealizadas de movimiento para la perturbación \vec{v}' son

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{v}' = 0$$

II.21

$$\frac{\partial \vec{v}'}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla}) \vec{v}' = -\frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P' + \vec{g}$$

donde ρ, \vec{v} son los valores sin perturbar ρ_1, \vec{v}_1 o ρ_2, \vec{v}_2 y \vec{g} la aceleración de la gravedad, tomada en cuenta en la aproximación Newtoniana para el material estelar.

Las condiciones de contorno para v' y P' en $x=0$ donde esta la flama resultan

$$P'_1 - P'_2 = -\alpha \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} - (\rho_1 - \rho_2) |\vec{g}| \xi$$

II.22

donde $\xi(y, t)$ es un pequeño desplazamiento de la superficie a lo largo del eje x debido a la perturbación (ver Figura II.6) y α es el coeficiente de tensión superficial adscrito a la interfase ($\sim 10^{-3}$ MeV fm⁻²).

Las velocidades deben cumplir

$$v'_{1y} + v_1 \frac{\partial \xi}{\partial y} = v'_{2y} + v_2 \frac{\partial \xi}{\partial y} \quad (\text{cont. de la comp. } t_y)$$

II.23

$$v'_{1x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} = v'_{2x} - \frac{\partial \xi}{\partial t} = 0 \quad (\text{conserv. de la comp. normal})$$

En la región $x < 0$ proponemos una solución de las ecs. II.21 y II.22 del tipo

$$\begin{aligned} v'_{1x} &= A e^{iky+kx-i\omega t} \\ v'_{1y} &= iA e^{iky+kx-i\omega t} \\ p'_1 &= A \beta_1 \left(i \frac{\omega}{k} - v_1 \right) e^{iky+kx-i\omega t} \end{aligned} \quad \text{II.24}$$

pero para $x > 0$ debe además sumarse una solución particular de la homogénea con la misma dependencia exponencial.

$$\begin{aligned} v'_{2x} &= B e^{iky+kx-i\omega t} + C e^{iky+i\frac{\omega}{v_2}x-i\omega t} \\ v'_{2y} &= -iB e^{iky-kx-i\omega t} - \frac{\omega}{k v_2} C e^{iky-kx-i\omega t} \\ p'_2 &= -B \beta_2 \left(v_2 + \frac{i\omega}{k} \right) e^{iky-kx-i\omega t} \end{aligned} \quad \text{II.24 b}$$

Estamos buscando las frecuencias ω que tengan parte imaginaria positiva, con lo cual se comprende que los terminos provenientes de la solución de la homogénea $\propto e^{i\frac{\omega}{v}x}$ no pueden ser solución en $x < 0$ porque divergería a medida que nos alejamos de la flama.

Poniendo $\zeta = D e^{ikx-i\omega t}$ y reemplazando en las ecuaciones II.23 obtenemos un sistema homogéneo de 4x4 que es compatible solamente si $\det M = 0$ donde M es la matriz de los coeficientes.

Definiendo $\Omega = -i\omega$ esta condición resulta ser (con $\delta = \beta_1 v_1 = \beta_2 v_2$ como en la sección II.4)

$$\Omega^2 (v_1 + v_2) + 2\Omega k v_1 v_2 + k v_1 v_2 \left[\frac{2(\beta_2 - \beta_1) + \alpha k^2}{\delta} + k(v_1 - v_2) \right] = 0 \quad \text{II.25}$$

La condición de estabilidad es $\text{Re} \Omega < 0$. Como $k > 0$ para tener soluciones

finitas, el término independiente entre corchetes debe ser positivo para asegurar la estabilidad, lo cual se traduce en la desigualdad

$$\delta^4 < 4\alpha g \frac{\rho_1^2 \rho_2^2}{\rho_2 - \rho_1} \quad \text{II.26}$$

que se hace posible solo si $\rho_2 > \rho_1$ ya que el resto de las cantidades son definidas positivas.

Independientemente, el flujo de masa \dot{m}^2 puede escribirse como (véase sección siguiente)

$$\dot{m}^2 = (P_2 - P_1) \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_2 - \rho_1} > 0 \quad \text{II.27}$$

y por lo tanto una combustión debe satisfacer⁴¹ $P_2 > P_1$ y $\rho_2 > \rho_1$ (detonación) o bien $P_2 < P_1$ y $\rho_2 < \rho_1$ (combustión ordinaria). Es claro que la condición de estabilidad, ecuación II.26, no puede ser satisfecha para una combustión lenta ordinaria y el flujo debe terminar en detonación por ser el único estado estacionario estable.

Este resultado, que no depende para nada de las ecuaciones de estado de los fluidos sino sólo de la conservación del tensor energía-impulso a través de la flama, se obtiene principalmente gracias a que la gravedad apunta de 1 a 2 contrariamente al caso usual de combustión de fluidos⁴¹. Además, si uno supone la validez de la relación requerida en principio por consideraciones de la microfísica³⁷, entonces la inestabilidad de una combustión lenta es inevitable a menos que factores estabilizantes desconocidos lo hagan posible.

Como se discute en la referencia 47, el análisis anterior es válido sólo para números de Reynolds $Re \gg 1$ pues la viscosidad de ambos fluidos ha sido despreciada. En estas condiciones, el ancho δ no puede ser considerado muy delgado. Además, datos experimentales⁴⁸ muestran que la autoturbulencia de la flama previa al cambio de régimen no ocurre, a pesar de su inestabilidad intrínseca, hasta valores muy

grandes de Re mas allá de un valor Re_c donde los posibles efectos estabilizadores referidos dejan de ser relevantes.

Podemos estimar los numeros de Reynolds del problema para verificar la validez de las conclusiones de la siguiente forma: por definición se tiene

$$Re = ud/\nu \quad \text{II.28}$$

donde ν es la viscosidad cinemática y d una longitud característica del problema, en este caso el radio del frente esférico⁴⁷. Para el fluido de neutrones la estimación de ν es

$$\nu_i = \frac{\eta_i}{\rho_i} \approx \frac{(m_N T)^{1/2}}{\sigma \rho_i} \quad \text{II.29}$$

siendo m_N la masa del neutrón, T la temperatura y σ la sección eficaz n-n a esa energía.

Como $\sigma \sim (n, \lambda_i)^{-1}$ con n la densidad número de partículas, obtenemos $\nu_i \sim (T/m_N)^{1/2} \lambda_i$.

Insertando los valores aproximados $\lambda_i \sim 4$ fm (apropiado para $\rho_i \sim 5 \rho_0$), $T \sim 1$ MeV, $m_N = 1$ GeV, $u \sim 0.1$ km seg^{-1} y $d \sim 1$ km obtenemos $Re \sim 10^{10}$ (una estimación para la materia extraña arroja resultados similares).

La inestabilidad intrínseca de la flama y los valores de Re obtenidos indican que la misma debe pasar a un régimen turbulento y acelerarse (aunque esto no significa necesariamente que el flujo en sí sea turbulento⁴¹). Esta transición ha sido observada en gases ordinarios y el acuerdo general sobre el fenómeno es el siguiente: cuando la combustión sale del estado estacionario debido a la autoturbulencia de la flama, el frente de la misma se vuelve irregular, aumentando mucho el área de la interfase. Dentro de los pliegues se incrementa la quema de partículas localmente, provocando una aceleración y ensanchamiento de la flama. Lo que sucede es esencialmente un cambio en el mecanismo de transferencia de calor; el proceso deja de ser sustentado por

conducción térmica y pasa a ser determinado por convección turbulenta cuya velocidad es mucho mayor que antes. La flama turbulenta causa una mezcla intensiva de los fluidos y en este régimen la velocidad de la misma deja de ser independiente de la dimensión d del problema.

Como esta cantidad d es la única dimensión de longitud disponible, argumentos dimensionales simples nos indican que la velocidad de la flama en el período de convección turbulenta U_{CT} debe ser proporcional a d/τ_{MAX} . A medida que la propagación evoluciona U_{CT} aumenta y como para este régimen debe cumplirse que $U_{CT} \ll c_s$, esta propagación sólo es posible hasta una distancia $d \sim c_s \tau_{MAX} \sim 3m$. Mas allá de esa distancia (esencialmente $\bar{r} = 0$ para el objeto estelar) el shock que viaja delante de la flama como resultado de las condiciones de contorno⁴¹ se vuelve suficientemente intenso para convertir los nucleones por sí mismo, dando origen al modo de detonación que satisface las condiciones de estabilidad II.26. Por supuesto es enteramente posible que con números de Reynolds $\sim 10^{10}$ el flujo del fluido nuclear en sí mismo sea turbulento. En este caso los remolinos tendrían dimensión $h \sim L \gg d$ y el cambio de modo de combustión se establece abruptamente. Fenomenológicamente puede esperarse que tanto un régimen turbulento como una detonación destruyan completamente cualquier corteza de materia normal que se haya formado en esta etapa y deje una superficie expuesta de plasma extraño (véase sección III.5 y sección IV.2). Además la mezcla turbulenta de materia extraña con el material normal tendrá interesantes consecuencias para el material eyectado que da origen a predicciones observacionales bien definidas (secciones III.2, III.3 y III.4).

Finalmente debe hacerse notar la necesidad de un estudio detallado (no intentado en esta Tesis) de la estructura interna de la flama dentro del ancho δ . La reacción de combustión tiene como se ha señalado dos etapas: primero la formación de materia de dos sabores por deconfinamiento de los quarks del neutrón en un tiempo $\sim 10^{-24}$ seg ; y

posteriormente los decaimientos débiles forman materia extraña en un tiempo característico $\sim 10^{-8}$ seg. En el análisis y terminología de Zel'dovich⁴⁹ el ancho δ puede ser dividido en dos regiones físicamente distintas: un ancho $a \sim 1$ fm donde se establecen los gradientes típicos del fenómeno irreversible (δ shock de compresión) y seguidamente una región de ancho $\epsilon = \delta - a$ donde se forma y equilibra la materia extraña (frente de detonación). Aunque el primer proceso debe ser endotérmico para no contradecir la existencia de materia normal, este es solo un estado intermedio que relaja al estado fundamental entregando energía (por hipótesis) en la segunda región. Así nos encontramos con una detonación cuyo frente primero absorbe y luego libera energía, una clase de fenómenos que ha sido observada en laboratorio y a la cual pueden aplicarse métodos de análisis preexistentes. Un análisis más detallado del problema de esta sección puede verse en la referencia 50.

Detonaciones en materia hadrónica: propagación estacionaria de $n \rightarrow uds$

Pasemos ahora al caso de las detonaciones en materia hadrónica densa. Es debido a la inestabilidad de los modos de combustión ordinaria y convectiva detallada en la sección II.6 que se hace necesario el análisis del modo de detonación que resulta ser el único estado estacionario permitido.

Consideremos el estado estacionario de esta combustión. El frente de discontinuidad que separa la materia extraña de los hadrones ordinarios, al encontrarse con los neutrones, es capaz de desarmarlos en sus constituyentes fundamentales con la consiguiente liberación de una cantidad de energía comparable a los valores de la Tabla II.1. Como este proceso es espontáneo, la detonación debe corresponder al punto de Chapman-Jouguet sobre la adiábica de Taub. Expresada en una forma conveniente la adiábica de Taub resulta ser

$$x_2 \epsilon_2 - x_1 \epsilon_1 = p_2 x_1 - p_1 x_2 \quad \text{II.30}$$

Si se conoce el estado inicial de la materia nuclear, por medio de (x_1, ϵ_1, p_1) la ecuación II.30 nos da una ligadura entre los valores de (x_2, ϵ_2, p_2) . Imponiendo la ecuación de estado de la materia extraña $p_2 = 1/3 (\epsilon_2 - 4B)$ se tiene la forma de la adiábica en el plano (x_2, p_2)

$$p_2 = \frac{x_1 \epsilon_1 - x_2 (p_1 + 4B)}{3x_2 - x_1} \quad \text{II.31}$$

que está representada en la Figura II.6.

Como ya se estableció en el punto anterior, tenemos el caso de una detonación espontánea correspondiente al punto de Chapman-Jouguet. Esta característica nos va a permitir encontrar en forma sencilla el estado final de la materia deconfinada, ya que como se debe cumplir que

$-\frac{1}{2} \frac{P_2 - P_1}{x_2 - x_1}$ sea un mínimo, es necesario solamente calcular la tangente a la adiabática que pase por el estado hadrónico inicial (x_1, P_1) . Esta tangente resulta ser

$$P_2 = P_1 + \frac{x_1}{(3x_2 - x_1)^2} (P_1 + 4B - 3E_1)(x_2 - x_1) \quad \text{II.32}$$

Igualando II.31 y II.32 se encuentra una ecuación cuadrática para x_2 de la forma

$$x_2^2 - \left[\frac{E_1 + P_1}{2(P_1 + B)} x_1 \right] x_2 + \frac{E_1 - B}{3(P_1 + B)} x_1^2 = 0 \quad \text{II.33}$$

y la solución correspondiente a la detonación (que satisface $x_2 < x_1$) es la del signo (-) del discriminante, (la (+) pertenece a la rama inferior de la adiabática que contiene a las deflagraciones o combustiones lentas).

Es importante señalar que la condición de anulación del discriminante de la ecuación II.33 nos permite hallar (para un dado valor de la constante de bolsa B) un límite inferior para la densidad de la materia nuclear debajo de la cual la detonación no es posible. Esta condición resulta ser

$$E_1 - 3P_1 \geq 4B \quad \text{II.34}$$

que corresponde para las ecuaciones de estado propuestas a

$$\text{BJI} \quad n_1 \geq 0.29 \text{ fm}^{-3} = 1.86 n_0 \quad \text{II.35}$$

$$\text{FN} \quad n_1 \geq 0.23 \text{ fm}^{-3} = 1.46 n_0$$

Gráficamente, esta condición de corte de la detonación significa simplemente que el punto (x_1, P_1) cae sobre la adiabática de Taub y por lo tanto la propagación pasa a ser un shock standard en la materia de neutrones.

Si se da la densidad inicial de la materia de neutrones, es posible calcular de inmediato el punto (X_1, P_1) a través de la ecuación de estado, y resolviendo II.33 se tendrá X_2 y por lo tanto el estado de la materia extraña.

De aquí es inmediato el cálculo de T, μ y la velocidad del frente relativa a la materia nuclear

$$\beta_1 = \left[\frac{(P_2 - P_1)(E_2 + P_1)}{(E_2 - E_1)(E_1 + P_2)} \right]^{1/2} \quad \text{II.36}$$

la velocidad de los productos de combustión respecto a la materia nuclear se obtiene mediante la composición relativista de esta última cantidad con el valor de la velocidad del sonido en el plasma $\beta_{s2} = 1/\sqrt{3}$, que denotaremos como v_p . Estas cantidades, junto con la entropía por barión detrás del shock S_{B2} y la densidad número de partículas n_2 se muestran para varios valores de $U = n_1/n_0$ en la Tabla II.2.

Eyección y evolución post-detonación

Es de gran importancia para el problema de la explosión la estimación de la energía que aparece en forma de movimiento hidrodinámico, ya que esta cantidad es en principio directamente observable. Para evitar un cálculo muy complicado vamos a modelar el objeto shockeado compacto donde se está propagando la detonación con un perfil de densidad $\rho = \text{cte}$ y una masa de $M = 1.6 M_{\odot}$ condiciones típicas bastante cercanas a las que existen en cálculos detallados ⁵¹.

El cálculo se efectúa suponiendo que los neutrinos ya se han escapado y por lo tanto $\chi \sim 0$ en este material por las razones apuntadas en la sección I.11, es decir en condiciones ideales para la propagación de la detonación que se ve desfavorecida para tiempos anteriores donde los leptones están presentes.

Para calcular la energía cinética E_K que lleva el fluido shockeado necesitamos conocer los perfiles de densidad y velocidad inmediatamente detrás del frente. En una geometría esférica las ecuaciones que determinan el perfil de velocidades son

$$\frac{\partial}{\partial t}(n\chi) + \frac{\partial}{\partial r}(nv\chi) + \frac{2nv\chi}{r} = 0 \quad \text{II.36a}$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + v \frac{\partial \sigma}{\partial r} = 0 \quad \text{II.36b}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\omega\chi^2} \left[\frac{\partial P}{\partial r} + v \frac{\partial P}{\partial t} \right] \quad \text{II.36c}$$

Es posible combinar convenientemente las ecuaciones aprovechando lo siguiente: gracias al hecho de que no poseen ninguna escala de longitud intrínseca, el perfil de velocidades puede describirse mediante el cociente de una distancia desde el centro al tiempo usando la variable $\xi = r/t$. Denotando con una prima la derivada ξ se tiene

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

(ecuación de continuidad)

II.37a

$$(\xi - v) \sigma' = 0$$

(ecuación de conservación de la entropía)

II.37b

$$(\xi - v) v' = \frac{1}{\omega \gamma^2} (1 - v \xi) p'$$

(ecuación de Euler)

II.37c

por la II.37a se ve que $\xi \neq v$ y esto implica $\sigma' = 0$ (conservación de la entropía) por II.37b . De aquí se concluye que $P' = (\partial P / \partial \epsilon)_s \epsilon' = v_s^2 \xi'$ la cual reemplazada en la II.37c y después de un poco de algebra nos da

$$\left[\gamma^2 \frac{(\xi - v)^2}{v_s^2 (1 - v\xi)} - (1 - \gamma^2 v (\xi - v)) \right] v' = \frac{2v}{\xi} \quad \text{II.38}$$

ecuación que gobierna el comportamiento del perfil de velocidades $v(\xi)$. La variable ξ representa la velocidad de un punto en el perfil de la detonación. Las partículas localizadas en este punto se mueven con una velocidad física v que es la cantidad que buscamos. Es claro que cerca del frente se tiene $\xi = \beta_1$ y en el centro $\xi = 0$. La condición de contorno para integrar la ecuación II.38 resulta de pedir que la resta relativista de las velocidades del frente y del fluido igualen a la velocidad del sonido en la materia no shockeada (neutrones), es decir

$$\frac{1/\sqrt{3} - v}{1 - \sqrt{3}v/3} = v_{s1} \quad \text{II.39}$$

lo cual determina $v(\xi)$ (la velocidad de las partículas en el correspondiente a la interfase, vease Figura II.7).

Es interesante notar que, en general, los términos de fuerzas gravitatorias no mantienen la invariancia de escala de la ecuación de Euler y el problema pasa a depender por separado de las variables r y t (salvo en el caso especial en que $\rho \propto r^2$, bastante diferente a las condiciones de este modelo⁵²). Es debido a esta dificultad que hemos preferido ignorar estos efectos (sin duda relevantes al problema) para permitir un cálculo relativamente simple. Esto implica que los valores calculados de E_K estan algo sobreestimados.

Una vez obtenido el perfil de velocidades $v(\xi)$ el correspondiente

perfil de densidades puede calcularse usando la ecuación de continuidad II.36a. Estas funciones han sido graficadas en la Figura II.7. La energía cinética E_K que lleva la detonación al tiempo t es

$$E_K = 4\pi t^3 \left[\int_{1/\sqrt{3}}^{v_i} \rho(\xi) \xi^2 \left(\frac{1}{(1-v^2(\xi))^{1/2}} - 1 \right) d\xi \right] \quad \text{II.40}$$

Dejando de lado la sutileza del corte del proceso de detonación a densidades menores que los valores de II.35, la cantidad E_K debe corresponder a la energía observada en la explosión si se la evalúa en el borde del objeto compacto. El tiempo en el cual la detonación llega a este borde es

$$t_M = r_c / v_i \quad \text{II.41}$$

donde el radio r_c está calculado para cada valor de la densidad supuesta constante $r_c = \left[\frac{3M_c}{4\pi\rho} \right]^{1/3}$. Los valores de E_K pertinentes se encuentran en la Tabla II.3. Comparando con los obtenidos de las observaciones de SN tipo II ($E \sim 2 \cdot 10^{51}$ erg para SN 1987A según la referencia 53) se ve que la detonación puede dar cuenta holgadamente de la fenomenología observada. Deben tenerse en cuenta, sin embargo, los factores que pueden reducir E_K . Además del aplastamiento del perfil de velocidades $v(\xi)$ cuando se incluyen fuerzas gravitatorias, la inclusión de interacciones en el plasma y masa finita del quark s van a disminuir la energía liberada por nucleón (y con ella la temperatura detrás del frente que alcanza valores demasiado altos en el caso $\alpha_c = m_s = 0$) y por lo tanto el valor de E_K . Otro efecto importante constituye la inclusión (en un modelo refinado) de las pérdidas por fotodesintegración de los núcleos de Fe sobrevivientes del shock hidrodinámico situados cerca del borde $r \lesssim r_c$.

No parece posible, sin embargo, que la reducción en la energía E_K haga peligrar la conclusión acerca de la suficiencia energética para

explicar los valores observados.

Es necesario señalar que la crudeza del modelo utilizado no permite el cálculo del radio de separación r_s entre el material remanente y el eyectado, y por ende tampoco la masa exacta del objeto compacto (estrella de materia extraña) remanente que resulta ser aproximadamente la masa original dentro de r_c . Se puede estimar sin embargo r_s en la siguiente forma: de acuerdo con los cálculos corrientes la situación post-shock hidrodinámico muestra que mas allá de r_c existe una zona de material rarificado conocida como cuasivació²⁰. Como este cuasivació contribuye muy poco a la energía gravitatoria podemos poner aproximadamente

$$E_G = - \frac{G M_c}{r} \quad \text{II.42}$$

La condición de separación es evidentemente $E_G + E_K = 0$ para un elemento de fluido localizado en r_s , de donde

$$r_s \simeq G M_c \left[(1 - v^2)^{-1/2} - 1 \right]^{-1} \quad \text{II.43}$$

Si insertamos los valores $v \sim v_p$ de la Tabla II.2 se tienen las cotas

$$r_s \simeq 17 - 178 \text{ km} \quad \text{II.44}$$

que muestran que efectivamente el remanente tendrá una masa $M_c - E_\gamma$ con E_γ la energía perdida en la delectonización final.

Que sucede con la evolución posterior del remanente?. Como se ha advertido, su naturaleza y composición distan mucho del cuadro comunmente aceptado para una estrella de neutrones. En este escenario el remanente se convierte completamente a materia extraña homogénea y caliente ($T \gtrsim 10$ MeV) presumiblemente con la ayuda de mecanismos de convección turbulenta (vease sección II.6) en escalas de tiempo muy cortas ($t \sim$ msec). La convección va a "contaminar" el material

eyectado con materia extraña aunque esto no es para nada contradictorio con las observaciones (sección III.2). El posterior enfriamiento mediante la emisión de los neutrinos frescos producidos en la materia extraña (sección III.1) dará lugar a una reestructuración de la estrella que trae importantes consecuencias para la vida posterior de la misma (sección III.5). Estas y otras cuestiones relacionadas serán estudiadas en detalle en los dos Capítulos siguientes.

Capitulo III- FENOMENOLOGÍA DEL MODELO

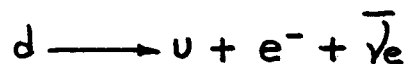
- 1) Emisión de neutrinos
- 2) Procesos r y eyección de elementos pesados
- 3) Abundancia galáctica de strangelets y consecuencias para la evolución estelar (virus estelar)
- 4) Materia extraña en los rayos cósmicos
- 5) Estrellas extrañas: estructura y características observables

La mayor habilidad del demonio es la de hacernos creer que él realidad no existe

Emisión de neutrinos

A principios de 1987 la explosión de una supernova tipo II en la Nube Mayor de Magallanes permitió observar por primera vez en detectores terrestres⁵⁴ la señal de neutrinos esperada de tales eventos. Las detecciones llevadas a cabo por los grupos Kamiokande e IMB dieron paso al nacimiento de la astronomía de neutrinos, mediante la cual se espera obtener datos directos acerca de los procesos que ocurren en el interior de la masa de Fe en un futuro no muy lejano. Es inmediato notar que tales detecciones de neutrinos han pasado a ser un test crucial para la viabilidad de los modelos teóricos propuestos. En esta sección se discutirá la predicción de la señal de neutrinos del modelo presentado.

Los primeros segundos después del momento de máxima compresión transcurren de la misma manera que los modelos convencionales, es decir debemos esperar la formación del shock hidrodinámico y su estancamiento dentro de la masa de Fe según se explicó en la sección I.10. La viabilidad del inicio de la detonación solamente dentro de la fase de Kelvin-Helmholtz (sección II.5) implica que también la señal de neutrinos debe comenzar mostrando las características predichas por los modelos ordinarios (sección I.11) con una escala temporal de evolución $\sim 0.1-1$ seg. El espectro de neutrinos correspondiente, calculado en la referencia 18 se muestra en la Figura III.1. Una vez iniciada la detonación las cosas cambian. Detrás del frente del shock, se producen neutrinos en el plasma mediante las reacciones dominantes



III.1

que son proporcionales al $\cos^2 \theta_c \sim 0.97$ donde θ_c es el ángulo de Cabibbo. Además, la energía liberada por neutrón convertido producirá un aumento sustancial de la temperatura, lo que implica un gran fondo térmico de neutrinos de todos los tipos. A medida que estos neutrinos "frescos" se

difundan a través del núcleo protoestelar compacto con una escala de tiempos similar a τ_j (el camino libre medio en el plasma no difiere sensiblemente del de la materia nuclear⁵⁵) debemos esperar una nueva emisión de neutrinos detectable en laboratorio (Figura III.2). No parece posible al presente un cálculo detallado del intervalo temporal entre las dos señales, puesto que esto depende de cuando se alcanzan las condiciones de deconfinamiento por efecto túnel o superación de la barrera Coulombiana de la strangelet detonadora (sección III.3) y es por lo tanto sumamente sensible a las condiciones iniciales adoptadas.

La temperatura post-shock a la que queda el plasma puede estimarse de la ecuación $\Delta Q = \int c_v dT$. Utilizando la expresión de Iwamoto⁵⁵ para

$$c_v = 2.9 \cdot 10^{22} \left[\rho / \rho_0 \right]^{2/3} \left[T / 10 \text{ MeV} \right] \text{ erg cm}^{-3} \text{ MeV}^{-1} \quad \text{III.2}$$

con $\Delta Q = 20 \text{ MeV}$, $\rho = 5 \rho_0$, $\alpha_c = 0.3$ y $m_s = 100 \text{ MeV}$ como valores representativos se obtiene $T \approx 20 \text{ MeV}$. Esta temperatura no es sin embargo directamente obtenible de los datos experimentales, ya que la dinámica interna de una proto estrella es sumamente complicada y los modelos numéricos⁵¹ muestran un comportamiento demasiado complicado para predecirlas mediante consideraciones termodinámicas simples para la temperatura efectiva de emisión. Con el propósito de reconstruir las condiciones de emisión reales se supone habitualmente¹⁸ que el espectro de neutrinos de la fuente sigue una ley de Fermi-Dirac con $\mu_\nu = 0$ (cuerpo negro de fermiones) y que es constante en el tiempo. Para obtener datos confiables acerca de la fuente se debe tener en cuenta la dependencia de las secciones eficaces de detección con la energía, el umbral de detección¹⁸ y la dependencia de la eficiencia del detector con la energía¹⁹ que distorsionan la señal. La energía media de los neutrinos en la fuente es

$$\langle \epsilon \rangle_s = \frac{\int_0^\infty \frac{\epsilon^3 d\epsilon}{1 + e^{\epsilon/T}}}{\int_0^\infty \frac{\epsilon^2 d\epsilon}{1 + e^{\epsilon/T}}} = 3.15 T \quad \text{III.3}$$

La energía media de los neutrinos detectados, pesada con la sección eficaz y la eficiencia del detector $E(\epsilon)$ es por otra parte

$$\langle \epsilon \rangle_d = \frac{\int_0^{\infty} \frac{\epsilon^5 E(\epsilon) d\epsilon}{1 + e^{\epsilon/T}}}{\int_0^{\infty} \frac{\epsilon^4 E(\epsilon) d\epsilon}{1 + e^{\epsilon/T}}} = T \frac{G_5(\epsilon_0/T)}{G_4(\epsilon_0/T)} \quad \text{III.4}$$

donde ϵ_0 es el umbral de detección y G_i son integrales de Fermi modificadas y truncadas¹⁹. Calculando $\langle \epsilon \rangle_d$ a partir de los eventos observados puede obtenerse la temperatura iterando la ecuación (III.4). Este valor insertado en III.3 nos permite obtener la energía media en la fuente, aproximadamente 1/6 de la energía total llevada por los 6 sabores de neutrinos.

Pasemos a considerar ahora las detecciones registradas por Kamioka e IBM provenientes de la reciente SN 1987 A mostradas en la Figura III.3. Estas detecciones han sido analizadas por numerosos autores en relación con la predicción del modelo hidrodinámico standard y otros muchos aspectos conexos. En general se concluye de los análisis que la señal de neutrinos coincide con la esperada por argumentos teóricos para este tipo de colapsos (referencia 19). Sin embargo, algunos puntos han dado lugar a una gran controversia. Entre los principales se encuentra la peculiar distribución temporal de los eventos observada en la muestra de Kamioka. A pesar de que algunos trabajos concluyen que la significación estadística de este agrupamiento temporal no es alta⁵⁶, simulaciones de Monte Carlo indican que la probabilidad de tener 3 neutrinos después de un "hiato" de ~ 7 seg en una sola distribución es de $\sim 5 \cdot 10^{-2}$. Se ha sugerido independientemente^{57,58} que estos eventos tardíos podrían corresponder a un proceso físico distinto al del enfriamiento de una proto estrella de neutrones.

Una comparación de las Figuras III.2 y III.3 indica que la señal de Kamioka parece coincidir cualitativamente con la predicción del modelo basado en el deconfinamiento de la materia extraña, aunque tal

confirmación parece muy prematura debido a lo crudo del modelo.

Para obtener información cuantitativa sobre la emisión de neutrinos vamos a suponer que efectivamente los últimos eventos corresponden al proceso físico del deconfinamiento descrito anteriormente.

Aproximando la función eficiencia $E(\epsilon)$ para el detector de Kamioka por

$E(\epsilon) = 1 - 4.9 e^{-\epsilon/3.6 \text{ MeV}}$ se obtiene para $\langle \epsilon \rangle = 8.6 \text{ MeV}$ una temperatura efectiva de emisión de cuerpo negro de $T = 1.78^{+0.71}_{-0.51} \text{ MeV}$. Introduciendo

este valor en la ecuación III.3 se obtiene aproximadamente $1.7 \cdot 10^{51} \text{ erg}$ en energía por cada sabor de neutrino ϵ_ν , esto es una energía total

radiada en neutrinos $\epsilon_\nu^T \approx 10^{52} \text{ erg}$. Este valor observacional es perfectamente consistente con el que puede estimarse independientemente

simplemente multiplicando la energía liberada por partícula por el número de partículas convertidas $\epsilon_\nu = \Delta E_B = \Delta Q N$ (es decir la diferencia

de energías de ligadura de la estrella extraña y la de neutrones) usando que el número total N de partículas deconfinadas es $\sim 10^{57}$

correspondiente a $\sim 1 M_\odot$. Es interesante ver, comparando con la Tabla

II.3 de la sección II.8, que las energías de shock correspondientes al

proceso de deconfinamiento son solamente algo menores que la cantidad

total de energía radiada en neutrinos, mientras que en el mecanismo de

shock hidrodinámico solo una fracción $\sim 1\%$ de la energía liberada se

manifiesta en este modo y la emisión de neutrinos es portadora del

bulto $\sim 99\%$ de la misma. Este comportamiento resalta el origen físico

radicalmente distinto de ambos procesos.

Es posible preguntarse por que razón el detector IMB no registra

también eventos tardíos que revelen la presencia de la conversión. El

motivo principal radica en las características disímiles de ambos

dispositivos en especial del umbral de detección ϵ_0 mucho mayor de IMB.

Una estimación sencilla basada en los datos publicados por los

autores⁵⁴ permite derivar una expresión adecuada para el número de

eventos esperados en IMB

$$n_{\text{IMB}} = 2.8 \cdot 10^{-3} \left[\frac{\epsilon_\nu}{10^{51} \text{ erg}} \right] \left[\frac{\langle \sigma \rangle}{10^{44} \text{ cm}^2} \right] \left[\frac{M_D}{\text{Kton}} \right] \left[\frac{T}{\text{MeV}} \right]^{-1} \left[\frac{D}{50 \text{ Kpsc}} \right]^{-2} \quad \text{III.5}$$

donde $\langle \sigma \rangle$ es la sección eficaz de detección promediada en la energía, M_D la masa del detector y D la distancia a la supernova. Las unidades se han normalizado de tal manera que correspondan a los valores publicados para cada factor. La predicción para los eventos tardíos es $n_{IMB} \sim 0.16$, por lo que no resulta extraño no haber observado ningún neutrino que pueda corresponder al plasma extraño.

Si bien no se puede asegurar que existe evidencia experimental para confirmar el modelo propuesto, por lo menos las características generales de la emisión de neutrinos que predice este parecen razonablemente alentadoras cuando se las compara con las detecciones disponibles.

Procesos - r y eyección de elementos pesados

Entre las contribuciones a la nucleosíntesis de las supernovas tipo II, la producción de elementos mas pesados que el Fe ocupan un lugar muy importante. No existe ningun otro sitio astrofísico donde puedan sintetizarse, por ejemplo, los isótopos ricos en neutrones observados en el medio interestelar. El proceso que produce tales núcleos es el llamado r (rápido) de captura de neutrones. Presumiblemente consiste en la exposición de una región que contiene núcleos padres a un flujo intenso de neutrones de tal manera que los tiempos de captura τ_c sean menores que los tiempos de vida media nucleares determinados por el decaimiento β (τ_β). Esta presunción se confirma cuando se observa (Figura III.4) que los picos en la abundancia solar no están situados para capas de neutrones cerradas $N=50, 82$ y 126 sino un poco corridos para N algo menores; por lo cual se infiere que el proceso que llevó a su formación ha involucrado núcleos que estan al menos 20 números de masa alejados del valle de estabilidad β y han requerido ese flujo neutrónico intenso.⁴

Las fuentes de neutrones en la supernova resultan principalmente la emisión de neutrones por captura e^- sobre protones libres a alta densidad y temperatura en la masa de Fe; y en menor medida la liberación de neutrones por captura α sobre ^{22}Ne , ^{18}O o ^{13}C en la envoltura. En la primera alternativa (proceso r clásico) el equilibrio entre las reacciones nucleares directa (n, γ) e inversa (γ, n) se alcanza siempre, gracias a la alta densidad de neutrones y alta temperatura, para tiempos cortos $\tau \sim 10^{-6} - 10^{-7}$ seg. Como la reacción $e^- + p \rightarrow n + \nu$ es la que provee los neutrones, para obtener una gran concentración de estos (~ 0.3) es imprescindible que la reacción inversa $\nu + n \rightarrow p + e^-$ sea despreciable. Esto puede suceder solamente si $\mu_\nu \sim 0$, es decir si los neutrinos escapan libremente del interior estelar. Esta restricción fuerza a que las zonas de producción de procesos r esten fuera de la

neutrinosfera, a una densidad $\rho < 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$. Por otra parte, los tiempos de captura e^- deben ser menores que los tiempos de expansión característicos del shock para permitir la neutronización y esto solo se cumple para $\rho \geq 10^{10} \text{ g cm}^{-3}$. Por último estas regiones deben necesariamente ser eyectadas junto con la envoltura.

En el modelo del shock hidrodinámico, dando por hecho que las zonas de producción de procesos r existen, no se ha obtenido eyección de las mismas salvo para las condiciones muy favorables empleadas por Hillebrandt⁴ que aparecen ciertamente como poco realistas.

La manera por la cual el presente modelo podría resolver esta cuestión es bastante evidente: si las zonas de captura r efectivamente existen en el borde de la estrella en formación serán barridas por el shock producido por el deconfinamiento junto con el resto de las capas exteriores.

Notese que el flujo extra de neutrones que viaja en el pico de velocidades del shock cuando se acerca al borde (Figura II.7) va a contribuir a la producción de elementos aún mas ricos en neutrones como los del pico de $A=196$ de la Figura III.4 pero no deberían provocar superproducción ya que fuera del borde de la proto estrella la densidad es muy baja ($\rho \lesssim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ en el cuasi-vacío de la referencia 20) y las capturas neutrónicas son escasas. Esto es afortunado, ya que como solo se producen elementos en los procesos r , una eyección promedio por supernova $> 10^{-4} M_{\odot}$ produciría una gran abundancia de estos elementos no observada. Parece posible que un cálculo cuantitativo de la producción y eyección de elementos pesados de acuerdo a este mecanismo reproduzca aproximadamente las abundancias observadas.

Abundancia galáctica de strangelets y consecuencias para la evolución estelar (virus estelar)⁵⁹

Trabajo muy reciente⁶⁰ sugiere la posibilidad de que la presencia de strangelets en estrellas de la Secuencia Principal como nuestro Sol puede dar origen a ciclos de generación de energía que proveerían una explicación inmediata al problema de los neutrinos solares⁶¹, aún si la abundancia de las mismas resulta extremadamente baja. Resulta claro que un medio estelar de densidad relativamente baja ($\sim 10^5 \text{ g cm}^{-3}$) la formación de strangelets a partir de elementos ordinarios resulta prácticamente imposible. Es necesario por lo tanto encontrar un mecanismo que pueda proveer en forma contemporánea la abundancia galáctica necesaria para que en las regiones de formación estelar estos componentes ya estén presentes, de forma análoga, por ejemplo, a los elementos transuránicos o los del grupo del hierro.⁶²

Witten³⁵ ha propuesto que eventos del tipo de la colisión de dos estrellas de neutrones como el pulsar binario PSR 1913+16 podría eyectar materia superdensa al espacio a través de complicados efectos hidrodinámicos. Sin embargo, el siguiente mecanismo de eyección aparece más viable: la detonación, como se ha visto en la sección II.7, no puede propagarse convirtiendo neutrones en materia extraña más allá del punto donde la densidad baja de $\rho_c \sim 1.8 \rho_0 = 4.8 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ (este último valor es ligeramente sensible a la ecuación de estado nuclear empleada). Desde este punto hacia el borde estelar, la propagación va a evolucionar como un shock standard en la materia nuclear. La descripción usual de las ondas de choque sería aplicable si no existieran grandes números de $Re \sim 10^{10}$ para ambos fluidos como se explicó en la sección II.6.

La turbulencia presente tiene el efecto de mezclar los fluidos nuclear y extraño precisamente a medida que la propagación pasa a través del radio que posee el valor de densidad ρ_c . Así es posible esperar

eyección de la materia extraña que viaje en la cola del perfil de velocidades de la Figura II.7 .

¿Qué abundancia galáctica de strangelets producirá este efecto ?.

Si se supone una frecuencia de supernovas¹ de una cada 50 años en los pasados 10^{10} años y una contaminación moderada de materia extraña de $\sim 10^{-5} M_{\odot}$ dentro del pico de velocidades, se tendría una abundancia fraccional $X_s / \sum X_i \sim 10^{-8}$ para las strangelets en una galaxia típica como la Vía Láctea.

Este número no debe, sin embargo, tomarse mas que como un límite superior porque un buen número de factores pueden reducirlo sustancialmente. En primer lugar es importante notar que el espectro de masas formado en la fragmentación del fluido permanece completamente desconocido . Es posible que las strangelets de baja masa (por debajo del umbral de estabilidad) o fragmentos muy grandes (con dimensiones de algunos metros) sean favorecidos, siendo ambos inobservables en laboratorio. Además, como la materia extraña será expulsada con velocidades iniciales bajas, por hallarse en la "cola" de la distribución de velocidades $v(\xi)$ (Figura II.7), una gran cantidad de la misma caerá de nuevo sobre la superficie estelar (proveyendo una explicación bastante natural al modelo del transitorio γ del 5 de Marzo de 1979 que postula precisamente la captura de un pedazo de materia extraña sobre un objeto compacto⁴⁰). De todas maneras, las strangelets sobrevivientes que terminarán distribuidas alrededor del estado estable mas liviano gracias a interacciones con los rayos cósmicos⁶⁰, no parecen tener una abundancia que viole los presentes límites experimentales. Esta abundancia sera espacialmente inhomogénea porque el tiempo característico para la homogeneización es comparable al periodo de revolución de la Galaxia ($\tau_R \sim 2 \cdot 10^8$ años) y es mucho mayor que la frecuencia de las explosiones que eyectan strangelets.

El valor de fondo de la concentración, sin embargo es monótonamente creciente con el tiempo porque cada evento contribuye con nuevas

strangelets procesadas en su interior.

¿Qué consecuencias tendría la presencia de strangelets para los sucesivos estadios de la evolución estelar?. Estas dependen fuertemente de la barrera Coulombiana exhibida por las strangelets, que deben existir porque el radio de las mismas es menor ³⁷ que la longitud de onda Compton del electrón aun para grandes valores de A .

Barreras del orden de 50 MeV pospondran la absorción de proyectiles cargados hasta temperaturas demasiado altas y por lo tanto no cabe esperar consecuencias serias para objetos de la Secuencia Principal, aunque los ciclos nucleares involucran strangelets podrían operar a $T \gg 10^6$ K en estrellas de Población I con las consecuencias beneficiosas mencionadas.

Sin embargo es importante señalar que si existe un pequeño número de strangelets presente en el interior estelar, los estadios avanzados de la evolución se verán fuertemente afectados: una vez que se produce la neutronización de la masa de Fe a través de decaimientos β los neutrones no experimentan fuerzas electrostáticas y es de esperar que sean "tragados" por la strangelet, dando origen a la detonación descrita en la sección II.7 .

Una forma de visualizar esto es pensar que a densidades relativamente "bajas" $\sim \rho_0$ las strangelets son mas bien un cluster de Q_α (véase sección IV.3) con interacciones muy débiles entre sí y con los neutrones circundantes. Solamente a densidades mas altas $\rho \gg 3-4\rho_0$ como las alcanzadas durante la contracción de Kelvin-Helmholtz las Q_α bosónicas se disocian formando las strangelets como las describen Farhi y Jaffe ³⁷ , las cuales comienzan a convertir la materia neutrónica circundante.

Nótese que en este cuadro no es necesario postular el "tunnelling" irreversible adiabático descrito en la sección II.5 , ya que la materia responsable de iniciar la detonación ya se encuentra presente y gatillará la misma cuando las condiciones sean favorables. La

subsecuente producción explosiva de materia extraña y posterior eyección serían así responsables de futuras explosiones para otras generaciones estelares. Esta continuidad le otorga un cierto atractivo a esta hipótesis del tipo "virus estelar" que debiera verificarse en cálculos futuros.

Materia extraña en los rayos cósmicos

Varios grupos experimentales⁶³ han detectado eventos de rayos cósmicos en la atmósfera que presentan características poco comunes, por ejemplo una gran multiplicidad de eventos secundarios después de la colisión del fragmento primario y alta penetración en la atmósfera. Se los ha denominado en general con nombres propios de la mitología como Géminis, Centauro, mini Centauro etc. No ha sido posible desarrollar ningún modelo sobre la base de la física convencional que ofrezca una explicación razonable de estos eventos.

El mas extraordinario de estos eventos es el denominado "Centauro", reportado por la colaboración Brasil-Japon en 1977. Se caracteriza entre otras cosas por la ausencia absoluta de π^0 y e^- , lo cual podría indicar que el primario fue un núcleo de alto Z, pero la probabilidad de que un núcleo así penetre tan profundamente en la atmósfera hasta donde se produjo la detección es completamente despreciable.

Además el impulso transversal promedio $\langle P_T \rangle$ de los hadrones secundarios (de multiplicidad ~ 100) resulta ser 4 veces mayor que el observado en el caso de que el primario sea un núcleo pesado. Las propiedades de un evento Centauro se detallan en la Tabla III.1.

Como alternativa a la colisión de un núcleo ordinario se ha sugerido⁶⁴ que el primario podría ser una strangelet.

Vamos a describir brevemente cuál sería la historia de una strangelet incidente en la atmósfera propuesta como candidato a primario del evento Centauro.

La interacción de la strangelet con los núcleos atmosféricos lleva a una transferencia de energía que calienta este material, mientras que la evaporación de bariones en la superficie hace decrecer el número bariónico N_B . Si observamos la colisión en el sistema en reposo solidario a la strangelet el núcleo de aire con $\langle N \rangle \sim 14$ (correspondiente al nitrógeno), este ultimo aparece fuertemente contraído debido a la

contracción Lorentziana. Solamente una fracción de la strangelet se superpone entonces al núcleo proyectil, que puede estimarse en un 20%. Además de esta reducción "geométrica" existe otra reducción de la interacción debida al principio de Pauli. Si un nucleón le imparte un impulso \vec{p} a un quark con impulso \vec{k} , el scattering es solo posible si el quark tiene una energía $|\vec{p}+\vec{k}| > |\vec{k}_F|$ y la sección eficaz se reduce en un factor

$$\Delta = \frac{1}{\frac{4}{3}\pi k_F^3} \int d^3k \Theta(k_F - k) \Theta(|\vec{p}+\vec{k}| - k_F) \simeq \frac{3P}{4k_F} \quad \text{III.6}$$

($P \ll k_F$)

incluyendo ambos efectos el cambio de energía de la strangelet por colisión es

$$\Delta E \simeq \frac{2}{5} \Delta R_s N^{2/3} \rho_{qP} \rho \quad \text{III.7}$$

donde N es el número de nucleones que ve la strangelet en el proyectil contraído, $\rho \sim 4B$ es la densidad de la strangelet y R_s su radio.

Puede entenderse ahora el fenómeno de la explosión observada en el evento Centauro. La Figura III.5 muestra la energía del estado fundamental de la strangelet como función de R para un A dado. Existe una barrera de energía de altura E_B en $R=R_B$. Si en una colisión $\Delta E = E - E(R_s) < E_B - E(R_s)$ entonces la strangelet retornará el estado fundamental y se contraerá hasta $R=R_s$ radiando el exceso de energía. Si

en cambio $\Delta E > E_B - E(R_s)$ la strangelet se expande de R_s hasta R_B y luego "explota" al caer por la ladera de potencial hasta R_1 . La aceleración radial adquirida por los elementos de fluido que va a fragmentar en hadrones se identifica con el alto valor de $\langle P_1 \rangle$ observado

en el evento Centauro. Como la temperatura de la strangelet es cero no deben observarse π^0 térmicos emitidos durante la explosión, en buen acuerdo con las observaciones.

El modelo de lá strangelet parece contener los ingredientes básicos para explicar las observaciones de eventos anómalos de rayos cósmicos registrados. Sin embargo queda pendiente la importante cuestión del origen de las mismas. Es sumamente improbable que una abundancia cosmológica de strangelets (aún suponiendo que puedan sobrevivir hasta el presente) pueda dar cuenta del espectro de primarios ya que mientras los Centauros requieren energías de $\sim 10^3$ GeV/barión, las strangelets cosmológicas habrían "virializado" sus energías hasta poseer velocidades $\sim 10^{-3}c$ típicas de cualquier objeto galáctico. Es imprescindible para explicar el flujo de strangelets requerido de $10^{-2} \text{ año}^{-1} \text{ m}^{-2}$ la producción contemporánea como se explica en la sección II.8. Nótese que la aceleración de partículas cargadas tiene lugar precisamente en los remanentes de supernovas en la teoría standard del origen de los rayos cósmicos⁶⁵. La asociación de las strangelets con los primarios de rayos cósmicos aparece entonces como una predicción del modelo presentado, aunque en forma muy cualitativa al presente.

Estrellas extrañas: estructura y características observables

Bajo la hipótesis simple de que la materia extraña constituye un gas de Fermi con interacciones, espacialmente homogéneo es posible investigar la estructura estelar de objetos compuestos por este material que serían los remanentes a esperar del proceso explosivo descrito anteriormente. En esta sección se estudiará el estado estacionario de estas estrellas extrañas (EE), sus características observables y la interrelación de las observaciones con los parámetros de la QCD. Este tema ha sido tratado previamente en los trabajos de Haensel, Zdunik y Schaeffer⁶⁶ y Alcock, Farhi y Olinto⁶⁷ aunque estos estudios se limitaron a elegir ciertos valores particulares en el espacio de parámetros. Como veremos, la exploración de todo el espacio de parámetros descrito en la sección II.2 arroja algunos resultados nuevos importantes para la estructura estelar y permite obtener una idea bastante clara del rango de valores que barren los modelos.

Para obtener modelos realistas es imprescindible la inclusión de las interacciones y la masa finita del quark extraño despreciadas en el cálculo simple de la sección II.5 .

Utilizaremos los potenciales Ω_i de la sección II.2 a temperatura cero ya que para las condiciones estelares $T \ll \mu$ y prácticamente no tiene influencia.

También la elección del punto de renormalización $\mu_R = 313$ MeV será la adoptada en las referencias 66 y 67 ya que esto elimina las contribuciones espúreas que provienen del truncamiento de las series en α_c . De las expresiones II.4 de la sección II.2 pueden obtenerse la densidad número, la presión y la energía de la materia extraña a presión finita mediante

$$n_i(\mu) = -\frac{\partial \Omega_i}{\partial \mu_i} \quad ; \quad P(\mu) = -\sum_i \Omega_i - B$$

$$E(\mu) = \sum_i (\Omega_i + \mu_i n_i) + B$$

III.8

Variando los parámetros m_s, α_c, B dentro de las ventanas de estabilidad mostradas en la Figura II.1 se obtienen ecuaciones de estado (una para cada elección) bastante cercanas al caso ideal $P=1/3(E-4B)$. Los efectos combinados de α_c y m_s finitas pueden parametrizarse en la forma ⁶⁸

$$P = \frac{1}{3+a} (E - (4+b)B) \quad \text{III.9}$$

donde a y b son dos funciones sumamente complicadas de α_c y m_s . Los valores seleccionados dentro de las ventanas de estabilidad junto con los correspondientes valores de a y b se muestran en la Tabla III.2. A pesar de que la posibilidad de variar m_s, α_c y B independientemente redundaría en una gran cantidad de modelos posibles a ser estudiados, la existencia de una invariancia de escala de las ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff de la estructura estelar relativista (véase referencia 68)

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM}{r^2} \rho \left[1 + \frac{P}{\rho} \right] \left[1 + \frac{4\pi r^3 \rho}{M} \right] \left[1 - \frac{2GM}{r} \right]^{-1}$$

$$\frac{dM}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad \text{III.10}$$

permiten una simplificación considerable. Dos modelos estelares A' y A con el mismo valor de a pero diferentes valores b', B' y b, B están relacionados por

$$M' = \alpha^{1/2} M$$

$$\rho' = \alpha^{-1} \rho \quad \text{III.11}$$

$$r' = \alpha^{1/2} r$$

donde M es la masa de la estrella, ρ la densidad estelar y r el radio. El factor de escala resulta

$$\alpha = (4+b)B / (4+b')B' \quad \text{III.12}$$

Por lo tanto es posible obtener los modelos que uno desea **escaleando** convenientemente M , y r mientras que uno este dentro de la ventana de estabilidad de la materia extraña. Consideraciones dimensionales nos dicen que el momento de inercia de la estrella $[I] = [M][r^2]$ y el redshift superficial $[z]=0$ se escalean según

$$I' = \alpha^{3/2} I$$

$$z' = z$$

III.13

La Figura III.6 muestra las curvas de estructura calculadas con la elección de parámetros de la Tabla III.2 usando la presión central como variable entre 0.01 y 1000 MeV fm^{-3} .

Detalles de cálculo pueden consultarse en las referencias **66-68**, aquí nos referiremos solamente a los resultados obtenidos y la posibilidad de su detección observacional.

En la Figura III.6 se muestra la relación masa-radio para distintas secuencias de EE. Se pone de manifiesto las importantes diferencias cualitativas de las EE respecto de las estrellas de neutrones, siendo la principal la ausencia de masa mínima para estos modelos hasta que el A caiga por debajo del valor mínimo de estabilidad.³⁷

Esta situación no tiene correlato en los modelos de neutrones porque el decaimiento β impone una masa mínima $M \sim 0.1 M_{\odot}$ para la estabilidad de los mismos⁶⁹.

Además, en las estrellas de neutrones el radio decrece con la masa mientras que en las EE sucede lo contrario. Para gran parte de las secuencias $M \propto R^3$ indicando que la densidad estelar ρ de las EE es prácticamente constante, es decir la irrelevancia de las fuerzas gravitatorias frente a las interacciones fuertes que soportan la estructura. La curva calculada masa-densidad (Figura III.6b) confirma la exactitud de este análisis. Las Figuras III.6b,c muestran las restantes características potencialmente observables I y z como función de la masa.

Los resultados obtenidos están en acuerdo con los presentados en las referencias 67 y 68 pero algunas importantes diferencias aparecen debido a lo amplio del espacio paramétrico estudiado. Una de ellas tiene que ver con la carga eléctrica de la materia hadrónica. A medida que aumenta la presión central se llega a un modelo en que el valor de la densidad de carga de los hadrones pasa de positiva (que necesita la presencia de e^- para estar neutralizada en bulto) a negativa (neutralizada por e^+), generandose así un núcleo central conteniendo e^+

para todos los modelos de masa mayor. Para valores grandes de α_c y pequeños de m_s este núcleo central crece hasta llenar toda la estrella, que ahora deja de tener envoltura con e^- . Este comportamiento ha sido rotulado como e (todos e^-), m (mezcla) y p (todos e^+) en la Tabla III.2

, donde también se muestra la masa del último modelo neutralizado por e^- (es decir, el último antes de que aparezcan los modelos m). La razón para esta caracterización es la presunción de inestabilidad de estas configuraciones porque no parece haber efectos que estacionen el radio r_0 (en donde μ_e cambia de signo) frente a los procesos de difusión de los leptones cargados. Si estos modelos son inestables, las secuencias deben truncarse en los valores citados en la última columna de la Tabla III.2.

Otra interesante característica que puede ser detectada en comparación con las estrellas de neutrones puede verse en la Figura III.6a. En esta se observa que para densidades de carga hadrónica negativas (tipo p), algunas secuencias tienen masas máximas mayores que las mayores obtenidas en estrellas de neutrones. Esto sugiere que la observación de un objeto de $M \sim 3 M_\odot$ sería una evidencia en favor de las EE, pero como todas las observaciones arrojan al presente $M \sim 1.5 M_\odot$ no parece posible poner cotas a los parámetros de QCD usando estas observaciones. Lo mismo puede decirse del momento de inercia I: valores típicos observados son $I = 2 \cdot 10^{44} \text{ g cm}^2$ mientras que las EE poseen valores máximos $I > 1.2 \cdot 10^{45} \text{ g cm}^2$ y pueden perfectamente acomodar las

observaciones. Las curvas del redshift z muestran, para el rango $M \sim 1.5 M_{\odot}$ una gran variación con α_c , m_s y B y por lo tanto observaciones cuidadosas del redshift superficial pueden ser importantes para la identificación de EE. El cuadro general indica entonces que no es posible restringir el espacio de QCD por medio de las observaciones estelares disponibles al momento.

Cabe preguntarse entonces inversamente cuál es el tipo de modelos que puede esperarse mediante una estimación de estos parámetros basada en mediciones de laboratorio. Los riesgos de tales procedimientos son bastante evidentes ya que las mediciones se efectúan sobre partículas aisladas en vacío y la validez de las determinaciones para muy alta densidad son bastante cuestionables ³⁷. No obstante intentaremos un breve análisis sobre este tema.

El parámetro más importante en la determinación no tanto de los modelos estelares sino más bien de la estabilidad misma de la materia extraña es la constante de acoplamiento α_c . Los "fits" a la espectroscopía hadrónica ³⁹ arrojan valores $\alpha_c \sim 2$, pero este valor extraído en el laboratorio no tiene por que ser el del interior estelar. Para estimar este último usaremos la expresión del grupo de renormalización para α_c a alta densidad con $N_{\text{SABORES}} = 3$

$$\alpha_c = \frac{2\pi}{9 \ln(M_{\text{eff}}/\Lambda_{\text{QCD}})} \quad \text{III.14}$$

donde M_{eff} es el impulso efectivo transferido y $\Lambda_{\text{QCD}} \approx 100$ MeV el parámetro de escala ⁷⁰ de QCD que fija el punto de renormalización. M_{eff} puede estimarse utilizando los resultados de la referencia ⁷¹ válidos para alta densidad

$$M_{\text{eff}}^2 = \frac{4}{3} \sum_i \frac{n_i \langle P^2 \rangle_i}{\sum_i n_i} \quad \text{III.15}$$

donde n_i es la densidad número de la i -ésima especie de partícula y

$\langle p_i^2 \rangle$ es el promedio térmico del tri-impulso de cada especie. El resultado muy aproximadamente válido para la materia extraña es

$$M_{\text{eff}}^2 \simeq \frac{4}{3} \mu^2 \simeq 10^5 \text{ MeV}^2 \quad \text{III.16}$$

Insertando el valor de la ecuación III.16 en la expresión de la ecuación III.14 se obtiene $\alpha_c \sim 0.5$. Como los modelos se han construido con $\alpha_c = \text{cte}$ el valor obtenido debe considerarse como un promedio sobre el volumen estelar. Otras cantidades termodinámicas deben entrar también en forma de un logaritmo⁷², y ayudan a incrementar el valor de M_{eff} tales como campos magnéticos fuertes (no tenidos aquí en cuenta) ayudando a bajar aún más el valor de α_c . Esto previene la inestabilidad de la materia extraña y da sentido al empleo del modelo de la bolsa.

En cuanto a las interacciones no perturbativas parametrizadas en la constante de la bolsa B son de esperarse valores $B = 50-60 \text{ MeV fm}^{-3}$ en los cuales coinciden numerosos trabajos sobre el tema. Este parámetro que fija la intensidad del confinamiento es el que controla, entre otras cosas, la diferencia de energías libres entre la fase extraña y ordinaria.

Finalmente se ha mostrado⁷³ que el espectro de bariones con extrañeza puede describirse mediante una m_s "running" de la forma

$$m_s = m_0 \ln \left(\Lambda_R / M_{\text{eff}} \right) \quad \text{III.17}$$

donde $m_0 = 234 \text{ MeV}$ y la escala $\Lambda_R = 760 \text{ MeV}$ (no relacionada con Λ_{QCD}). Utilizando los valores de arriba para M_{eff} se obtiene $m_s \simeq 200 \text{ MeV}$ en buen acuerdo con otras estimaciones.

En resumen, los resultados de la presente sección tienen por objetivo guiar el análisis de futuras observaciones precisas de objetos compactos candidatos a EE.

Capítulo IV, - PULSARS

- 1) Observaciones de pulsars y mecanismos de emisión
- 2) Modelos de estrellas extrañas: necesidad de la corteza y estructura interna
- 3) Quark-alfas y materia extraña
- 4) Ecuación de estado de las Quark-alfas
- 5) Pulsars extraños

Twinkle, twinkle little star
How I wonder what you are...

Observaciones de pulsars y mecanismos de emisión

Los pulsars son objetos estelares abundantes en nuestra galaxia y presumiblemente en toda galaxia conteniendo población estelar semejante. Aunque algunos se observan como débiles fuentes con telescopios ópticos, su característica mas peculiar (a la que deben su nombre) es la de presentar pulsos regulares en su emisión de radiofrecuencia, típicamente en las bandas de televisión de UHF. La periodicidad de estos pulsos es sumamente variada: va desde algunos segundos hasta ~ 1 mseg (o $1/2$ mseg si se confirma la muy reciente observación del pulsar en SN 1987A⁷⁴) y además poseen un factor "Q" $\sim 10^{11}$, es decir un tono muy puro. Estos pulsos admiten una gran variedad de formas y amplitudes, haciendo difícil una clasificación simple de los pulsars.

Todos los pulsars observados estan aparentemente desacelerándose en una escala de tiempos $\tau_f \sim 10^6$ años y esto es usualmente interpretado como debido a la continúa pérdida de energía en todas las frecuencias.

Históricamente la primera propuesta para explicar la emisión pulsada fue la de considerar una enana blanca (objeto del tamaño de la Tierra, con $M \sim 1.4 M_{\odot}$ y soportado por la presión de los electrones degenerados que sigue con buena aproximación la ley politropica $P = K \rho^n$), las cuales eran bien comprendidas y fácilmente modeladas. Para estos objetos, el período mínimo de vibración está determinado por el tiempo que tarda una onda de compresión en atravesar la estrella o sea

$$P_{\text{sonido}} \sim \frac{R}{C_s} = \frac{R}{(P/\rho)^{1/2}} \sim 1 \text{ seg} \frac{(R/10^8 \text{ cm})^{3/2}}{(M/M_{\odot})^{1/2}} \quad \text{IV.1}$$

(Los períodos de rotación de estas estrellas son del mismo orden de magnitud). Para reducir los periodos de tal manera que expliquen los pulsars mas rápidos, nos encontramos con una dificultad seria: como P/ρ debe aumentar esto implica físicamente que se necesita mayor

presión de degeneración electrónica para soportar la estructura (mas masiva), con lo cual los electrones se vuelven cada vez mas relativistas.

Cuando se llega al estado ultrarrelativista el exponente Γ toma el valor $4/3$ y la estrella se vuelve inestable y colapsa debido a que un fluido autogravitante en estas condiciones cumple⁶²

$$3 - 3\Gamma \geq 1$$

IV.2

Se advierte entonces que una enana blanca oscilante no puede explicar la existencia de pulsars con $P \ll 1$ seg. Además, aún suponiendo que uno observa en realidad los armónicos superiores del periodo de vibración no es posible obtener tonos tan puros como los observados usando esta hipótesis⁷⁵ (aunque sí se disminuye la periodicidad).

Se ha sugerido también que los pulsars corresponden en realidad a sistemas binarios muy cercanos, pero es evidente que al emitir energía el período se aceleraría en vez de desacelerarse y esta posibilidad puede descartarse.

Otra hipótesis plausible es que los pulsos correspondan a vibraciones de estrellas de neutrones, aunque para pequeñas oscilaciones la periodicidad resulta

$$P_{\text{sonido}} \sim 0.1 \text{ mseg.} \frac{(R/10^6 \text{ cm})^{3/2}}{(M/M_{\odot})^{1/2}} \quad \text{IV.3}$$

y la dificultad es inversa: es imposible explicar periodicidades del orden del segundo.

Todos estos hechos llevaron a la conclusión inevitable que los pulsars son en realidad estrellas colapsadas rotantes ya que en este modelo la periodicidad se asocia a la rotación y esta puede variar en un amplio

rango.

Puede estimarse fácilmente la potencia radiada por un pulsar utilizando argumentos electromagnéticos y dimensionales simples de la siguiente forma: como se observan con radiotelescopios potencias emitidas del orden 10^{28} erg seg^{-1} en pulsars a unos 100 parsecs, se presume que un objeto tan luminoso posee un importante acoplamiento entre la rotación a velocidad uniforme Ω y el campo electromagnético.

La hipótesis mas natural es la de postular un campo \vec{B} dipolar interior (dipolo gigante) el cual debe ser sumamente intenso ($B \sim 10^{12}$ Gauss) para explicar el tiempo característico de decaimiento τ_f . A una distancia \bar{r} exterior al pulsar el campo \vec{B} dominado por la componente dipolar es aproximadamente

$$B = B_0 \left(\frac{a}{r} \right)^3 \quad \text{IV.4}$$

donde B_0 y a son los valores del campo superficial y el radio respectivamente.

Existe entonces una distancia $r_L = c/\Omega$ a la cual se efectúa la transición de la zona cercana corrotante a la zona de radiación, y en r_L los B de cada zona deben ser comparables

$$B_0 \left(\frac{a}{r} \right)^3 \sim B_{\text{RADIACION}} \quad \text{IV.5}$$

La pérdida de energía por unidad de tiempo es: la densidad de energía $B_{\text{RADIACION}}^2 / \mu_0$ veces la velocidad de la señal c veces el área de la esfera de radio r_L

$$\dot{W} \simeq 4\pi B_0^2 a^6 \Omega^4 / \mu_0 c^3 \quad \text{IV.6}$$

resultado que difiere de la integración exacta del vector de Poynting solamente por un factor numérico $2/3$ proveniente de la distribución angular. Para $P=1\text{seg}$ ($B_0 a^3 = 10^{20}$ weber m) se obtiene

$$\dot{W} \simeq 6 \cdot 10^{31} \text{ erg } \text{seg}^{-1} \quad \text{IV.7}$$

aproximadamente 10^3 veces mayor que lo observado en radiofrecuencias, lo cual indica una eficiencia bastante pobre para convertir la energía en ondas de radio $\sim 10^{-3}$ a pesar de ser su característica mas notable.

A pesar de que todavía no se dispone de un modelo adecuado para la emisión de pulsar, existe un consenso apreciable acerca de ciertos ingredientes necesarios para construirlo. Si aceptamos la hipótesis del campo magnético intrínseco, es de esperarse que el colapso gravitatorio de la supernova (que presumiblemente forma el futuro pulsar) pueda dar origen al mismo, ya que un campo típico de 10^6 Gauss en la estrella masiva se amplificará hasta 10^{12} Gauss final en el objeto compacto gracias a la conservación del flujo magnético. Lo mismo puede decirse del alto momento angular medido que se origina por la conservación del \vec{J} del progenitor.

Como la emisión observada es extremadamente coherente se presume que existen efectos de "bunching" de partículas cargadas en la zona de emisión. Es evidente que las partículas deben provenir del mismo pulsar porque el campo dipolar rotante induce un campo eléctrico cuadrupolar de magnitud $E_{\parallel} \sim a^5 B_0 \Omega / r^4$, lo cual provoca fuerzas electrostáticas órdenes de magnitud mayores que la gravedad superficial y arranca partículas cargadas de la superficie. El pulsar esta circundado entonces de un plasma corrotante rígidamente soportado por fuerzas electromagnéticas que recibe el nombre de magnetósfera. Es muy importante notar que estos ingredientes sólo requieren del material interior una conductividad eléctrica elevada, en otras palabras la emisión pulsar es un fenómeno puramente magnetosférico independiente de la composición interna del pulsar.

Se espera sin embargo que mediante la observación de emisión pulsar se pueda obtener información acerca del mecanismo de emisión magnetosférica y también del interior del objeto compacto. Dado un pulsar puede en general medirse

a) el período (P)

- b) luminosidad y características espectrales en frecuencias de radio
- c) desaceleración, (\dot{P})
- d) multiplicidad de submúltiplos y aparición de micropulsos

Aún mas importante que la medición de estos observables resulta la determinación de las variaciones de los mismos, ya que estas reflejan cambios físicos que pueden revelarse a través de estas mediciones. Las variaciones en las cantidades a-d serán en general provocadas por variaciones en el campo magnético o cambios evolutivos en la forma o el tamaño del objeto (los cuales implican cambios en el momento de inercia I , definitivos o temporarios).

Entre las variaciones de a-d mas notorias se encuentran los fenómenos de anulación y glitch. La anulación consiste en la desaparición brusca y por un tiempo $t \sim 10-100 P$ del pulsar. La emisión pulsada reaparece tan bruscamente como había desaparecido sin presentar ninguna secuela apreciable. Alrededor del 30% de los pulsars conocidos muestran anulación. Salvo una vaga característica común como es la de tener periodos $\gtrsim 1$ seg no se ha encontrado ningun otro indicio que permita distinguir y clasificar este subconjunto de pulsars con anulación.

Tampoco se dispone de modelo teórico alguno que explique esta observación.

Los glitches son variaciones abruptas en el período que se observan con intervalos de 2-4 años y provocan una aceleración del pulsar $\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \sim 2 \cdot 10^{-6}$. Tanto este cociente como $\frac{\Delta\dot{\Omega}}{\dot{\Omega}}$ son directamente medibles; y aunque se cree que todos los pulsars experimentan glitches estos se han estudiado exhaustivamente en los pulsars de Vela y Cangrejo que se encuentran en remanentes históricos de supernovas. Los valores observados se detallan en la Tabla IV.1.

La relajacion post-glitch muestra una "cicatrización" en la que el período vuelve asintóticamente a su valor original con una constante de tiempo del orden de varios días (Figura IV.1). Como se verá en la sección siguiente, una teoría del fenómeno glitch debe proveer una

comprensión profunda del interior estelar por lo que se le prestará suma atención en lo que resta del trabajo para comprobar las bondades del modelo presentado.

Modelos de estrellas extrañas: necesidad de la corteza y estructura interna

La Tabla IV.1 muestra los valores $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ observados $\sim 10^{-2}$ para el pulsar de Vela y $\sim 10^{-5}$ para el de Cangrejo. En ningún caso se han observado cambios en la emisión electromagnética en coincidencia con los glitches, por lo cual se infiere que estos reflejan cambios internos en la estrella y no en su configuración magnetosférica externa. La hipótesis más razonable consiste en suponer el desacoplamiento de alguna capa de material físicamente diferente al del que forma el bulto de la estrella de neutrones y su posterior reacoplamiento identificable con la "cicatrización" del período observada. Para identificar material de esta capa es necesario recurrir a los modelos estelares detallados.

En la Figura IV.2 se muestra un corte de un objeto estelar (teoría standard) usando la ecuación de estado de Bethe-Johnson I. Debajo una atmósfera de algunos metros de ancho se encuentra una corteza exterior ($7 \cdot 10^6 \text{ g cm}^{-3} \lesssim \rho \lesssim 4 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$) compuesta de un cristal de núcleos y plasma de e^- degenerado altamente relativista. Le sigue una capa interior que comienza a la densidad de "goteado" de neutrones fuera de los núcleos ($\rho \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$) los cuales forman un líquido de Fermi muy degenerado que coexiste con el cristal de núcleos ricos en neutrones, y termina a una densidad $\sim \rho_0$ donde los núcleos se disuelven y comienza el bulto compuesto de protones y neutrones líquidos.

Una característica fundamental de los líquidos de protones y neutrones es la de presentar superfluidez. Esta propiedad, que provoca la anulación de la viscosidad hidrodinámica $\nu \rightarrow 0$, es la consecuencia de las interacciones n-n y p-p que aparean los nucleones, en el estado 1S_0 para los neutrones de la capa interior y en los 3P_2 y 1S_0 para los neutrones y protones del bulto respectivamente. Gracias a la extraordinaria degeneración de estos líquidos sus propiedades son muy

similares a las del He líquido cerca del 0° K. Aunque la teoría de la dinámica interna de los superfluidos estelares requeriría al menos otro trabajo de Tesis, se advierte que independientemente de la superfluidez, esta estructura de capas provee una explicación bastante simple para la discontinuidad $\Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ observada en el proceso de glitch. Imponiendo la conservación del momento angular total se tiene que $\delta I/I \approx \Delta\dot{\Omega}/\dot{\Omega}$ donde I y δI son los momentos de inercia total y de la capa súbitamente desacoplada respectivamente.

Los valores medidos indican que $\delta I \approx 10^{-2} I$, precisamente el orden de magnitud de momento de inercia que posee la capa interior de una estrella de neutrones.

En contraste los modelos simples de estrellas extrañas no poseen ninguna estructura diferenciada capaz de desacoplarse transitoriamente y dar origen al comportamiento observado en los glitches. La razón es bastante evidente: el modelo de líquido de Fermi de la materia extraña no contiene ningún mínimo de la energía como función de la densidad que sea preferido a densidades relativamente bajas y esto se refleja en objetos estelares homogéneos hasta la superficie. En los modelos de la referencia 67 sin embargo, la superficie estelar puede estar constituida por una capa delgada del material normal, adquirida por acreción y soportada por el potencial electrostático de la materia extraña. La densidad máxima hasta donde puede extenderse esta capa es precisamente la del goteo de neutrones $4 \cdot 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ ya que mas allá comenzarían a producirse reacciones exotérmicas $n \rightarrow uds$ que la destruirían. Esta corteza exterior posee un momento de inercia dado aproximadamente por

$$\delta I \sim Mr^2 \approx 4\pi r^4 \rho \delta r \approx 10^{40} \text{ g cm}^2 \quad \text{IV.8}$$

es decir $\delta I \sim 10^{-5} I$ y por lo tanto los modelos de estrellas extrañas

presentados no son capaces de explicar los glitches observados.

La otra objeción sería en contra de los modelos homogéneos de estrellas extrañas tiene que ver con el problema de la formación de la magnetósfera. Como se vio en la sección anterior la emisión pulsada depende de la existencia del plasma corrotante que el campo \vec{E} cuadrupolar inducido forma arrancando partículas de la superficie. Para una superficie de quarks expuesta la energía necesaria para este proceso es enorme ($\sim 10^{17}$ eV) porque se debe satisfacer la neutralidad al color del grupo de simetrías $SU(3)_c$ y esta supera por varios órdenes de magnitud a los valores esperados mas optimistas.

Podría pensarse que la corteza delgada a la que se refería el punto anterior soluciona esta dificultad, pero es dudoso que la masa máxima de la misma ($M \sim 10^{28}$ g) sea suficiente para el establecimiento de la magnetósfera.

En suma, un requerimiento de la estructura interior y otro del exterior de los pulsars imponen la necesidad de referir los modelos homogéneos presentados en la sección III.5. Esta condición imprescindible para comparar con las observaciones será modelada en las secciones que siguen.

Quark-alfas y materia extraña

Los cálculos de la materia extraña de Farhi y Jaffe³⁷ están basados en la validez de la aproximación de gas de Fermi. Al disminuir el número barionico A , se hace imprescindible la inclusión de efectos de superficie de la forma $\sigma A^{2/3}$. Para números bariónicos aun mas pequeños las aproximaciones de gas son inaplicables y estos autores estudiaron los estados de A pequeño utilizando un modelo de capas suplementado con correcciones perturbativas a primer orden en α_c , aproximación usual en los modelos de bolsa que tienen el efecto de favorecer la aparición de quarks S en los estados multiquarks.

Un punto muy importante a tener en cuenta es, sin embargo el hecho de que los modelos de bolsa estan normalizados para reproducir correctamente solo los estados de los dos quarks (mesones) o tres quarks (nucleones y otros). Ya en estos modelos la diferencia de energía en el sector $\Delta S=1$ para los mesones $K-\pi$ es de casi el doble que la diferencia $\Delta S=1$ para el par $N-\Lambda$, lo que deja entrever que no es tan simple la extensión del modelo para estados de alta extrañeza para $A > 3$. Esta situación empeora a medida que crece el número de estados llenos en los orbitales de la bolsa, ya que mientras aumenta la simetría del estado, la aproximación de one-gluon-exchange es cada vez menos confiable pues las interacciones no perturbativas se vuelven cada vez más importantes.

Este y otros argumentos permiten fundamentar la hipótesis de F. C. Michel, M. Gell-Mann y otros⁷⁶ acerca de la existencia de estados fuertemente ligados de muchos quarks. La idea consiste en maximizar la energía de ligadura mediante la saturación de los números cuánticos del estado fundamental en un modelo de capas con la extrañeza S como grado extra de libertad. En el modelo de quarks este estado tendría spin y carga nulos, $A=6$ y $S=-6$ formado por los quarks uds con spin \uparrow y \downarrow en los tres colores posibles. Por su alta simetría similar a la de los núcleos

de ${}^4\text{He}$ se las ha denominado quark-alfas (Q_α). La masa de este estado debe tener una forma del tipo Weizsäcker $M \approx A + m_s |S| - \beta S^2$ donde $m_s \sim 150$ MeV (sección III.5) es la masa del quark s y β representa la energía de ligadura de los estados. Una estimación⁶⁰ de la masa utilizando un modelo de potencial δ de Dirac muy simple indica que la ligadura puede ser tan grande como 100 MeV/barión, con lo cual se tendría $M_{Q_\alpha} \approx 5$ GeV. Como será de utilidad en la sección próxima necesitamos estimar el radio R de la partícula.

Vamos a utilizar un procedimiento adaptado de los modelos de bolsa para hacer este cálculo; la masa de las Q_α se puede escribir como

$$M_{Q_\alpha} = \frac{4}{3} \pi R^3 B + \frac{K}{R} \quad \text{IV.9}$$

donde $K = 2.04 N - Z_0 - \Delta$ es una cantidad adimensional que contiene a la energía cinética de los N quarks en el estado fundamental de una cavidad esférica, $Z_0 \sim 1.8$ es la energía de punto cero de los campos confinados y Δ la energía de interacción (no necesariamente proporcional a α_c). La forma de la energía K/R es la única posible para cualquier término del modelo, ya que $1/R$ es la única cantidad con dimensiones de energía disponible.

Si requerimos que la expresión IV.9 reproduzca la masa estimada de $M_{Q_\alpha} \approx 5$ GeV se puede obtener $\Delta = 12.76$, pidiendo simultáneamente que $\frac{\partial M}{\partial R} = 0$ (mínimo de la energía total en el radio de equilibrio) ya que entonces

$$M_{Q_\alpha} = \frac{4}{3} (4\pi B)^{3/4} [2.04 N - Z_0 - \Delta]^{3/4} \quad \text{IV.10}$$

con este valor, el radio de la partícula fijado por la condición de mínimo resulta $R = [(2.04 N - Z_0 - \Delta) / 4\pi B]^{1/4} \approx 1.7$ fm IV.11

donde se ha utilizado el valor corriente $B^{1/4} = 145$ MeV para la constante de bolsa.

Queda por determinar cuál es el rol de las Q_α en la materia extraña. Si la conjetura de Michel es correcta las Q_α tienen un lugar muy importante en el diagrama de fases mostrado en la sección II.3: al ser el estado más fuertemente ligado de extrañeza por barión igual a la unidad se la reconoce rápidamente como la strangelet de masa mas baja. Mas aún, así como la materia nuclear ordinaria es inestable frente a la formación de gotas (nucleones) al bajar la densidad suficientemente, las Q_α pueden ser identificadas con el "nucleón" correspondiente a la materia extraña. En este sentido la materia extraña debe fragmentar en Q_α a una densidad $\rho \leq 4 \cdot 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ donde su presión $P = 1/3(\rho - 4B)$ se hace cero indicando un punto de inestabilidad mecánica o tal vez antes de este punto. Las fases de interés para nuestro problema se estudiarán en la sección siguiente.

Ecuación de estado de las Q_α

El modelo mas simple de la fase Q_α a presiones $P < 4B$ es el de una colección de bosones masivos sin interacción. El fundamento físico de esta aproximación es claro teniendo en cuenta la propia naturaleza de estas partículas: los números cuánticos saturados del estado no permiten intercambio de intermediarios como en el caso de la materia ordinaria y lo mas apropiado es considerar un potencial puramente repulsivo infinito en el problema de muchos cuerpos. Un tratamiento numérico completamente cuántico de este problema en el régimen de $T=0$ ha sido presentado en la referencia 77. El diagrama de fases es fácilmente visualizado en la Figura IV.3 donde se muestra la energía por partícula E/n en función de la variable $x=na^3$, con a la longitud de dispersión del potencial repulsivo de las Q_α . Ante la imposibilidad de conocer con exactitud la masa M_{Q_α} se han calculado las curvas correspondientes a $K=34$ y $K=36$ que resultan de valores $M_{Q_\alpha}=5$ GeV y $M_{Q_\alpha}=5.5$ GeV respectivamente.

El valor de K se ha mantenido constante para todo el rango de presiones hasta la fusión de las Q_α en materia extraña homogénea, lo cual es una muy buena aproximación en tanto que la presión cumpla $P \ll B$.

Ajustando los coeficientes de una expresión analítica a la curva $E/n(x)$ se puede calcular la presión de cada fase y con ella la energía libre por partícula $g=(E+P)/n$. Las curvas de g versus P indicando la fase preferida a presión dada se muestran en la Figura IV.4. A presión creciente se encuentra un fluido de Q_α hasta 0.06 MeV fm^{-3} (0.1 MeV fm^{-3}) que presenta la importante propiedad de ser superfluido (el espectro de excitaciones comienza con un gas de fonones cerca de $T=0$), luego un sólido de Q_α hasta 2.5 MeV fm^{-3} (8.5 MeV fm^{-3}) y materia extraña homogénea (producto de la fusión de las Q_α en el líquido de Fermi) en adelante. Cabe destacar que si la masa M_{Q_α} excede de 5.5 GeV no es posible obtener ninguna transición materia extraña $\rightarrow Q_\alpha$ ya que las Q_α no son preferidas

ni siquiera a $P=0$, y si $M_{\alpha} < 5$ GeV (energía de ligadura extrema) la fusión ocurriría a $P \approx B$ donde se está muy cerca de la configuración de máximo empaquetamiento en el sólido y los cálculos numéricos no son confiables en esa región. Esto da una idea del rango admisible para la existencia de la estructura estelar presentada en la próxima sección donde se discutirán los efectos de las regiones superfluida y sólida en la estructura estelar.

Pulsars extraños ^{77'}

La Figura IV.4 permite predecir importantes modificaciones en las capas exteriores de las estrellas extrañas ya que las fases Q_α sólida y Q_α fluida se manifestarán al disminuir la presión acercándose a la superficie estelar. La Figura IV.5 muestra el corte de un modelo de $1.4 M_\odot$ obtenido mediante la integración de las ecuaciones de Tolman-Oppenheimer-Volkoff para los valores $M_{Q_\alpha} = 5 \text{ GeV}$ y $M_{Q_\alpha} = 5.5 \text{ GeV}$.

Aunque podría pensarse que esta estructura puede obtenerse manteniéndose fija la fracción de extrañeza por partícula de los modelos homogéneos $f_s \sim 0.9$, los resultados de la sección II.6 nos permiten afirmar que en realidad debemos esperar una conversión casi completa del objeto por efecto de la convección turbulenta que acompaña a al flama y por lo tanto $f_s > 0.9$. Esto sucede porque la escala de tiempos de la convección turbulenta es \gg que la escala de tiempos de formación de extrañeza debido a la conversión de materia nuclear a materia extraña y Q_α en este régimen. Un cálculo adecuado debería considerar la formación de Q_α a temperatura finita en la protoestrella extraña, proceso sumamente complejo no modelado en este trabajo. Para poder explicar los valores de $\delta I/I \sim 10^{-2}$ la cantidad de materia normal remanente (que determina la extensión de la capa de Q_α en estado superfluido mediante las condiciones de contorno en la interfase) no debe exceder este valor de 10^{-2} y probablemente sea mucho mas realista considerar 10^{-3} como se ha utilizado en los modelos presentados. Esta materia normal cumple, a pesar de su relativa escasez, un rol importante en la estructura pulsar. Por un lado los nucleones "sobrantes" de la conversión quedan atrapados en la capa sólida de Q_α debido a que $\tau_{\text{DIFF}} \gg H_{\text{HUBBLE}}^{-1}$ y proveen un acoplamiento rígido con el liquido de Fermi superconductor en el interior, lo cual evita que esta capa quede fuera del equilibrio y fuerza la corrotación con la velocidad del pulsar Ω . Como además el τ_{DIFF} es $\ll 1$ día en la capa

fluida de Q_α , los p, n y e^- sobrantes forman rápidamente una corteza normal análoga a la de los modelos convencionales. Esto significa que, además de proveer en principio una explicación posible de $\delta I/I$ observado en un "glitch" interpretando a la capa de superfluido Q_α como la región súbitamente desacoplada, la materia normal acumulada en la superficie es capaz de dar origen a una magnetósfera cuando es arrancada por los campos cuadrupolares inducidos de la misma forma que en los modelos convencionales.

En definitiva, es perfectamente posible que se pueda obtener una estructura interna de pulsars que se corresponda en forma cercana a un modelo de capas del tipo de los aceptados corrientemente, y que además podrían tener origen en un proceso de explosión que requiera per se esta naturaleza "exótica".

Epílogo, conclusiones y sugerencias

A lo largo de esta Tesis se han considerado la secuencia de procesos físicos a las que llevaría la aparición de una versión estable del plasma de QCD (materia extraña) y sus posibles predicciones observacionales.

Este programa teórico, que pretende explicar la astrofísica del colapso gravitatorio y los remanentes estelares que en ellos se originan, posee sin embargo ciertos cabos sueltos a los cuales nos referiremos brevemente.

En primer (y excluyente) lugar se encuentra la exactitud de la posibilidad puramente teórica hasta el momento de contar con estados ligados de materia hadrónica mas allá del fluido nuclear. Aunque parece haber una cierta convergencia de los calculos efectuados con distintos formalismos hacia la predicción de la existencia de estos complejos estables de alta extrañeza (como por ejemplo predicciones acerca de la estabilidad del dihiperón $H(\Lambda\Lambda)$ usando soluciones del modelo de Skyrme y bolsa del M.I.T), creemos que desde el punto de vista teórico la evidencia mas fuerte podría proveerla un cálculo de QCD en la red a densidad finita donde se pueda estudiar el limite termodinámico. Desafortunadamente hasta el presente no ha sido posible estudiar en forma confiable este modelo debido principalmente a las dificultades de definir el potencial químico asociado con la conservación del número de partículas en las teorías de red con fermiones dinámicos.

Mientras tanto se han propuesto varios tests experimentales para buscar en forma directa evidencia de este material, aunque las cotas obtenidas ignoran la posibilidad de condensación en " gotitas " tipo quark-alfas en el rango de energías estudiado. Es posible inclusive que cierta evidencia de la existencia de materia extraña ya haya sido observada como se sugirió en la sección III.4 y en la referencia 64, aunque la rareza de estos eventos impide una investigación sistemática

de esta interpretación.

Con respecto al colapso gravitatorio en sí, cabe señalar que si bien las estimaciones presentadas acerca de la energía disponible (de origen subnuclear) para impulsar la explosión serían sin duda suficientes para este propósito, solamente una simulación detallada incluyendo la compleja dinámica del fenómeno puede dar la última palabra acerca de este punto. Aquí nos enfrentamos a dificultades por partida doble: no solo el código numérico utilizado por solamente 3 o 4 grupos. insume tiempos \sim horas de procesamiento en computadoras tipo VAX, sino que además la teoría está demasiado cruda como para intentar un cálculo de este tipo al presente (aunque se tiene proyectado cierto trabajo en esa dirección).

Como se habrá advertido la propuesta abre además amplios campos de trabajo en los cuales podrían obtenerse resultados confrontables con la experiencia y/o observación. Entre ellos merecen destacarse a nuestro entender el estudio de la sismología de las estrellas extrañas y la estructura estelar dominada por partículas extrañas masivas (estrellas Q ?).

El primer punto adquiere extraordinario interés cuando se advierte que las oscilaciones estelares y los glitches son el test mas directo de la estructura interna de un objeto compacto y podría distinguirse así una estrella extraña de los modelos convencionales de estrellas de neutrones.

Asimismo la detección de un pulsar de período \sim 0.5 mseg en el remanente de SN 1987 A parece imponer restricciones extremas sobre la ecuación de estado supranuclear, ya que ninguna EOS conocida puede corresponder al interior de un objeto que rote a esas velocidades angulares en el rango de masas esperado de \sim 1.4 M_{\odot} . No solo se ha mostrado ⁷⁸ que los modelos homogéneos de estrellas extrañas son capaces de rotar a esas velocidades, sino que además podría tratarse por ejemplo de pulsaciones radiales que nunca han sido modeladas.

La segunda cuestión tiene que ver con la existencia y características de los objetos estelares completamente nuevos compuestos de bosones masivos inertes (quark-alfas) que representan un ejemplo bien concreto de una clase de " estrellas de neutrones " compuestas en realidad de estados hadrónicos con motivación puramente teórica hasta el momento (del tipo del condensado de piones de Brown y Weise). Es notable que a pesar de ser considerados " exóticos " ningún argumento observacional concluyente permite asegurar que la materia " normal " (nuclear) es la que constituye los objetos compactos como los pulsars. En realidad podría decirse que la idea misma de " estrella de neutrones " convencional deriva de arraigadas creencias teóricas seguidoras de la hipótesis de Landau (1933) y que debido al propio emplazamiento del " laboratorio " de altas densidades difícilmente admita verificación directa. Puede, sin embargo imaginarse la situación inversa donde observaciones cuidadosas excluyan la posibilidad de una estructura convencional como por ejemplo la confirmación de la existencia de pulsars de submilisegundo.

Cualquiera que sea la verdadera naturaleza de la muerte estelar esperamos haber estimulado con la presente Tesis la aplicación de una región de la física básica, que aparece accesible en un futuro cercano a los cálculos teóricos mas detallados y posiblemente a las facilidades experimentales, al fascinante problema de la comprensión de los laboratorios naturales de alta energía mas grandes de que pueda disponerse en forma contemporánea.

Agradecimientos

A Héctor Vucetich por la amplia libertad para trabajar y numerosas sugerencias y consejos en momentos importantes de esta Tesis.

A mi amigo y compañero Omar Benvenuto por acompañarme en cada paso dado y por hacer realidad aquello de que las risas son para los físicos como las campanas para los clérigos

A mi esposa que me ayuda, me apoya y alienta en todas las iniciativas tomadas y las por tomar.

A mis padres que confiaron hace ya mucho tiempo en una decisión juvenil que me trajo hasta aquí.

A Marta, Federico, Carlitos y Eduardo que me hicieron pasar momentos lindos y otros.

Al CONICET por permitirme de alguna manera llegar a concretar esta Tesis .

A todo el personal de la Biblioteca y Secretaría por soportar mi asedio y a Estela del servicio de telex por mantenerme conectado con el mundo.

A todos los que olvide en este agradecimiento pero que han contribuido para este fin.

REFERENCIAS

1. V. Trimble, Rev. Mod. Phys. 54, 1183 (1982).
2. S. E. Woosley y T. A. Weaver, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 24, 205 (1986).
3. Véase sección I.5.
4. W. Hillebrandt, Prog. Nuc. Part. Sci. 17, 215 (1986).
5. M. Harwitt, Astrophysical concepts, (Jhon Wiley and Sons Ed. (1969)).
6. H. Bethe, Phys. Rev 55, 434 (1939).
7. K. Kettner et. al., Z. Phys. A 300 , 75 (1982).
8. S. Chandrasekhar, An Introduction to the study of stellar structure. (Academic Press N.Y (1972)).
9. T. Mazurek, Nature 252, 257 (1974).
10. H. Bethe, G. E. Brown, J. Applegate y J. Lattimer, Nuc. Phys. A 324, 487 (1979).
11. E. Baron, J. Cooperstein y S. Kahana, Phys. Rev. Lett. 55, 126 (1985).
12. N. Glendenning, Phys. Rev. Lett. 59, 1014 (1987).
13. T. Ainsworth, G. E. Brown, J. Cooperstein y M. Prakash, Nuc.Phys.A 396, 132 (1987).
14. S. Kahana, Prog. Nuc. Part. Sci. 17, 1231 (1986).
15. E. Baron, G. E. Brown, H. Bethe, J. Cooperstein y S. Kahana, Phys. Rev. Lett. 59, 1234 (1987).
- 15'. O. G. Benvenuto y J. E. Horvath, Mon. Not. R.A.S., en referato.
16. K. Molvniik y V. Østgaard, Nuc. Phys. A 283, 310 (1972).
17. P. Goldreich y S. V. Weber, Ap. J. 238, 991 (1980).
18. D. N. Scharamm, Fermilab Preprint # 87/93 F (1987).
19. J. Lattimer, Nuc Phys. A 460, 199 c (1988).
20. H. Bethe y J. E. Wilson, Ap. J. 295, 14 (1985).
21. Véase referencia 2.

22. A. Burrows, comunicacion personal.
23. H. Epstein, Mon. Not. R.A.S. 188, 305 (1978).
24. S. Colgate y A. Petscheck, Ap. J. Lett. 236, L 115 (1980).
25. M. Livio, R. Buchler y S. Colgate, Ap. J. Lett. 238, L 139 (1980).
26. W. D. Arnett, I.A.U. Symposium 125 The Origin and Evolution of Neutron Stars, Ed. D. Helfand y J. Huang (Dordrecht: Reidel 1986).
27. H. Bethe, G. E. Brown y J. Cooperstein, Ap. J. 322, 201 (1987).
28. W. A. Fowler y F. Hoyle, Ap. J. Suppl. 9, 201 (1964).
29. P. Bodenheimer y S. E. Woosley, Ap. J. 269, 263 (1983).
30. F. Hoyle, Mon. Not. R.A.S. 106, 343 (1946).
31. E. Symbalisty et. al. Ap. J. Lett. 291, L 11 (1985).
32. M. Takahara y K. Sato, Phys. Lett. B 162, 318 (1984).
33. M. Kokedee, The quark model, (Benjamin N.Y. (1969)).
34. Vease por ejemplo, B. Freedman y L. Mc Lerran, Phys. Rev. D 16, 1130 (1977) y G. Baym y S. Chin, Phys. Lett. B 62, 241 (1976).
35. E. Witten, Phys. Rev. D 30, 272 (1984).
36. G. Baym y L. Mc Lerran, Physics of high energy baryonic matter, en prensa.
37. E. Farhi y R. L. Jaffe, Phys. Rev. D 30, 2379 (1984).
38. E. Farhi y R. L. Jaffe, Phys. Rev. D 32, 2452 (1985).
39. A. Chodos et. al., Phys. Rev. D 9, 3471 (1974) y T. de Grand et. al., phys. Rev. D 12, 2060 (1975).
40. C. Alcock y A. Olinto, Fermilab Preprint # 88/58 A.
41. L. D. Landau y E. M. Lifshitz, Fluid Mechanics, (Pergamon Press, London (1959)).
42. P. J. Steinhardt, Phys. Rev. D 25, 2074 (1982).
43. Vease G. Baym, Quark Matter '84 Ed. H. Satz, 10 (Springer Verlag (1985)) y las referencias 34.
44. H. Bethe y M. Johnson, Nuc. Phys. A 230, 1 (1974).
45. O. G. Benvenuto, J. E. Horvath y H. Vucetich, Int. Jour. Mod. Phys. A 4, 257 (1989).

46. A. Olinto, Phys. Lett. B 192, 71 (1987).
47. L. D. Landau, Acta Phys. Chim U.R.S.S., 19, 77 (1944).
48. B. Lewis y G. Von Elbe, Combustion, flames and explosions of gases (Academic Press N. Y. (1961)).
49. Ya B. Zel'dovich y Y. Raiser, Physics of shock waves and high temperature phenomena (Navka, Moscu (1966)).
50. J. E. Horvath y O. G. Benvenuto, Phys. Lett. B 213, 516 (1988).
51. A. Burrows y J. Lattimer, Ap. J. 310, 216 (1986).
52. O. G. Benvenuto, comunicación personal.
53. W. D. Arnett, Ap. J. 319, 136 (1987).
- 53'. O. G. Benvenuto y J. E. Horvath, Phys. Rev. Lett., en prensa.
54. K. Hirata et. al., Phys. Rev. Lett. 58, 1490 (1987) y R. Bionta et. al., Phys. Rev. Lett. 58, 1494 (1987).
55. N. Iwamoto, Ann. of Phys. N. Y. 141, 1 (1982).
56. T. Loredo y D. Q. Lamb, Fermilab preprint (1989).
57. T. Hatsuda, KEK preprint 87 - 1 (1987).
58. K. Sato y K. Suzuki, Phys. Rev. Lett. 58, 987 (1987).
59. O. G. Benvenuto y J. E. Horvath, Mod. Phys. Lett. A 4, 1085 (1989).
60. K. Takahashi y R. Boyd, Ap. J. 327, 1009 (1988).
61. S. Weinberg, Gravitation and Cosmology, (John Wiley and Sons N. Y. (1972)).
63. Vease J. Rich et. al., Phys. Rep. 151, 241 (1987) y referencias citadas.
64. J. D. Bjorken y L. Mc Lerran, Phys. Rev. D 20, 2373 (1979).
65. R. Blanford y D. Eichler, Phys. Rep. 162, 203 (1988).
66. R. Haensel, J. Zduk y R. Schaeffer, Astron. Astrop. 160, 121 (1986).
67. C. Alcock, E. Farhi y A. Olinto, Ap. J. 310, 261 (1986).
68. O. G. Benvenuto y J. E. Horvath, Mon. Not. R.A.S., en prensa.
69. S. Shapiro y S. Teukolsky, Black Holes, white dwarfs and neutron stars, J. Wiley and Sons N. Y. (1983).

70. D. Gross, Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. 17, 403 (1980).
71. J. Kapusta, Nuc. Phys. B 143, 461 (1979).
72. P. Morley y M. Kislinger, Phys. Rep. 51, 65 (1979).
73. P. Koch, B. Muller y J. Rafelski, Phys. Rep. 142, 169 (1986).
74. J. Middletich et. al. Los Alamos preprint (1989).
75. Vease F. C. Michel, Rev. Mod. Phys. 54, 1 (1982) y referencias citadas.
76. F. C. Michel, Phys. Rev. Lett. 60, 677 (1988) y referencias citadas.
77. M. H. Kalos, D. Levesque y L. Verlet, Phys. Rev. A 9, 2178 (1974).
- 77'. O. G. Benvenuto, J. E. Horvath y H. Vucetich, Phys. Rev. Lett. en referato.
78. J. Fridman y A. Olinto, comunicación personal.

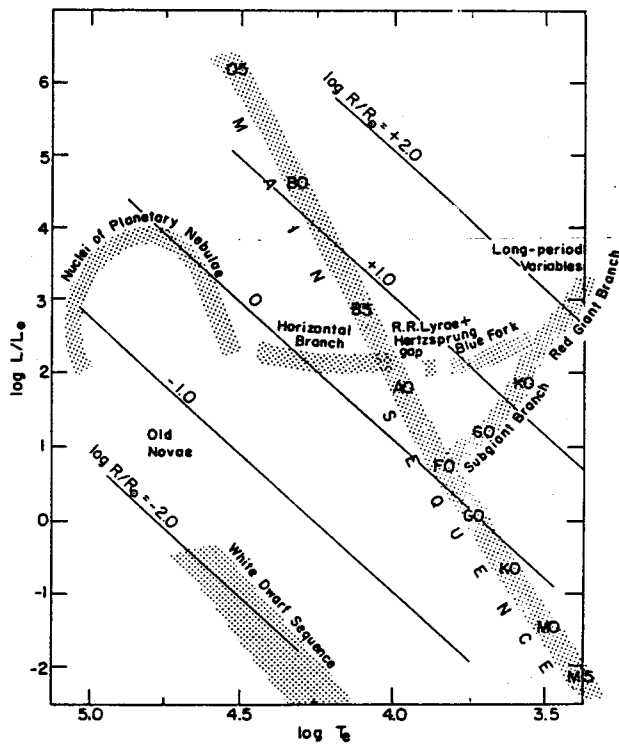


Figura I.1 - Diagrama de Hertzsprung - Russel.

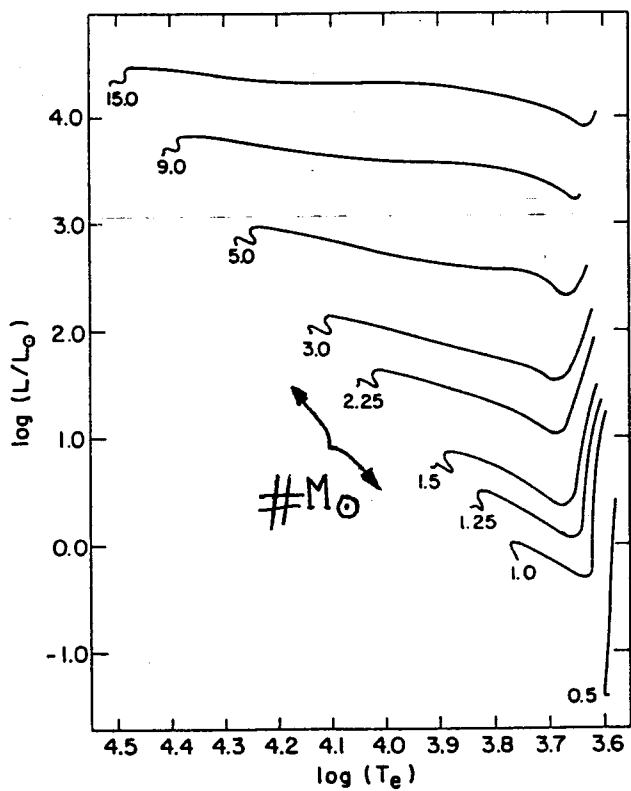


Figura I.2 - Camino de Hayashi seguido por una proto estrella que entra a la Secuencia Principal.

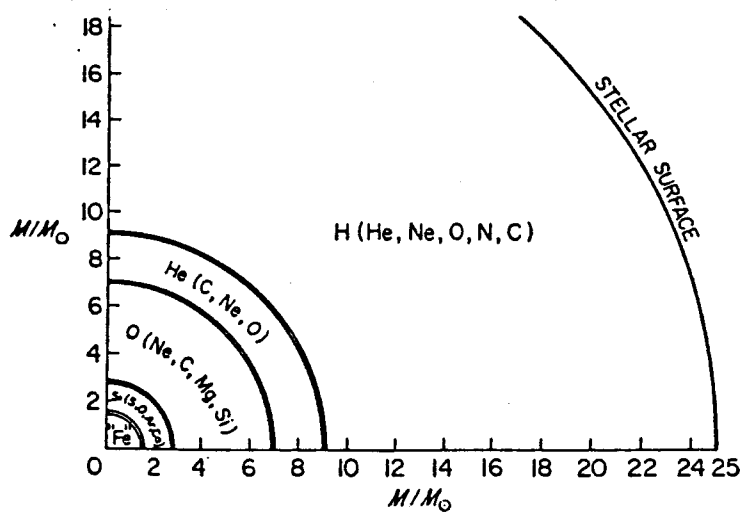


Figura I.3 - Estructura tipo "cebolla" de un objeto presupernova de $25 M_{\odot}$.

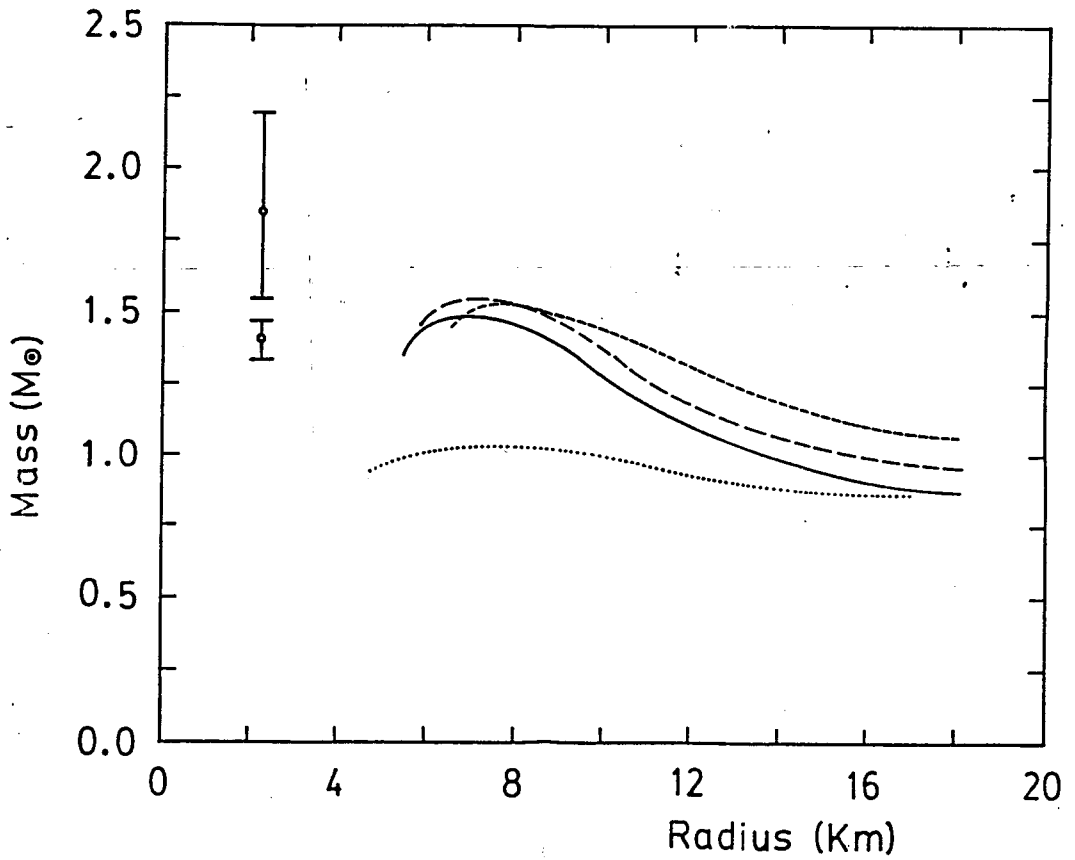


Figura I.4 - Relación masa-radio para estrellas de neutrones calculadas con las ecuaciones de estado de la Tabla I.2. Se muestran en el eje Y las masas de los pulsars mejor determinados. (Vease referencia 15').

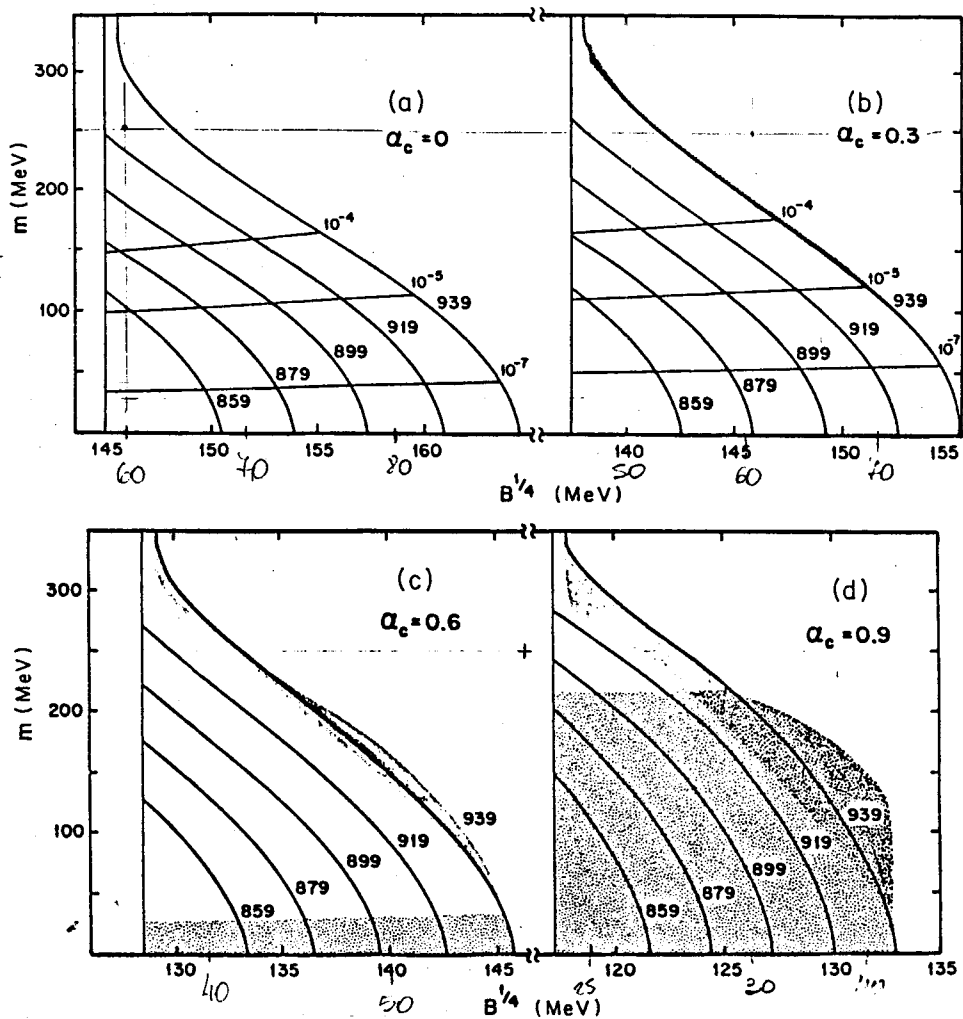


Figura II.1 - Ventanas de estabilidad de la materia extraña en el espacio de los parámetros m_s , α_c , y B . Para detalles véase el texto y la referencia 37.

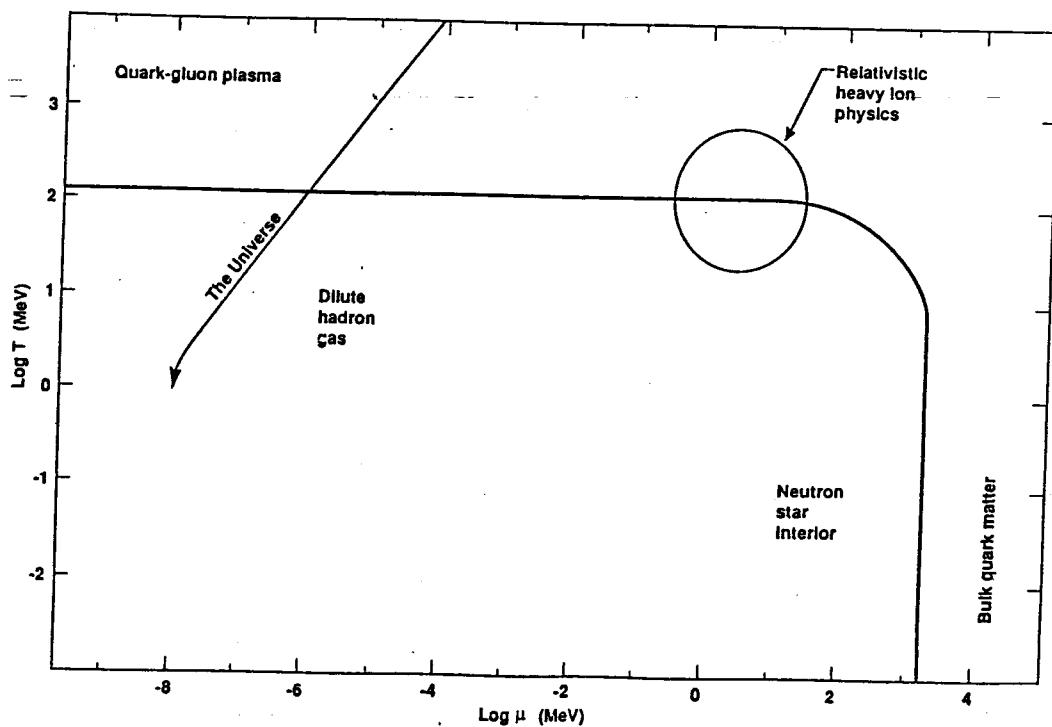


Figura II.2a - Diagrama de fases de la materia hadrónica considerando a las fases deconfinadas inestables a presiones y/o densidades bajas. (Vease referencia 40).

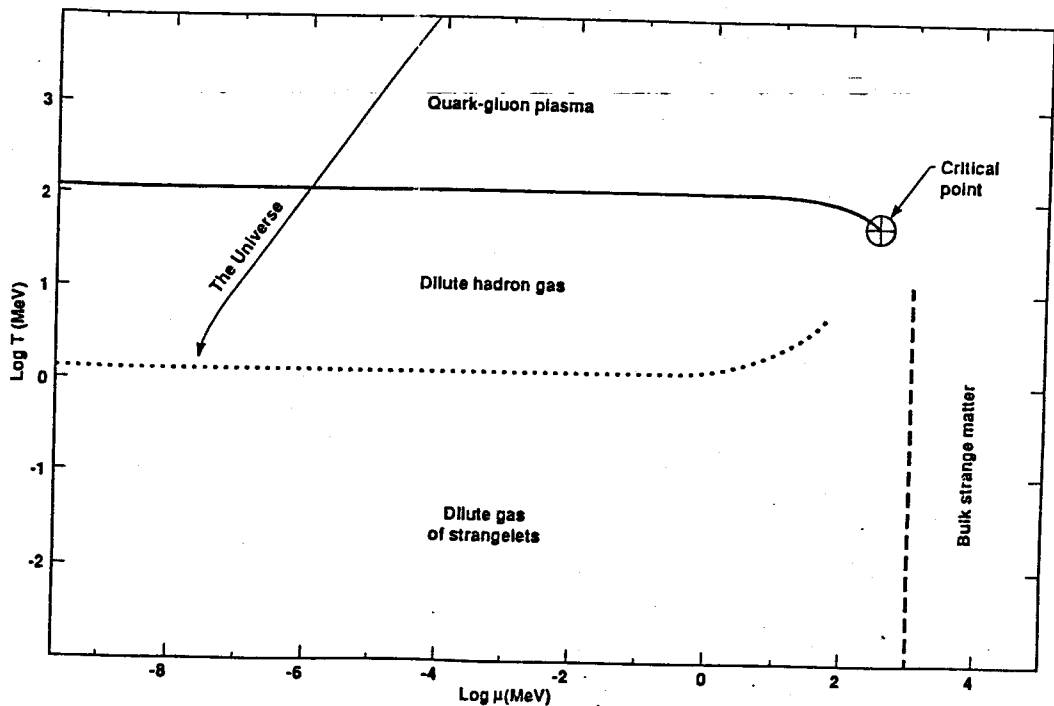


Figura II.2b - Diagrama de fases de la materia extraña que contiene la hipótesis de estabilidad de Witten. El camino evolutivo de las supernovas es prácticamente una recta paralela al eje μ .

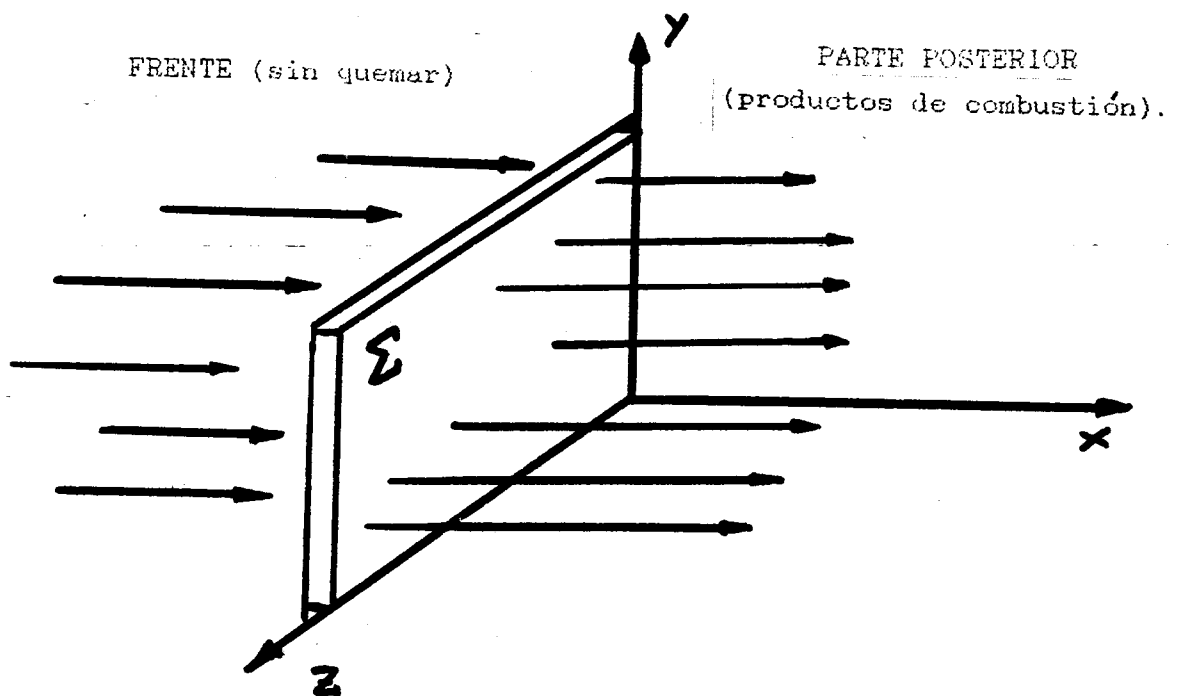


Figura II.3 - Frente de combustión visto en el sistema de referencia local de Lorentz. (Vease referencia 42).

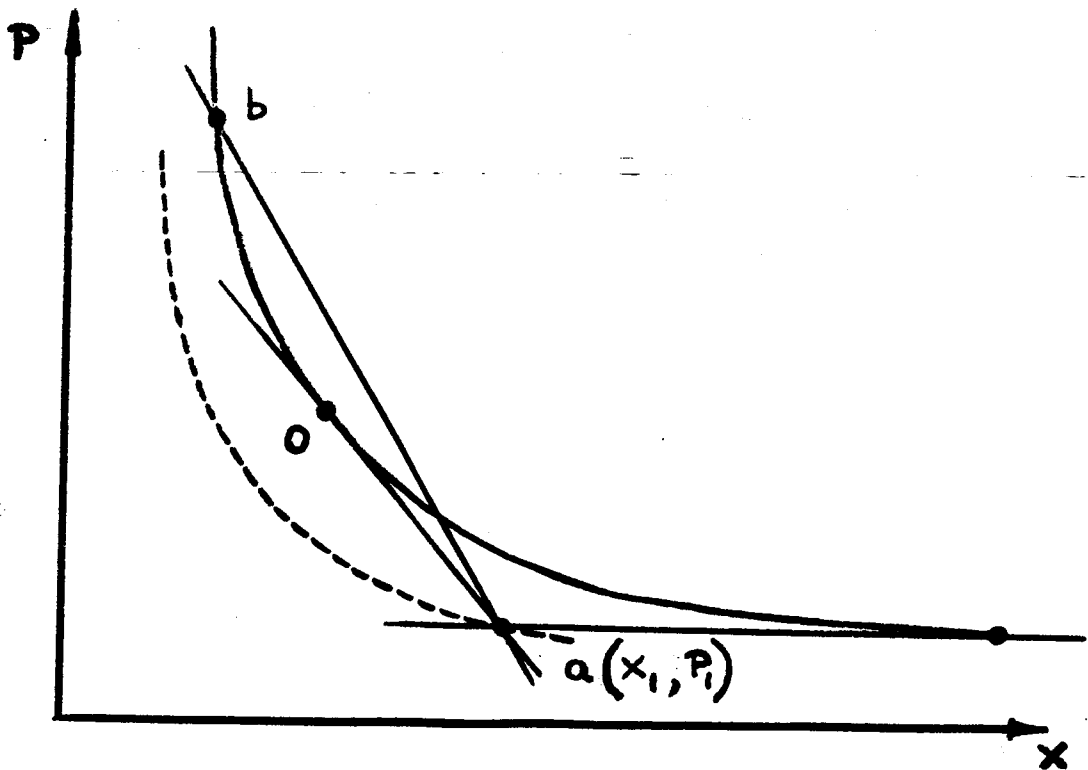


Figura II.4 - Adiabática de Taub (curva llena) Y de Hugoniot (curva punteada), correspondientes al punto $a(x_1, P_1)$ inicial. (Véase referencia 41).

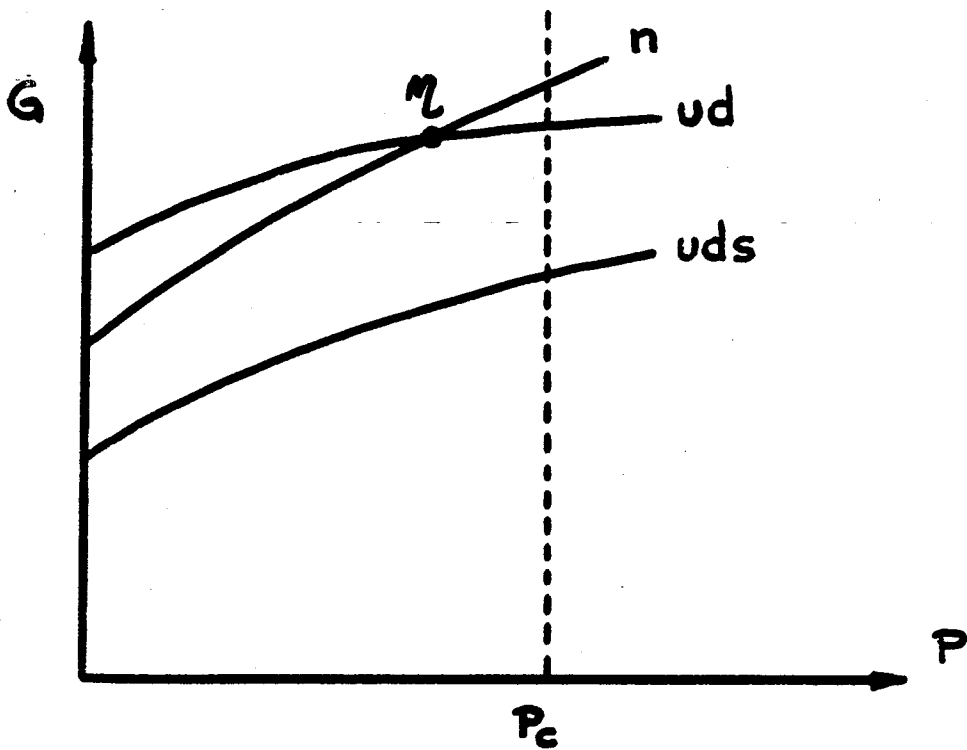


Figura II.5 - Esquema energético hipotético favorable para la formación de materia extraña en la proto estrella de neutrones. P_c denota la presión central a los pocos segundos después de la explosión. (Véase referencia 67).

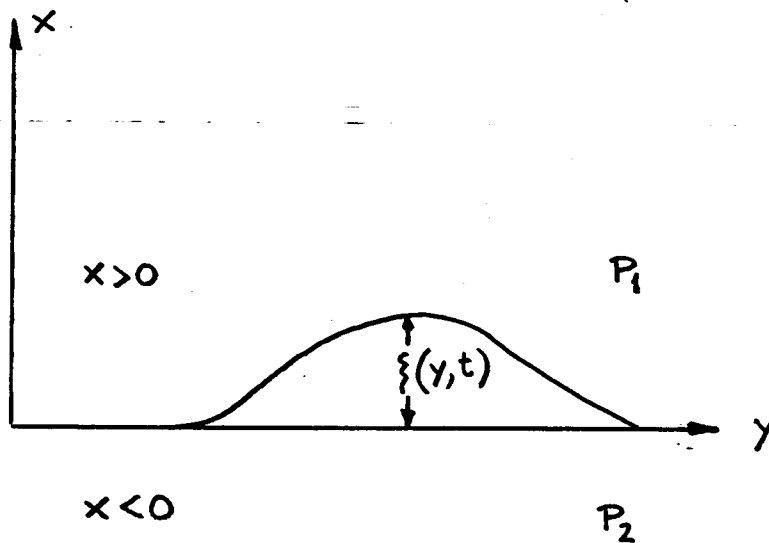


Figura II.6 - Perturbación del frente de combustión considerada para el estudio de la estabilidad de la misma. Véase el texto para mayores detalles.

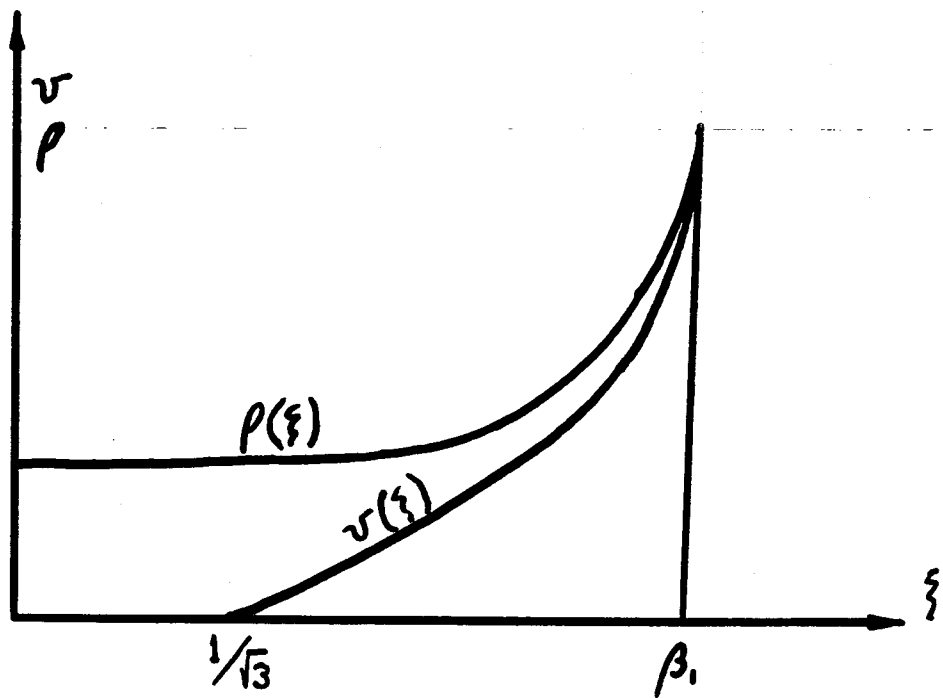


Figura 11.7 - Perfiles de velocidad $v(\xi)$ y densidad $\rho(\xi)$ soluciones del problema hidrodinámico de la propagación de la detonación en la geometría esférica. (Véase referencia 4E).

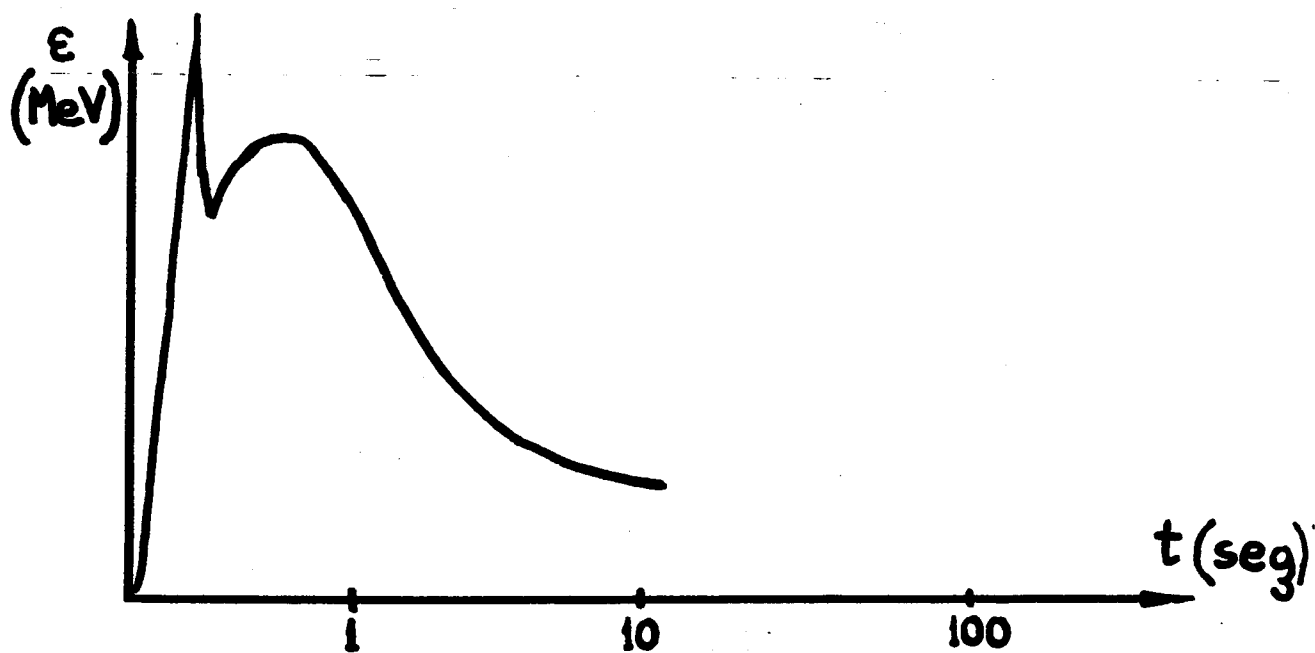


Figura III.1 - Espectro de neutrinos esperado de los modelos standard.
(Véase referencia 18).

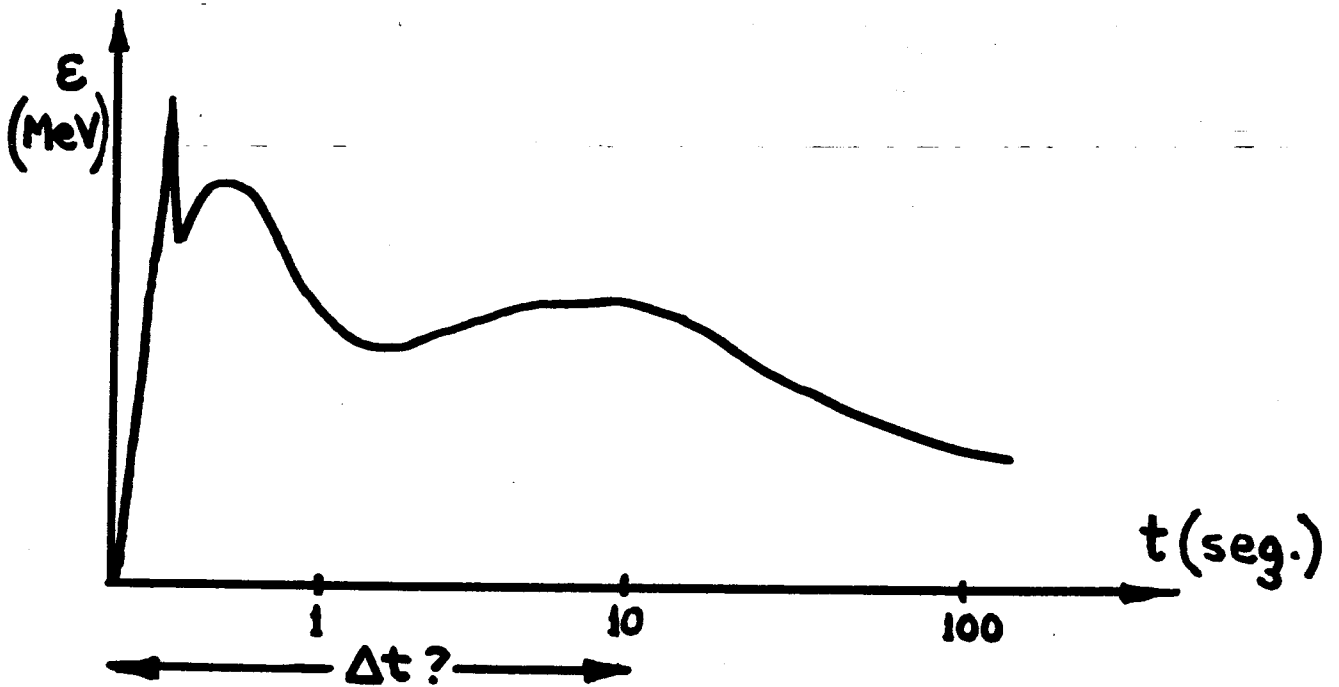


Figura III.2 - Espectro de neutrinos esperado en el presente modelo. Nótese que la escala de tiempo Δt para el inicio de la emisión debida al deconfinamiento es una cantidad no determinada por esta propuesta. (Vease referencia 53').

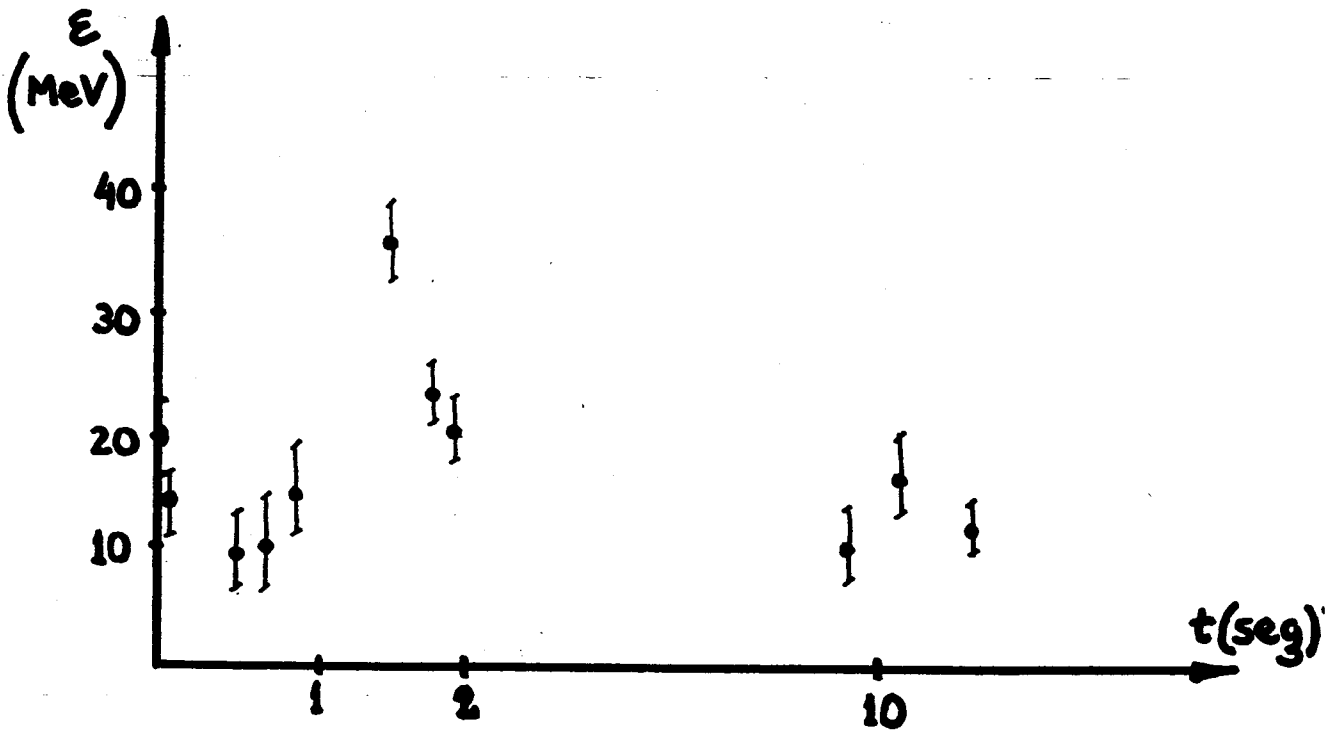


Figura III.3 - Detecciones de neutrinos provenientes de SN 1967 A (referencia 54) que mostrarían un acuerdo cualitativo con el modelo propuesto e indican $\Delta t \sim 10$ seg.

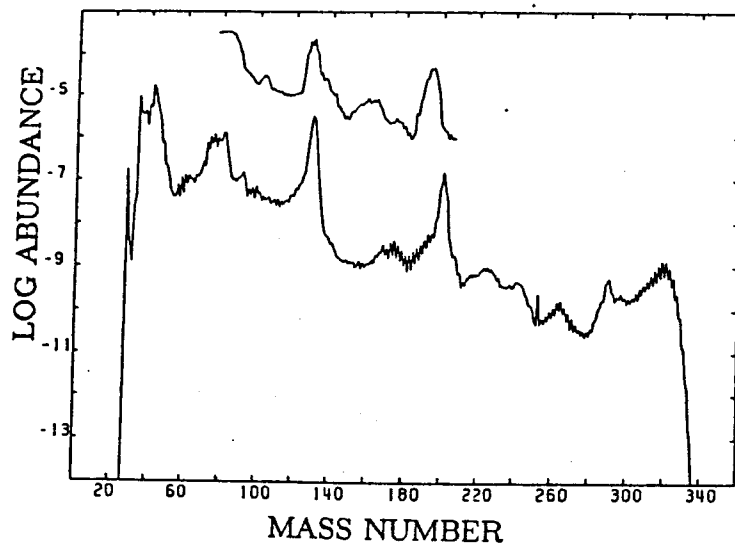


Figura III.4 - Abundancias de isótopos nucleares debidas a procesos γ .

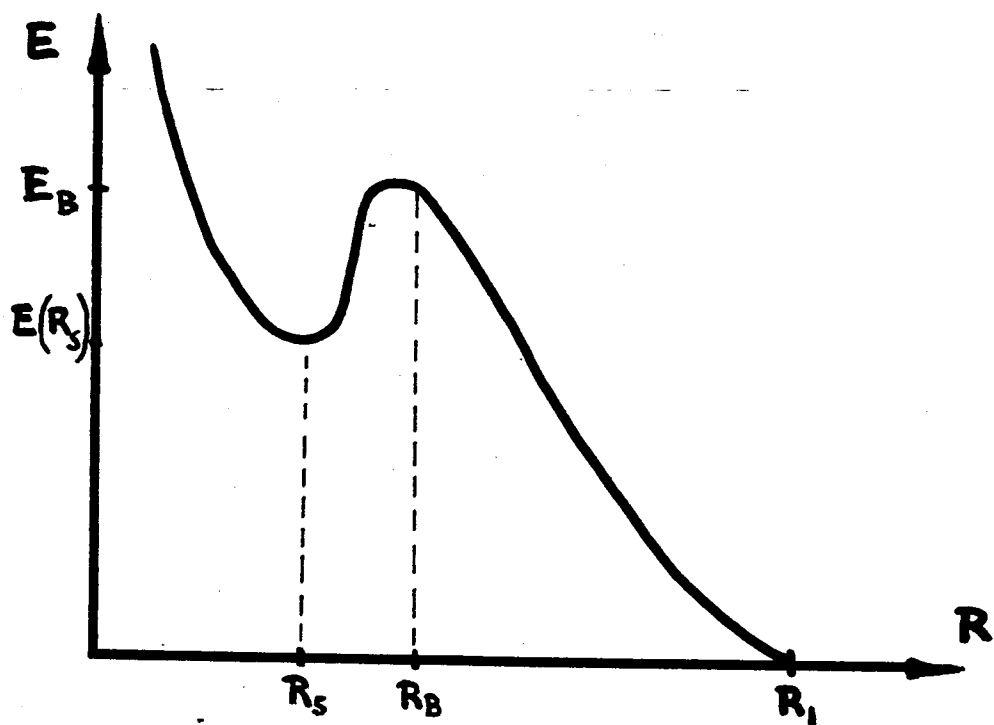


Figura III.5 - Esquema de la relación energía -radio de una strangelet capaz de iniciar eventos tipo Centauro.

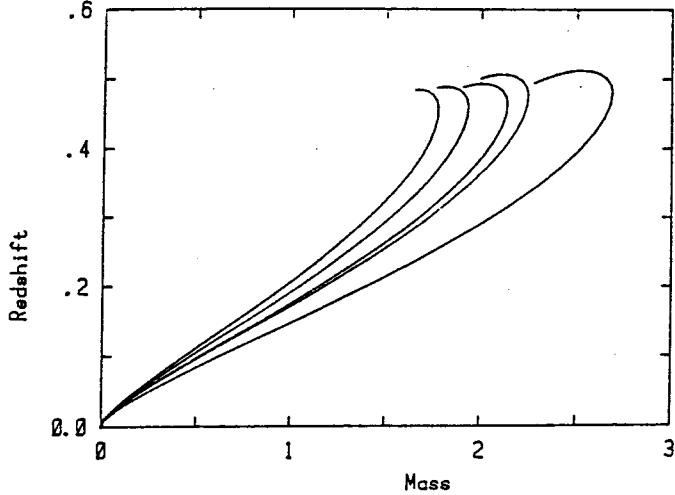
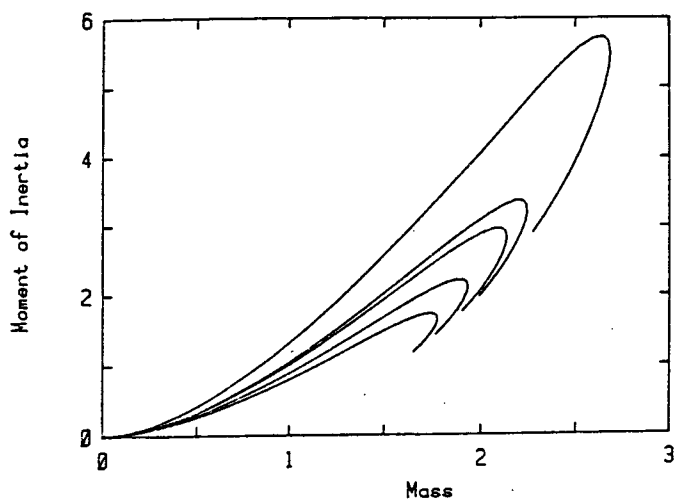
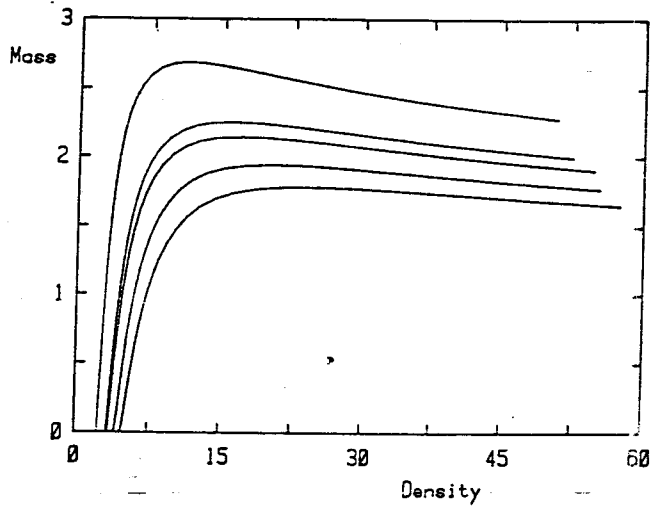
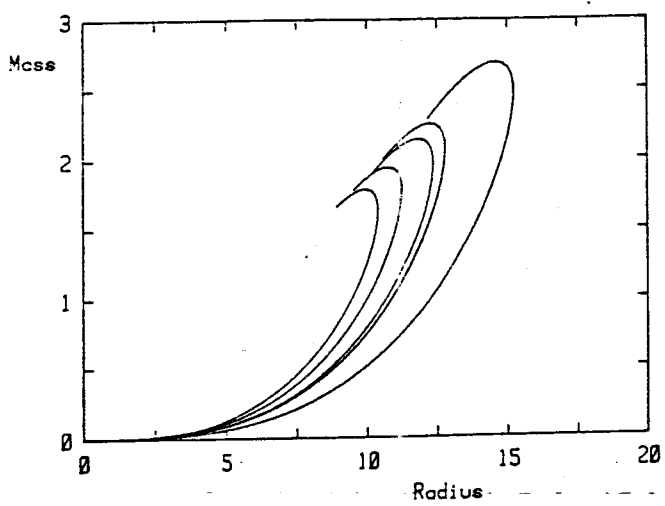


Figura III.6 - Características de los modelos homogéneos de EE. a) masa (M_{\odot}) vs. radio (km); b) masa (M_{\odot}) vs. densidad central ($10^{14} \text{ g cm}^{-3}$); c) momento de inercia (10^{45} g cm^2) vs. masa (M_{\odot}) y d) corrimiento al rojo vs. masa (M_{\odot}). En todos los gráficos el ordenamiento es A, B, D, C, E donde estas secuencias siguen los rótulos de la Tabla III.2. (Vease referencia 68).

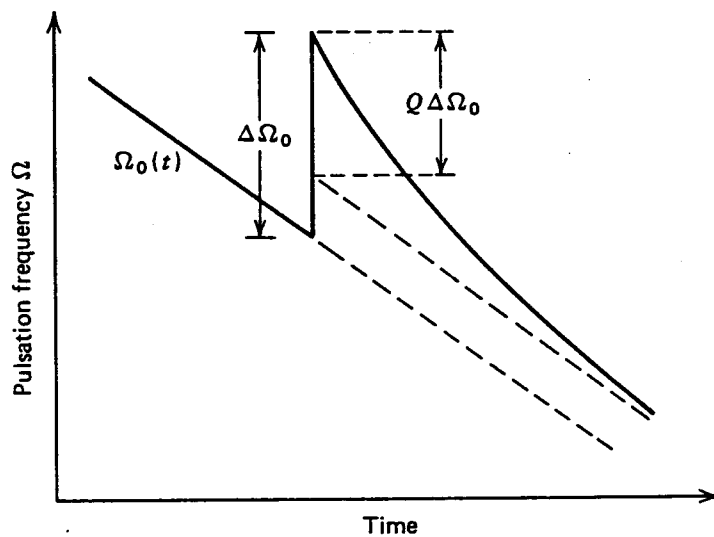


Figura IV.1 - Evolución temporal de la velocidad angular Ω durante un glitch del pulsar. (Vease referencia 69).

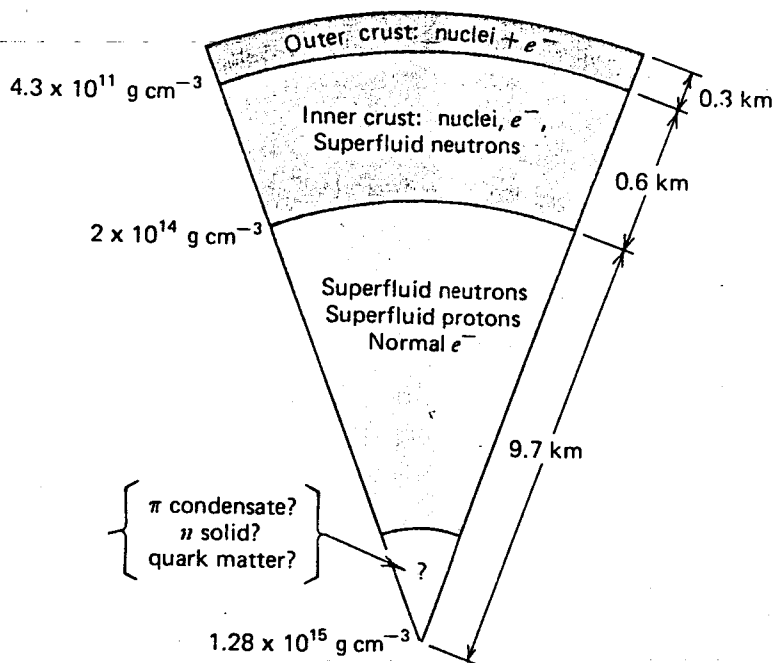


Figura IV.2 - Estructura estelar standard calculada con la ecuación de estado de Bethe-Johnson-I (referencia 44).

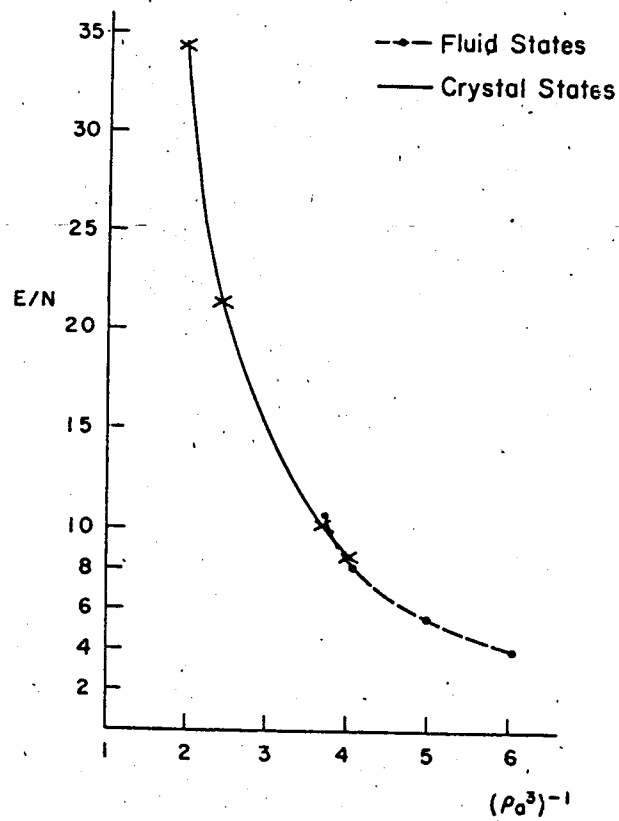


Figura IV.3 - Energía por partícula vs. $X(na^3)^{-1}$ para un sistema de Q_α con interacciones de esferas duras mostrando las fases fluida y sólida.

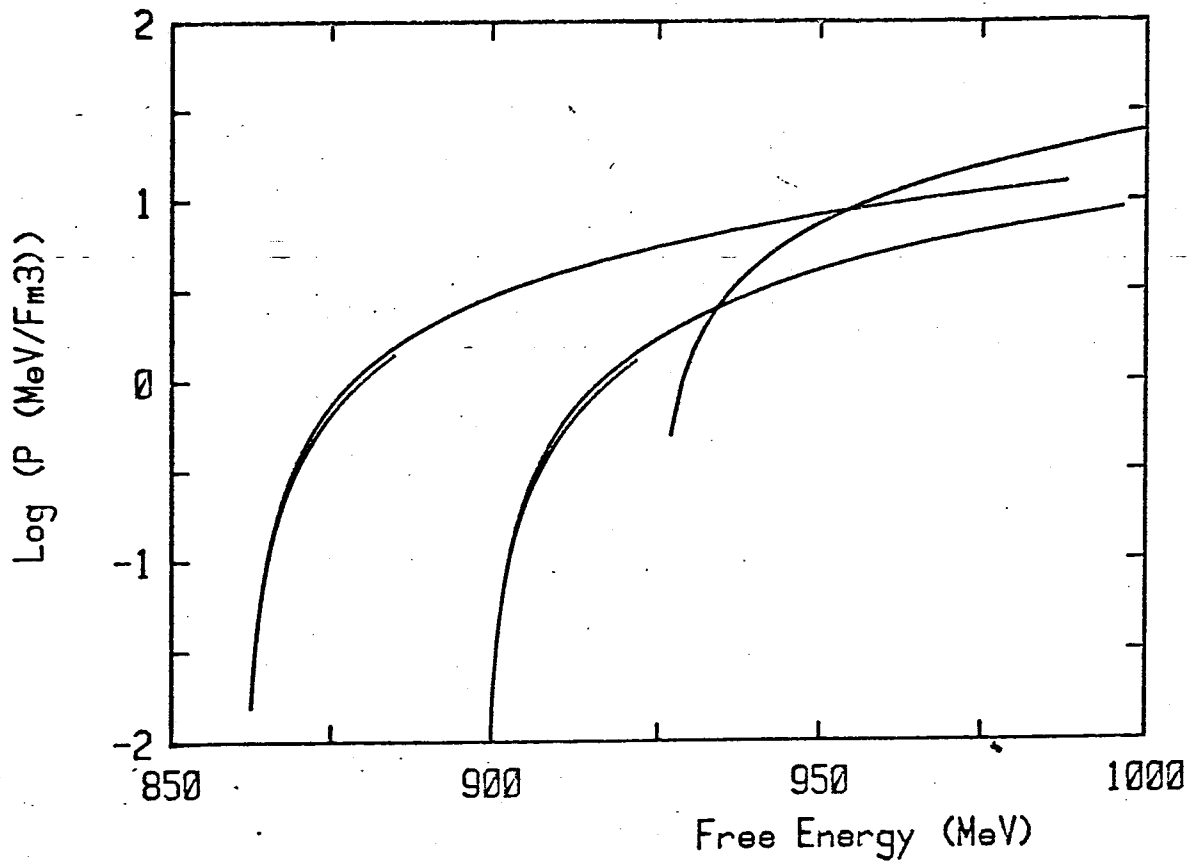


Figura IV.4 - Diagrama de presión vs. energía libre por partícula mostrando las fases preferidas a distintas presiones.

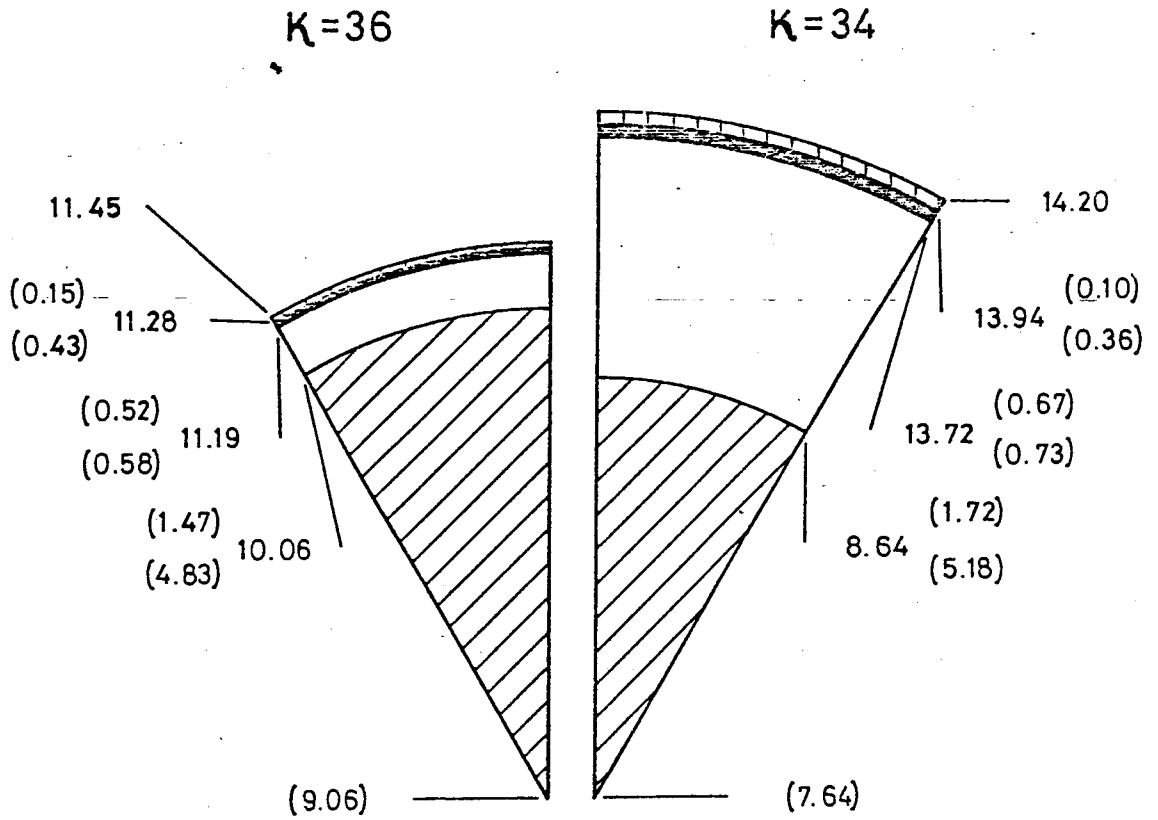


Figura IV.5 - Estructura de EE de $1.4 M_{\odot}$ mostrando las modificaciones provocadas por la inclusión de las Q_{α} . Las capas desde el centro hacia afuera son: materia extraña (rayado oblicuo), sólido de Q_{α} (blanco), fluido de Q_{α} (negro) y materia normal (rayado vertical). Los números corresponden a los valores del radio (en km) en cada interfase. Las densidades a ambos lados de las interfases se encuentran entre paréntesis (en $10^{14} \text{ g cm}^{-3}$).

Fase	Duración (años)
H	$2 \cdot 10^6$
He	$5 \cdot 10^5$
C	60
Ne	1
O	0.5
Si	10^{-2}
Colapso	10^{-6}

Tabla 1.1 - Duración de cada ciclo nuclear para un objeto de $25 M_{\odot}$.

Mod.	Masa (M_{\odot})	γ_L	K_0 (MeV)	Γ	Energía exp. (10^{51} erg)
A	12	$\frac{1}{3}$	140	2	3.2
B	15	$\frac{1}{3}$	140	2.5	1.7
C	13	0.38	140	2.5	2.1

Tabla I.2 - Ecuaciones de estado blandas elegidas para verificar la consistencia entre las explosiones obtenidas con ellas y los remanentes observados. (Véanse referencias 11 y 13).

u	Q	Free neutrons			Bethe — Johnson I			
		T_2	μ_2	ΔP	Q	T_2	μ_2	ΔP
2.0	151	53.3	257.6	13.7	140	51.5	259.7	4.3
2.5	146	54.5	280.9	35.8	144	54.2	281.2	17.3
3.0	134	53.9	302.8	57.4	144	55.9	300.7	26.0
3.5	118	52.3	323.4	78.5	143	57.2	318.4	29.8

Tabla II.1 - Cantidades termodinámicas obtenidas de las ecuaciones II.18a, II.18b y II.18c para distintos valores de $u = \rho/\rho_0$. La energía liberada por neutrón convertido Q (MeV), temperatura del plasma T_2 (MeV), potencial químico μ_2 (MeV) y diferencia de presiones entre las fases ΔP (MeV fm⁻³) se muestran para FN y BJ1.

Free Neutrons								
u	P_2	X_2	μ_2	T_2	n_2	S_{B2}	v_1	v_2
2.0	81.5	3.346(-4)	292.9	60.2	0.468	5.55	0.715	0.235
2.5	162.6	2.547(-4)	336.9	62.4	0.673	5.07	0.763	0.332
3.0	239.8	2.094(-4)	372.8	61.0	0.862	4.54	0.783	0.377
3.5	315.4	1.790(-4)	404.4	57.5	1.043	4.54	0.783	0.377
Bethe — Johnson I model								
u	P_2	X_2	μ_2	T_2	n_2	S_{B2}	v_1	v_2
2.0	52.9	3.683(-4)	279.4	55.9	0.401	5.43	0.657	0.128
2.5	124.7	2.835(-4)	319.1	61.0	0.581	5.22	0.713	0.231
3.0	182.5	2.428(-4)	345.2	63.1	0.721	5.01	0.724	0.252
3.5	231.1	2.194(-4)	363.5	64.8	0.830	4.90	0.721	0.245

Tabla II.2 - Parámetros de la detonación. Vease el texto para la notación. La presión P se da en MeV fm^{-3} , X en MeV , μ_2 y T_2 en MeV , n_2 en fm^{-3} y S_{B2} en unidades de k_B . Las velocidades v_1 y v_2 están en unidades de c .

u	Free Neutrons		Bethe-Johnson I model	
	t_M	E_k	t_M	E_k
2.0	0.05185	6.244	0.05648	1.020
2.5	0.04512	17.704	0.04829	5.883
3.0	0.04135	25.426	0.04475	6.679
3.5	0.03872	31.500	0.04273	7.050

Tabla II.3 - Energía cinética de la detonación. El tiempo t_M se da en milisegundos y E_k en f.o.e (10^{51} erg).

Primary energy	~	1000 TeV
Production height	~	50 m above apparatus 500 g/cm ² from the top of the atmosphere
Fireball mass	~	200 GeV
Fireball multiplicity	~	100
Multiplicity of π^0 and e in the fireball	~	0
$\langle p_{\perp} \rangle$ of secondaries from the fireball	~	1.7 ± 0.7 GeV

Tabla III.1 - Características del evento Centauro.

Seq.	B (MeV/Fm ³)	Ms (MeV)	a	b	Error (%)	Type	Mmax/Mo	
A	60	50	0.0	0.00211	0.06137	1.3	e	-
	60	150	0.0	0.09558	0.36440	3.9	e	-
	60	250	0.0	0.26017	0.42155	8.1	e	-
	75	50	0.0	-0.00260	0.05474	0.9	e	-
	75	150	0.0	0.09276	0.33954	3.4	e	-
	90	50	0.0	0.00139	0.04980	0.7	e	-
B	50	50	0.3	-0.00386	0.07363	0.9	e	-
	50	150	0.3	0.06870	0.42057	4.9	e	-
	50	250	0.3	0.21113	0.55792	11.8	e	-
	60	50	0.3	-0.00413	0.06613	0.6	e	-
	60	150	0.3	0.06644	0.39220	4.4	e	-
	70	50	0.3	-0.00437	0.06036	0.5	e	-
C	40	50	0.6	-0.00317	0.09198	0.7	m	2.35
	40	150	0.6	0.05881	0.50433	5.5	m	2.19
D	40	250	0.6	0.17506	0.75207	15.9	m	1.90
	45	50	0.6	-0.00401	0.08503	0.5	m	2.21
	45	150	0.6	0.05748	0.47815	5.0	m	2.07
	50	50	0.6	-0.00627	0.07927	0.5	m	2.03
E	25	50	0.9	0.00822	0.14011	0.5	p	-
	25	150	0.9	0.00578	0.70856	8.8	m	0.15
	25	250	0.9	0.08692	1.05140	26.5	m	1.35
	31	50	0.9	0.00804	0.11937	0.5	p	-
	31	150	0.9	0.00346	0.63400	8.1	p	-
	37	50	0.9	0.01122	0.10425	0.6	p	-

Tabla III.2 - Modelos homogéneos de EE.

Table 10.1
Observations of Glitches and Post-Glitch Behavior for Three Pulsars

Date	Pulsar	Reference	$\Delta\Omega_0/\Omega_0$	$Q(\times 100)$	$\tau(d)$
3/69	Vela	<i>a</i>	2.34×10^{-6}	3.4 ± 1.0	75 ± 20
8/71	Vela	<i>a</i>	1.96×10^{-6}	3.5 ± 0.1	60 ± 10
12/71	Vela	<i>a</i>	1.17×10^{-8}	55^{+21}_{-12}	80 ± 20
10/75	Vela	<i>a</i>	2.01×10^{-6}	8.8 ± 0.8	40 ± 5
7/78	Vela	<i>a</i>	3.05×10^{-6}	2.4 ± 0.5	55 ± 5
10/81	Vela	<i>b</i>	1.14×10^{-6}	?	?
9/69	Crab	<i>c</i>	$\sim 10^{-8}$	~ 93	~ 4.1
10/71	Crab	<i>d</i>	2×10^{-9}	~ 96	15
2/75	Crab	<i>d</i>	3.7×10^{-8}	~ 96	15
$\sim 9/77$	1641 - 45	<i>e</i>	1.9×10^{-7}	?	31000

Tabla IV.1 - Glitches observados en los pulsars de Vela y Cangrejo.