



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

“¿DONDE ESTA LA NS 1987A EN LA SN 1987A?”

T E S I S

**QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)**

**PRESENTA:
CRISTIAN GIOVANNY BERNAL**

**DIRECTORES DE TESIS :
DR. DANY PAGE ROLLINET
DR. WILLIAM LEE ALARDÍN**

MAYO DE 2009



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

¿Donde está la NS 1987A en la SN 1987A?
Tesis Doctoral

Cristian Giovanni Bernal
Tutor: Dany Page Co-tutor: William Lee

Mayo de 2009

Índice general

Dedicatoria	VII
Agradecimientos	IX
Resumen	XI
Abstract	XIII
1. Introducción	1
1.1. Supernovas en Números	4
1.1.1. Clasificación	4
1.1.2. Asociaciones RSN – Pulsares	6
1.1.3. Evidencia de Nuevas Clases de Estrellas de Neutrones	7
1.2. La Supernova 1987A	8
1.2.1. El Descubrimiento	8
1.2.2. Las Observaciones	12
1.2.3. Características	13
1.3. El Objeto Compacto de SN 1987A	16
1.3.1. Detecciones	16
1.3.2. Las Propuestas Para el Remanente Compacto	19
2. El Escenario de SN 1987A	23
2.1. El Paradigma del Colapso del Núcleo	23
2.2. Acreción Simétricamente Esférica	31
2.2.1. Acreción de Bondi Sobre el Núcleo de SN 1987A	37
2.3. Plasmas MHD	38
2.3.1. Los Parámetros de un Plasma	41

2.3.2.	Magnetohidrodinámica (MHD)	45
2.3.3.	Campos Magnéticos Congelados	51
3.	El Modelo de Acreción Hipercrítica	57
3.1.	Introducción al Problema	57
3.2.	Acreción Hipercrítica de Bondi	59
3.3.	El Radio de Atrapamiento	62
3.4.	El Choque de Acreción	63
3.5.	El Radio de Choque	65
3.6.	La Estructura de la Acreción Hipercrítica en el Escenario de SN 1987A	68
3.6.1.	Las Tasas de Acreción y el Parámetro de Acreción Hipercrítica	69
3.6.2.	Los Radios de Atrapamiento y de Choque	69
3.6.3.	Los Valores de las Variables en el Choque	69
3.7.	Ecuación de Estado de la Materia Densa	72
3.8.	Procesos de Emisión de Neutrinos	74
3.9.	Sumergencia del Campo Magnético	76
3.9.1.	Las Escalas de Tiempo y el Campo Magnético	78
4.	La Aproximación Numérica	81
4.1.	Investigaciones Numéricas Previas	81
4.2.	El Código AMR Flash2.5	84
4.2.1.	Instalación y Puesta en Marcha	84
4.2.2.	Los Módulos de FLASH2.5	87
4.2.3.	Fijando un Problema	93
4.2.4.	Modificando Módulos	93
4.3.	Construcción Numérica del Modelo	94
4.3.1.	Los Parámetros del Problema	94
4.3.2.	Las Condiciones Iniciales	94
4.3.3.	Las Condiciones de Frontera	100
4.3.4.	Escalabilidad del Código	101
5.	Resultados y Discusión	103
5.1.	Simulaciones HYDRO (Esfera) 2D	103
5.2.	Simulaciones HYDRO & MHD (Columnas) 2D	112
5.2.1.	Columna Chica Sin Campo Magnético	112
5.2.2.	Columna Chica Con Campo Magnético	117
5.2.3.	Columna Grande Con Campo Magnético	126
5.3.	Simulaciones MHD 3D (Columnas)	133

5.3.1. Columns 3D	135
5.3.2. Proyección 2D en el plano (x, y)	140
5.3.3. Perfiles Radiales 1D	146
5.4. Redifusión Del Campo Magnético	148
6. Conclusiones y Trabajo Futuro	157
Apéndice A	167
.1. Energía y Polítropos	167
Apéndice B	171
.2. Modificaciones a los Módulos de FLASH2.5	171
.2.1. Módulo de Gravedad (Gravity/ptmass)	171
.2.2. Módulo de la Ecuación de Estado (eos/helmholtz)	173
.2.3. Módulo de Enfriamiento por Neutrinos (cooling/neutrinos)	176
Referencias	179

Dedicatoria

Para Ana Gilka y Layan, los faros que guían mi vida...

Agradecimientos

Antes que nada, quisiera rendir un homenaje muy especial a mi madre, quien siempre confió plenamente en mí y a quien debo la vida, literalmente. A mi esposa Ana Gilka quien se convirtió en el centro de mi vida y a mi hijo Layan... un sueño hecho realidad.

Al iniciar esta investigación he tenido la fortuna de contar con el Dr. Dany Page Rollinet como mi director de tesis y como un amigo que ha puesto su confianza en mí para sacar adelante este proyecto. Él me guió con gran habilidad a través de los intrincados problemas físicos y técnicos que surgieron en el camino y puso a mi servicio todas las herramientas necesarias para llevar a feliz término esta investigación. Siempre será un gran privilegio trabajar con él. También quisiera dar las gracias a mi co-director de tesis, el Dr. William Lee Alardín, por su interés en encaminarme por esta nueva fase de mi carrera y ser mi mentor desde la Maestría hasta el Doctorado. Dany y William me confiaron un problema en la frontera de la Astrofísica, el cual tuve el privilegio de trabajar bajo su total supervisión. Por su paciencia, confianza y perseverancia les estoy muy agradecido.

Estoy en deuda con algunos investigadores del IA-UNAM y del IAG-USP de Brasil que han ayudado a reforzar y a criticar primitivos borradores de este trabajo, y con muchos amigos de mi posgrado con los que he compartido momentos inolvidables y que ayudaron a adaptarme definitivamente a esta linda Tierra llamada México. Si tuviera que nombrarlos a todos, me llevaría varias páginas hacerlo. No obstante, quiero expresar un agradecimiento muy especial a la Dra. Elisabete M. de Gouveia Dal Pino, investigadora del IAG-USP en la Universidad de Sao Paulo, por su gran ayuda con todos los pormenores de la parte técnica y científica que me ayudó a esclarecer, al Dr. Manuel Peimbert Sierra por sus constantes consejos constructivos no sólo como astrónomo sino también como amigo, al Dr. Marco Martos por su paciencia y ayuda con todos los trámites burocráticos a los que lo sometí y a la Dra. Margarita Rosado por ser parte de mi comité tutorial y presionarme un poco cuando lo necesité.

A Primoz y Laura por su amistad incondicional, a Tomás y Lucia por su amistad, a Diego y Eria por su confianza y amistad y por las discusiones ocasionales de nuestros trabajos, a Alenka y Andrés porque me han considerado un amigo de verdad y siempre

estuvieron pendientes de Layan, a Juan, Verónica y Mamadou por su franca amistad y por los momentos alegres que hemos pasado al final de esta fase, a Bernardo, Paolo, Russlan, Manolo y Farah por su confianza en mi habilidad, por su amistad y por las agradables tardes de almuerzo que compartimos los últimos semestres. A Nahiely, Janet, Mercedes, Jillian, Lirio, Liliana, Anahi y Ruth por ser la parte estudiantil femenina de la astronomía en el IA, es decir, la parte linda y alegre y con quien siempre fue agradable poder interactuar.

Quiero también expresar un agradecimiento muy especial a toda la comunidad colombiana que vive en México y que compartió conmigo muchos momentos tristes y alegres, pero que siempre estuvieron allí para darme ánimos y energía para continuar en la lucha. A Holber y Liz porque sin su ayuda yo no hubiera podido venir a México a estudiar, a los caleños de química y nucleares por las constantes rumbas que hacían que el stress del trabajo de toda la semana desapareciera, a todos los colombianos que estudian en la UNAM y con quienes compartimos un sin fin de fiestas, comidas y celebraciones y por supuesto, al **Gato Macho** que se convirtió en mi tercer hogar. Allí siempre estuvieron presentes amigos y colegas, entre ellos Eduardo y Flavia, Felix y los norteños, las pastuzas y sus primas, y cantidades de amigos mexicanos que siempre estarán presentes en mis remembranzas de ese lugar.

Finalmente, quisiera dar las gracias al Instituto de Astronomía de la UNAM y a todo su cuerpo académico y administrativo por su hospitalidad, por su interés en hacer de sus estudiantes personas de bien y por poner a mi disposición todo lo necesario para hacerme sentir un colega más en el instituto. Al departamento de Astrofísica Computacional, liderado por Liliana Hernandez con quien siempre hubo una interacción muy formal y armónica. A Verónica Mata y a todo el personal de biblioteca por su simpatía y amabilidad, y a todo el personal de limpieza por tener nuestros lugares de trabajo siempre limpios y listos para empezar bien cada mañana.

Un agradecimiento total a la UNAM, la más preciosa casa de estudios, que me acogió cálida y hospitalariamente y puso a mi disposición una beca de estudios para hacer posible esta realización profesional. A todos los mexicanos a quienes les quedo eternamente agradecido y espero retribuirles algún día por todo lo que me dieron y de quienes he tomado tanto.

Resumen

Durante poco más de 22 años los astrónomos han estudiado la impresionante supernova 1987A (SN 1987A), la primera supernova que pudo observarse a simple vista en casi 400 años. Lo que se ha aprendido a partir de esta supernova ha cambiado significativamente la forma de entender como terminan sus vidas las estrellas masivas. Los neutrinos provenientes de SN 1987A, que fueron detectados en observatorios terrestres, confirmaron la formación de una estrella de neutrones en el núcleo de la supernova. Sin embargo, este remanente compacto ha eludido todas las observaciones posteriores. Al día de hoy se sigue buscando evidencia observacional de una estrella de neutrones o un hoyo negro en el centro de la explosión. Nuevos observatorios espaciales y enormes telescopios terrestres, con nuevos y mejorados instrumentos continuarán en la búsqueda, en el futuro cercano, de este *Santo Grial* de la Astrofísica de Altas Energías. No obstante, simulaciones numéricas 2D y 3D de los procesos de colapso y explosión de supernovas, están dando nuevas luces de cual pudo ser el destino del objeto compacto en el corazón de SN 1987A.

En esta tesis se considera el efecto de la acreción de materia sobre la superficie de una estrella de neutrones recién nacida. Además, se modela la reacción del campo magnético de una estrella compacta (sea esta una estrella de neutrones o de quarks) a la acreción hipercrítica que ocurre unas horas después de la explosión de una supernova. El objetivo es determinar si es posible que esta acreción logre sumergir el campo magnético dentro de la estrella resultando en una estrella compacta desmagnetizada. Tomando como referencia un modelo analítico de acreción hipercrítica sobre objetos compactos, se construye un modelo numérico para SN 1987A. Con este modelo se hacen simulaciones 2D y 3D hidrodinámicas (HD) y magnetohidrodinámicas (MHD) y se investigan posibles inestabilidades MHD asociadas con la compresión del campo magnético sobre la superficie de la estrella de neutrones. Se utilizó el código AMR FLASH2.5 para realizar las simulaciones HD y MHD de la acreción hipercrítica en SN 1987A. Finalmente, se considera la gran pregunta: ¿Dónde está la NS 1987A en la SN 1987A?

Abstract

During almost 22 years astronomers have studied the impressive supernova 1987A (SN 1987A), the first supernova that could be observed at naked eye in almost 400 years. Everything that has been learned from this supernova has significantly changed the way we understand how massive stars end their lives. The neutrinos from SN 1987A, that were detected in terrestrial observatories, confirmed the formation of a neutron star in the core of the supernova. Nevertheless, this compact object has eluded all later observations. Today the search for a neutron star or a black hole in the center of the explosion continues. New space observatories and enormous terrestrial telescopes, with new and improved instruments will continue the search, in the near future, of this *Holy Grail* of the High Energy Astrophysics. However, 2D and 3D numerical simulations of the processes of collapse and explosion of supernovae, are giving new lights of what could have been the destiny of the compact object in the heart of SN 1987A .

In this thesis we considered the effect of the accretion of matter onto the surface of a new born neutron star. In addition, the reaction of the magnetic field of the compact star (quark star or neutron star) to the hypercritical accretion that occur hours after of supernova explosion is modeled. The objective is to determine if it is possible that this accretion drive the submergence of the magnetic field within the star, resulting in a demagnetized compact star. Starting from an analytical model of hypercritical accretion onto compact objects, we build a numerical model for SN 1987A. With this model we perform 2D and 3D hydrodynamics (HD) and magnetohydrodynamics (MHD) simulations and investigate possible MHD instabilities associated with the compression of the magnetic field onto the the neutron star surface. The AMR FLASH2.5 code was used to perform the HD and MHD simulations of the hypercritical accretion in SN 1987A. Finally, the great question is considered: Where is the NS 1987A in the SN 1987A?

Capítulo 1

Introducción

Una supernova es uno de los fenómenos más violentos que ocurren en el Universo. Son vastas explosiones en las que una estrella muy masiva muere de forma violenta. Usualmente son fenómenos extragalácticos, apareciendo como *estrellas nuevas* en la galaxia huésped. Las supernovas son extremadamente brillantes y su luminosidad puede sobrepasar la de la galaxia en su totalidad ($\sim 10^{10} L_{\odot}$). Dado que la mayoría de las supernovas ocurren en galaxias distantes, son demasiado ténues para estudiarlas con gran detalle, incluso con los grandes telescopios de la actualidad. No obstante, ocasionalmente ocurren en galaxias cercanas, y entonces es posible un estudio detallado en diferentes longitudes de onda. Cuando este fenómeno ocurre en nuestra propia galaxia, se puede ver incluso a la luz del día por algunas semanas. La dificultad de observar una supernova en su máximo es una prueba de que no se puede predecir su aparición ni programar el tiempo de observación en los telescopios más grandes del mundo por adelantado. Más aún, estas son efímeras y deben ser cuidadosamente observadas múltiples veces dentro de las primeras semanas, si es que se descubren después de pasar el brillo máximo, pues este es esencial para la calibración.

Desde épocas antiguas, observadores de los cielos han registrado en anales y archivos astrológicos la aparición de estas estrellas nuevas en un Universo que se consideraba eterno y sin cambios. Quizá la supernova más brillante registrada, dentro de la historia humana, apareció en el cielo del planeta en el año 1006 DC. Se reportó que su brillo era tal que se podía leer en las noches. Este evento fue registrado por astrólogos en Europa, China, Japón, Egipto e Irak. Con base en sus escrituras, se puede concluir que esta supernova apareció en el cielo alrededor del 30 de abril de 1006 y desapareció de la vista un año después. El remanente sigue siendo visible a los astrónomos modernos en la constelación de Lupus. Hoy se le conoce como SN 1006. Solo 48 años después, otra supernova fue registrada por el cronista chino Ming Taun-Lin, el 4 de julio de 1054. Ese año, una estrella huésped apareció en el cielo nocturno en la constelación de Taurus. El astrólogo de la corte Yan

Wei-T'e, durante la dinastía Sung, hizo notar que “...después de un año se hizo invisible”. Además de haber sido cuidadosamente registrada y documentada en los registros oficiales de la dinastía Sung, la supernova fue observada por japoneses y coreanos y también se registró en un texto de medicina árabe. Hay evidencia (no concluyente) de que los europeos pudieron haber presenciado este evento también. En la actualidad, a la remanente de esta supernova se la conoce como la Nebulosa del Cangrejo (SN 1054). Pasaron más de 500 años para que otra estrella nueva apareciera en el cielo, de forma tan dramática. Fue observada por Tycho Brahe en 1572. Este extraño y anormal acontecimiento estaba en contravía con la creencia, en el mundo occidental, de que los cielos eran inmutables. Ahora es conocida como la supernova de Tycho (SN 1572). La última supernova que se pudo ver en la Galaxia fue registrada en 1604 por el famoso astrónomo Johannes Kepler y se conoce como la supernova de Kepler (SN 1604). Desafortunadamente, la supernova de Kepler fue la última supernova que se vio en el cielo a simple vista. Estas son las cuatro supernovas históricas (más seguras) catalogadas. La más brillante desde entonces ha sido SN 1987A, que ocurrió el 24 de febrero de 1987 en la Gran Nube de Magallanes (LMC), una pequeña galaxia satélite de la Vía Láctea (Green & Stephenson, 2003).

Solo con el seminal trabajo de Fritz Zwicky y Walter Baade en los años 30's se empezó a entender la real diferencia entre las Novas y las Supernovas, y la importancia de estas últimas como fuentes de energía del medio interestelar y como controladoras de la evolución química de las galaxias. Los primeros años de la radioastronomía (1940 – 1950) fueron influenciados por nombres familiares como Taurus A y Cassiopeia A, dos remanentes jóvenes de supernovas, y a la fecha, se han entregado un par de premios Nobel por el descubrimiento y el estudio de un fenómeno estrechamente relacionado: los pulsares (Martin Ryle & Antony Hewish, 1974: *descubrimiento de los pulsares*. Russell Alan Hulse & Joseph Hooton Taylor Jr, 1993: *descubrimiento de un pulsar en un sistema binario*).

En la actualidad, el estudio de las supernovas se ha desarrollado de forma dramáticamente rápida, con nuevos y enormes telescopios, avanzados instrumentos, nuevas y más precisas mediciones, modelos mejorados y nuevas interpretaciones. Todo esto está cambiando el entendimiento de este fenómeno y el papel que juega en la dinámica y evolución galáctica. Una muestra de este cambio, es el descubrimiento del progenitor de SN 1987A como una estrella supergigante azul en lugar de ser una supergigante roja, como dictaba entonces el paradigma. La impresionante capacidad de resolución del Telescopio Espacial Hubble (HST) y de los telescopios de la ESO han permitido estudiar la evolución de SN 1987A y la interacción de su onda de choque con el medio interestelar circundante, particularmente con el anillo óptico interno. También, el observatorio espacial de rayos X CHANDRA y el XMM NEWTON, entre otros, han mostrado imágenes sin precedentes de la evolución de la supernova. Ahora, hasta se pueden vislumbrar un par de chorros bipolares incipientes que salen del núcleo central. No obstante, ninguno de estos aparatos ha detectado el objeto

compacto central.

Por otro lado, se tiene ahora una mayor cantidad de objetos para un estudio más amplio y profundo de este fenómeno y la tasa de descubrimientos de nuevas supernovas ha crecido desde cerca de 2 supernovas por mes, a casi una supernova por día. Además, el volumen de espacio explorado se ha incrementado de forma impresionante, desde cúmulos de galaxias hasta objetos con corrimiento al rojo $z \geq 1$, siendo las supernovas tipo Ia las más interesantes y estudiadas en el área de la cosmología moderna, ya que sirven como *candelas* para medir distancias y analizar la evolución y la estructura del Universo a gran escala (B. W. Carroll & D. A. Ostlie, 2006).

En las secciones siguientes se presenta en más detalle la información relevante sobre las supernovas, en particular, sobre SN 1987A y se sitúa esta tesis en contexto. Se comenta brevemente sobre el descubrimiento de esta supernova, sus características más importantes y se enfatiza en los esfuerzos que se han hecho para detectar su remanente compacto. Además, se analizan las asociaciones entre los remanentes de supernovas y los pulsares (RSN – Pulsares), todo esto como base para comprender el mecanismo de formación y el posible destino de la estrella de neutrones en SN 1987A, así como la importancia y la urgencia de detectar este objeto compacto. En el capítulo 2 se desarrollan las teorías más relevantes y necesarias para el desarrollo de la tesis. En el capítulo 3 se presenta el problema a resolver, se hace un estudio analítico de la acreción hipercrítica hidrodinámica y se estudia el efecto de la acreción de materia sobre el campo magnético de la estrella de neutrones recién formada. En el capítulo 4 se muestra, paso a paso, la construcción numérica del modelo, se presenta el código AMR FLASH2.5 y los módulos de física que se necesitan en el modelo para realizar las simulaciones HD y MHD en 2D y 3D sobre mallas cartesianas y esféricas. En el capítulo 5 se muestran los resultados obtenidos después de realizar las simulaciones, se muestran los contrastes de densidad, presión y velocidad así como los perfiles radiales de estas variables y se compara con los modelos analíticos y con las observaciones. El capítulo 6 son las conclusiones de la tesis.

Así pues, el objetivo fundamental de la tesis es el de simular el efecto de la acreción hipercrítica de materia sobre la superficie de remanentes compactos, en particular, en el escenario de SN 1987A. Se analiza si el campo magnético de la estrella de neutrones recién nacida es destruido (o sumergido) por la acreción, lo que resultaría en una estrella de neutrones desmagnetizada, o bien, si el campo magnético logra difuminarse hacia la superficie, una vez que la tasa de acreción ha decrecido con el tiempo, haciendo emerger a este objeto compacto como un pulsar, en un tiempo no muy largo. Esto es lo que se conoce como el *encendido retrasado de un pulsar*. El efecto de la rotación diferencial sobre los flujos de acreción y su acoplamiento con el campo magnético no fue considerado en esta tesis, debido a que la energía rotacional es pequeña comparada con la energía de la acreción, para el régimen que se estudia en la tesis. No obstante, igual que para el caso del campo

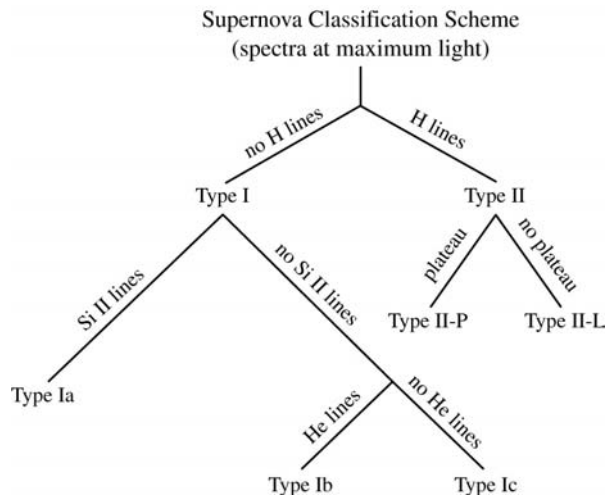


Figura 1.1: Clasificación de las supernovas con base en su espectro. Cortesía de B. W. Carroll & D. A. Ostlie, 2006.

magnético, una vez que la tasa de acreción decrece, la rotación podría empezar a jugar un papel importante en la dinámica del sistema. En estos casos, las conclusiones serían, quizá, inesperadas.

1.1. Supernovas en Números

1.1.1. Clasificación

La clasificación de las supernovas se hace generalmente con base en los espectros ópticos (tomados cerca de su máximo) pero, salvo algunas excepciones, también se utilizan sus curvas de luz (Cappellaro & Turatto, 2001). Las primeras dos clases principales de supernovas fueron identificadas por Minkowski en 1941, basado en la presencia o la ausencia de líneas de hidrógeno en sus espectros. Aquellas supernovas cuyos espectros ópticos tienen líneas de hidrógeno se clasifican como tipo II, mientras que aquellas supernovas con deficiencia de hidrógeno se clasifican como tipo I (Fig. 1.1).

Las supernovas tipo I (SN I) se subdividen además según el aspecto detallado de su espectro temprano. Así, las SN Ia están caracterizadas por una fuerte absorción cerca de 6150 \AA que corresponde a SiII. Las SN Ib tienen la característica, por el contrario, de mostrar líneas prominentes de HeI. Supernovas tales como SN 1994I, no tienen ni SiII ni

líneas de HeI y se clasifican como SN Ic. En muchos casos hay poca distinción entre estos dos últimos tipos y por tanto se señalan como SN Ib/c.

Cuatro subclases de supernovas tipo II se mencionan comúnmente en la literatura: IIP, IIL, I Ib y IIn. SN IIP (Plateau) y SN IIL (Lineal) constituyen el grupo de casi todas las SN II y se designan a menudo como SN II normales. SN 1987A pertenece a esta clase. La subclasificación se hace según la forma de las curvas ópticas de luz. Las luminosidades de SN IIP se detienen, declinando poco después del máximo, formando 2 – 3 Plateaus los meses siguientes. SN IIL, por otra parte, muestran una declinación lineal e ininterrumpida en la luminosidad. De hecho, no hay diferencias espectrales claras entre estos dos tipos, pero sus progenitores se diferencian por la cantidad de hidrógeno que tenían en sus envolventes.

Unos pocos objetos se han encontrado que tienen espectros tempranos similares al tipo II y espectros tardíos similares al tipo Ib/c, por esta razón han sido llamados SN I Ib. El primero de tales objetos fue SN 1987M. Un número de SN II peculiares ha sido agrupado en la clase SN IIn, porque tienen *líneas estrechas de emisión*. Los espectros de estos extraños objetos tienen una evolución lenta y son dominados por fuertes líneas de emisión de Balmer. Algunas veces, las SN Ib/c y SN IIn son asociadas con estallidos de rayos gamma (GRBs). Para denotar estos objetos particularmente energéticos se ha utilizado el término *Hipernova*, aunque su significado no está bien definido o universalmente aceptado (W. Hillebrandt & B. Leibundgut, 2002).

Físicamente, hay dos tipos fundamentales de supernovas, basados en qué mecanismo las accionan: Las supernovas Termonucleares y las supernovas con Colapso del Núcleo. Solamente las SN Ia son de tipo termonuclear mientras que el resto se forma por el colapso del núcleo de una estrella masiva. Las SN Ia se encuentran en todos los tipos de galaxias y no se asocian a los brazos de galaxias espirales tan fuertemente como las demás. Los otros tipos de supernovas aparecen principalmente en galaxias espirales y se han asociado a la población de estrellas masivas progenitoras.

La teoría más aceptada de las SN Ia es que son el resultado de la acreción de materia sobre una enana blanca proveniente de una estrella compañera cercana (típicamente una gigante roja) hasta que alcanza el límite de Chandrasekhar. Si una enana blanca se encuentra en un sistema binario cercano con una estrella de la secuencia principal, cuando la estrella de la secuencia principal se expande como una gigante o una supergigante, comenzará a acretar gas sobre la enana blanca. Esto es muy similar al “CIA” (Colapso Inducido por Acreción) y no se debe confundir con la SN Ia. Este fenómeno también parece que ocurre aunque nunca se ha observado. Lo que sucede en las SN Ia es que la temperatura interna de la enana blanca aumenta a tal punto que empieza el quemado de C y O a Fe y la energía producida por este proceso es superior a la energía de amarre gravitacional de la enana blanca. Con esto, la enana blanca se deshace y la supernova que resulta no deja ningun remanente compacto. Esto es, la enana blanca se convierte en una bomba de fusión,

y es aniquilada totalmente por la explosión. La cantidad de energía liberada en la explosión está alrededor de los 10^{51} erg, tanta energía como la que el Sol ha irradiado durante toda su vida.

Se cree que SN 1006 y las supernovas observadas por Tycho (SN 1572) y por Kepler (SN 1604) fueron tipo I. Por otro lado, la supernova del Cangrejo (SN 1054) y SN 1987A fueron tipo II.

1.1.2. Asociaciones RSN – Pulsares

La predicción hecha por Baade & Zwicky (1934) de que las estrellas de neutrones se forman dentro de las explosiones de supernova sigue siendo una de las aseveraciones más impresionantes de la Astronomía y uno de sus más grandes triunfos. De hecho, el descubrimiento en 1968 de los radio-pulsares jóvenes en los remanentes de supernova (RSN) de Vela y del Cangrejo establecieron la naturaleza de las estrellas de neutrones como radio-pulsares confirmando la conexión entre los RSN y las estrellas de neutrones. Entonces, ¿por qué después de 40 años, todavía hay necesidad de repasar el tema?

Las estrellas de neutrones jóvenes son interesantes por muchas razones: proporcionan uno de los pocos medios de estudiar la ecuación estado de la materia con densidad nuclear, permiten hacer pruebas de la estructura interna de las estrellas de neutrones, facilitan el estudio del mecanismo de emisión magnetosférico vía observaciones de rayos X y rayos gamma, y tienen energías más grandes de *frenado de spin* que otros procesos magnetosféricos, tales como vientos y chorros relativistas que han podido ser observados. Además, el estudio de los RSN da luz sobre la composición y la estructura de los progenitores, la física del colapso del núcleo y de los choques fuertes, los lugares de aceleración de rayos cósmicos, y la evolución del medio interestelar. Asociando las estrellas de neutrones con los RSN, se obtiene información importante de cada una de ellas, que sería inacequible si no estuvieran asociadas. Las asociaciones proporcionan medios de obtener estimaciones independientes de la edad y de la distancia, que pueden acotar más precisamente las características de nacimiento de las estrellas de neutrones, a saber, su período, su campo magnético, distribuciones de luminosidad y velocidad, y también ayudan a interpretar el espectro del remanente, su morfología, y estados de evolución (V. Kaspi, 2000). Descubrir y estudiar el remanente compacto de SN 1987A sería uno de los grandes logros en la historia de la Astronomía.

Ahora bien, si se trabaja sobre la hipótesis de que todos los pulsares nacen en las supernovas, es necesario considerar solo los pulsares más jóvenes y preguntarse si estos están asociados con RSN (V. Kaspi, 1998, para ver tabla con los datos de todos los radio-pulsares publicados a la fecha con edades características de 25 kyr). Este corte en la edad es arbitrario, así como es deliberada la inclusión de los pulsares más jóvenes únicamente. Sin

embargo, las asociaciones que involucran pulsares más viejos son más difíciles de evaluar. Primero, la evidencia sugiere que los RSN disminuyen su intensidad en escalas de tiempo $\sim 20 - 25$ kyr, que es un tiempo mucho más corto que el tiempo de vida del pulsar. En segundo lugar, un pulsar joven se mueve de su lugar del nacimiento una distancia del orden de,

$$d \simeq 12 \left(\frac{v}{450 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{\tau}{25 \text{ kyr}} \right) \text{ pc}, \quad (1.1)$$

donde τ es su edad verdadera. En consecuencia, el pulsar puede estar bastante alejado del centro de la supernova y, en algunos casos, puede salir del RSN si la velocidad es suficientemente alta, $v \simeq 1000 \text{ km s}^{-1}$, lo que hace muy difícil el encontrar un pulsar asociado al RSN. Por otro lado, es muy posible que el pulsar no esté apuntando hacia la Tierra y esto haría que la luminosidad observada sea inferior a la que se esperaría de un pulsar bien alineado con la visual (Camilo, 2003). Esto indica, también, que sea cual fuere la naturaleza del objeto compacto en SN 1987A, este aún podría permanecer en el RSN o bien, estar muy alejado del centro de la explosión. Así bien, encontrar nuevos tipos de estrellas de neutrones explicaría mucho sobre la ausencia en los remanentes estudiados y nos daría pistas sobre la ausencia del objeto compacto en SN 1987A.

1.1.3. Evidencia de Nuevas Clases de Estrellas de Neutrones

Ahora hay evidencia significativa de que no todas las estrellas de neutrones jóvenes se manifiestan como radio-pulsares. La única prueba de que esto era cierto se basaba en los estudios estadísticos de las poblaciones de pulsares. La tasa de supernovas en la galaxia ha sido estimada en $0,025 \pm 0,006 \text{ yr}^{-1}$ (Tammann et al., 1994). De estas, entre el 85 – 90 % son tipo Ib y II (i.e, producen remanentes estelares compactos). Se piensa que la tasa de formación de hoyos negros es pequeña, o al menos es un porcentaje pequeño. La tasa de nacimiento de los pulsares para luminosidades en radio mayores que 1 mJy kpc^2 es $0,010 \pm 0,007 \text{ yr}^{-1}$ (V. Kaspi et al., 1999). Dado que debe haber pulsares de baja luminosidad, el buen acuerdo entre la tasa de nacimiento de pulsares y la tasa de supernovas que producen estrellas de neutrones es razonable. Existe, sin embargo, un problema bien reconocido por la comunidad astronómica, y es que la mayoría de RSN no contienen pulsares visibles. Esto puede deberse tal vez a que hay efectos significativos de selección en contra de hallar radio-pulsares en RSN. De hecho, evidencia independiente nos dice que una significativa fracción de estrellas de neutrones jóvenes tienen características muy diferentes a las de los radio-pulsares como el Cangrejo.

En resumen, se ha encontrado evidencia observacional de tres clases de fuentes inusuales de alta energía, las cuales se cree que pueden ser estrellas de neutrones jóvenes aisladas: Los

Pulsares Anómalos de Rayos X (Anomalous X-Ray Pulsars: AXPs), los Repetidores Suaves de Rayos Gamma (Soft Gamma Repeaters: SGRs) y las Estrellas de Neutrones Inactivas (“Quiescent” Neutron Stars).

Quizá, el objeto compacto de SN 1987A pertenezca a una de estas categorías, o quizá sea un objeto mucho más interesante.

1.2. La Supernova 1987A

Como ya se mencionó, SN 1987A fue la supernova más brillante observada desde la invención del telescopio. Fue una SN II con colapso del núcleo. Este es uno de los eventos estelares más violentos y energéticos que se tenga conocimiento. La energía total alcanzada en el colapso fue del orden de 10^{53} erg. Solo el 1% de esta energía fue emitida en la onda de choque que brotó de la estrella e hizo que la supernova brillara tanto como el resto de la galaxia huésped. El resto de la energía se la llevaron los neutrinos creados cuando los protones y los electrones se combinaron en neutrones para formar la estrella de neutrones. SN 1987A ha ofrecido una oportunidad única de observar por primera vez una explosión de supernova a una distancia relativamente cercana dentro de una diversa gama de técnicas de detección. Realmente, aunque SN 1987A es cientos de veces más débil que sus ilustres precursores históricos, se ha observado en tal detalle y con tal exactitud que hacen de esta la primera en muchos aspectos (e.g. flujo de neutrinos, identificación del progenitor, flujo de rayos gamma) y definitivamente la mejor estudiada de todas (A. Dar, 1997).

La evolución temprana de SN 1987A ha sido altamente inusual y en total contradicción con las expectativas más serias. Brilló mucho más rápidamente que cualquier otra supernova conocida: en cerca de un día saltó de 12 mag a 5 mag en el óptico, correspondiendo a un aumento en un factor de 1000 en la luminosidad.

1.2.1. El Descubrimiento

Pocos eventos en la Astronomía moderna han despertado tanto entusiasmo en la comunidad científica como el evento SN 1987A. Dos décadas después de su descubrimiento, esta supernova continúa siendo un objeto muy interesante y extensamente estudiado por astrónomos de todo el mundo.

Cuando el 24 de febrero de 1987 se recibieron las primeras señales de SN 1987A (la primera supernova de ese año) quedó claro que se trataba de un acontecimiento extraordinario. Fue descubierta a simple vista por Oscar Duhalde y en una placa fotográfica panorámica tomada por Ian Shelton, desde Las Campanas, Chile. Pocas horas antes, todavía el 23 de febrero, dos grandes detectores subterráneos situados en Japón y EEUU



Figura 1.2: SN 1987A antes y después de la explosión en LMC. Cortesía del Anglo-Australian Observatory

detectaron el paso de neutrinos de alta energía. También fue observada por Albert Jones en Nelson, Nueva Zelanda. Jones era un astrónomo amateur y miembro de la Asociación Americana de Observadores de Estrellas Variables (AAVSO). Shelton encontró la supernova en una placa fotográfica, una estrella de 5 mag donde no había ninguna estrella antes, así que decidió salir a verla con sus propios ojos para confirmar que realmente estaba allí. Duhalde, un operador de telescopios en Las Campanas, la vio también a simple vista y al mismo tiempo. Jones estaba observando estrellas variables en LMC con un telescopio Newtoniano de 12 pulgadas y encontró la supernova como una nueva estrella en el campo visual. Fue capaz de estimar una magnitud visual de 5.1, y continuó observando la SN 1987A por 4 horas más. Sus observaciones fueron una parte importante en la determinación de la curva de luz de la supernova en los primeros instantes (Fig. 1.2).

Por su ubicación en el cielo, SN 1987A fue visible únicamente desde el hemisferio Sur, esto es, en Sudáfrica, Australia y Sudamérica. El observatorio La Silla de ESO, con su equipo de telescopios entre los 0,5 y los 3,6 m de diámetro, jugó un papel muy importante en el descubrimiento y posterior observación. Cuando los astrónomos de La Silla llegaron para el acostumbrado té alrededor de las 4 de la tarde del 24 de febrero de 1987, fueron avisados de inmediato de la detección de la supernova en LMC. El acostumbrado ritual entre astrónomos sorbiendo tranquilamente su té se transformó en una agitación general para terminar de planear las observaciones. Nadie dudaba por un segundo que el cielo estaría

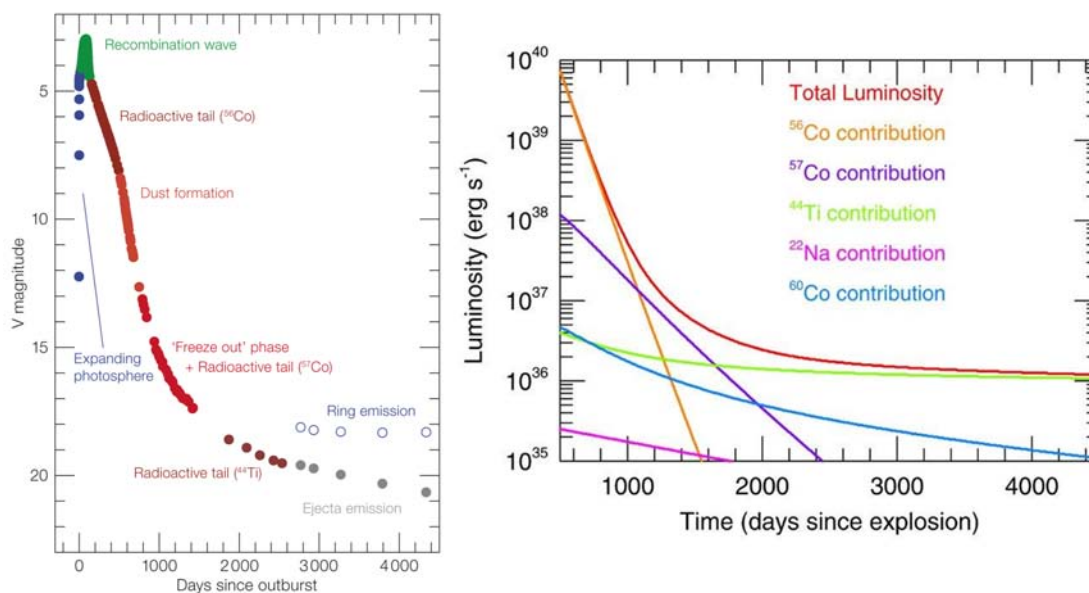


Figura 1.3: Curva de luz de SN 1987A. Cortesía de ESO.

despejado, por lo que las emociones iban a ser intensas en los días y noches siguientes. Un gran observatorio como La Silla, con su arsenal de telescopios de todos los tamaños y detectores, era fundamental para tal evento. Todos los astrónomos fueron animados a observar a SN 1987A utilizando todos los medios a disposición (J. Danziger & P. Bouchet, 2007).

Irónicamente, la supernova era demasiado brillante para la clase de telescopios de 4 m de La Silla. Se intentó entonces con algunos de los telescopios menores. El telescopio Bochum de 61 cm en La Silla fue utilizado casi a diario durante más de un año en una campaña de espectroscopia óptica (J. Spyromilio, 2007). Como LMC es circumpolar para la gran mayoría de los observatorios australes, se pudo observar ininterrumpidamente, tanto en espectroscopia como en fotometría. De otra forma, parte de la fase de máxima actividad (que duró hasta mayo 1987) se hubiese perdido.

Para el siguiente mes de julio ya había tenido lugar, en ESO Garching (Alemania), la primera conferencia sobre SN 1987A, a la que seguirían varias más durante ese año y los siguientes.

La curva de luz en el óptico era diferente de las de otras observadas previamente en supernovas producidas por colapso del núcleo (Fig. 1.3). Los viejos modelos de explosión

esférica necesitaron ser revisados. La evolución espectroscópica proporcionó más evidencias de la asimetría de la explosión. El llamado “Efecto Bochum” fue el rápido cambio en el perfil de las líneas observado a través del telescopio homónimo en La Silla. Es la traza de una mancha radiactiva que aflora desde los chorros interiores hacia la superficie. Las imágenes resultantes de las observaciones de las primeras semanas eran seguramente más complejas que cualquiera anteriormente prevista para una supernova (B. Leibundgut, 2007).

El telescopio de 1 m en La Silla estuvo también dedicado a un programa de observación de la supernova en el infrarrojo cercano e intermedio, durante más de un año después de la explosión. Unos 10 días después de la explosión hubo un exceso de emisión en el infrarrojo cercano, cuyo origen no resulta claro todavía. Probablemente fue producido por la materia circumestelar iluminada por la explosión. La condensación de polvo en los chorros fue descubierta por espectroscopia alrededor de 500 días después de la explosión.

En 1989 el New Technology Telescope (NTT) entró en operaciones, pudiendo capturar la primera imagen del disco circumestelar alrededor de SN 1987A. Unos tres años después de la explosión las imágenes del NTT revelaron una estructura más triangular, más parecida al sombrero de Napoleón. Esta fue la primera visión 3D de SN 1987A. La existencia del anillo es un enigma aún no resuelto para SN 1987A. Aunque no está claro el mecanismo de construcción de semejante anillo, se cree que la estrella que explotó tenía un compañero.

Cuando el Very Large Telescope (VLT) entró en operaciones en Cerro Paranal (II Región de Chile), el interés en la supernova no disminuyó. Lejos de eso, muchas observaciones fueron llevadas a cabo para hallar más detalles de la estructura producida por la explosión a través de diferentes instrumentos del VLT, entre ellos FORS, UVES, ISAAC y VISIR. Más recientemente también fueron empleados instrumentos que utilizan la óptica adaptativa, el método que permite corregir los efectos de la atmósfera y hacer así que se puede observar como si se estuviera en el espacio. De esta forma, el instrumento NACO fue utilizado para obtener asombrosas imágenes de los anillos, mientras que SINFONI estudió los cambios en el aspecto de los anillos y la evolución espectroscópica de las líneas.

SN 1987A ha estado llena de sorpresas y continúa siendo un objeto único entre las supernovas conocidas. Es el experimento de supernova más cercano y, es hasta ahora, el único evento de supernova con el que se puede trabajar casi con la mano. No solamente es la supernova más cercana en muchos siglos, sino que también es absolutamente especial pues tiene como progenitor una supergigante azul, con un ambiente circumestelar diferente a todas las otras supernovas conocidas. Ciertamente se continuará monitoreando su evolución en los próximos años. Uno de los objetivos será encontrar el objeto compacto que habría sobrevivido a la explosión, y que hasta ahora se ha escapado a la detección.

1.2.2. Las Observaciones

Las primeras señales que fueron registradas en la Tierra fueron las señales de neutrinos en los detectores subterráneos de Mont Blanc, Kamiokande, IMB y Baksan (Woosley, 1988) y una huella de onda gravitacional sin confirmar en el detector de Roma (Amaldi et al., 1987). Estas señales fueron seguidas por un destello óptico espectacular que comenzó algunas horas después, pero los neutrinos fueron la primera señal proveniente de SN 1987A que fue registrada. Las observaciones de SN 1987A han continuado desde entonces, desde la Tierra (telescopios ópticos, radiotelescopios, antenas de ondas gravitacionales, telescopios Cerenkov de alta energía tipo rayos gamma, entre otros), desde el subsuelo (detectores de neutrinos), desde el aire (detectores a bordo de aviones a gran altitud y globos), y desde el espacio (telescopio espacial Hubble, telescopios de rayos X y telescopios de rayos gamma).

Estos observatorios han brindado cantidades inmensas de información que han sido de fundamental importancia para la astrofísica así como para otras ramas de la física y que se ha documentado en cientos de artículos y en muchos excelentes reviews que se han publicado en la literatura científica (ver C. Wheeler 2002 para una lista extensa).

El lento desvanecimiento de SN 1987A generó un “collar” de puntos calientes y muy brillantes que fue captado por el HST en imágenes que fueron utilizadas por la NASA para conmemorar el 20° aniversario de su avistamiento. La imagen más reciente del fenómeno, tomada el 6 de diciembre de 2006, fue captada por una potente cámara que lleva el HST y muestra muchos puntos brillantes a lo largo de un anillo de gas, “como las perlas de un collar”. Estas perlas cósmicas surgieron como una onda expansiva supersónica cuando la explosión de la supernova impactó sobre dicho anillo a una velocidad del orden de 10^4 km s^{-1} (Fig. 1.4).

Desde su lanzamiento en 1990, el HST ha registrado periódicamente la decadencia progresiva de ese anillo de puntos calientes, que se han multiplicado con el paso del tiempo, como era lo esperado y cuya temperatura oscila entre $10^3 - 10^6$ K. El anillo resplandece en las primeras fotos tomadas por el Hubble porque estaba siendo calentado por la radiación ultravioleta de la estrella que explotó. Cuando el gas se enfrió, el anillo empezó a decaer, para ser únicamente iluminado de nuevo por una gran onda expansiva que actúa como una especie de martillo sobre el anillo. Se prevee que este anillo “arda” hasta absorber toda la energía del choque y se espera que su resplandor llegue a ser suficientemente brillante como para iluminar a las estrellas circundantes, permitiendo obtener nueva información sobre como aquellas expulsaron materiales antes de la explosión de su vecina. La observación de este fenómeno permitirá comprender como trabajan las ondas expansivas sobre los restos de una estrella que explota y como la explosión de una supernova convierte a este tipo de estrella en restos gaseosos, resplandecientes y expansivos.

El HST ha revelado también, un par de burbujas bipolares de gas (o escombros) que

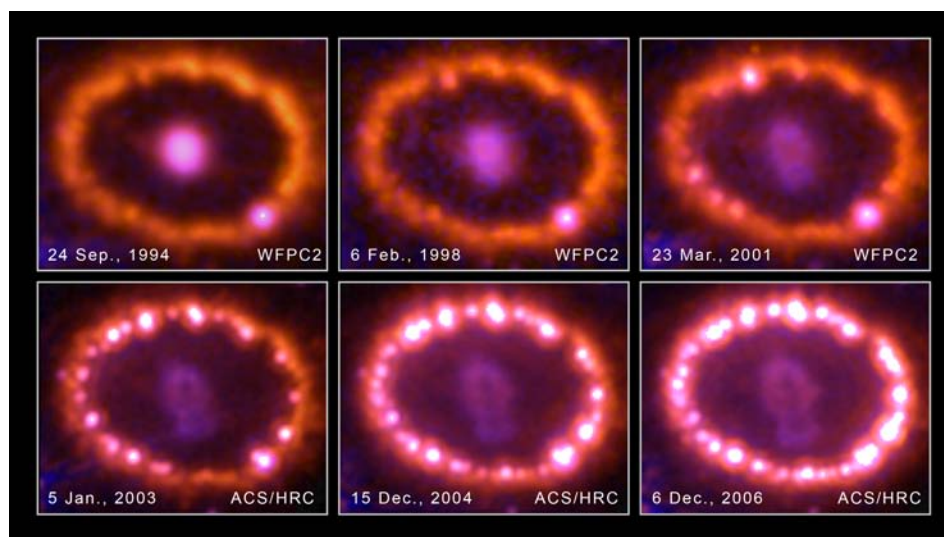


Figura 1.4: La imagen captada por el Hubble muestra, como si fueran las perlas de un collar, puntos brillantes que adornan el anillo interno de SN 1987A. Cortesía de HST.

están siendo expulsadas del núcleo central a una velocidad de $8,33 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. Estos chorros de materia podrían dar más evidencia del efecto del campo magnético y la rotación en la dinámica interna del remanente compacto en SN 1987A.

1.2.3. Características

El Progenitor

SN 1987A es la única supernova para la cual la estrella progenitora es bien conocida. Observaciones y registros astronómicos de un siglo atrás permitieron identificar al progenitor como Sk -69 202, donde Sk hace referencia al catálogo de Sanduleak, en LMC. Estudios subsecuentes del RSN expansivo (y métodos geométricos) han establecido una distancia de $50 \pm 1 \text{ kpc}$ (N. Panagia, 2003).

Se encontró que Sk -69 202 fue un sistema triple, indistinguible en las antiguas imágenes terrestres de archivo, y se concluyó también que una de las estrellas más brillantes de la terna desapareció y fue reemplazada por la supernova. El progenitor fue de clase espectral supergigante azul B3Iab, con cerca de $20 M_{\odot}$, con $10^5 L_{\odot}$, una temperatura superficial de $1,6 \times 10^4 \text{ K}$ y un tamaño de $43 R_{\odot}$. Pero el paradigma que se tenía de las supernovas sugería que las SN II provienen de gigantes y supergigantes rojas, no de azules. Ahora se empieza

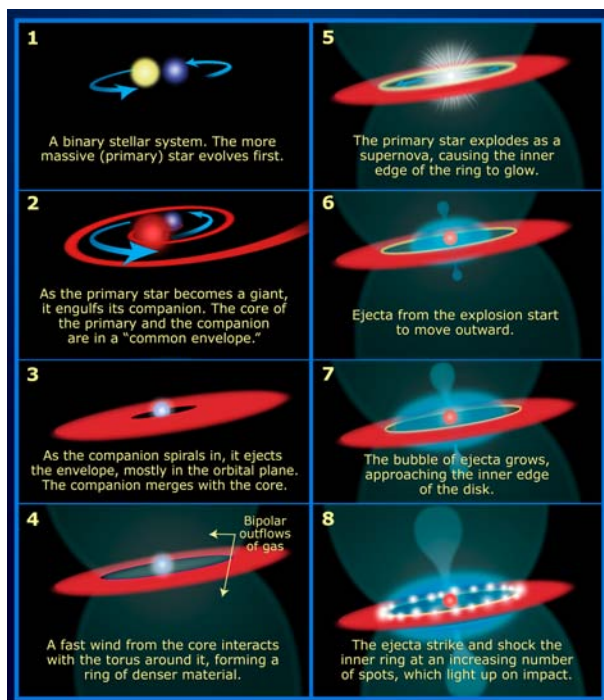


Figura 1.5: Una teoría de la evolución de SN 1987A. Cortesía HST.

a creer que esta estrella se encontraba en realidad en un sistema binario cercano que se fusionó en una sola estrella, 20 mil años antes de la supernova (Fig. 1.5). La fusión explicaría también, la inusual distribución de polvo y gas circumestelar, donde se aloja el sistema triple de anillos cuyos ecos son prominentes en las imágenes del HST (M. Parthasarathy et al., 2006).

Pero no todos están de acuerdo. Algunos piensan que el progenitor estuvo como una luminosa variable azul, la cual tuvo pérdida de masa debido a fuertes vientos estelares antes de convertirse en supernova. El hecho de que el progenitor de SN 1987A fue una gigante azul, en lugar de una supergigante roja, es un misterio aún no resuelto en la actualidad.

La Energética

SN 1987A tiene tres diferentes fuentes de energía, cada una de las cuales emerge como diferentes tipos de radiación y a distintas escalas de tiempo. La mayor de estas fuentes es la energía del colapso en sí, la cual emerge como un destello de neutrinos en pocos segundos. La energía proveniente del decaimiento radiactivo de nuevos elementos sintetizados es la

responsable principalmente del destello óptico. Mucha de esta energía emerge en el primer año después de la explosión, principalmente como líneas de emisión ópticas e infrarrojas y como continuo proveniente de gas relativamente frío ($T \leq 5000$ K). Es de notar que esta energía es, más bien, pequeña comparada con la energía del colapso ($E_{Radiactividad} \sim 10^{-4} E_{Colapso}$).

La energía cinética de los escombros que se expanden puede ser inferida a partir de las observaciones del espectro durante los tres primeros meses después de la explosión. Lo que se infiere en este caso es la densidad y la velocidad del gas que cruza la fotosfera a partir de la intensidad y el ancho de las líneas de hidrógeno en el espectro fotosférico. Haciendo esto se encuentra que 10^{-2} veces la energía del colapso ha sido convertida en energía cinética de expansión de los escombros. El por qué es justamente esta fracción y no otra es otro de los problemas a resolver en la teoría de las supernovas (R. McCray, 2003). Esta energía cinética será convertida en radiación cuando los escombros de la supernova choquen con la materia interestelar. Cuando esto pasa, siempre se desarrollan dos choques: la onda de choque que avanza a través de la materia interestelar; y el choque reverso que es forzado a devolverse hacia el centro de la supernova a través del material que se expande. El gas atrapado entre estos dos choques alcanza temperaturas entre $10^6 - 10^8$ K y podría radiar mucha de su energía térmica como rayos X. Mucha de la energía cinética de los escombros no es convertida en energía térmica del gas chocado hasta que sobrepase una masa del medio interestelar comparable a la masa de los escombros mismos, $\sim 10 - 20 M_{\odot}$. Esto toma típicamente muchos siglos, y como resultado, muchos remanentes galácticos de supernova (e.g. Cas A) alcanzan su pico de luminosidad en rayos X, algunos siglos después de la explosión.

Tabla 1: La energética de SN 1987A

Fuente	Colapso	Radiactividad	Expansión
Definición	$\sim \frac{GM_{\odot}^2}{r_{ns}}$	$\frac{{}^{56}\text{Ni} \rightarrow {}^{56}\text{Co} \rightarrow {}^{56}\text{Fe}}{(0.07 M_{\odot})}$	$\int \frac{1}{2} v^2 dM$
Emerge como	Neutrinos (~ 4 MeV)	O, IR (+X, γ)	X (+R, IR, O, UV)
Energía (erg)	10^{53}	10^{49}	10^{51}
Escala de tiempo	~ 10 s	~ 1 yr	$\sim 10 - 1000$ yr

Se piensa que SN 1987A está rodeada por pocas masas solares de materia interestelar a una distancia de $1 - 2$ pc. Esto significa que una significativa fracción de su energía cinética de los escombros será convertida en energía térmica dentro de algunas décadas, a medida que la onda de choque de la supernova vaya sobrepasando esta materia.

Los Anillos

SN 1987A está rodeada por un sistema de tres anillos de gas jerarquizados que debieron formarse antes de la explosión. Su origen es confuso, pero se puede relacionar con la interacción binaria de las componentes. Están compuestos por material que fue eyectado de la estrella y fueron ionizados por fotones UV provenientes de la explosión de la supernova. La eyección de la supernova ya está chocando con el anillo interno. Esta interacción puede dar más pistas respecto al origen de esta estructura y posiblemente respecto al remanente compacto. La explosión de SN 1987A fue claramente asimétrica. Espectroscopía, espectropolarimetría y proyección de imagen directa sugieren un eje común (pero no precisamente) alineado con el eje normal del sistema externo de anillos (D. J. Jeffery, 1991).

1.3. El Objeto Compacto de SN 1987A

1.3.1. Detecciones

Neutrinos

Algo notable, pero esperado en SN 1987A es que fue la única supernova que produjo un estallido notable de neutrinos. La energía inferida ($\sim 3 \times 10^{53}$ erg), la temperatura ($k_B T \sim 4$ MeV) y la escala de tiempo del decaimiento del destello de neutrinos (~ 4 s), están en completa concordancia con los modelos en los cuales un núcleo degenerado de hierro ha colapsado para formar una estrella de neutrones (Burrows & Lattimer, 1986). Durante los primeros pocos segundos del colapso del núcleo, el material es tan denso que ni siquiera los neutrinos pueden traspasarlo. Pero poco después de estos momentos iniciales, los neutrinos son libres de escapar al espacio. La onda mecánica de choque, sin embargo, tiene que moverse trabajosamente a través del material acretante, y puede tardar un par de horas para salir a la superficie. Así que debería haber un tiempo de retraso entre la llegada de neutrinos a la Tierra y el arribo de la primera luz visible. Y esto fue lo que pasó exactamente con SN 1987A, una confirmación observacional excepcional en la teoría del colapso del núcleo para las supernovas. El detector japonés de neutrinos, Kamiokande, y el detector americano IMB, en colaboración, detectaron los pulsos de neutrinos de 12 y 9 segundos de duración, 3 horas antes de la confirmación visual de la supernova. Un tercer estallido de neutrinos fue proclamado por un grupo francés, pero casi 4 horas antes de los otros 2. Esto es bastante controversial ya que de ser cierto, podría implicar la formación de una estrella de neutrones, seguida del posterior colapso a hoyo negro.

Emisiones de Pulsar

Observaciones de radio-pulsaciones provenientes de SN 1987A el 18 de Enero de 1989, dieron pie para que se analizara la real posibilidad de que el remanente compacto sea una estrella de neutrones en rápida rotación, o bien, una estrella de neutrones pulsante. Sin embargo, no se obtuvieron más pulsaciones posteriores, lo cual deja abierto el debate (Chevalier, 1989).

Observaciones independientes no han podido confirmar la observación (detección indirecta) reportada por Middleditch de un pulsar óptico de 2,14 ms enterrado en el remanente de SN 1987A (Middleditch et al., 2000). Aunque no se detectó directamente, se reportó variaciones en el brillo del RSN, consistente con la presencia de un pulsar. Sus datos fueron tomados entre 1992 – 1996 con múltiples telescopios de la ESO y con el HST. La señal fue detectada esporádicamente por los diferentes instrumentos, con solo esta detección en 21 de 78 noches de observación.

Límites Sobre la Luminosidad

Los detectores del HST ponen algunos límites al brillo de algunas fuentes puntuales en RSN, lo cual hace de este pulsar algo tan inusual como el progenitor mismo de la supernova. El límite del flujo óptico ($\lambda = 2900 - 9650 \text{ \AA}$) obtenido es de $F_{opt} \leq 1,6 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Esto corresponde a una luminosidad intrínseca (corregida por la atenuación del polvo) de $L_{opt} \leq 8 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Esto implica que la luminosidad de acreción esférica sobre el objeto compacto no es detectable (Fig. 1.6).

Con base en el espectro UV de SN 1987A, en el rango ($\lambda = 1400 - 2900 \text{ \AA}$), se encontró que el flujo integrado fue de $F_{UV} \leq 5,5 \times 10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Esto corresponde a una luminosidad de $L_{UV} \leq 1,7 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ (Genevieve et al., 2005).

Los mejores límites superiores para la luminosidad en rayos X de una fuente central en SN 1987A, son actualmente, el límite de CHANDRA, $L_X \leq 5,5 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, en la banda 2 – 10 KeV (S. Park et al., 2004) y el de INTEGRAL, $L_X \leq 1,1 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$, en la banda 20 – 60 KeV (Shtykovski et al., 2005).

Para estimar la contribución de un putativo pulsar al flujo observado, en rayos X suaves del XMM NEWTON (0,5 – 2,0 KeV), Haberl et al. (2006) incluyeron un modelo, tipo ley de potencias, en el espectro de SN 1987A, encontrando un límite para la luminosidad de, $L_X \leq 2,1 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$.

Muchos pulsares se han detectado en las longitudes de radio, entonces, aunque la probabilidad de encontrar un radio-pulsar en SN 1987A en los primeros años es baja, estas observaciones en radio fueron algo obvio que debía hacerse. Las observaciones se llevaron a cabo con radio-telescopios de 64 m (400 – 5000 MHz), con el mejor límite superior $\sim 0,2$

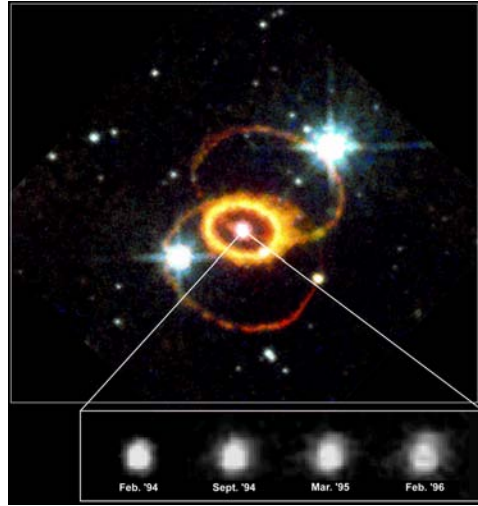


Figura 1.6: Evolución de los escombros en SN 1987A. El objeto compacto no da señales de su presencia. Cortesía del HST.

mJy a 1,5 GHz (Manchester, 1988). Las observaciones se han seguido llevando a cabo cada dos años, con parámetros similares, pero sin los resultados esperados.

Suntzeff et al. (1992) dio un límite superior para la contribución de energía de una fuente central $\sim 8 \times 10^{36}$ erg s $^{-1}$, pasados 1500 días después del estallido. Actualmente, la emisión observada de SN 1987A está completamente de acuerdo con fuentes de energía radiactivas (principalmente ^{44}Ti con vida media de 78 años) en los escombros, así que la energía proveniente de un pulsar o de cualquier otra fuente debe ser pequeña (Kozma & Fransson, 1998).

Para haber escapado de la detección, el objeto compacto central debe tener una luminosidad menor que algunos cientos de veces la luminosidad solar ($L_{ns} \leq 10^2 L_{\odot}$) y mucho menor que la luminosidad del pulsar de la nebulosa del Cangrejo que tiene 954 años de edad. La luminosidad bolométrica de la envolvente es ahora $L_{env} \leq 10^3 L_{\odot}$ y un objeto compacto brillante no podría haber escapado a la detección. Si este remanente compacto es un pulsar, debería ser muy débil (quizá porque tiene un campo magnético muy pequeño y/o poca velocidad de rotación). O bien, quizá está radiando térmicamente por debajo del límite de detección (debido a que se enfrió muy rápido) o tal vez está acretando muy poca masa ($\leq 10^{-11} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$), lo cual está en contradicción con los parámetros que Woosley (1988) encontró para SN 1987A. Sin embargo, la densidad columnar promedio del cascarón que se expande (asumiendo simetría esférica) es $\sim 20 M_{\odot}/4R^2 \sim 0,5 \text{ gr cm}^{-2}$ para una

velocidad media de expansión de $2,5 \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. En este punto, los escombros deben estar absolutamente fríos en todas partes (algunos cientos de grados Kelvin solamente) y bloquean probablemente la luz de la fuente central por décadas o más si los escombros se agrupan y la fuente se oculta detrás de una nube. Sin embargo, el cascarón que se expande es óptimamente delgado a los rayos gamma energéticos y alguna contribución podría detectarse (S. Park, 2005).

¿Cómo detectar el objeto compacto en los escombros de SN 1987A si la luminosidad bolométrica es mucho menor que la luminosidad de los escombros radiactivos? Habría muy poco chance de lograr esto en longitudes de onda tales como radio ($\geq 1 \text{ cm}$), UV, o las actuales observaciones de rayos X, ya que la envoltura probablemente será opaca en estas bandas por algunas décadas. Así, la esperanza recae en las bandas submilimétricas, infrarrojas, ópticas, rayos X duros y rayos gamma.

1.3.2. Las Propuestas Para el Remanente Compacto

El Hoyo Negro

Se sugirió también que la última etapa de acreción en SN 1987A pudo haber inducido el colapso de la estrella de neutrones naciente en un hoyo negro (Brown, Bruenn & Wheeler, 1992). Tal escenario puede conducir a dos destellos de neutrinos bien separados en el tiempo, y podría explicar la señal temprana de Mont Blanc (Aglietta et al., 1987). Pero la señal temprana de Mont Blanc implica la eyección irreal de una gran cantidad de energía de enlace en la primera explosión que no fue detectada por los detectores de Kamiokande, de IMB y de Baksan.

En los modelos de acreción hipercrítica y esférica sobre hoyos negros, existen algunos mecanismos que permiten a un hoyo negro acretar con una eficiencia $\ll 0,1$. Después de 2 – 3 años de acreción estacionaria dominada por neutrinos, la única energía capaz de escapar del hoyo negro es la debida al trabajo hecho por la compresión de materia del material que cae, antes de pasar a través del radio de atrapamiento del hoyo negro. Esto implica una luminosidad mucho menor que la luminosidad óptica propuesta en ese entonces ($L \approx 10^{34} - 10^{35} \text{ erg s}^{-1} < L_{opt} \leq 6 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$). Esto constriñe la radiación potencial proveniente de un hoyo negro (Zampieri et al., 1998). Por otro lado, en los modelos numéricos utilizados, Zampieri toma una masa de $1,5 M_{\odot}$ para el hoyo negro, y en la actualidad no es claro como se forman estos objetos con tales masas tan bajas. La luminosidad de acreción para un hoyo negro con $2,5 M_{\odot}$ es del orden de $L_{acc} = 3,8 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$. Así pues, a menos que haya una absorción debida al polvo $\geq 80\%$ que oscurezca a este hoyo negro dentro de SN 1987A, su presencia choca un poco con las observaciones.

La huella digital de un hoyo negro central es difícil de encontrar. Sin embargo, habría

una opción de detectar el hoyo negro central solamente si este está orbitando alrededor de un compañero cercano que sobrevivió a la explosión. Esto no ha dado ningún resultado tampoco (Genevieve et al., 2005).

El Pulsar Rotante

El momento angular del gas acretado podría cambiar el proceso de acreción esférica sobre la estrella de neutrones recién nacida en SN 1987A. Aunque el destello de neutrinos proveniente de SN 1987A es consistente con modelos sin rotación (ó con muy baja velocidad de rotación), la onda de choque reverso puede mezclar material externo (con momento angular significativo) con material interno (sin momento angular). Esto podría formar un delgado disco de acreción alrededor de la estrella de neutrones, orbitando con velocidad kepleriana. Así,

$$l = |\mathbf{r} \times \mathbf{p}| = r_{ns} (M_{acc} v_k) \sin \theta = M_{acc} (GM r_{ns})^{1/2}$$

pero,

$$l = I\omega = I \frac{2\pi}{p} \rightarrow p = 2,3 \left(\frac{M_{acc}}{0,1 M_{\odot}} \right)^{-1} \left(\frac{I}{10^{45} \text{ gr cm}^2} \right) \text{ s.}$$

Estadísticamente, este periodo es muy pequeño y solo si el campo magnético influencia al flujo, este periodo podría aumentar. Con rotación, la presión central se reduce y hace más eficiente la pérdida de energía por neutrinos, lo cual hace que la masa se acumule en un disco, reduciendo de esta forma la acreción estacionaria (Chevalier, 1989).

Genevieve et al. (2005) muestran que cualquier disco de acreción en SN 1987A debe estar por debajo de los límites de luminosidad en todas las bandas para escapar a la detección.

Campo Magnético Débil

Para escapar a la detección en imágenes ópticas de SN 1987A, un potencial pulsar debería tener o un campo dipolar muy débil o uno muy grande. Ögelman & Alpar (2004) utilizaron los límites de luminosidad bolométrica para constreñir las propiedades de un pulsar en el remanente. Ellos mostraron que un límite superior en la luminosidad constriñe el periodo inicial de rotación del pulsar p_0 y el momento magnético dipolar μ , de tal forma que en el espacio fase $p_0 - \mu$, se forma una elipse que excluye posibles valores para un pulsar en SN 1987A. Se derivó un límite en la luminosidad de $L_{bol} \leq 3 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$, pasados 12 años. Así bien, concluyeron que o el joven pulsar de SN 1987A tiene un campo muy débil o está en el límite de los magnetares ($B \sim 10^{15} \text{ G}$). Para el pulsar reportado por Middleditch et al. (2000) con periodo de 2,14 ms, se encontró que el momento dipolar era $\mu < 2,5 \times 10^{28}$

G cm^{-3} , o bien, $\mu > 2,4 \times 10^{34} \text{ G cm}^{-3}$. Estos valores están muy por fuera de los límites que se conocen para pulsares normales, los cuales tienen momentos dipolares del orden de $\sim 10^{30} \text{ G cm}^{-3}$.

No obstante, existe la posibilidad de que el remanente compacto sea una estrella de neutrones que está oculta por la materia que acreció sobre ella después del colapso del núcleo, y cuyo campo magnético está sumergido por los escombros y no ha podido difuminarse al exterior. Esta es la posibilidad que se explora en esta tesis.

Capítulo 2

El Escenario de SN 1987A

Debido a su importancia se explica a continuación y en forma detallada, algunas de las teorías y paradigmas más relevantes que sustentan el núcleo de este trabajo. Tanto la teoría de acreción de Bondi, como los plasmas MHD y lo que se sabe acerca del proceso del colapso del núcleo en una explosión de supernova, son esenciales a la hora de exponer y poner a prueba la aproximación numérica desarrollada para el caso del proceso de acreción hipercrítica sobre el núcleo compacto de SN 1987A.

2.1. El Paradigma del Colapso del Núcleo

El entendimiento de los procesos físicos involucrados en la generación de supernovas ha estado en constante cambio. Mucho más ahora, cuando se tiene la posibilidad de poner a prueba estos paradigmas con SN 1987A. A continuación se condensa la historia del proceso de colapso y explosión para el caso de esta supernova y lo que podría haber sucedido al final de los días de su progenitor y el posible destino del remanente compacto.

La estructura de todas las estrellas está determinada por un balance crítico entre la gravedad de la estrella (que intenta comprimirla) y la presión de radiación resultante de la generación interna de energía (que intenta expandirla). En las etapas primitivas de la evolución de una estrella, la generación de energía en su centro proviene de la conversión de hidrógeno en helio, mientras que la cantidad completa de energía alcanzada en un evento de supernova es impresionante. Para el caso de SN 1987A esta energía fue del orden de 10^{53} erg, lo cual es muy típico para las SN II. El 1 % es energía cinética del material eyectado y menos del 0,01 % es alcanzada por los fotones para el despliegue visual espectacular. La energía restante es emitida en forma de neutrinos. Valores muy similares son alcanzados por SN Ib y SN Ic.

Para hacerse a una idea de la cantidad de energía con las que se está tratando en estos eventos, considérese la cantidad equivalente de masa en reposo y qué tanta cantidad de hierro debería producirse en los hornos estelares para alcanzar dicha energía. En el caso de SN 1987A, la energía liberada corresponde a una masa en reposo de

$$m = \frac{E}{c^2} = \frac{10^{53} \text{ erg}}{(3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1})^2} \simeq 10^{32} \text{ gr} \simeq 0,06 M_{\odot}. \quad (2.1)$$

Ahora, la energía de enlace de un núcleo de ${}^{56}\text{Fe}$, el más estable de todos los núcleos, es 492,26 MeV, y la masa del núcleo es 55,934939 u.m.a. Así, para alcanzar 10^{53} erg a través de la formación de núcleos de hierro a partir de protones y neutrones, sería necesario formar

$$N = \left(\frac{10^{53} \text{ erg}}{492,26 \text{ MeV/núcleo}} \right) \left(\frac{1 \text{ MeV}}{1,6 \times 10^{-6} \text{ erg}} \right) = 1,3 \times 10^{56} \text{ núcleos}, \quad (2.2)$$

lo que corresponde a una masa de hierro de,

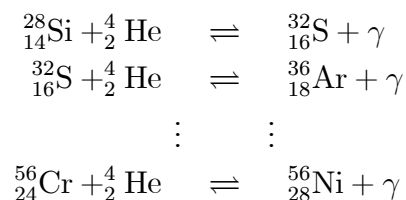
$$m = N (55,93 \text{ u.m.a}) (1,66 \times 10^{-24} \text{ gr/u.m.a}) = 1,2 \times 10^{34} \text{ gr} = 5,9 M_{\odot}. \quad (2.3)$$

Obviamente, se requiere que esta cantidad de hierro se produzca toda, al mismo tiempo, en un evento explosivo, si en realidad esta es la fuente de energía para una supernova como SN 1987A. Es de notar que si el hierro se forma a partir de carbono y oxígeno (en lugar de protones y neutrones), la energía liberada es menor y la masa de hierro necesaria estaría en el rango de 20 – 50 M_{\odot} . Esto demuestra que la formación de elementos más pesados que el hierro en el núcleo de una estrella masiva, es un proceso endotérmico (i.e, requiere de energía externa); de hecho, la fuente de energía no es nuclear. No obstante, el hierro está críticamente involucrado en el proceso, de una forma quizá inesperada.

La evolución de estrellas post-secuencia principal, más masivas que 8 M_{\odot} (como fue el caso de Sk -69 202) es muy diferente al destino de estrellas de masa inferior (nebulosas planetarias + enanas blancas). Aunque el hidrógeno es convertido en helio en la secuencia principal, pasados unos diez millones de años todo el hidrógeno en el centro de la estrella se agota y el denominado quemado de hidrógeno sólo puede continuar en una capa alrededor del núcleo de helio. El núcleo se contrae debido a la gravedad, hasta que su temperatura es lo suficientemente alta como para que pueda ocurrir el quemado de helio que da lugar a un núcleo de carbono-oxígeno. Eventualmente el helio en el centro de la estrella se agota, y continúa como en el caso del hidrógeno, quemándose en una capa. El nuevo núcleo se contrae de nuevo hasta que se calienta lo suficiente como para que ocurra la conversión de carbono en neón, sodio y magnesio. El resultado final de todas estas secuencias de quemado nuclear es la explosión catastrófica de una supernova.

Así, a medida que la capa de helio continúa quemándose para producir más carbono y oxígeno, que se suman al núcleo, este continúa contrayéndose hasta que el quemado de carbono inicia, generando una variedad de subproductos tales como $^{16}_8\text{O}$, $^{20}_{10}\text{Ne}$, $^{23}_{12}\text{Mg}$ y $^{24}_{12}\text{Mg}$. Esto produce una sucesión de secuencias de reacciones nucleares, cuyos detalles exactos dependen sensiblemente de la masa de la estrella (Janka et al., 2006).

Asumiendo que cada secuencia de reacción alcanza un equilibrio, se forma una estructura de capas al interior de la estrella. Seguido del quemado del carbono, el oxígeno en el núcleo de neón-oxígeno podría empezar a quemarse, produciendo un nuevo núcleo cuya composición es dominada principalmente por $^{28}_{14}\text{Si}$. Finalmente, a temperaturas cercanas a 3×10^9 K, el quemado de silicio puede iniciar a través de una serie de reacciones tales como,



El quemado de silicio produce una multitud de núcleos centrados cerca del pico de energía de enlace por nucleón del $^{56}_{26}\text{Fe}$, los más abundantes de los cuales son $^{54}_{26}\text{Fe}$, $^{56}_{26}\text{Fe}$ y $^{58}_{28}\text{Ni}$. Cualquier otra reacción adicional que produzca núcleos más masivos que $^{56}_{26}\text{Fe}$ es endotérmica y no puede contribuir a la luminosidad de la estrella. En general, se dice que el quemado de silicio produce un núcleo de hierro.

Debido a que el quemado de carbono, oxígeno y silicio produce núcleos con masas progresivamente cercanas al pico de hierro en la curva de energía de enlace, menos y menos energía es liberada por unidad de masa de combustible. Como resultado de esto, el tiempo de escala para cada secuencia de reacción se hace cada vez más corta. Por ejemplo, para el caso de una estrella de $20 M_{\odot}$ (como es el caso del progenitor de SN 1987A), el tiempo de vida en la secuencia principal (quemado de núcleos de hidrógeno) es del orden de 10^7 años, el quemado de núcleos de helio requiere 10^6 años, el quemado de carbono del orden de 300 años, el quemado de oxígeno toma unos 200 días y el quemado de silicio es completado en solo 2 días.

A las altas temperaturas presentes en el núcleo, después del quemado del silicio, los fotones tienen suficiente energía para destruir núcleos pesados. Este proceso se conoce como *Fotodesintegración*. En el caso tratado aquí, son particularmente importantes las fotodesintegraciones de $^{56}_{26}\text{Fe}$ y ^4_2He :

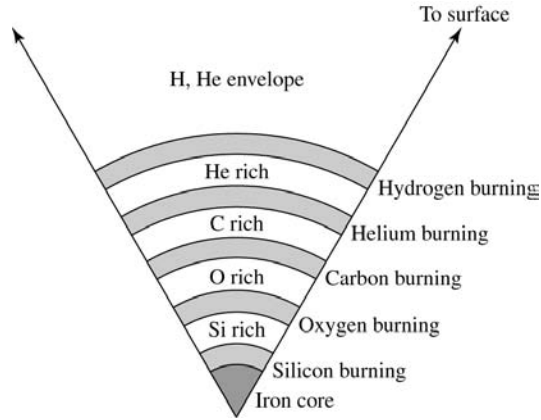
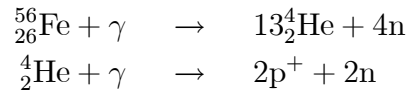
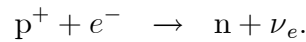


Figura 2.1: Estructura de capas de una estrella masiva. El quemado de silicio produce un núcleo de hierro. Cortesía de B. W. Carroll & D. A. Ostlie, 2006.



Cuando la masa del núcleo de hierro, en plena contracción, es bastante grande y la temperatura lo suficientemente alta, la fotodesintegración puede, en un periodo de tiempo muy corto, deshacer lo que la estrella ha tratado de hacer su vida entera, es decir, producir elementos más pesados que el hidrógeno y el helio. Por supuesto, este proceso de desglosar los átomos de hierro en sus protones y neutrones individuales es altamente endotérmico; la energía térmica es removida del gas, la cual podría haber resultado en la presión necesaria para soportar el núcleo de la estrella. Las masas del núcleo para las cuales este proceso ocurre varían de $1,3 M_{\odot}$ para una estrella de $10 M_{\odot}$ (ZAMS) a $2,5 M_{\odot}$ para una estrella de $50 M_{\odot}$. Se ha inferido observacionalmente que el progenitor de SN 1987A (Sk -69 202) tenía una masa de $19 \pm 1 M_{\odot}$, con un núcleo de helio de $6 M_{\odot}$ y un núcleo de hierro de $1,45 M_{\odot}$, lo que debería resultar en una estrella de neutrones de $1,4 M_{\odot}$ (S. Park, 2007).

Bajo las condiciones extremas que ahora existen en el núcleo ($T_c \sim 8 \times 10^9$ K, $\rho_c \sim 10^{11}$ gr cm^{-3} , para una estrella de $20 M_{\odot}$), los electrones libres que han estado ayudando a soportar a la estrella, a través de la presión degenerada, son capturados por núcleos pesados y por los protones que fueron producidos por la fotodesintegración. Por ejemplo,



La cantidad de energía que escapa de la estrella en forma de neutrinos es enorme; durante el quemado de silicio la luminosidad de fotones de un modelo estelar de $20 M_{\odot}$ es $4,4 \times 10^{38}$ erg s^{-1} , mientras que la luminosidad de neutrinos es de $3,1 \times 10^{45}$ erg s^{-1} .

A través de la fotodesintegración del hierro, combinado con la captura de electrones por protones y núcleos pesados, mucho del soporte del núcleo por presión de degeneración se pierde, repentinamente, y el núcleo comienza a colapsar muy rápido. En una porción interna del núcleo el colapso es homólogo y la velocidad del colapso es proporcional a la distancia al centro de la estrella. En el radio donde la velocidad excede la velocidad local del sonido, el colapso no puede mantenerse homólogo y el núcleo interno se desacopla del ahora núcleo externo supersónico, el cual está en caída libre. Durante el colapso, la velocidad puede alcanzar hasta 7×10^4 km s^{-1} en el núcleo externo y en un tiempo de un segundo, un volumen del tamaño de la Tierra ha sido comprimido a un radio de 50 km, con una masa de $1,4 M_{\odot}$ y una densidad media $\bar{\rho} \sim 5 \times 10^{12}$ gr cm^{-3} (Woosley & Janka, 2005).

En este escenario, si una masa del tamaño de la Tierra colapsa a un radio de solo 50 km, una tremenda cantidad de energía potencial gravitacional debería ser liberada. ¿Podría esta energía ser la responsable en un evento de supernova? Si se asume por simplicidad que se puede utilizar la física newtoniana para estimar la cantidad de energía liberada durante el colapso, se tiene que a partir del teorema del virial, la energía alcanzada en la formación de una estrella simétricamente esférica de densidad constante es

$$U = -\frac{3}{10} \frac{GM^2}{R}. \quad (2.4)$$

Igualando con la energía de una supernova como SN 1987A y teniendo en cuenta que $R \simeq 50$ km, la cantidad de masa requerida para producir la supernova debería ser,

$$M = \sqrt{\frac{3}{10} \frac{E_{SN} R}{G}} = 5 \times 10^{33} \text{ gr} \simeq 2,5 M_{\odot}, \quad (2.5)$$

la cual es la masa característica de los núcleos en consideración.

Ya que la información mecánica podría propagarse a través de la estrella solo a la velocidad del sonido y debido a que el colapso del núcleo procede tan rápido, no hay tiempo suficiente para que las capas exteriores se den cuenta de lo que pasa al interior de la estrella. Las capas externas, incluyendo los cascarones de oxígeno, carbono y helio, así como la envoltura externa, quedan así en la precaria condición de quedar casi suspendidas por encima del catastrófico colapso del núcleo.

El colapso homólogo del núcleo interno continua hasta que la densidad excede más o menos el triple de la densidad de un núcleo atómico ($\sim 3 \times 10^{14}$ gr cm^{-3}). En este punto, el material nuclear hace que el núcleo interno se haga rígido debido a que la interacción fuerte (usualmente atractiva) repentinamente se hace repulsiva. Esto es una consecuencia

del principio de exclusión de Pauli aplicado a los neutrones y a los protones y de la fuerte repulsión entre estos a densidades supranucleares. El resultado es que núcleo interno rebota, de alguna forma, lanzando ondas de presión hacia afuera, sobre el material que está cayendo del núcleo externo. Cuando la velocidad de las ondas de presión alcanzan la velocidad del sonido, se forma una onda de choque que comienza a moverse hacia afuera.

Esta onda de choque pasa, en dos horas, a través de las capas externas de la estrella causando reacciones de fusión, las cuales forman los elementos pesados que se conocen. En particular, el silicio y el azufre, formados poco antes del colapso, se combinan para producir níquel y cobalto radioactivos, que son los responsables por la forma de la curva de luz de la supernova en las primeras dos semanas (Nadyozhin et al., 2005).

A medida que el choque va encontrando material en caída, proveniente del núcleo externo de hierro, las altas temperaturas que resultan causan más desintegraciones, restándole al choque mucha de su energía. Por cada $0,1 M_{\odot}$ de hierro que se rompe en protones y neutrones, el choque pierde $1,7 \times 10^{51}$ erg.

Simulaciones numéricas muestran que en este punto el choque se va frenando, haciéndose (cuasi)estacionario, con material depositándose sobre él en caída libre. En otras palabras, el choque se transforma en un choque de acreción. Sin embargo, por debajo del choque se desarrolla una *neutrínósfera*, de donde emergen los neutrinos producidos por la protoestrella de neutrones. Ahora, debido a que el material circundante es muy denso, tal que los neutrinos no pueden penetrarlo fácilmente, parte de la energía de los neutrinos ($\sim 5\%$) podría depositarse en el material justo detrás del choque (Fig. 2.2). Esta energía adicional calienta el material y permite que el choque reasuma su marcha hacia la superficie. Si esto no ocurre lo suficientemente rápido, el material expulsado inicialmente podría caer otra vez sobre el núcleo, haciendo que la explosión no ocurra.

Es de notar que la alta temperatura es más importante que la densidad en este caso. Por ejemplo, una estrella de neutrones fría es transparente a los neutrinos que emite a pesar de ser más densa que la materia en el colapso. La sección transversal de interacción de los neutrinos con los nucleones va como $\sim E_{\nu}^2$ y E_{ν} está fijado principalmente por la temperatura: $E_{\nu} \simeq k_B T$. Así, en una estrella de neutrones relativamente fría, E_{ν} es baja y los neutrinos no interactúan con la materia de la estrella (L. Shapiro & S.A. Teukosky, 1983).

El éxito de los modelos de supernova con colapso del núcleo ha dejado claro lo sensibles que son a los detalles computacionales 3D, los cuales permiten mezclar gas caliente y convectivo con gas frío en caída libre, por ejemplo. En este caso, se deben tratar muy bien los detalles de la convección, hacer un tratamiento adecuado de la física de neutrinos (incluyendo neutrinos electrónicos, tauónicos y muónicos, así como sus antipartículas), y tener una muy buena resolución computacional para realizar los cálculos. Es también necesario incluir un tratamiento adecuado de las ondas de sonido, la rotación diferencial y los campos mag-

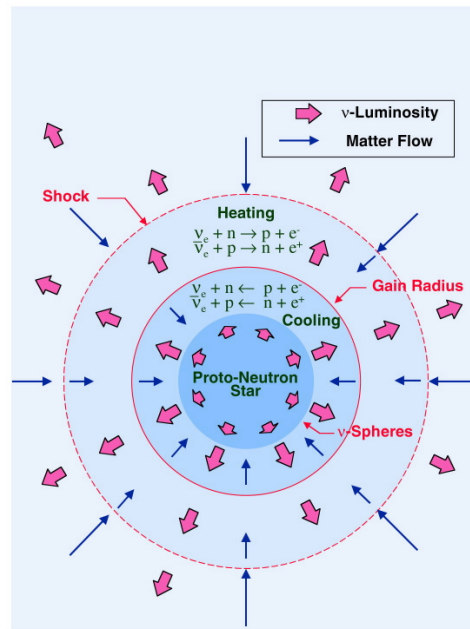


Figura 2.2: El proceso del colapso del núcleo en una SN II. Se muestra el flujo de materia y el flujo de neutrinos. Cortesía A. Mezzacappa, 2005.

néticos para describir todos los detalles observados en una explosión de supernova como SN 1987A. Este nivel de sofisticación computacional se está alcanzando en la actualidad, con el advenimiento de las supercomputadoras modernas con miles de procesadores trabajando con códigos numéricos paralelizados, que incluyen casi toda la física relevante. Esta tesis es una muestra significativa de tal sofisticación, como se verá más adelante.

Asumiendo que el escenario descrito aquí es esencialmente correcto, y que el choque es capaz de reanudar su marcha hacia la superficie, el choque forzaría a la envoltura y al material remanente, procesado nuclearmente, a moverse hacia adelante. La energía cinética total en el material que se expande es del orden de 10^{51} erg, crudamente el 1% de la energía liberada en neutrinos. Finalmente, cuando el material se hace ópticamente delgado a un radio del orden de 10^{15} cm, aparece un tremendo resplandor óptico, con un pico en la luminosidad del orden de 10^{43} erg s^{-1} ($\sim 10^9 L_{\odot}$), lo cual es capaz de competir con el brillo de la galaxia entera.

Cuando la onda de choque llega a la superficie de la estrella, la temperatura alcanza del orden de 2×10^5 K, y la estrella explota con una velocidad de $1,5 \times 10^4$ km s^{-1} . Esta envoltura en rápida expansión se ve como la rápida elevación del brillo inicial. Esta bola

de fuego se expande rápidamente y se adelgaza, permitiendo ver la radiación proveniente del interior, cerca del centro de la estrella original. Subsecuentemente, la mayor parte de la luz proviene de la energía liberada por la descomposición radioactiva del cobalto y del níquel producidos durante la explosión. En el caso de SN 1987A hay evidencia directa de la producción y decaimiento de cerca de $0,07 M_{\odot}$ de ^{56}Ni . Los rayos gamma del decaimiento de ^{56}Co fueron detectados directamente. SN 1987A fue también la primera supernova que tuvo producción confirmada de moléculas, particularmente monóxido de carbono. Observaciones posteriores sugieren que la producción de CO puede ser algo común en las supernovas de estrellas masivas (P. Podsiadlowski, 1992).

Los eventos descritos aquí (el colapso catastrófico de un núcleo de hierro, la generación de una onda de choque y la espectacular eyección de la envoltura de la estrella), se cree que son el mecanismo general que crea una supernova con colapso del núcleo como es el caso de SN 1987A. Los detalles que resultan en una SN II más que en los tipos Ib y Ic tienen que ver con la masa y la composición de la envoltura en el momento del colapso del núcleo y con la cantidad de material radiactivo sintetizado en la eyección.

Las SN II usualmente provienen de estrellas gigantes o supergigantes rojas cuando sobreviene el colapso. Ahora bien, si la masa inicial de la estrella progenitora en la secuencia principal no es muy grande ($M_{ZAMS} < 25 M_{\odot}$), el remanente en el núcleo interno podría estabilizarse y convertirse en una estrella de neutrones, soportada por presión degenerada de neutrones. Sin embargo, si la masa estelar inicial es mucho mayor, ni siquiera la presión degenerada de neutrones puede soportar al remanente en contra de la gravedad, y el colapso final puede ser completo, produciendo un hoyo negro. En cualquier caso, la creación de estos objetos exóticos viene acompañada por una tremenda producción de neutrinos, la mayoría de los cuales escapan al espacio con una energía total del orden de la energía de enlace de una estrella de neutrones (3×10^{53} erg). Esto representa casi 100 veces más energía de la que el Sol puede producir en toda su vida en la secuencia principal.

La evolución posterior de la supernova después de la explosión, es tal que el material eyectado continúa expandiéndose durante miles de años, hasta que choca con gases y nubes de polvo en el espacio interestelar circundante. Allí el gas eyectado se mezclará con este material interestelar, y eventualmente podrá ser incorporado a una nueva generación de estrellas. De otro lado, otro escenario interesante ocurre en el corazón de la supernova, ya que momentos después de la explosión, se forma un choque reverso debido a que parte del material eyectado choca contra las capas superiores de la estrella y vuelve a caer sobre el remanente compacto, depositando grandes cantidades de material sobre la superficie de la estrella de neutrones recién formada. Esto tiene un efecto drástico sobre el objeto compacto recién formado. Lo que pasa después de esto, se verá más adelante con más detalle.

2.2. Acreción Simétricamente Esférica

La derivación de la tasa de acreción de masa por una fuente gravitacional puede encontrarse en cualquier libro de texto sobre acreción (véase por ejemplo, L. Shapiro & S.A. Teukosky, 1983, y J. Frank & R. King, 2002). Aquí se hará en detalle para remarcar la importancia de la teoría de Bondi en el desarrollo de la tesis. Se va a considerar primero, el caso de una estrella de masa M acretando esféricamente de una gran nube de gas. Esta es una muy buena aproximación al caso real de una estrella aislada acretando del medio interestelar, o bien, al caso de un objeto compacto acretando materia de su medio circundante, poco después del colapso del núcleo de la estrella progenitora. En estos casos, se considera que el momento angular, la intensidad del campo magnético y el movimiento respecto del medio acretante pueden ser despreciados.

El problema de acreción de gas por una estrella en movimiento relativo con respecto al gas circundante fue considerado por primera vez por Hoyle y Lyttleton (1939) y después por Bondi y Hoyle (1944). El caso esféricamente simétrico surge cuando la estrella acretante se encuentra en reposo con respecto al gas. Este caso en particular, fue considerado por Bondi (1952) y actualmente, se le conoce como *Acreción de Bondi*.

A partir del análisis de Bondi, se puede predecir la tasa de acreción de masa sobre la estrella, dadas las condiciones del medio ambiente (la densidad ρ_∞ y la temperatura T_∞) en las partes de la nube de gas lejos de la estrella, y quizá algunas condiciones de su superficie. También se puede saber qué tan grande es la región de la nube de gas que está siendo influenciada gravitacionalmente por la estrella.

La teoría de Bondi puede responder a estas inquietudes de una manera muy interesante y además, nos puede ofrecer una relación entre la velocidad del gas y la velocidad local del sonido, lo cual puede ser extrapolado a solucionar problemas más generales y complicados.

Para tratar el problema de forma matemáticamente formal se utilizan coordenadas esféricas (r, θ, φ) con origen en el centro de la estrella. Debido a la simetría esférica, las variables del fluido son independientes de θ y φ . Además, la velocidad del gas acretante solo tiene componente radial. Se toma esta velocidad radial como definida–negativa ya que se considera que el material está cayendo hacia la estrella (en caso contrario, podría considerarse como un viento estelar).

La ecuación de continuidad, en coordenadas esféricas, toma la forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho v_r)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial(\rho v_\theta)}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\rho v_\varphi)}{\partial \varphi} + \frac{2\rho v_r}{r} + \frac{v_\theta \cot \theta}{r} = 0, \quad (2.6)$$

donde ρ es la densidad del fluido y \mathbf{v} es la velocidad. Bajo las condiciones de flujo

estacionario con simetría esférica ($\partial/\partial t = 0$, $v_\varphi = v_\theta = 0$, $v_r = v$), esta se reduce a,

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial r} + \frac{2\rho v}{r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial(r^2 \rho v)}{\partial r} = 0. \quad (2.7)$$

Si se integra (2.7) sobre una línea de flujo se concluye que $r^2 \rho v = cte$ y dado que ρv es el flujo del material que está cayendo sobre la estrella, la constante de integración debe estar relacionada con la tasa de acreción. Así, si se integra también sobre todo el ángulo sólido que subtiende la esfera, se obtiene,

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v. \quad (2.8)$$

Esta es la tasa de acreción de masa (constante a cada radio) que cae sobre la estrella o sobre el objeto compacto.

Ahora bien, en la ecuación de Euler la única contribución a la fuerza externa es la debida a la gravedad, y esta solo tiene una componente radial,

$$F_r = -\frac{GM\rho}{r^2}, \quad (2.9)$$

donde G es la constante gravitacional. Así, la componente radial del momento es,

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \frac{\partial v_r}{\partial t} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} + \frac{v_\theta}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} + \frac{v_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial v_r}{\partial \varphi} - \frac{v_\theta^2 + v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{GM}{r^2} \quad (2.10)$$

lo cual, con las condiciones de simetría, se reduce a,

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0, \quad (2.11)$$

donde se han utilizado derivadas totales ya que no hay ninguna dependencia con otras coordenadas.

Para la energía, se puede reemplazar la forma general por la ecuación de estado de un polítopo (ver la demostración en el Apéndice A), esto es,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \varepsilon \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \varepsilon + P \right) \mathbf{v} \right] = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{F}_{rad} - \nabla \cdot \mathbf{q}, \quad P = K \rho^\gamma \quad (2.12)$$

donde $\rho v^2/2$ y $\rho \varepsilon$ son las energías cinética e interna por unidad de volumen, respectivamente, \mathbf{F}_{rad} es el vector de flujo radiativo y \mathbf{q} es el flujo de conductividad de calor. Esto

permite tratar simultaneamente ambos tipos de acreción: adiabático ($\gamma = 5/3$) e isotérmico ($\gamma = 1$). Una vez que la solución haya sido encontrada, la suposición de adiabático e isotérmico será justificada por consideraciones particulares de enfriamiento radiativo y calentamiento del gas. Por ejemplo, la aproximación adiabática será válida si las escalas de tiempo para enfriamientos y calentamientos del gas son grandes comparadas con el tiempo que le toma a un elemento de gas acretarse. En realidad, ninguno de estos extremos se satisface realmente, por lo que es de esperarse que $1 < \gamma < 5/3$ (J. Frank & R. King, 2002).

Finalmente, se puede utilizar la ecuación del gas perfecto para obtener la temperatura

$$P = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H} \quad \rightarrow \quad T = \frac{\mu m_H P}{\rho k_B} \quad (2.13)$$

donde, se supone que $P(r)$ y $\rho(r)$ ya han sido encontrados. El problema, por lo tanto, se reduce a integrar la ecuación radial de momento con ayuda de la relación politrópica y la ley de conservación de la masa, y entonces, identificar la única solución correspondiente al problema de acreción.

Si se integra la ecuación de conservación de momento,

$$v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad \rightarrow \quad \int v dv + \int \frac{dP}{\rho} + GM \int \frac{dr}{r^2} = cte \quad (2.14)$$

y utilizando la relación politrópica, $P = K\rho^\gamma$, en la segunda integral se obtiene,

$$\int \frac{dP}{\rho} = \int \frac{K\gamma\rho^{\gamma-1}}{\rho} d\rho = K\gamma \int \rho^{\gamma-2} d\rho = \frac{K\gamma}{\gamma-1} \rho^{\gamma-1} = \frac{1}{\gamma-1} \gamma \frac{P}{\rho} = \frac{c_s^2}{\gamma-1}, \quad (2.15)$$

así que,

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma-1} - \frac{GM}{r} = cte. \quad (2.16)$$

Esta es conocida como la *Integral de Bernoulli*. Aquí, la velocidad local del sonido del gas es c_s . Con las condiciones de frontera $v(r \rightarrow \infty) = 0$, la constante de integración toma la forma,

$$cte = \frac{c_\infty^2}{\gamma-1}, \quad (2.17)$$

siendo c_∞ la velocidad del sonido del gas muy lejos de la estrella. Ahora, para obtener un incremento monótonico y suave de v , desde cero hasta infinito para valores de caída libre cerca de la estrella (o del objeto compacto) y para evitar singularidades en el flujo, la

solución debe pasar a través de un radio crítico r_s en el cual la velocidad del flujo es igual a la velocidad local del sonido. Acoplando la ecuación de continuidad y la ecuación de Euler se obtiene,

$$v^2 = c_s^2 = \frac{1}{2} \frac{GM}{r_s} \quad (2.18)$$

para la velocidad del flujo en el radio crítico o transónico. Entonces, reemplazando en la ecuación (2.16),

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} - \frac{GM}{r} = \frac{c_\infty^2}{\gamma - 1} \rightarrow c_s(r_s) = c_\infty \left(\frac{2}{5 - 3\gamma} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.19)$$

Ahora se puede obtener \dot{M} a partir de la ecuación de continuidad y con la definición de la velocidad del sonido en r y en el infinito,

$$c_s^2 = \gamma \frac{P}{\rho} = K\gamma\rho^{\gamma-1} \rightarrow c_\infty^2 = \gamma \frac{P_\infty}{\rho_\infty} = K\gamma\rho_\infty^{\gamma-1}, \quad (2.20)$$

de aquí que,

$$\frac{c_s(r_s)}{c_\infty} = \left[\frac{\rho(r_s)}{\rho_\infty} \right]^{\frac{(\gamma-1)}{2}} \rightarrow \rho(r_s) = \rho_\infty \left[\frac{c_s(r_s)}{c_\infty} \right]^{\frac{2}{(\gamma-1)}}, \quad (2.21)$$

y con la definición del radio transónico, la tasa de acreción de masa toma la forma,

$$\dot{M} = \frac{\pi G^2 M^2 \rho_\infty}{c_\infty^3} \left[\frac{2}{5 - 3\gamma} \right]^{\frac{(5-3\gamma)}{2(\gamma-1)}} = \pi \lambda (GM)^2 \rho_\infty c_\infty^{-3}, \quad \lambda = \left[\frac{2}{5 - 3\gamma} \right]^{\frac{(5-3\gamma)}{2(\gamma-1)}}. \quad (2.22)$$

Nótese que la dependencia con γ del parámetro λ es más bien débil: $\lambda(\gamma = 1) = e^{3/2}$ y $\lambda(\gamma = 5/3) = 1$. Para un valor típico del medio interestelar, $\lambda(\gamma = 1,4) = 2,5$ y para el caso de un flujo dominado por radiación, $\lambda(\gamma = 4/3) = 3/2$.

La ecuación para \dot{M} muestra que la acreción en el medio interestelar es poco probable de observarse. Si se toman valores típicos; $c_\infty = 10 \text{ km s}^{-1}$, $\rho_\infty = 10^{-24} \text{ gr cm}^{-3}$, lo que corresponde a una temperatura de $T_\infty = 10^4 \text{ K}$, con una densidad numérica de $n = 1 \text{ cm}^{-3}$. Entonces, la tasa de acreción, con $\gamma = 1,4$ es,

$$\dot{M} \simeq 1,4 \times 10^{11} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \left(\frac{\rho_\infty}{10^{-24} \text{ gr cm}^{-3}} \right) \left(\frac{c_\infty}{10 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-3} \text{ gr s}^{-1} \quad (2.23)$$

Ahora bien, la luminosidad de acreción para una estrella de neutrones es (J. Frank & R. King, 2002),

$$L_{acc} = 1,3 \times 10^{36} \dot{M}_{16} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{10 \text{ km}}{r_{ns}} \right) \text{ erg s}^{-1}, \quad \dot{M}_{16} = \frac{\dot{M}}{10^{16} \text{ gr s}^{-1}}. \quad (2.24)$$

Y con los datos típicos para una estrella de neutrones, $M \sim 1 M_{\odot}$, $r_{ns} \sim 10 \text{ km}$, se obtiene una luminosidad de,

$$L_{acc} = 2 \times 10^{31} \text{ erg s}^{-1}, \quad \dot{M}_{16} = 10^{-16} \dot{M} \simeq 1,4 \times 10^{-5} \text{ gr s}^{-1}, \quad (2.25)$$

que a una distancia de $d \sim 1 \text{ kpc}$, nos da un flujo de,

$$F_{acc} = \frac{L_{acc}}{4\pi d^2} \simeq 1,67 \times 10^{-13} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \quad (2.26)$$

Lo que es un flujo bastante bajo como para ser detectado!

Ahora, la solución completa del problema (con todas las demás cantidades dependiendo de r) puede ser obtenida escribiendo una relación entre $v(r)$ y $c_s(r)$. Esta relación sale de acoplar la ecuación de conservación de masa y el hecho de que $c_s^2 = \gamma P / \rho \propto \rho^{\gamma-1}$. Así,

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v \rightarrow v(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho(r)} = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho_{\infty}} \left[\frac{c_{\infty}}{c_s(r)} \right]^{\frac{2}{\gamma-1}}. \quad (2.27)$$

En la práctica, la expresión algebraica para $c_s(r)$ tiene exponentes fraccionarios y debe ser resuelta numéricamente. Sin embargo, las principales características de la dependencia con r pueden ser inferidas analizando la integral de Bernoulli. A grandes distancias el potencial gravitacional de la estrella es muy débil y todas las cantidades tienen sus valores ambientales: ρ_{∞} , c_{∞} , $GM/r \rightarrow 0$ y $v \rightarrow 0$. A medida que nos movemos a radios pequeños, la velocidad de caída del flujo se incrementa hasta que v alcanza c_{∞} , la velocidad del sonido en el infinito. El único término en la integral de Bernoulli capaz de balancear este incremento es el término de la gravedad, y como $c_s(r)$ no excede con mucho a c_{∞} esto debe ocurrir al radio,

$$r \simeq r_{acc} = \frac{2GM}{c_{\infty}^2} \simeq 3 \times 10^{14} \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \left(\frac{10^4 \text{ K}}{T_{\infty}} \right) \text{ cm}, \quad c_{\infty}^2 = \gamma \frac{P_{\infty}}{\rho_{\infty}} = \gamma \frac{k_B T_{\infty}}{\mu m_H}. \quad (2.28)$$

Justamente, en este punto $\rho(r)$ y $c_s(r)$ comienzan a incrementarse por encima de sus valores ambientales. En el punto transónico $r = r_s$ el flujo se hace supersónico y el gas está

efectivamente en caída libre. A partir de la integral de Bernoulli, la condición $v^2 \gg c_s^2$ implica,

$$\frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2(r)}{\gamma - 1} - \frac{GM}{r} = \frac{c_\infty^2}{\gamma - 1} \rightarrow v^2 \approx \frac{2GM}{r} = v_{ff}^2, \quad (2.29)$$

siendo v_{ff} la velocidad de caída libre. En este caso, la ecuación de continuidad queda de la forma,

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v = 4\pi r_s^2 \rho(r_s) v(r_s) \rightarrow \rho \approx \rho(r_s) \left(\frac{r_s}{r}\right)^{\frac{3}{2}}, \quad (2.30)$$

para $r \lesssim r_s$. Finalmente, en principio, se puede obtener la temperatura del gas usando la ley de gases perfectos y la relación politrópica,

$$P = K \rho^\gamma = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H} \rightarrow T = \frac{K \rho^{\gamma-1} \mu m_H}{k_B}. \quad (2.31)$$

Así que,

$$\frac{T}{T(r_s)} = \left(\frac{\rho}{\rho(r_s)}\right)^{\gamma-1} \rightarrow T = T(r_s) \left(\frac{r_s}{r}\right)^{\frac{3(\gamma-1)}{2}}. \quad (2.32)$$

Esta ecuación nos dice que a medida que el radio se hace pequeño, T aumenta monótonicamente, lo cual indica que esta ecuación es poco realista. Pérdidas radiativas (o enfriamiento por neutrinos) podrían empezar a enfriar el gas, por lo que se requiere una mejor ecuación de energía que la politrópica, en este punto!

El radio r_{acc} tiene una interpretación simple: a un radio r la razón de la energía interna (térmica) y la energía de enlace gravitacional de un elemento de gas de masa m es,

$$\frac{E_{Term}}{E_{Grav}} \sim \frac{1}{2} m c_s(r)^2 \frac{r}{GMm} \sim \frac{r}{r_{acc}}, \quad (2.33)$$

ya que $c_s(r) \sim c_\infty$ para $r > r_{acc}$. Por lo tanto, para $r \gg r_{acc}$ el tirón gravitacional de la estrella tiene un efecto muy pequeño en el gas. Este es entonces el llamado *radio de acreción* y nos da el rango de influencia de la estrella sobre la nube del gas, que era lo que se buscaba al principio.

Nótese que en términos de r_{acc} la relación para la tasa de acreción constante puede reescribirse como,

$$\dot{M} = \pi \lambda (GM)^2 \rho_\infty c_\infty^{-3} \simeq \pi r_{acc}^2 c_\infty \rho_\infty. \quad (2.34)$$

Dimensionalmente, r_{acc} puede tener una forma como en la integral de Bernoulli, sin embargo, ya que la especificación propia de que el flujo de acreción involucra una superficie, la condición $v^2 > c_s^2$ para r pequeños implica que el factor numérico de la fórmula de r_{acc} es, en general, indeterminado y el concepto de un radio de acreción no está bien definido.

2.2.1. Acreción de Bondi Sobre el Núcleo de SN 1987A

Ahora bien, para el caso de SN 1987A y utilizando los parámetros de Woosley (1988) para esta supernova, con $M = 1,44 M_\odot$, $\rho_\infty \sim 10^2 \text{ gr cm}^{-3}$, $c_\infty \sim 10^9 \text{ cm s}^{-1}$ para la fase inicial de acreción (más detalles de la envolvente en expansión del núcleo de SN 1987A se darán en el Cap. 3), se encuentra que:

$$\dot{M} = \pi \lambda (GM)^2 \rho_\infty c_\infty^{-3} \simeq 2,2 \times 10^{28} \text{ gr s}^{-1}, \quad (2.35)$$

$$r_{acc} = \frac{2GM}{c_\infty^2} \simeq 3,85 \times 10^8 \text{ cm}, \quad (2.36)$$

$$c_s(r_s) = \sqrt{2}c_\infty, \quad \rho(r_s) = 8\rho_\infty, \quad (2.37)$$

$$r_s = \frac{GM}{2c_s(r_s)} \simeq 4,8 \times 10^7 \text{ cm}, \quad (2.38)$$

$$L_{acc} \sim \dot{M}c^2 \sim 2 \times 10^{49} \text{ erg s}^{-1}. \quad (2.39)$$

En resumen, se ha tratado el problema de acreción esférica constante a cada radio. Las principales condiciones que se pueden deducir y que pueden ser aplicadas de forma general son:

1. La tasa de acreción constante \dot{M} está determinada por las condiciones del medio ambiente en el infinito y por condiciones de superficie. Para acreción en estrellas aisladas del medio interestelar, el valor resultante de \dot{M} es muy bajo para ser de mucha importancia observacional. Claramente, se deben analizar binarias cercanas o en SN 1987A para encontrar sistemas acretantes más poderosos.
2. El tirón gravitacional de las estrellas influencia seriamente el comportamiento del flujo, pero solo dentro del radio de acreción.
3. Un flujo de acreción constante con \dot{M} mayor o igual que el obtenido aquí puede poseer un punto sónico, es decir, la velocidad de caída del flujo puede ser supersónica cerca de la superficie estelar.

4. Para el caso de acreción simétricamente esférica sobre el núcleo compacto de SN 1987A, se obtuvieron los parámetros relevantes, los cuales serán de mucha utilidad a la hora de calcular la acreción hipercrítica en esta supernova y como referencia, cuando se realicen las simulaciones numéricas.

La inmediata consecuencia del punto (3) es que, para una estrella (no para un hoyo negro) con una velocidad muy pequeña, se debe encontrar alguna manera de parar el flujo de acreción altamente supersónico, para poder depositarlo en la superficie.

2.3. Plasmas MHD

Dada la importancia de los campos magnéticos en esta investigación, se repasa a continuación el conocimiento general de la física de plasmas, con énfasis en los procesos más importantes para la tesis (para una revisión completa y detallada, véase por ejemplo, F. Shu, 1992 & M. Goossens, 2003). Un plasma es un gas de partículas cargadas que consiste de igual número de cargas positivas y negativas. Debido a que en un elemento de volumen de un plasma hay tantas partículas positivas como negativas, este se comporta de forma *cuasi-neutral*, cuando se encuentra en un estado estacionario. Así, el plasma es eléctricamente neutro debido a que la distribución aleatoria de los campos eléctricos de las partículas cargadas se cancelan mutuamente.

Para considerar a una partícula como libre, su energía potencial típica debida a sus vecinos cercanos debe ser mucho menor que su energía cinética aleatoria (térmica). Solo así el movimiento de la partícula estará libre de interacciones y solo toman lugar las colisiones no directas (dispersión Coulombiana). Por lo tanto, las partículas en un plasma tienen que superar el acoplamiento con sus iones, cuyas energías térmicas están por encima de algunos eV. Así, un plasma típico es un gas caliente y altamente ionizado. En el Universo observable, el 99 % de toda la materia bariónica conocida está en un estado de plasma.

Criterios

Existen tres criterios básicos que caracterizan a un plasma, como se verá a continuación.

Primero, para que un plasma se comporte de manera cuasi-neutral en estado estacionario, es necesario que tenga igual número de cargas positivas como negativas por elemento de volumen. Así, el elemento de volumen debe ser lo suficientemente grande como para contener un número suficiente de partículas, pero suficientemente pequeño, comparado con la longitud característica del sistema, para lograr variaciones de parámetros macroscópicos, tales como la densidad y la temperatura. En cada elemento de volumen el espacio mi-

oscópico del campo eléctrico de las cargas individuales pueden cancelarse, suministrando cargas macroscópicas neutras, lo que permite que el plasma parezca eléctricamente neutro.

El potencial eléctrico de Coulomb de cada carga q es (en unidades de Gauss),

$$\phi_C = \frac{q}{r}. \quad (2.40)$$

Para que el plasma sea neutro, este potencial debe ser apantallado por otras cargas, así que se debe considerar esta corrección y el potencial toma la forma del *potencial de Debye*,

$$\phi_D = \frac{q}{r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right), \quad (2.41)$$

en el cual la función exponencial constriñe el potencial a distancias $r > \lambda_D$. La longitud de escala característica λ_D , es conocida como la *longitud de Debye*. Esta es la distancia en la cual se tiene un equilibrio entre la energía térmica de la partícula (la cual tiende a perturbar la neutralidad de carga) y la energía potencial electrostática (la cual tiende a restaurar la neutralidad de carga). Más adelante se mostrará que la longitud de Debye es una función de las temperaturas electrónica e iónica, T_e y T_i , y de la densidad de plasma n_e (asumiendo que $n_e \approx n_i$),

$$\lambda_D = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.42)$$

donde se asume también que $T_e \approx T_i$, k_B es la constante de Boltzmann y e la carga del electrón. Por tanto, para que un plasma sea cuasi-neutral, la dimensión física del sistema L debe ser mucho mayor que la longitud de Debye, es decir, $\lambda_D \ll L$. Este requerimiento es lo que se conoce como el primer criterio de un plasma.

Segundo, dado que el efecto de apantallamiento es el resultado del comportamiento colectivo de cargas dentro de una esfera de Debye de radio λ_D , es necesario que esta esfera contenga suficientes partículas. El número de partículas dentro de una esfera de Debye es $(4\pi/3) n_e \lambda_D^3$. Este es conocido frecuentemente como el *parámetro de plasma*, Λ , y el segundo criterio del plasma es,

$$\Lambda = n_e \lambda_D^3 \gg 1. \quad (2.43)$$

Finalmente, la frecuencia de oscilación típica en un plasma completamente ionizado es la *frecuencia de plasma* ω_p . Si la cuasi-neutralidad del plasma es perturbada por alguna fuerza externa, siendo los electrones más ligeros que los iones, estos son acelerados en un intento de restaurar la neutralidad de carga. Debido a su inercia, estos se moverán alrededor

de su posición de equilibrio, resultando en oscilaciones rápidas colectivas alrededor de un ion más masivo. En este caso,

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.44)$$

Para que los electrones no sean afectados por las colisiones, el tiempo promedio entre colisiones, τ_n , debe ser mucho más grande que el recíproco de la frecuencia de plasma, es decir, $\omega_p \tau_n \gg 1$. Este es el tercer criterio para que un medio ionizado sea considerado un plasma (F. Shu, 1992).

Algunas Aproximaciones

La dinámica de un plasma está caracterizada por la interacción de cargas con campos eléctricos y magnéticos. Si todos estos campos fueran externos, la física sería relativamente simple. No obstante, como las partículas se encuentran en movimiento constante, se pueden crear concentraciones de carga locales y así producir campos eléctricos. Además, su movimiento también puede generar corrientes eléctricas y por ende, campos magnéticos. Estos campos internos y su retroacción dentro de los movimientos de las partículas hace de la física de plasmas un problema bastante difícil.

En general, la dinámica de un plasma puede ser descrita por la solución de las ecuaciones de movimiento de cada partícula. Entonces, los campos eléctricos y magnéticos aparecerán en cada ecuación que incluya los campos internos generados por el movimiento de la partícula, y todas las ecuaciones deben estar completas y deben resolverse simultáneamente. Tal solución no solo es difícil de obtener, sino que no tiene ningún uso práctico, puesto que realmente se quiere obtener resultados para cantidades macroscópicas como la densidad y la temperatura, más que la velocidad individual de cada partícula. Por lo tanto, usualmente se hacen ciertas aproximaciones para estudiar el problema.

1. La aproximación más sencilla es la descripción del *movimiento de una partícula simple*. Esta describe el movimiento de una partícula bajo la influencia de campos eléctricos y magnéticos. Esta aproximación no es válida para una conducta colectiva del plasma, pero es bastante útil a la hora de estudiar un plasma de baja densidad.
2. La aproximación *magnetohidrodinámica* (MHD) es el extremo opuesto y no es válida para aspectos de partícula simple. El plasma es tratado simplemente como un fluido conductor, con variables, como la densidad, la velocidad y la temperatura. Se supone que el plasma es capaz de mantener un equilibrio local con neutralidad de carga. Esta aproximación es compatible con el estudio de fenómenos de ondas de baja frecuencia

en fluidos altamente conductores inmersos en un campos magnéticos, como es el caso del proceso de acreción en SN 1987A, tratado aquí.

3. La aproximación de *multi-fluidos* es similar a la aproximación MHD, pero actuando para diferentes especies de partículas y asume que cada especie se comporta como un fluido separado. Esta puede conducir a la separación de campos y a la propagación de ondas de alta frecuencia.
4. La *teoría cinética* es la más desarrollada de las teorías de plasma. Esta adopta una aproximación estadística y en lugar de resolver la ecuación de movimiento de cada partícula individual, analiza el desarrollo de la función de distribución para el sistema de partículas bajo consideración, en el espacio de fases.

2.3.1. Los Parámetros de un Plasma

El término plasma es utilizado para designar el estado de la materia en la cual los átomos neutros son separados en sus componentes cargadas y sus relativas fuerzas electromagnéticas entre estas componentes. Así, los parámetros que lo caracterizan son la presión de plasma, la frecuencia de plasma, la longitud de Debye, el logaritmo de Coulomb y el índice adiabático.

La Presión

Si se considera un gas compuesto puramente de hidrógeno ionizado, se tiene que la fracción de ionización viene dada por $x = n_e / (n_p + n_{HI}) = 1$, entonces $n_e = n_p$ y la presión debida a los electrones es la misma que la debida a los iones. Así,

$$P_e = P_i = n_e k_B T = n_i k_B T, \quad (2.45)$$

por lo que la presión total es,

$$P = 2n_e k_B T, \quad (2.46)$$

siendo la densidad numérica total el doble de la densidad numérica electrónica.

La Frecuencia

Si consideramos que en el plasma los iones están fijos, los electrones pueden experimentar pequeñas transiciones debido a estos iones. Esta suposición es razonable si el tiempo de escala de transición de los electrones es pequeño. Así, el ion no puede seguir el movimiento

del electrón debido a que su inercia es mucho mayor y por lo tanto, se pueden considerar solo las oscilaciones de electrones de altas frecuencias en las cuales los iones no participan.

Si se toma una columna de electrones y se desplaza respecto de los iones una distancia δx en la dirección x , tal desplazamiento causa que se genere un campo eléctrico δE , también en la dirección x , ejerciendo una fuerza $-e\delta E$, que tratará de restaurar la cuasi-neutralidad, halando a los electrones de regreso. Si esta columna tiene una densidad numérica n_e , la densidad promedio en el tiempo de variación de la distorsión es δn , y está dada por la ecuación de continuidad para un fluido de electrones,

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} = -n_e \frac{\partial \delta v_{e,x}}{\partial x}, \quad (2.47)$$

siendo $\delta v_{e,x}$ la derivada espacial de la velocidad perturbada del electrón. La perturbación de la velocidad se encuentra con la conservación del momento,

$$\frac{\partial (m_e \delta v_{e,x})}{\partial t} = -\delta F = -e\delta E. \quad (2.48)$$

Además, el campo eléctrico generado por todos los electrones desplazados satisface la ley de Poisson,

$$\frac{\partial \delta E}{\partial x} = -4\pi e \delta n. \quad (2.49)$$

Y esta es una derivada más simple para la perturbación de la densidad. Si se deriva (2.47) respecto al tiempo se obtiene,

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} = -n_e \frac{\partial^2 \delta v_{e,x}}{\partial t \partial x} = -n_e \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \delta v_{e,x}}{\partial t} \quad (2.50)$$

y combinando con (2.48),

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \delta v_{e,x}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(-\frac{e}{m_e} \delta E \right), \quad (2.51)$$

por lo tanto, acoplado (2.50) con (2.51),

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} = \frac{n_e e}{m_e} \frac{\partial \delta E}{\partial x}. \quad (2.52)$$

Finalmente, a partir de (2.49) se obtiene la ecuación para la perturbación de la densidad numérica,

$$\frac{\partial^2 \delta n}{\partial t^2} + \frac{4\pi n_e e^2}{m_e} \delta n = 0. \quad (2.53)$$

Esta ecuación tiene la forma de la ecuación diferencial para un oscilador lineal. Puede observarse que el coeficiente del segundo término debe tener dimensiones del inverso del tiempo al cuadrado. Este tiempo es proporcional al periodo característico de la oscilación de la columna de electrones alrededor de la posición de equilibrio de los iones. Para encontrar la solución de la ecuación, se toma $\delta n \propto \exp(i\omega t)$, donde $\omega = \omega_p$ es la frecuencia de oscilación, o frecuencia de plasma,

$$\omega^2 = \omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e}. \quad (2.54)$$

La Longitud de Debye

Una de las propiedades más importantes e interesantes de un plasma es su tendencia a permanecer eléctricamente neutro en cada elemento de volumen. Un ligero desequilibrio espacial en las densidades de carga da lugar a fuerzas electrostáticas que actúan, siempre que sea posible, con el fin de restaurar la neutralidad de carga.

En condiciones de equilibrio, la probabilidad de encontrar un electrón en una región determinada de energía potencial U es proporcional al factor de Boltzmann, $\exp(-U/k_B T)$. Por lo tanto, la densidad de electrones n_e , está dada por,

$$n_e = n_0 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right), \quad (2.55)$$

siendo ϕ el potencial local. Para un potencial débil (como el de la corona solar), $e\phi \ll k_B T_e$, debido a las altas temperaturas detectadas allí, esta expresión puede ser expandida en una serie de Taylor, obteniéndose,

$$\exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T_e}\right) \simeq 1 - \frac{e\phi}{k_B T_e}, \quad (2.56)$$

por lo que la densidad electrónica toma la forma,

$$n_0 - n_e \simeq \frac{n_0 e\phi}{k_B T_e}. \quad (2.57)$$

Por otro lado, la densidad de iones es igual a la densidad neutra del plasma, es decir, $n_i = n_0$, mientras que la densidad electrónica incluye la perturbación debida a la presencia de un ion de prueba. El potencial ϕ se obtiene al solucionar la ecuación de Poisson para un plasma protón-electrón:

$$\nabla^2 \phi = -4\pi e (n_i - n_e). \quad (2.58)$$

Sustituyendo la relación para $n_0 - n_e$ por $n_i - n_e$ se obtiene,

$$\nabla^2 \phi = \frac{4\pi n_0 e^2 \phi}{k_B T_e}. \quad (2.59)$$

Dimensionalmente, el lado derecho de esta ecuación es igual al potencial electrostático dividido por una longitud al cuadrado ϕ/λ_D^2 , por lo que

$$\nabla^2 \phi = \frac{\phi}{\lambda_D^2}, \quad \lambda_D = \left(\frac{k_B T_e}{4\pi n_0 e^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.60)$$

El parámetro λ_D se conoce como la longitud de Debye, y es la distancia a la cual se apantalla el campo electrostático de un ion en un plasma cuasi-neutral, por electrones de temperatura T_e . Además, si se integra esta última ecuación, se obtiene el potencial de Debye.

El Logaritmo de Coulomb

La relación entre el máximo y el mínimo parámetro de impacto posible en una interacción coulombiana viene dado por

$$\Lambda = \frac{b_{\text{máx}}}{b_{\text{mín}}}, \quad (2.61)$$

donde $b_{\text{máx}} = \lambda_D$, pues es la distancia máxima en la que un electrón sufrirá la fuerza de atracción coulombiana de un ion. Por otro lado, $b_{\text{mín}}$ entre un electrón y un ion viene dada por,

$$b_{\text{mín}} = \frac{q_1 q_2}{m_e v_e^2}, \quad (2.62)$$

por lo que,

$$\Lambda = \frac{\lambda_D m_e v_e^2}{q_1 q_2}. \quad (2.63)$$

Ahora, para un plasma térmico se cumple que $m_e v_e^2 = k_B T_e$, entonces,

$$\Lambda = \frac{\lambda_D k_B T_e}{e^2}, \quad (2.64)$$

y utilizando la definición de la longitud de Debye, se concluye que,

$$\Lambda = 4\pi n_e \lambda_D^3. \quad (2.65)$$

Al logaritmo de Λ , $\ln \Lambda$, se le conoce como el logaritmo de Coulomb. Para el Sol tiene valores entre 10 y 30.

El Índice Adiabático de un Plasma

El cociente entre las capacidades caloríficas se denota por γ ,

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V}, \quad (2.66)$$

siendo C_P y C_V las capacidades caloríficas a presión y a volumen constante, respectivamente. Para un plasma completamente ionizado, $\gamma = 5/3$. En un gas ideal se cumple que $C_P = C_V + nR$, donde n es el número de moles en un volumen V , y R es la constante universal de los gases. Así, la capacidad calorífica a presión constante siempre es mayor que si el sistema estuviera a volumen constante. La capacidad calorífica es la razón entre el calor que absorbe el sistema y el cambio de temperatura que sufre el mismo. Entonces a presión constante un sistema absorbe más calor que a volumen constante para tener el mismo incremento en su temperatura. Para un gas monoatómico se tiene, también, que $\gamma = 5/3$.

2.3.2. Magnetohidrodinámica (MHD)

La MHD es el estudio de la dinámica de un fluido eléctricamente conductor en presencia de campos magnéticos bajo la aproximación de que el medio no sufre separación de cargas, es decir, siempre es localmente neutro. Aunque las cargas eléctricas constituyen una fuente práctica para los campos magnéticos, las cargas magnéticas no constituyen los campos magnéticos en sí. Es formalmente posible construir una teoría electromagnética que tenga una completa simetría entre cargas eléctricas y magnéticas, pero la evidencia empírica lleva a la conclusión de que las cargas magnéticas libres (monopolos) están ausentes en el Universo.

A gran escala, los campos eléctricos son raros en el Universo ya que cargas eléctricas libres de ambos signos existen en igual número. Así, como regla general, los campos eléctricos macroscópicos existen en el Universo presente solo donde hay una variación en el tiempo de campos magnéticos.

En contraste, no existen cargas libres magnéticas en los campos magnéticos. En el Universo, los campos magnéticos son generados por corrientes eléctricas. Aunque las cargas negativas y positivas tienen una abundancia igual en un volumen del espacio, sus movimientos no son idénticos. El régimen MHD, donde son importantes los cambios macroscópicos tales como la conducción de corriente, es dominado por campos eléctricos como fuentes

de los campos magnéticos cósmicos. A continuación se analizan estas ideas físicas en un contexto formalmente matemático (M. Goossens, 2003).

Las Aproximaciones de la MHD

Las ecuaciones de la electrodinámica (o ecuaciones de Maxwell: ley de Coulomb, ley de inducción de Faraday, ley de Gauss para el campo magnético y ley de Ampere generalizada, respectivamente) son:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho, \quad (2.67)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (2.68)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.69)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}. \quad (2.70)$$

Donde ρ y \mathbf{J} son las densidades de carga y de corriente, respectivamente. Debido a que la divergencia del rotacional de cualquier vector es nula, la divergencia en la ley de Ampere, modificada por Maxwell, incluye una corriente desplazada $c^{-1}\partial\mathbf{E}/\partial t$. Si se combina esto con la ley de Coulomb se obtiene la ley de la conservación de la carga,

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \frac{4\pi}{c} (\nabla \cdot \mathbf{J}) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{E}) \rightarrow \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J} = 0. \quad (2.71)$$

De la misma forma, si se toma la divergencia en la ley de inducción de Faraday, se obtiene,

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{B}) \rightarrow \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{B}) = 0, \quad (2.72)$$

lo cual demuestra la ausencia de monopolos magnéticos en el Universo. La divergencia del campo magnético debería mantenerse nula, si en algún instante inicial se mantuvo nula a través del espacio.

Para simplificar el grupo de ecuaciones, se procede en cuatro pasos: Primero, se supone una lenta variación de los campos en el tiempo, para que la corriente desplazada $c^{-1}\partial\mathbf{E}/\partial t$, sea insignificante comparada con $\nabla \times \mathbf{B}$ ó con $(4\pi/c)\mathbf{J}$. A primera vista, se puede pensar que se puede descartar el término $c^{-1}\partial\mathbf{B}/\partial t$ en la ecuación (2.68), pero esto no es posible ya que no habría ningún término con el cual comparar $\nabla \times \mathbf{E}$. Nótese que si \mathbf{E} tiene una magnitud igual a un factor (u/c) veces \mathbf{B} , y si $c^{-1}\partial/\partial t$ está operando sobre \mathbf{E} o sobre

\mathbf{B} , entonces, para pequeños valores de (u/c) , se puede ignorar el término $c^{-1}\partial\mathbf{E}/\partial t$ en comparación con $\nabla \times \mathbf{B}$ en (2.70), obteniéndose la forma original de la ley de Ampere,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c}\mathbf{J}. \quad (2.73)$$

Esta última ecuación nos muestra que, efectivamente, la corriente eléctrica constituye la principal fuente de campos magnéticos.

El segundo paso involucra el hecho de que cualquier pequeño cambio de velocidades entre electrones e iones, puede explicar los campos magnéticos observados en el cosmos. Para hacer esta estimación, se adopta el modelo de un medio continuo con un balance entre electrones libres con densidad numérica n_e e iones libres con densidad numérica n_i ,

$$\rho \equiv Zen_i - en_e = 0, \quad (2.74)$$

siendo Ze la carga de cada ion. El gas puede contener, también, una componente neutra de átomos y moléculas, las cuales pueden contribuir a la densidad de masa, pero no a la densidad de carga. La condición de neutralidad de carga no impide al medio poseer propiedades electromagnéticas, en particular, portar una corriente eléctrica \mathbf{J} , si la velocidad media de los electrones, \mathbf{u}_e , difiere de la de los iones, \mathbf{u}_i ,

$$\mathbf{J} \equiv Zen_i\mathbf{u}_i - en_e\mathbf{u}_e = en_e\mathbf{v}_e, \quad (2.75)$$

donde se ha definido la velocidad relativa entre cargas como,

$$\mathbf{v}_e \equiv \mathbf{u}_e - \mathbf{u}_i. \quad (2.76)$$

Como un ejemplo numérico, considérese el caso del campo magnético solar, el cual tiene dimensiones de $L \sim 2 \times 10^{10}$ cm, que contiene una densidad de electrones $n_e \sim 10^{23}$ cm⁻³. El cambio en velocidad de los electrones relativo a los iones supone un campo magnético del orden de $B \sim 10^3$ G. Así,

$$v_e \sim \frac{cB}{4\pi en_e L} \sim 10^{-12} \text{ cm s}^{-1}. \quad (2.77)$$

Y para el caso del proceso de la acreción hipercrítica en SN 1987A, se supone un campo magnético $B \sim 10^{12}$ G, con $n_e \sim 10^{32}$ cm⁻³, $L \sim 10^5$ cm. Así, la velocidad relativa es $v_e \sim 10^{-5}$ cm s⁻¹.

Estos valores son sumamente pequeños como para ser representativos. La ecuación puede resistir muchos cambios de órdenes de magnitud en las variables, por lo que se puede concluir que, excepto para un simple propósito de cálculo de conducción de corriente, la diferencia entre los movimientos entre los iones y los electrones son normalmente insignificantes

en circunstancias astrofísicas reales. Esto simplifica significativamente la complejidad del problema a tratar, ya que una vez que la conducción de corriente haya sido calculada no se hará distinción entre el movimiento de electrones, iones y elementos neutros. No obstante, se asume que las colisiones son bastante frecuentes para poder considerar al gas con una velocidad media bien definida, \mathbf{u} .

Para los cálculos que involucren a las ecuaciones (2.73) y (2.75), se deben usar las leyes de la dinámica para encontrar una relación para \mathbf{v}_e . Así pues, el tercer paso a seguir es el cálculo de la conducción de corriente \mathbf{J} en términos de otras variables del problema. Para esto, se recurre a la derivación de la ley de Ohm.

En el sistema de referencia de los iones, la ecuación de movimiento para un fluido de electrones puede ser escrita como,

$$m_e \frac{d\mathbf{v}'_e}{dt} = -e \left(\mathbf{E}' + \frac{\mathbf{v}'_e}{c} \times \mathbf{B}' \right) - m_e \nu_c \mathbf{v}'_e + TGI, \quad (2.78)$$

donde TGI son los términos gravitacionales e inerciales que puedan incluirse en el problema. Esto es así porque los iones en reposo, generalmente, no corresponden a un sistema inercial de referencia. En este caso, ν_c es la frecuencia media de colisión asociada con la transferencia de momento (arrastre) entre electrones e iones. Para un gas parcialmente ionizado, por ejemplo, se debe incluir la fuerza externa media de arrastre por elementos neutros y electrones,

$$\mathbf{F}_{ext} = -m_e \nu_c^{(n)} (\mathbf{u}_e - \mathbf{u}_n), \quad (2.79)$$

siendo \mathbf{u}_n la velocidad del fluido neutro. En la ecuación (2.78) se está suponiendo que se puede despreciar la inercia de los electrones, esto es, que en promedio los electrones alcanzan rápidamente un equilibrio entre las fuerzas de arrastre y las electromagnéticas, lo que implica que el movimiento giro-magnético del electrón no contribuye en promedio a la conducción de corriente.

Gradientes espaciales intensos en el campo magnético podrían hacer que esta conclusión no fuera válida. Por ahora, es adecuado dejar fuera de este análisis a la fuerza de Lorentz que contribuye al movimiento giro-magnético. El problema ahora es demostrar que los términos adheridos no son nuevos, cualitativamente, si estos no están incluidos en el balance de fuerzas de fricción. Así pues, con las aproximaciones hechas, la ecuación (2.78) da la velocidad terminal de los electrones,

$$\mathbf{v}'_e = -\frac{e\mathbf{E}'}{m_e \nu_c}, \quad (2.80)$$

y la conducción de corriente en el sistema de referencia de los iones, se convierte ahora en,

$$\mathbf{J}' = -en_e \mathbf{u}'_e = \sigma \mathbf{E}', \quad (2.81)$$

la cual representa la ley de Ohm en el sistema de referencia de los iones. La constante de proporcionalidad entre la conducción de la corriente y el campo eléctrico es la *conductividad eléctrica* y viene dada por,

$$\sigma = \frac{n_e e^2}{m_e \nu_c}. \quad (2.82)$$

El cuarto paso en este análisis involucra las relaciones de transformación no-relativistas entre el sistema de referencia del ion y el de laboratorio. Para la invarianza galileana con velocidades relativas se tiene que $\mathbf{J}' = \mathbf{J}$, ya que las transformaciones de Lorentz para los campos eléctricos y magnéticos, especialmente para el caso $u_i/c \ll 1$, da

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B}, \quad (2.83)$$

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_i}{c} \times \mathbf{B}. \quad (2.84)$$

Las Ecuaciones de Campo de la MHD

Ahora se puede derivar una ecuación de evolución para el campo magnético, partiendo de (2.81) y resolviendo para \mathbf{E} ,

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\sigma} \mathbf{J} - \frac{\mathbf{u}_i}{c} \times \mathbf{B}, \quad (2.85)$$

donde se ha utilizado que $\mathbf{J}' = \sigma \mathbf{E}' = \mathbf{J}$. Ahora, con la ecuación de Ampere,

$$\mathbf{E} = \frac{c}{4\pi\sigma} \nabla \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{u}_i}{c} \times \mathbf{B}, \quad (2.86)$$

y acoplado con la ley de inducción de Faraday, se obtiene

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{B} \times \mathbf{u}_i) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}), \quad \eta \equiv \frac{c^2}{4\pi\sigma}, \quad (2.87)$$

donde η se conoce como la *resistividad eléctrica*. Con la definición de la conductividad eléctrica, esta resistividad toma la forma,

$$\eta \equiv \frac{c^2}{4\pi\sigma} = \frac{c^2 m_e \nu_c}{4\pi n_e e^2} = \frac{c^2 \nu_c}{\omega_p^2}. \quad (2.88)$$

Nótese que la resistividad eléctrica tiene unidades de longitud dividido por velocidad, lo que es característico para una difusión. La ecuación (2.87) permite encontrar la evolución temporal de \mathbf{B} dada cualquier configuración inicial, si se especifican η y \mathbf{u}_i . Estas últimas son encontradas a partir de la solución de las ecuaciones dinámicas para el fluido. De ahora en adelante se ignorará la diferencia entre la velocidad media de los iones y la del fluido \mathbf{u} .

La Influencia de la Materia

La descripción anterior concluye formalmente la derivación de las ecuaciones relevantes para el campo magnético. Ahora, se pueden incluir los efectos de los campos electromagnéticos en la materia. La fuerza de Lorentz que actúa sobre una carga q que se mueve a velocidad \mathbf{v} es,

$$\mathbf{F}_L = q \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B} \right). \quad (2.89)$$

Esta demuestra que la fuerza eléctrica puede tener una magnitud comparable a la fuerza magnética si $|\mathbf{E}|$ es solo del orden de u/c comparado con $|\mathbf{B}|$, donde u es la velocidad total del fluido. La fuerza media de Lorentz, por unidad de volumen, que actúa sobre todos los iones y electrones es,

$$\mathbf{F}_L = Zen_i \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_i}{c} \times \mathbf{B} \right) - en_e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}_e}{c} \times \mathbf{B} \right). \quad (2.90)$$

Ahora, si se utiliza la condición de neutralidad de carga y la definición de la conducción de corriente, se obtiene

$$\mathbf{F}_L = \frac{1}{c} \mathbf{J} \times \mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}. \quad (2.91)$$

De esta ecuación se deduce que un medio eléctricamente neutro pero conductor siente solo los efectos de fuerzas magnéticas pero no de fuerzas eléctricas. Si se usan las identidades vectoriales para el triple producto, la ecuación anterior se reescribe como

$$\mathbf{F}_L = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \frac{1}{8\pi} \nabla (|\mathbf{B}|^2), \quad (2.92)$$

donde el primer término representa la contribución a la fuerza de Lorentz de la *tensión magnética*, y el segundo término representa el gradiente negativo de la *presión magnética*. La tensión magnética aparece si el campo de líneas tiende a curvarse, y la presión magnética surge si la magnitud del campo tiene algún gradiente.

2.3.3. Campos Magnéticos Congelados

El par de ecuaciones de Maxwell que relacionan las derivadas temporales de \mathbf{E} y \mathbf{B} son; la ley de inducción de Faraday y la ley de Ampere. Estas se pueden acoplar a la ley de Ohm para obtener una ecuación que relacione la variación en el tiempo de \mathbf{B} para un fluido de velocidad \mathbf{v} y la conductividad eléctrica del medio σ , la cual se considera uniforme. Si se ignoran términos del orden v^2/c^2 , entonces el término de la corriente desplazada de Maxwell es insignificante, y por tanto,

$$\mathbf{J} = \frac{c}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) = \sigma \left[\mathbf{E} + \frac{1}{c} (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \right], \quad (2.93)$$

donde la segunda igualdad es la ley de Ohm. La ley de Faraday puede ser escrita como

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -c (\nabla \times \mathbf{E}), \quad (2.94)$$

y tomando el rotacional en (2.93) se llega a que

$$\frac{c}{4\pi\sigma} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \times \mathbf{E} + \frac{1}{c} \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}), \quad (2.95)$$

la cual se acopla con (2.94) para obtener la ecuación de inducción,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}), \quad (2.96)$$

o bien,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.97)$$

Ahora se puede analizar con detalle cual de estos términos domina y bajo qué condiciones.

Caso 1: Para un fluido en reposo (o en uno con una muy baja conductividad σ) el primer término de (2.97) es pequeño comparado con el segundo, y la variación en el tiempo del campo magnético viene dada por

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B} \equiv \eta \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.98)$$

Esta es una ecuación de difusión estándar e implica que una concentración inicial de campo magnético contenido dentro de un área de tamaño típico L se difundirá lejos, en un tiempo constante τ_d dado por

$$\tau_d = \frac{4\pi\sigma L^2}{c^2} = \frac{L^2}{\eta}. \quad (2.99)$$

La escala de tiempo τ_d puede llegar a ser muy grande para el Sol, por ejemplo. El tiempo de difusión ohmico para una mancha solar, que tiene un tamaño en su diámetro de $L \simeq 2 \times 10^9$ cm y $T \simeq 4 \times 10^3$ K, es $> 10^{11}$ s. Pero una mancha solar vive solo unos pocos meses a lo mucho, por lo que su destrucción debe ser causada por algún otro proceso. Para el caso de SN 1987A; $L \simeq 10^5$ cm, $\eta \sim 10^{-3}$, lo cual implica un tiempo de difusión enorme, $\tau_d \sim 10^{13}$ s. Obviamente, se espera que otros procesos ayuden a la difusión del campo magnético.

Caso 2: Si por el contrario, la conductividad del medio es muy grande, entonces el término de difusión es comparativamente pequeño, y la ecuación de inducción queda,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (2.100)$$

Esta ecuación muestra que la cantidad total de flujo magnético que pasa a través de cualquier circuito cerrado, moviéndose con la velocidad local del fluido, es constante en el tiempo.

Nótese que, debido a que la resistividad calculada para el proceso de acreción en SN 1987A es bastante baja, el campo magnético debe estar congelado con la materia y esto permite utilizar las ecuaciones MHD ideales (sin resistividad) en las simulaciones numéricas de esta tesis, sin pérdida de generalidad.

El Número Magnético de Reynolds

Este número se define como,

$$R_M = \frac{\tau_d}{\tau_v}, \quad (2.101)$$

siendo τ_d el tiempo de difusión característico que se definió en (2.99) y τ_v el tiempo de escala para movimientos significativos del fluido y se define como, $\tau_v = L/v$, con v la velocidad de los movimientos. Por tanto,

$$R_M = \frac{\tau_d}{\tau_v} = \frac{L^2 v}{\eta L} = \frac{Lv}{\eta}. \quad (2.102)$$

Es de notar que si R_M es muy grande, entonces domina el movimiento de las líneas debido al movimiento del fluido, es decir, el campo está congelado y se puede decir que no hay difusión del mismo. Este es el caso que se utiliza en la aproximación numérica de

esta tesis, ya que el término Lv es suficientemente grande (y la η muy chica) como para que haya difusión del campo magnético sobre la superficie de la estrella de neutrones. En el escenario de SN 1987A, $R_M \sim 10^{17}$.

Si R_M es pequeño, los tiempos de difusión ohmica son cortos y el campo se extiende en el fluido y se difunde antes de que haya habido un transporte significativo del campo debido a los movimientos del fluido.

El β de un Plasma

Al cociente entre la presión térmica y la presión magnética se le conoce como el β del plasma

$$\beta = \frac{P_T}{P_M}. \quad (2.103)$$

Este parámetro puede escribirse de una manera mucho más adecuada, en términos de la velocidad local del sonido y la velocidad de Alfvén,

$$c_s^2 = \gamma \frac{P_T}{\rho} \rightarrow P_T = \frac{c_s^2 \rho}{\gamma}, \quad v_A^2 = \frac{B^2}{4\pi\rho} \rightarrow P_M = \frac{B^2}{8\pi} = \frac{v_A^2 \rho}{2}, \quad (2.104)$$

por lo que,

$$\beta = \frac{P_T}{P_M} = \frac{2}{\gamma} \left(\frac{c_s}{v_A} \right)^2. \quad (2.105)$$

La relación para la velocidad de Alfvén refuerza la analogía con una cuerda, donde $B^2/4\pi$ es la tensión del campo magnético, ρ la densidad de masa, y la velocidad de la onda de una cuerda es la tensión dividida por la densidad de masa, justamente.

Reconexión Magnética

La ecuación de inducción

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2.106)$$

muestra los cambios del campo magnético debido a la difusión. La escala de tiempo para la difusión es $\tau_d = L^2/\eta$, la cual es muy grande para escalas típicas de longitud global astrofísica, y la velocidad de difusión es $v_d = \eta/L$.

En la mayoría de los casos astrofísicos en número de Reynolds es mucho mayor que la unidad ($R_M \gg 1$) y entonces el campo magnético es congelado por el plasma. Pero en

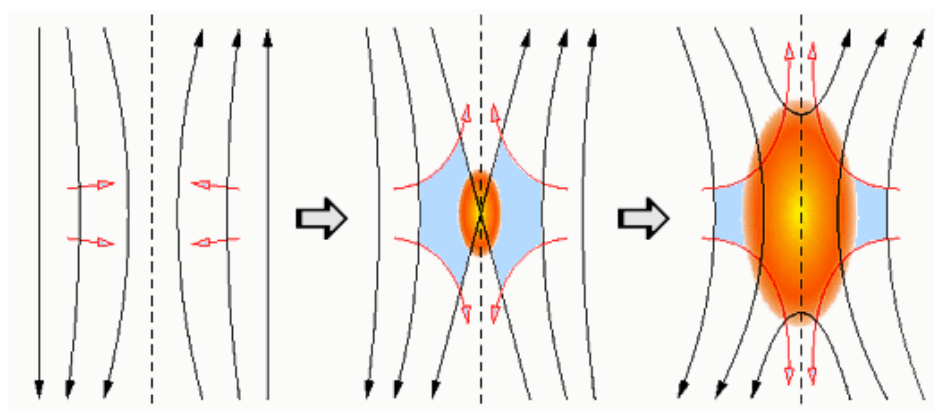


Figura 2.3: Reconexión Magnética en dos líneas de corriente opuestas. Nótese el intenso gradiente magnético.

regiones muy pequeñas, puede difundirse a través del plasma. Así, una línea de campo, por ejemplo, inicialmente unida a un elemento de plasma puede dirigirse hacia otra línea dirigida en sentido opuesto, en una región extremadamente estrecha, y un gradiente magnético muy intenso puede ser formado entre ellas. Entonces las líneas pueden difundirse, romperse y reconectarse, lo que hace que el elemento inicial llegue a ser enlazado con el elemento opuesto (Fig. 2.3). Así pues, la reconexión magnética es el proceso mediante el cual la energía almacenada en un campo magnético antiparalelo se libera localmente para transformarse en energía cinética del plasma. Hay varios procesos importantes en este proceso local:

1. Cambios de la topología global y conectividad de las líneas de campo, las cuales afectan las rutas y el calor de las partículas rápidas, ya que que estas partículas viajan principalmente a lo largo de las líneas de campo.
2. Conversión de la energía magnética en calor, energía cinética y energía de partículas rápidas.
3. Creación de corrientes electricas grandes, campos eléctricos grandes, choques de onda y filamentación, lo cual puede ayudar a acelerar partículas rápidas.

Para una revisión detallada del paradigma actual de la reconexión magnética, véase, por ejemplo, F. Shu, 1992. Por definición, la reconexión magnética no puede tomar lugar en condiciones de MHD ideal, ya que se requiere de alguna resistividad magnética en el medio, la cual es dada por las colisiones. No obstante, la naturaleza no siempre está de acuerdo

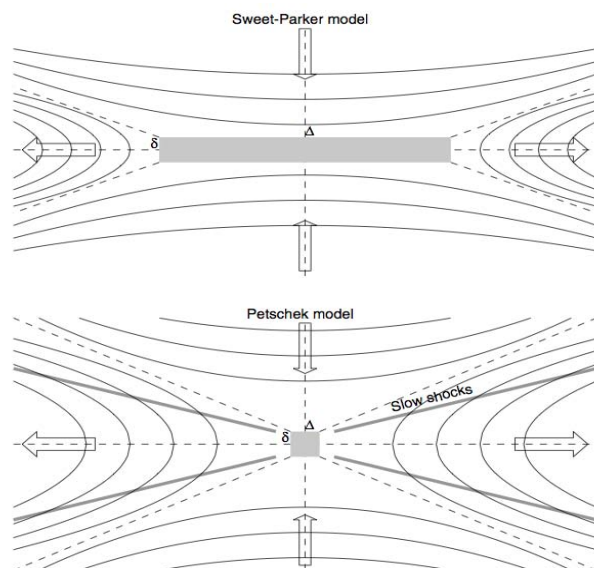


Figura 2.4: Modelos de Reconexión Magnética: (a) Modelo de Sweet-Parker y (b) Modelo de Petschek.

con tales definiciones y provee ejemplos donde las colisiones son muy pocas (o nulas) y la reconexión se da, como es el caso de la magnetósfera terrestre. Por eso, es importante clasificar los tipos de reconexión magnética basándose en sus tasas de reconexión.

Aunque existe una gran cantidad de procesos de reconexión magnética, no todos son de interés en la astrofísica. Dos de los más importantes son: El Modelo Sweet-Parker y El Modelo de Petschek (Fig. 2.4).

En el primero de estos modelos, un flujo de plasma vertical comprime una configuración de líneas de campo magnético paralelo y anti-paralelo, las cuales se aniquilan en una hoja de corriente con campo magnético nulo, forzando al plasma a salir horizontalmente.

En el segundo modelo, la configuración es muy similar, solo que ahora las líneas de campo son forzadas a reconectarse en un punto central y neutral, lo que reduce significativamente el área de difusión y permite que la tasa de reconexión sea mayor.

Ahora bien, en el proceso de acreción hipercrítica de SN 1987A, la alta tasa de acreción de materia que cae sobre el campo magnético de la estrella de neutrones recién nacida puede inducir a que se de algún proceso de reconexión de los mencionados anteriormente. Sin embargo, aunque en el modelo numérico de esta tesis se utiliza un escenario MHD ideal, el código incluye una resistividad y una viscosidad numéricas no despreciables, lo que

permitiría que esta reconexión pueda verse. Por otro lado, es posible incluir en las ecuaciones MHD una resistividad (tipo Spitzer) para que el código tome en cuenta reconexiones magnéticas, si estas toman lugar. Los resultados se muestran en el Cap. 5.

Capítulo 3

El Modelo de Acreción Hipercrítica

3.1. Introducción al Problema

Aunque los intentos observacionales que se han hecho, hasta ahora, para detectar el remanente compacto de SN 1987A han resultado infructuosos, una aproximación analítica del proceso de acreción de materia sobre la superficie de la estrella de neutrones recién nacida en esta supernova puede ayudar a vislumbrar el destino de este objeto compacto. En la actualidad se piensa que las estrellas de neutrones se forman con campos magnéticos bastante fuertes ($10^{12} - 10^{15}$ G). Aún si el haz de radiación proveniente del pulsar no está alineado con la visual de un observador en la Tierra, las contribuciones a la curva de luz podrían haber sido detectadas de alguna manera, o bien, la radiación sincrotrón de las partículas aceleradas provenientes del pulsar podría detectarse en la nebulosa que la rodea. Esto no es lo que ocurre y por tanto, cobra vida la idea de que la estrella de neutrones recién nacida tiene un campo magnético muy débil, o que la acreción sobre esta ha logrado que el campo magnético se sumerja en su corteza, haciendo de este objeto una estrella compacta desmagnetizada, o mejor aún, que la estrella de neutrones haya sobrepasado el límite de masa permitido y haya colapsado a un hoyo negro (pasando antes, posiblemente, por la fase de estrella de quarks).

Siguiendo los trabajos de Blondin (1986), Chevalier (1989), Houck & Chevalier (1991), Park (1990) & Brown (1995) sobre la acreción de materia sobre objetos compactos, y con base en la teoría de acreción de Bondi, se puede obtener un modelo de acreción hipercrítica para el núcleo de SN 1987A. Los parámetros de esta supernova se obtienen a partir de los trabajos de Woosley (1988) y Bethe (1990) y con estos se obtiene la tasa de acreción de masa, llegándose a la conclusión de que esta es hipercrítica, es decir, supera por $\sim 10^9$ veces la tasa de acreción de Eddington. Esto es así porque la función de enfriamiento por emisión

de neutrinos propuesta es mucho más eficiente que la emisión de fotones, dadas las altas densidades y temperaturas involucradas.

La curva de luz observada en SN 1987A puede ser explicada por decaimiento radiativo, con una luminosidad actual del orden de 10^{36} erg s⁻¹. La contribución esperada a partir de la acreción esférica no está presente, por supuesto. Si en lugar de una estrella de neutrones hay un hoyo negro como remanente compacto, la contribución a la luminosidad sería muy pequeña como para ser detectada.

La formulación de Chevalier (1989) toma en cuenta una serie de procesos físicos y la idea de ráfagas auto-similares como solución al problema. Sin embargo, el tratamiento del problema es bastante extenso y tedioso y a veces, redundante. Aquí se seguirán sus ideas principales, pero la formulación se hace de forma más simple y eficiente, sin dejar de lado ningún argumento físico importante. El resultado es básicamente el mismo que el obtenido por Chevalier.

En los escenarios de explosiones de supernovas siempre está presente una onda de choque expansiva, con velocidades del orden de $v_{sh} \simeq 10^4$ km s⁻¹. Pasados unos cuantos segundos después de la explosión, la materia se bifurca detrás del choque y parte de la materia vuelve a caer sobre el objeto compacto, mientras que el resto de la materia, no ligada gravitacionalmente, es expulsada. Esto deja una región de baja densidad de materia, en caída libre, entre el objeto compacto y la atmósfera que se ha formado en equilibrio cuasi-estático. Un segundo choque (el choque reverso) se forma cuando el choque expansivo atraviesa la discontinuidad de densidad presente entre la capa exterior de helio y la envolvente hidrógeno-helio. Este choque reverso desacelera la materia y hace que vuelva a caer, depositando del orden de $0,1 M_{\odot}$ de vuelta sobre la superficie de la estrella de neutrones recién nacida, unas horas después de su nacimiento.

Por otro lado, debido a la asimetría en la explosión de la supernova, al objeto compacto se le ha inyectado una velocidad relativa del orden de $\sim 100 - 400$ km s⁻¹ (Dewey et al. 1987). Así, cuando el material que ha sido devuelto por el choque reverso llega al centro de la explosión, el objeto compacto ya no está allí y el material sigue su curso radialmente hacia afuera, hasta que eventualmente termina comoviéndose con la estrella de neutrones. Esto permite, en primera aproximación, suponer que el objeto compacto está en reposo con respecto al medio ambiente y utilizar la teoría de acreción de Bondi para calcular la tasa de acreción sobre el núcleo de SN 1987A. Si la rotación no fuera despreciable se podrían esperar algunos efectos provenientes de un disco de acreción ya que este proceso es más eficiente y podría haberse detectado algún efecto en la luminosidad observada.

A partir de este escenario, se desarrolla entonces un modelo analítico de acreción hiper-crítica, con la ayuda de la teoría de acreción de Bondi, lo que permitirá obtener algunos resultados importantes para comparar con los observables y con las simulaciones numéricas. Las suposiciones que se hacen son:

1. Considerar que la tasa de acreción es la misma, independientemente de la naturaleza del objeto compacto (hoyo negro ó estrella de neutrones).
2. Asumir que el objeto compacto está en reposo respecto al material circundante. Por ejemplo, si no hay asimetrías muy fuertes en la explosión inicial.
3. Que el campo magnético de la estrella de neutrones recién nacida sea muy débil, de tal forma que no afecte la caída del material sobre su superficie.
4. Que la rotación de la estrella de neutrones sea despreciable, de tal manera que no se pueda formar un disco de acreción. Esto impediría utilizar la teoría acreción de Bondi.
5. Que los pares $e^+ - e^-$ produzcan los neutrinos necesarios para enfriar el flujo. Esto es, que la creación de pares sea el mecanismo dominante y más eficiente de enfriamiento.
6. Hacer la aproximación de un polítropo en la ecuación de energía y usar la ecuación de estado de un gas ideal con $\gamma = 4/3$.
7. Utilizar la teoría de acreción esférica de Bondi para encontrar la tasa de acreción de masa y calcular la estructura de la envoltente.

3.2. Acreción Hipercrítica de Bondi

Considérese un flujo aproximadamente adiabático, descrito por la ecuación de continuidad, por la ecuación de Euler y un índice adiabático γ . A partir de la ecuación de continuidad, se había encontrado que,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad \rightarrow \quad \dot{M} = 4\pi r^2 \rho v. \quad (3.1)$$

Y a partir de la ecuación de Euler se había obtenido la ecuación de Bernoulli, que relaciona el movimiento en r con las condiciones en el infinito,

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{GM}{r^2} \quad \rightarrow \quad \frac{v^2}{2} + \frac{c_s^2}{\gamma - 1} - \frac{GM}{r} = \frac{c_\infty^2}{\gamma - 1}. \quad (3.2)$$

El radio transónico fue hallado al acoplar la ecuación de continuidad y la componente radial de la ecuación de Euler, obteniéndose,

$$r_s = \frac{1}{2} \frac{GM}{c_s^2} \quad \rightarrow \quad c_s^2 = \frac{2}{5 - 3\gamma} c_\infty^2 \quad \rightarrow \quad r_s = \left(\frac{5 - 3\gamma}{4} \right) \frac{GM}{c_\infty^2}. \quad (3.3)$$

Y con esto se pudo calcular la tasa de acreción de masa en función de los valores en el infinito,

$$\dot{M} = \pi \lambda (GM)^2 \rho_\infty c_\infty^{-3}, \quad \lambda(\gamma = 4/3) = 3/2. \quad (3.4)$$

Ahora solo resta encontrar los valores de densidad y velocidad del sonido, muy lejos del objeto compacto, con los parámetros de SN 1987A. Ahora bien, se sabe que un gas ideal de Maxwell–Boltzmann tiene la forma,

$$P = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H} \rightarrow c_s^2 = \frac{\gamma k_B T}{\mu m_H} \rightarrow c_\infty^2 = \frac{\gamma k_B T_\infty}{\mu m_H}. \quad (3.5)$$

Y reemplazando esto en (3.4) se obtiene,

$$\dot{M} = 7,25 \times 10^{34} \mu^{\frac{3}{2}} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^2 \rho_\infty \left(\frac{T_\infty}{10^4 \text{ K}} \right)^{-\frac{3}{2}} \text{ gr s}^{-1}. \quad (3.6)$$

Y se pueden encontrar entonces los parámetros físicos μ , ρ_∞ , T_∞ a partir de los datos obtenidos por Woosley y Bethe. Para encontrar la densidad lejos del objeto compacto Woosley (1988) encontró que la velocidad final de expansión del núcleo de CO (después de ser frenado por el choque reverso) es de $v_f \simeq 600 \text{ km s}^{-1}$. Para el caso de SN 1987A, la masa del núcleo de CO (después de que $1,5 M_\odot$ fueran removidos para formar el objeto compacto) es de $2,5 M_\odot$. El objeto compacto debe estar sumergido en este material y si se asume que este núcleo de CO es esférico, de radio $R = v_f t$, donde t es el tiempo después de la explosión de la supernova, se encuentra que,

$$\rho_\infty = \frac{2,5 M_\odot}{(4/3) \pi (v_f t)^3} = 1,78 \times 10^{-13} \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{-3} \text{ gr cm}^{-3}. \quad (3.7)$$

Para estimar la temperatura lejos del objeto compacto, se toma en cuenta que la temperatura, poco después de la explosión de la supernova, es del orden de 70 KeV para un choque de radio $R_{sh} \sim 4 \times 10^9 \text{ cm}$. Según Bethe (1990), ya que el choque es dominado por radiación, se espera que $T \propto R^{-3/4}$, esto es así porque la velocidad del sonido es casi constante en ese punto, de allí que,

$$c_s^2 = \gamma \frac{P}{\rho} = cte \rightarrow P \propto \rho \propto R^{-3}, \quad (3.8)$$

pero,

$$P = a T_\infty^4 \propto T_\infty^4 \rightarrow T_\infty^4 \propto R^{-3} \rightarrow T_\infty \propto R^{-\frac{3}{4}}. \quad (3.9)$$

Y como esto es cierto también en el choque, se tiene que,

$$\frac{T_\infty}{T_{sh}} = \left(\frac{R}{R_{sh}} \right)^{-\frac{3}{4}} \rightarrow T_\infty = T_{sh} \left(\frac{R_{sh}}{R} \right)^{\frac{3}{4}}. \quad (3.10)$$

Así pues,

$$T_\infty = 70 \text{ KeV} \left(\frac{4 \times 10^9 \text{ cm}}{R} \right)^{\frac{3}{4}} = 4,52 \times 10^4 \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{-\frac{3}{4}} \text{ K}. \quad (3.11)$$

Ahora bien, si por pura conveniencia se considera que el gas acretante es puramente oxígeno, a las temperaturas consideradas aquí el oxígeno debería estar 3 veces ionizado por mucho tiempo, por lo que $\mu = 16/4 = 4$. Combinando todos estos resultados, se obtiene la tasa de acreción de masa requerida,

$$\dot{M} = 2,23 \times 10^{22} \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{-\frac{15}{8}} \text{ gr s}^{-1} = 3,50 \times 10^{-4} \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{-\frac{15}{8}} M_\odot \text{ yr}^{-1}. \quad (3.12)$$

Ahora, la luminosidad de Eddington es la luminosidad a la cual la presión de radiación balancea la fuerza de gravedad sobre el material, y se define como,

$$L_{Edd} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma_T} = \frac{GM\dot{M}_{Edd}}{r_{ns}}, \quad (3.13)$$

donde $r_{ns} \sim 10^6$ cm es el radio de una estrella de neutrones, m_p es la masa del protón, σ_T es la sección de dispersión de Thomson y c es la velocidad de la luz. Así, la tasa de acreción de Eddington es,

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{4\pi c r_{ns}}{k_{es}} = 3,77 \times 10^{18} \text{ gr s}^{-1} = 5,92 \times 10^{-8} M_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad k_{es} = \frac{\sigma_T}{m_p}, \quad (3.14)$$

siendo $k_{es} \sim 0,1 \text{ cm}^2 \text{ gr}^{-1}$ la opacidad, cuyo valor estimado aquí se aplica al rango de densidades y temperaturas para SN 1987A (Houck & Chevalier, 1991). Si de antemano se conoce esta tasa de acreción, la luminosidad puede ser obtenida a partir de,

$$L_{Edd} = c^2 \dot{M}_{Edd} = 3,39 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}. \quad (3.15)$$

Si se diera el caso de que la tasa de acreción de Bondi superara a la tasa de acreción de Eddington, se podría suponer que existe otro mecanismo, diferente al de los fotones, por el cual la energía de acreción es removida. En este caso,

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} = 6 \times 10^3 \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{-\frac{15}{8}}. \quad (3.16)$$

Cuando \dot{M} excede por un factor grande a \dot{M}_{Edd} se dice entonces que la acreción es *hipercrítica* y fue considerada, primeramente, por Blondin (1986). En su trabajo, él encontró que existe un *radio de atrapamiento* tal que los fotones dentro de este radio son advectados hacia adentro junto con la masa acretada, mucho más rápido de lo que estos podrían difuminarse hacia afuera.

3.3. El Radio de Atrapamiento

Para encontrar este radio de atrapamiento para el caso de SN 1987A, se toma la ecuación de continuidad integrada sobre una línea de flujo y se la divide sobre la tasa de acreción de Eddington,

$$\dot{m} = \frac{\dot{M}}{\dot{M}_{Edd}} = \frac{4\pi r^2 \rho v}{4\pi c r_{ns} k_{es}^{-1}} = \frac{r^2 \rho v k_{es}}{r_{ns} c}. \quad (3.17)$$

En este caso, se considera que el fluido está en caída libre ($v = \sqrt{2GM/r}$) y se utiliza la definición del radio de Schwarzschild, $r_{sch} = 2GM/c^2$. Así,

$$\rho k_{es} = \frac{r_{ns} c}{r^2 v} \dot{m} = r_{ns} r_{sch}^{-\frac{1}{2}} r^{\frac{3}{2}} \dot{m}. \quad (3.18)$$

Para un objeto compacto de masa $\sim 1,5 M_{\odot}$, el radio de Schwarzschild es del orden de $r_{sch} \sim 4,4$ km. Ahora, se obtiene la profundidad óptica para la dispersión electrónica,

$$\tau_{es} \equiv \int_r^{\infty} \rho k_{es} dr = 2r_{ns} \dot{m} (r r_{sch})^{-\frac{1}{2}}, \quad (3.19)$$

siendo r la distancia desde el objeto compacto donde el fotón comienza su jornada hacia afuera. Con la definición de *camino aleatorio*, se encuentra el tiempo de difusión para que un fotón recorra la distancia d . En un camino aleatorio un fotón debe hacer N pasos para recorrer una distancia d , donde N es

$$N = \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2, \quad \lambda : \text{camino libre medio} \quad (3.20)$$

por lo que el tiempo de difusión es,

$$\tau_d = N \frac{\lambda}{c} = \frac{d^2}{\lambda c} \propto \frac{d}{c} \tau_{es}, \quad \lambda = \frac{1}{n\sigma_T} = \frac{1}{k_{es}\rho} \propto \frac{1}{\tau_{es}}. \quad (3.21)$$

La aproximación en el último paso, viene de considerar que d es grande comparado con las dispersiones que el fotón experimenta en su viaje hasta el infinito, que hayan ocurrido en el tiempo que le tomó viajar la distancia d .

Para obtener el tiempo de atrapamiento de los fotones, se iguala el tiempo dinámico con el tiempo que le toma a un fragmento de materia, en la posición r , viajar la distancia d a una velocidad instantánea en r , y se aproxima al tiempo que le toma a un fotón ser advechado hacia adentro la distancia d ,

$$\tau_{dyn} = \frac{d}{v(r)} = d \left(\frac{r}{2GM} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad v(r) = \sqrt{\frac{2GM}{r}}. \quad (3.22)$$

Así pues,

$$\tau_{dyn} = \tau_d \rightarrow d \left(\frac{r}{2GM} \right)^{\frac{1}{2}} = \frac{d}{c} \tau_{es} = \frac{d}{c} \left(2r_{ns} \dot{m} (rr_{sch})^{-\frac{1}{2}} \right) \rightarrow r_{tr} = 2r_{ns} \dot{m}, \quad (3.23)$$

y como la solución de la ecuación de difusión (para difusión radial en 3D) decrece el tiempo de difusión por un factor $\pi^2/3$, se debe disminuir el radio de atrapamiento por este factor, obteniéndose finalmente,

$$r_{tr} = 0,6r_{ns} \dot{m} = 3,6 \times 10^9 \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{-\frac{15}{8}} \text{ cm}. \quad (3.24)$$

Cualquier flujo de fotones emitido muy por debajo de r_{tr} es incapaz de difuminarse *en contra de la corriente* y por tanto no tiene efecto en la luminosidad alcanzada o detectada por un observador en el infinito.

3.4. El Choque de Acreción

Una vez que el choque reverso fuerza a una fracción importante de material en expansión a devolverse hacia el objeto compacto, este material en caída libre choca contra la superficie de la estrella de neutrones recién nacida y se forma un tercer choque expansivo que intenta difuminarse a través del material que está cayendo sobre este. Así, se va formando una atmósfera en cuasi-equilibrio hidrostático alrededor del objeto compacto cuya estructura general puede ser calculada analíticamente, con algunas aproximaciones.

Chevalier (1989) tomó en cuenta que los neutrinos pueden llevarse lejos la energía de la acreción y desarrolló soluciones auto-similares para el proceso de acreción hipercítica, esto es, encontró una serie de soluciones de atmósferas estratificadas y cuasi-estacionarias que rodeaban al objeto compacto. En particular, encontró una expresión para el radio de choque de acreción en términos de la tasa de acreción para el caso de SN 1987A. Para seguir las ideas de Chevalier, se calcula la estructura de la envoltura y se deriva una expresión para la presión en la superficie de la estrella de neutrones, P_{ns} , en términos de \dot{M} y R_{sh} . Después se examina el enfriamiento por neutrinos cerca de la superficie de la estrella de neutrones, produciendo una ecuación en términos de P_{ns} . Esto da el radio de choque en función de la tasa de acreción.

Las características básicas de la estructura de la envoltura pueden ser derivadas a partir de consideraciones analíticas. La pérdida de neutrinos solo es importante cerca de la superficie de la estrella de neutrones, por lo que el flujo post-choque es adiabático sobre casi todo el volumen. Además, el flujo es altamente subsónico excepto, cerca del choque, así que el término $v dv/dr$ en la ecuación de momento del fluido puede ser despreciado. Bajo estas condiciones, la ecuación de momento en estado estacionario toma la forma clásica del equilibrio hidrostático,

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM}{r^2}. \quad (3.25)$$

Ahora, con la ayuda de la relación politrópica, se procede a hacer la integración,

$$\rho = \left(\frac{P}{K}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \rightarrow \frac{dP}{dr} = -\left(\frac{P}{K}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \frac{GM}{r^2} \rightarrow P^{-\frac{1}{\gamma}} dP = -\frac{GM}{K^{\frac{1}{\gamma}} r^2} dr, \quad (3.26)$$

de aquí que,

$$\frac{P^{1-\frac{1}{\gamma}}}{1-\frac{1}{\gamma}} = -\frac{GM}{K^{\frac{1}{\gamma}}} \left(-\frac{1}{r}\right) + cte \rightarrow P = \left[\frac{GM(\gamma-1)}{\gamma K^{\frac{1}{\gamma}} r}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} + cte \rightarrow P \propto r^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (3.27)$$

En este caso $cte = 0$, ya que $P(r \rightarrow \infty) = 0$. La densidad queda,

$$\rho = \left(\frac{P}{K}\right)^{\frac{1}{\gamma}} \rightarrow \rho = \left[\frac{\left[\frac{GM(\gamma-1)}{\gamma K^{\frac{1}{\gamma}} r}\right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}}{K}\right]^{\frac{1}{\gamma}} \rightarrow \rho \propto r^{-\frac{1}{\gamma-1}}. \quad (3.28)$$

Finalmente, con la conservación de la masa se encuentra la dependencia de la velocidad con el radio,

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v \rightarrow v \propto r^{-2} \rho^{-1} \propto r^{\frac{(3-2\gamma)}{(\gamma-1)}}. \quad (3.29)$$

Ahora bien, estos resultados también son válidos en el choque, así que tomando $\gamma = 4/3$ se obtiene,

$$P \propto r^{-\frac{\gamma}{(\gamma-1)}} \propto r^{-4} \rightarrow P_{sh} \propto R_{sh}^{-4}, \quad (3.30)$$

$$\rho \propto r^{-\frac{1}{(\gamma-1)}} \propto r^{-3} \rightarrow \rho_{sh} \propto R_{sh}^{-3}, \quad (3.31)$$

$$v \propto r^{\frac{(3-2\gamma)}{(\gamma-1)}} \propto r \rightarrow v_{sh} \propto R_{sh}. \quad (3.32)$$

Finalmente,

$$P = P_{sh} \left(\frac{r}{R_{sh}} \right)^{-4}, \quad (3.33)$$

$$\rho = \rho_{sh} \left(\frac{r}{R_{sh}} \right)^{-3}, \quad (3.34)$$

$$v = v_{sh} \left(\frac{r}{R_{sh}} \right). \quad (3.35)$$

Esta es la estructura de la envoltura cuasi-estática alrededor del objeto compacto cuando ha alcanzado un estado estacionario.

3.5. El Radio de Choque

Ahora, resta encontrar los valores de las variables en el choque. Para esto se utilizan las condiciones de salto para un choque fuerte ($P_{sh} \gg P_0$), donde P_0 y ρ_0 son la presión y la densidad pre-choque.

$$\frac{\rho_{sh}}{2} [(\gamma - 1) P_{sh} + (\gamma + 1) P_0] = \frac{\rho_0}{2} [(\gamma + 1) P_{sh} + (\gamma - 1) P_0]. \quad (3.36)$$

Aplicando la condición de choque fuerte y haciendo $\gamma = 4/3$, se obtiene,

$$\frac{\rho_{sh}}{2} \left[\left(\frac{4}{3} - 1 \right) P_{sh} \right] = \frac{\rho_0}{2} \left[\left(\frac{4}{3} + 1 \right) P_{sh} \right] \rightarrow \rho_{sh} = 7\rho_0. \quad (3.37)$$

Como en Blondin (1986), ρ_0 se calcula como,

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi R_{sh}^2 v_0}. \quad (3.38)$$

Por otro lado, las condiciones de salto también dan la velocidad en el choque en función de la velocidad de caída libre, justamente fuera del choque.

$$(\rho_{sh} v_{sh})^2 = (\rho_0 v_0)^2 \quad \rightarrow \quad \rho_{sh} v_{sh} = \rho_0 v_0 \quad \rightarrow \quad v_{sh} = -\frac{1}{7}v_0, \quad v_0 = \sqrt{\frac{2GM}{R_{sh}}}. \quad (3.39)$$

Se define negativa la velocidad porque se supone que el material está cayendo hacia el objeto compacto. Ahora, para encontrar la presión en el choque, se parte de la solución integrada para la presión,

$$P = \left[\frac{GM(\gamma-1)}{\gamma K^{\frac{1}{\gamma}}} \frac{1}{r} \right]^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad \rightarrow \quad P_{sh} = \left[\frac{GM}{4K^{\frac{3}{4}} R_{sh}} \right]^4, \quad (3.40)$$

y la relación politrópica da la relación para la constante K ,

$$P = K\rho^{\frac{4}{3}} \quad \rightarrow \quad K^{\frac{3}{4}} = \frac{P_{sh}^{\frac{3}{4}}}{\rho_{sh}}. \quad (3.41)$$

Así, la presión en el choque queda,

$$P_{sh} = \left[\frac{GM}{4K^{\frac{3}{4}} R_{sh}} \right]^4 = \left[\frac{1}{8} \frac{2GM}{R_{sh}} \frac{\rho_{sh}}{P_{sh}^{\frac{3}{4}}} \right]^4 = \left[\frac{\rho_{sh} v_0^2}{8} \right]^4 \frac{1}{P_{sh}^3} = \frac{7}{8} \rho_0 v_0^2. \quad (3.42)$$

Ahora se puede obtener la presión en la superficie de la estrella de neutrones,

$$P_{ns} = P_{sh} \left(\frac{r_{ns}}{R_{sh}} \right)^{-4} = \frac{7}{8} \rho_0 v_0^2 \left(\frac{r_{ns}}{R_{sh}} \right)^{-4} \simeq 1,36 \times 10^{-12} \dot{M} R_{sh}^{\frac{3}{2}}, \quad (3.43)$$

donde se ha usado $M \sim 1,44 M_{\odot}$ y $r_{ns} \sim 10^6$ cm. Por otro lado, la pérdida de energía por neutrinos (solo producción de pares) por unidad de volumen es (Dicus, 1972),

$$\dot{\varepsilon}_n = 1,06 \times 10^{25} T^9 C \left(\frac{\mu_e}{T} \right) \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad (3.44)$$

donde μ_e es el potencial químico de los electrones, T está dado en MeV, y $C(x)$ es una función que varía suavemente con x . Se utiliza el valor $C(x=0) = 0,92$, porque los electrones no están muy degenerados.

En la región donde $\dot{\varepsilon}_n$ es operativa, $T \sim 1$ MeV, así que los pares $e^+ - e^-$, así como los fotones contribuyen a la presión de radiación. Con T en MeV, la densidad de energía de cuerpo negro de los fotones es,

$$B(T) = 1,37 \times 10^{26} T^4 \text{ erg cm}^{-3}. \quad (3.45)$$

La inclusión de los pares $e^+ - e^-$ multiplica este valor por un factor de 11/4, así, se divide entre 3 y se obtiene la presión,

$$P = 1,26 \times 10^{26} T^4 \text{ erg cm}^{-3} \rightarrow T = \left(\frac{P}{1,26 \times 10^{26} \text{ erg cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{4}} \text{ MeV}, \quad (3.46)$$

y combinando con $\dot{\varepsilon}_n$ se obtiene,

$$\dot{\varepsilon}_n = 1,83 \times 10^{-34} P^{2,25} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1}. \quad (3.47)$$

Ahora bien, el enfriamiento por neutrinos toma lugar dentro de una presión que tiene una escala de altura de $r_{ns}/4$ de la estrella de neutrones, o en un volumen del orden de $\sim \pi r_{ns}^3$. Así, la conservación de la energía da,

$$\pi r_{ns}^3 \times 1,83 \times 10^{-34} P^{2,25} = \frac{GM\dot{M}}{r_{ns}}. \quad (3.48)$$

Con la relación para P_{ns} y resolviendo para el radio de choque,

$$R_{sh} \simeq 7,58 \times 10^8 \left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right)^{-\frac{10}{27}} \text{ cm}. \quad (3.49)$$

La potencia $-10/27 = -0,370$ es la misma que obtuvieron Houck & Chevalier (1991) utilizando la función de enfriamiento por neutrinos exacta y no la de Chevalier (1989).

Para incluir los efectos de la relatividad general, se debe multiplicar la expresión para el radio de choque por 0,4, lo que da (Brown, 1995),

$$R_{sh} \simeq 3,03 \times 10^8 \left(\frac{\dot{M}}{M_{\odot} \text{ yr}^{-1}} \right)^{-0,370} \text{ cm} = 5,77 \times 10^9 \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{0,7} \text{ cm}. \quad (3.50)$$

La ecuación para r_{tr} dice que este radio decrece con el tiempo, mientras que la ecuación anterior dice que el radio de choque aumenta con el tiempo. Así, en algún tiempo crítico

t_{cr} estos radios van a igualarse, y después de esto, el radio de choque seguirá creciendo. Igualando las expresiones para estos radios, se obtiene el tiempo crítico,

$$r_{tr} = R_{sh} \rightarrow 3,6 \times 10^9 \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{-\frac{15}{8}} = 5,77 \times 10^9 \left(\frac{t}{\text{yr}} \right)^{0,7}, \quad (3.51)$$

por lo que,

$$t_{cr} = 0,7 \text{ yr}. \quad (3.52)$$

Como R_{sh} se incrementa más allá de r_{tr} para $t > t_{cr}$, la luminosidad podría incrementarse hasta $L_{Edd} = 3,8 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Aunque los efectos radiativos de una luminosidad cercana a L_{Edd} podría reducir la velocidad de caída del flujo, y por ende, la tasa de acreción, el límite de la luminosidad de Eddington podría persistir por algún tiempo, bajando hasta $\dot{M} \simeq 2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, donde las soluciones de estado estacionario ya no son posibles debido al fuerte calentamiento del gas que cae (Houck & Chevalier, 1991). A partir de la ecuación para la acreción de masa, se estima que el tiempo para que esta tasa de acreción baje al límite anterior, es del orden de 3 años. Alrededor de este tiempo la fase de acreción constante dominada por neutrinos termina. Una masa de $10^{-4} - 10^{-5} M_{\odot}$ está ligada a la estrella de neutrones. Se podría esperar que la acreción de esta masa sobre la estrella de neutrones produzca una luminosidad del orden de L_{Edd} por muchos años, si esta no es eyectada por algún mecanismo de inestabilidad dinámica. La luminosidad proveniente de la acreción al nivel de L_{Edd} es excluida por observación de la curva de luz. Fuentes adicionales de decaimiento radiativo se excluyen al nivel de $\sim 6 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

3.6. La Estructura de la Acreción Hipercrítica en el Escenario de SN 1987A

Para efectos de hacer un análisis comparativo con los resultados numéricos, se calcularon los parámetros más relevantes de la acreción hipercrítica y los valores de las variables hidrodinámicas, desde el momento en que el choque reverso inicia su retorno hacia el objeto compacto, ($t \sim 7 \times 10^3 \text{ s}$), para el caso de SN 1987A. Los resultados obtenidos fueron logrados utilizando este modelo analítico y con base en los parámetros obtenidos por Woosley (1988) y Bethe (1990) para SN 1987A. Así,

3.6. LA ESTRUCTURA DE LA ACRECIÓN HIPERCÁRITICA EN EL ESCENARIO DE SN 1987A69

3.6.1. Las Tasas de Acreción y el Parámetro de Acreción Hiper-crítica

En este escenario, las tasas de acreción hiper-crítica \dot{M}_{Hyp} (3.12), de Eddington \dot{M}_{Edd} (3.14) y el parámetro de acreción hiper-crítica \dot{m} (3.16) son:

$$\dot{M}_{Hyp} \simeq \dot{M}_B = 2,2 \times 10^{28} \text{ gr s}^{-1} \simeq 340 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (3.53)$$

$$\dot{M}_{Edd} \simeq 3,77 \times 10^{18} \text{ gr s}^{-1} \simeq 5,92 \times 10^{-8} \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}, \quad (3.54)$$

$$\dot{m} \equiv \frac{\dot{M}_{Hyp}}{\dot{M}_{Edd}} \simeq 5,74 \times 10^9. \quad (3.55)$$

3.6.2. Los Radios de Atrapamiento y de Choque

Los radios de atrapamiento r_{tr} (3.24) y de choque R_{sh} (3.50), calculados con los valores anteriores son:

$$r_{tr} = 0,6R\dot{m} \simeq 3,44 \times 10^{15} \text{ cm}, \quad (3.56)$$

$$R_{sh} = 7,58 \times 10^8 \left(\frac{\dot{M}_{Hyp}}{\text{M}_\odot \text{ yr}^{-1}} \right)^{-\frac{10}{27}} \text{ cm} \simeq 8,77 \times 10^7 \text{ cm}. \quad (3.57)$$

3.6.3. Los Valores de las Variables en el Choque

Para calcular la estructura de la envolvente en este escenario, se calculan los valores de las variables hidrodinámicas en el choque. Con los valores obtenidos para la tasa de acreción y el radio de choque se obtienen los valores de la velocidad de caída y la densidad justo fuera del choque, v_0 (3.39) y ρ_0 (3.38). A partir de estos resultados se encuentran los valores en el choque, ρ_{sh} (3.37), v_{sh} (3.39) y P_{sh} (3.42):

$$v_0 = \sqrt{\frac{2GM}{R_{sh}}} \simeq 2,1 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}, \quad \rho_0 = \frac{\dot{M}}{4\pi R_{sh}^2 v_0} \simeq 108,75 \text{ gr cm}^{-3}, \quad (3.58)$$

$$\rho_{sh} = 7\rho_0 \simeq 761,75 \text{ gr cm}^{-3}, \quad (3.59)$$

$$v_{sh} = -\frac{1}{7}v_0 \simeq -3 \times 10^8 \text{ cm s}^{-1}, \quad (3.60)$$

$$P_{sh} = \frac{7}{8}\rho_0 v_0^2 \simeq 4,17 \times 10^{20} \text{ dinas cm}^{-2}. \quad (3.61)$$

Los perfiles radiales de densidad, presión y velocidad, para este caso simétricamente esférico, se muestran en la Fig. 3.1. Los valores de la densidad y la presión han sido escalados a sus valores en el choque, para efectos de graficar los tres perfiles juntos. En este caso, se ha idealizado la estrella de neutrones como una esfera perfectamente rígida de densidad constante $\rho = 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}$, con campo magnético nulo y con conductividad térmica nula. Aunque la conducción térmica por electrones degenerados en la corteza transporta energía desde el flujo caliente de acreción sobre la estrella de neutrones, este flujo de calor ocurre a una tasa que es muy pequeña comparada con la tasa de enfriamiento por neutrinos. Así, la corteza brinda una capa de aislamiento muy eficiente y el flujo hidrodinámico, aproximado aquí, no se ve afectado.

En este punto, Chevalier (1989) argumentó que cuando esta tasa de acreción sobrepasa una tasa de acreción crítica dada por, $\dot{M}_{cr} = 2,22 \times 10^{22} \text{ gr s}^{-1} = 3,50 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, la presión del material que cae sobre la superficie de la estrella de neutrones es mayor que la presión del campo magnético ($P_B = B^2/8\pi$, $B \sim 10^{12} \text{ G}$). Esta condición se satisface muy bien en el caso de SN 1987A, y por lo tanto, se puede considerar el flujo de acreción como puramente hidrodinámico.

Esta tasa de acreción crítica también es la tasa de acreción a la cual la acreción hiper-crítica es detenida por la presión de radiación, lo que permite que se depositen del orden de $0,1 M_{\odot}$ sobre el objeto compacto de SN 1987A (Fryer et al., 1996).

Muchos factores pueden afectar este simple estimado de la tasa de acreción:

1. **Entropía:** La generación de entropía debido al decaimiento radiactivo puede reducir la tasa de acreción, de forma sustancial, pero no afecta la tasa inicial.
2. **Rotación:** Si el radio de “estancamiento” de la materia ($r_{st} \sim l^2/GM$), siendo l el momento angular específico, se encuentra fuera de la estrella de neutrones, entonces la barrera centrífuga podría afectar fuertemente la acreción. Sin embargo, para que $r_{st} \gg r_{ns}$ se requiere que $l > 10^{16} \text{ cm s}^{-2}$. Pero según modelos de estrellas rotantes, el momento angular calculado está muy por debajo de este valor (Brown, 1995).

3.6. LA ESTRUCTURA DE LA ACRECIÓN HIPERCRÍTICA EN EL ESCENARIO DE SN 1987A71

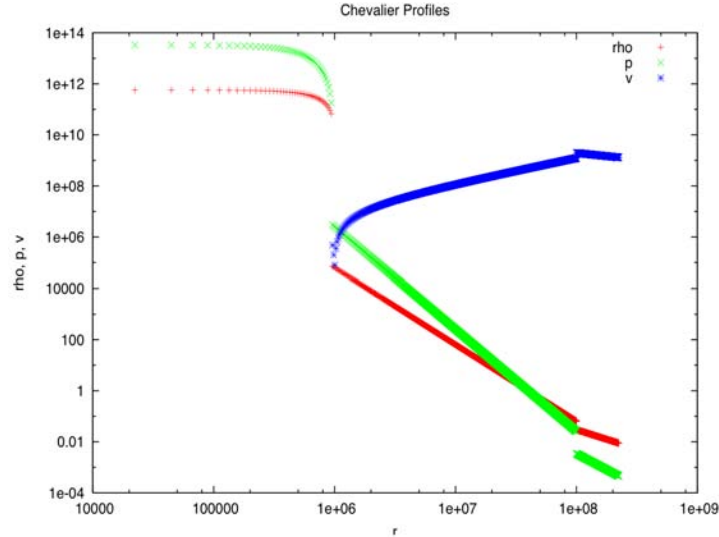


Figura 3.1: Estructura de la acreción hipercrítica para SN 1987A.

3. **Velocidad:** La velocidad con la que nace una estrella de neutrones también podría afectar la tasa de acreción. Debido a que $\dot{M}_B \sim c_\infty^{-3}$ para un acretor en reposo, si se tiene una velocidad inicial del pulsar v_k , esta tasa queda proporcional a $\dot{M}_B \sim (c_\infty^3 + v_k^3)^{-1}$.
4. **Energía:** Las estrellas de neutrones recién nacidas tienen una enorme energía rotacional ($E_{rot} \sim 4 \times 10^{52} P^{-2}$ erg), donde P es el periodo en milisegundos. Si un torque lo suficientemente grande actúa sobre el acretor, obligándolo a perder su energía rotacional en su contorno, esto sería más que suficiente como para afectar significativamente la tasa de acreción. Por otro lado, a estas altas tasas de acreción la energía de los fotones cerca de la superficie de la estrella de neutrones puede exceder los 6 MeV. Aunque la disociación nuclear completa del hierro requiere del orden de ~ 9 MeV por nucleón, se podría esperar alguna disociación parcial cerca de la superficie, en este caso. Sin embargo, la energía de disociación por nucleón representa solo el 5% de la energía total alcanzada por nucleón, en el proceso de acreción hipercrítica (Houck & Chevalier, 1991). Como resultado, ni la completa disociación de elementos cercanos al pico del hierro ni la fusión de estos elementos a partir de elementos menos pesados, involucran una cantidad significativa de energía comparada con la energía gravitacional alcanzada. Por lo tanto, las reacciones nucleares no afectan el proceso

de acreción de forma significativa y por tanto no se toman en cuenta en el desarrollo de la tesis.

Así pues, como en el caso del proceso de acreción de SN 1987A el flujo es hipercrítico, estos efectos son muy pequeños como para ser tomados en cuenta en el rango de interés de esta aproximación.

3.7. Ecuación de Estado de la Materia Densa

Es de notar que en toda esta aproximación analítica, se ha utilizado una ecuación de estado de gas ideal. Esto permite simplificar mucho las soluciones y además, mucho del flujo chocado puede ser tratado como un fluido adiabático con $\gamma = 4/3$. El gas es dominado por radiación, pero la radiación está atrapada dentro del flujo. También, la pérdida de neutrinos depende de una alta potencia de la presión, no obstante, esta pérdida es solo importante en una región cercana a la estrella de neutrones. Sin embargo, para dar cuenta de detalles más precisos de la física en la superficie de la estrella de neutrones y el apilamiento del material acretado, es aconsejable y necesario trabajar con una ecuación de estado mucho más completa y realista.

La ecuación de estado de la materia densa es de vital importancia para los cálculos de la estructura interna de las estrellas de neutrones, así como de sus envolventes. Bajo condiciones estándar la materia de una estrella de neutrones es fuertemente degenerada, y por tanto la presión de la materia es independiente de la temperatura. Las excepciones son: estrellas de neutrones recién nacidas (esta tesis) y las envolventes más externas de las estrellas de neutrones, por ejemplo. A $\rho \geq 10^8 \text{ gr cm}^{-3}$ la ecuación de estado no es afectada por el campo magnético, aunque sean campos intensos del orden de $\sim 10^{14} \text{ G}$, ni por la temperatura $T \leq 10^9 \text{ K}$. Mientras que la ecuación de estado para la corteza de una estrella de neutrones ($\rho \leq (1 - 2) \times 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}$) se conoce con relativa exactitud (e.g. Haensel et al., 2003), la ecuación de estado del núcleo líquido a $\rho \geq 5 \times 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}$ permanece desconocida.

Ahora bien, la contribución dominante a tal ecuación de estado viene de los fotones y de los pares $e^- - e^+$ en equilibrio térmico. Cuando los pares son importantes, sus densidades numéricas exceden con mucho la densidad numérica de los electrones ionizantes. Además, excepto en una delgada capa sobre la superficie de la estrella de neutrones, el gas de electrones es no-degenerado. Por lo tanto, se puede hacer la aproximación de que los pares entran con potencial químico nulo. Esta aproximación se hace menos precisa cerca de la capa de transición, pero en ese punto, la presión de degeneración electrónica domina y los errores en la contribución de pares son menos importantes. Sin embargo, es necesario

calcular este potencial químico en la capa sobre la superficie de la estrella de neutrones, si se quiere una aproximación mucho más realista.

Así pues, una ecuación de estado que tome en cuenta tales procesos será la más adecuada para incluir en la aproximación numérica de esta tesis. En este caso, tanto la presión de radiación como los pares y los iones, contribuyen a la presión. La energía y la presión se calculan como la suma de las componentes:

$$P_{tot} = P_{rad} + P_{ion} + P_{ele} + P_{pos} + P_{coul} \quad (3.62)$$

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{rad} + \varepsilon_{ion} + \varepsilon_{ele} + \varepsilon_{pos} + \varepsilon_{coul} \quad (3.63)$$

La presión de radiación asume un cuerpo negro en equilibrio termodinámico local, la presión de los núcleos (iones) es tratada como un gas ideal con $\gamma = 5/3$, y la presión de los pares electrón/positrón es tratada como un gas de Fermi no interactuante. Así, la presión y la energía de un cuerpo negro son calculadas como,

$$P_{rad} = \frac{aT^4}{3}, \quad \varepsilon_{rad} = \frac{3P_{rad}}{\rho},$$

donde a es la constante de radiación y c es la velocidad de la luz. La presión y la energía de los iones se calcula como,

$$P_{ion} = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H}, \quad \varepsilon_{ion} = \frac{P_{ion}}{(\gamma - 1)\rho}.$$

Para calcular la presión y la energía de los electrones y los positrones, se tiene en cuenta que las densidades numéricas para estas partículas vienen dada por,

$$\begin{aligned} n_{ele} &= \frac{8\pi\sqrt{2}}{h^3} m_e^3 c^3 \beta^{\frac{3}{2}} \left[F_{\frac{1}{2}}(\eta, \beta) + F_{\frac{3}{2}}(\eta, \beta) \right], \\ n_{pos} &= \frac{8\pi\sqrt{2}}{h^3} m_e^3 c^3 \beta^{\frac{3}{2}} \left[F_{\frac{1}{2}}\left(-\eta - \frac{2}{\beta}, \beta\right) + \beta F_{\frac{3}{2}}\left(-\eta - \frac{2}{\beta}, \beta\right) \right], \end{aligned}$$

siendo h la constante de Planck, m_e la masa en reposo del electrón, $\beta = k_B T / (m_e c^2)$ es el parámetro de relatividad, $\eta = \mu / k_B T$ es el potencial químico de energía normalizado y $F_k(\eta, \beta)$ es la integral de Fermi–Dirac,

$$F_k(\eta, \beta) = \int_0^\infty \frac{x^k (1 - 0,5\beta x)^{\frac{1}{2}} dx}{\exp(x - \eta) + 1}.$$

Debido a que la masa en reposo de los electrones no está incluida en el potencial químico, el potencial químico del positrón debe tener la forma $\eta_{pos} = -\eta - 2\beta$. Para una ionización completa, la densidad numérica de los electrones libres en la materia es

$$n_{ele-materia} = \frac{\bar{Z}}{A} N_a \rho = \bar{Z} n_{ion},$$

siendo N_a el número de Avogadro. La neutralidad de cargas requiere que,

$$n_{ele-materia} = n_{ele} - n_{pos}.$$

Obviamente, la contribución de la presión y la energía de los pares debe ser calculada numéricamente o a través de tablas de interpolación, ya que una aproximación analítica simple no es posible en este régimen.

Es formalmente posible construir tales tablas y algoritmos de interpolación para los puntos tabulados que den cuenta de las interacciones entre pares de partículas, para estos procesos. Los iones del sistema se pueden tratar como un gas ideal, sin pérdida de generalidad y los fotones son plankianos.

Una importante complicación en el cálculo de esta ecuación de estado es la interacción eléctrica entre los iones y entre los iones y los electrones, algunas veces llamada la “Corrección de Coulomb”. Esta corrección no es necesariamente despreciable y puede contribuir a la presión y a la energía del sistema, y además, generalmente actúa para decrecer la masa del núcleo de hierro en los modelos pre-supernova.

Todas estas contribuciones a la ecuación de estado deberían mejorar sustancialmente los resultados numéricos obtenidos, en comparación con la aproximación analítica. La inclusión de esta ecuación de estado en el modelo numérico se muestra en el Cap. 4.

3.8. Procesos de Emisión de Neutrinos

Como se mencionó, para dar una importante componente de la presión, los pares $e^- - e^+$ brindan el mecanismo de enfriamiento dominante, ya que estos pares se aniquilan para producir los neutrinos que escapan al infinito. Sin embargo, los neutrinos son producidos por otros procesos también. Aunque en esta aproximación analítica se consideró solo la aniquilación de pares como el mecanismo dominante, los demás procesos deben tenerse en cuenta a la hora de hacer la aproximación numérica.

Debido a que en muchos casos el enfriamiento por neutrinos está controlado por la emisión de la proto-estrella de neutrones (con algunas excepciones), a tiempos tempranos, cuando la edad de la estrella de neutrones es menor que el tiempo de difusión térmica, la corteza y el núcleo se enfrían más o menos de forma independiente y la emisión de

neutrinos en la corteza controla su enfriamiento. En esta situación, neutrinos de todos los sabores son producidos en el núcleo caliente y por la corteza de la estrella de neutrones con una temperatura del orden de 40 MeV (Esposito et al., 2003).

Por otro lado, la teoría de *Interacción Universal de Fermi* para procesos leptónicos predice un acoplamiento directo electrón–neutrino. Sobre la base de esta teoría, un electrón puede cambiar su estado de momentum en cualquier instante de tiempo lo que permite que un par neutrino–antineutrino sea emitido.

Como ya se mencionó, diversos procesos candidatos han sido considerados por diversos autores en las últimas décadas y aunque cada uno de estos procesos tiene una dependencia complicada con T y ρ , se pueden escribir rutinas numéricas que den cuenta de estas dependencias, por medio de interpolaciones.

De todos los procesos considerados solo 5 son realmente significantes:

1. **ANILACIÓN DE PARES:** Este proceso involucra la formación de un par neutrino–antineutrino (en lugar del fotón usual) cuando un par electrón–positrón es aniquilado.

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (3.64)$$

2. **FOTOANILACIÓN (FOTONEUTRINOS):** El fotón saliente de una dispersión Compton es reemplazado por un par neutrino–antineutrino.

$$\gamma + e^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}. \quad (3.65)$$

3. **DECAIMIENTO DE PLASMONES:** Un fotón se propaga dentro de un gas de electrones (plasmón) y se transforma espontáneamente en un par neutrino–antineutrino.

$$\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (3.66)$$

4. **BREMSSTRAHLUNG:** En este proceso, el proceso Bremsstrahlung regular es modificado para que el fotón radiado sea reemplazado por un par neutrino–antineutrino. Hay dos procesos, (i) electrón–nucleón, (ii) nucleón–nucleón.

$$e^\pm + N \rightarrow e^\pm + N + \nu + \bar{\nu}, \quad (3.67)$$

$$N + N \rightarrow N + N + \nu + \bar{\nu}. \quad (3.68)$$

5. **SYNCROTRÓN:** En este caso, la radiación regular de un fotón es reemplazado por un par neutrino–antineutrino.

$$e^\pm + \mathbf{B} \rightarrow e^\pm + \mathbf{B} + \nu + \bar{\nu}. \quad (3.69)$$

Neutrinos y antineutrinos electrónicos también pueden ser producidos por procesos de captura electrónica y captura de positrones por neutrones, respectivamente,

$$e^- + p \rightarrow n + \nu, \quad (3.70)$$

$$e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}. \quad (3.71)$$

Cada uno de los procesos anteriores resulta en una contribución dominante al enfriamiento por neutrinos en diferentes regiones del plano densidad–temperatura. Para temperaturas altas, $T \gtrsim 10^9$ K, y densidades relativamente bajas, $\rho \lesssim 10^5$ gr cm⁻³, la aniquilación de pares es el proceso de enfriamiento dominante. Para los mismo valores de densidad y temperaturas bajas, 10^8 K $\lesssim T \lesssim 10^9$ K, la fotoproducción de neutrinos da la contribución dominante. El decaimiento del plasmón y el proceso Bremsstrahlung son más importantes para densidades grandes ($\rho \gtrsim 10^6$ gr cm⁻³) y extremadamente grandes ($\rho \gtrsim 10^9$ gr cm⁻³), respectivamente, y temperaturas del orden de 10^8 K $\lesssim T \lesssim 10^{10}$ K. Los pares contribuyen también cuando las densidades y las temperaturas son altas. El procesos sincrotrón solo se toma en cuenta cuando hay campos magnéticos presentes y depende directamente de la intensidad del campo. La Fig. 3.2 ilustra los regímenes donde cada proceso tiene su contribución dominante.

En esta tesis se incluyen entonces todas estas contribuciones utilizando las funciones de enfriamiento calculadas por Itoh et al. (1989). Estas fórmulas están basadas en el modelo de interacción electrodébil de Weinberg–Salam.

En el Apéndice B, se detallará más sobre las rutinas numéricas de estos procesos y la forma como fueron acopladas a la integración numérica en las simulaciones.

3.9. Sumergencia del Campo Magnético

Como se vio, los estudios analíticos de los flujos de acreción hipercríticos sobre estrellas de neutrones consideran estado estacionario y flujos con simetría esférica cuyo rango de tasas de acreción está caracterizada por la energía gravitacional de la acreción que es transportada por los neutrinos (Houck & Chevalier, 1991). El modelo que se propuso aquí, más detallado y sofisticado, abarca la producción de pares, difusión de la radiación, y efectos de relatividad general. Mientras que la presión de pares domina a través de la envolvente de la acreción cuando la tasa de acreción es mayor que $10^2 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, la difusión de la radiación llega a ser importante cuando la tasa de acreción cae por debajo de $10^{-3} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. A bajas tasas de acreción, la caída libre hacia la superficie de la estrella de neutrones se detiene y emerge una envolvente extensa, cuasi–estática, soportada por presión de radiación, la cuál es probable que sea dinámicamente inestable (Xiang–Dong Li, 2002).

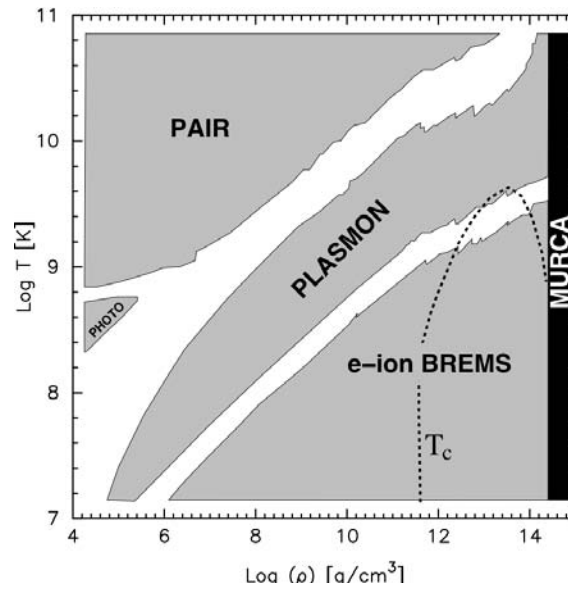


Figura 3.2: Dominio de validez de los procesos de enfriamiento por neutrinos. Figura hecha con base en los ajustes hechos por Itoh et al., 2006.

Si la acreción es hipercrítica, entonces la presión del material que cae sobrepasa la presión del campo magnético y se puede demostrar que, en este caso, la escala de tiempo del flujo de acreción inducida en las capas superiores de la estrella de neutrones es más corta, por órdenes de magnitud, que la escala de tiempo de la difusión óhmica del campo magnético. Esto significa que el campo magnético es congelado por la materia y cualquier campo magnético inicial de la estrella de neutrones es sumergido rápidamente debajo de la materia acreta. Si la materia acreta está débilmente magnetizada, o no lo está, esto implica que las estrellas de neutrones producidas por las supernovas en las cuales la acreción es hipercrítica nacen con un campo magnético superficial débil o a veces nulo. Una última difusión del campo magnético que vuelve a la superficie podría producir un *encendido* retrasado de un pulsar (Muslimov & Page, 1995). Se puede modelar esta re-difusión para una amplia gama de profundidades de sumergencia y se pueden analizar las consecuencias para los pulsares observables y para SN 1987A, tales como el periodo P y su derivada temporal dP/dt . Como resultado de la sumergencia del campo, el tiempo de *Frenado de Spin* puede ser mayor que la edad verdadera del pulsar. Por otra parte, se puede mostrar que si la sumergencia del campo es bastante profunda, el campo magnético estará oculto por muchos millones de años. Este mecanismo de sumergencia del campo puede explicar la

falta de evidencia para la presencia de un pulsar en todas las supernovas recientes y puede también contribuir a la discrepancia entre la tasa de nacimientos de los pulsares y la tasa de SN Ib + SN II estimados. En particular, se podría predecir que un pulsar tal vez nunca se encienda en el remanente de SN 1987A. Sin embargo estos primeros modelos eran muy simplificados, con simetría esférica, y no consideraban posibles inestabilidades MHD. Por ahora, se hará una aproximación analítica de esta sumergencia y más adelante se mostrarán los resultados numéricos para comparar las situaciones.

3.9.1. Las Escalas de Tiempo y el Campo Magnético

Como ya se comprobó, en el caso de SN 1987A la acreción está en el régimen hipercrítico y esto permite estudiar, en una aproximación analítica, la supresión del campo magnético inicial debido a la acreción. Lo que se puede hacer, en primera instancia, es un análisis comparativo de las escalas de tiempo características del sistema: la escala de tiempo de difusión ohmica y la escala tiempo de caída del flujo,

$$\tau_d = \frac{4\pi L^2 \sigma}{c^2}, \quad \tau_{dyn} = \frac{L}{v}, \quad v = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 \rho}, \quad (3.72)$$

donde v es la velocidad radial del flujo de acreción, L es la longitud de escala característica del sistema y c es la velocidad de la luz. La conductividad eléctrica debida a la colisión ion-electrón, viene dada en su forma general (Spitzer 1962, Yakovlev & Urpin, 1981),

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m^* \nu_{ei}}, \quad \nu_{ei} = n_i v \sigma_T, \quad m^* = \frac{\sqrt{m_e^2 c^2 + p^2}}{c}, \quad (3.73)$$

siendo m^* la masa efectiva y ν_{ei} la frecuencia de colisiones. Las demás variables tienen su significado estándar. La sección recta de dispersión electrónica es,

$$\sigma_T = \frac{4\pi(Ze^2)^2}{m^{*2} v^4} \ln \Lambda, \quad \ln \Lambda : \text{Logaritmo de Coulomb.} \quad (3.74)$$

En primera aproximación, se puede hacer $\ln \Lambda = 1$, $Z = 1$. Además, la envolvente de acreción, justo encima de la superficie de la estrella de neutrones, tiene una temperatura de $\sim 10^{10}$ K, y como a estas temperaturas se puede considerar que el material está completamente ionizado (las partículas pueden moverse libremente y muy rápido), la energía térmica de las partículas es dominante y por tanto, se puede aproximar a $v \sim c$ y $m^* \sim k_B T c^{-2}$, así pues,

$$E \sim k_B T \rightarrow m^* c^2 \rightarrow m^* \sim k_B T c^{-2}, \quad v \sim c, \quad (3.75)$$

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m^* \nu_{ei}} \simeq \frac{e^2 n_e}{k_B T c^{-2}} \left(\frac{1}{n_i v \sigma_T} \right) \simeq \frac{k_B T c}{4\pi e^2} \simeq 1,43 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}. \quad (3.76)$$

Así, la razón entre las escalas de tiempo características es,

$$\frac{\tau_d}{\tau_{dyn}} = \frac{4\pi L^2 \sigma v}{c^2 L} \simeq 6 \times 10^{17}, \quad (3.77)$$

donde se ha utilizado $L \sim 10^5$ cm, $r \sim 10^6$ cm y la tasa de acreción correspondiente a SN 1987A. Como antes, para variaciones razonables de L , Z , $\ln \Lambda$, \dot{M} , el resultado es muy similar.

Ahora, si se analiza la corteza de la estrella de neutrones, la conductividad tiene una dependencia con la densidad debido a la degeneración de los neutrones (Yakovlev & Urpin, 1981). Así, a densidades lo suficientemente altas los e^- son relativistas y se puede hacer $v = c$ y $m^* = p_F c^{-1}$, siendo p_F el momento de Fermi, el cual se relaciona con la densidad electrónica como $n_e = p_F^3 / 3\pi^2 \hbar^3$. En esta fase, la corteza es casi líquida y se tiene entonces,

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m^* \nu_{ei}} \simeq \frac{e^2 n_e}{p_F c^{-1}} \left(\frac{1}{n_i v \sigma_T} \right) \simeq \frac{c^2 \hbar}{4\pi e^2} \left(\frac{3\pi^2 \rho}{m_H} \right) \simeq 8,22 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}. \quad (3.78)$$

La razón entre las escalas de tiempo, en este caso, son

$$\frac{\tau_d}{\tau_{dyn}} = \frac{4\pi L^2 \sigma v}{c^2 L} \simeq 3,4 \times 10^{17}. \quad (3.79)$$

Lo que indica que el tiempo de difusión ohmico es muy grande, dentro y fuera de la superficie de la estrella de neutrones, para el caso de SN 1987A. Así, cualquier campo magnético presente en el flujo de acreción o en la corteza de la estrella de neutrones, al inicio de la recaída de materia, es rápidamente congelado en el flujo, lo que permite tratar el problema con la MHD ideal.

Ese resultado también indica que la materia acretada se acumula mucho más rápido, sobre la superficie de la estrella de neutrones, de lo que el campo magnético podría difuminarse. Gepper, Page & Zannias (1999) resolvieron la ecuación de inducción para un campo magnético axialmente simétrico y encontraron que después de casi dos horas el campo estaba completamente sumergido en el núcleo de la estrella compacta. Los resultados 1D que presentan no toman en cuenta los efectos de la resistividad, la viscosidad ni la reconexión magnética. Esto puede hacer que, al menos en lugares donde la velocidad de acreción es pequeña (cerca de la superficie, por ejemplo), el campo pueda difuminarse un poco.

Se encuentra también que, pasado este tiempo, el campo magnético (aumentado en dos órdenes de magnitud) está comprimido en una capa del orden de ~ 200 m de espesor, cubierto por una envoltura de cientos de metros de materia acreta. Este estado del sistema produce lo que se conoce como un *magnetar oculto*. Este resultado es independiente de la configuración inicial y se puede decir que el campo magnético sumergido (y comprimido) se debe exclusivamente al campo magnético de la estrella de neutrones recién nacida, pero también puede pertenecer a la materia que está siendo acreta y que se trae consigo el campo congelado. No obstante, el campo magnético que sería acreta con la materia no sería comparable con los campos magnéticos con los que, se supone, nacen las estrellas de neutrones y que son del orden de $\sim 10^{12}$ G, a menos que, para el caso de SN 1987A, su remanente compacto hubiera nacido con un campo anómalo extremadamente bajo. Obviamente que efectos como la rotación podrían hacer que el campo magnético se difundiera una vez que ha pasado la fase de acreción hipercrítica. Así, en primera aproximación, se puede considerar que la materia acreta está débilmente magnetizada, o no lo está.

Muslimov & Page (1996) mostraron que para tasas de acreción bajas, $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, una vez que el proceso de acreción se detiene, el campo magnético podría difuminarse hacia la superficie en algunos cientos de años, lo que permitiría el “encendido” retrasado del pulsar. Para el escenario de SN 1987A, las tasas de acreción consideradas son más altas y el pulsar en este remanente de supernova podría no encenderse.

En el capítulo siguiente se pondrá a prueba este escenario, realizando simulaciones numéricas hidrodinámicas que permitan comparar y mejorar los resultados que obtuvo Chevalier (1989) en su aproximación analítica, para posteriormente simular la respuesta del campo magnético a la acreción hipercrítica de SN 1987A, con todos los ingredientes físicos y numéricos que se tienen a disposición en la actualidad.

Capítulo 4

La Aproximación Numérica

4.1. Investigaciones Numéricas Previas

Ya se ha hecho algún trabajo numérico previo al respecto de la caída de materia sobre objetos compactos. Algunos de los más interesantes son:

1. Houck & Chevalier (1991) hicieron una aproximación numérica 1D para dar cuenta de algunos parámetros importantes del proceso de acreción sobre objetos compactos, en un rango amplio de tasas de acreción. En su aproximación, examinaron una envolvente de acreción hipercrítica, en estado estacionario, incluyendo efectos de relatividad general, difusión de radiación, una ecuación de estado más detallada que la ecuación de estado de un gas ideal, y una función de enfriamiento por neutrinos más exacta que la que utilizó Chevalier (1989). Con esta aproximación numérica, compararon sus resultados con los resultados analíticos de Chevalier (1989), examinaron los cambios que surgen en la estructura de la envolvente cuando elementos adicionales de la física son tomados en cuenta, y estimaron la luminosidad proveniente del objeto compacto como función del tiempo. No obstante, aunque la física adicional es más adecuada para tratar el problema de acreción hipercrítica, no hicieron simulaciones de alta dimensionalidad ni tomaron en cuenta la reacción del campo magnético y su posible re-difusión.
2. Muslimov & Page (1995) consideraron la difusión óhmica de los flujos magnéticos internos, a través de capas no magnetizadas de la corteza de estrellas de neutrones recién nacidas. Asumen que al momento de formarse la estrella, el campo magnético de esta queda sumergido bajo la superficie estelar y concluyen que la difuminación del campo magnético incrementa la luminosidad del frenado de espín, en un tiempo

de $10^2 - 10^3$ años y después empieza a decrecer. Realizaron sus cálculos utilizando un modelo 1D de evolución térmica para una estrella de neutrones de $1,4 M_{\odot}$, con enfriamiento proveniente de los procesos modificados de URCA. En este caso, los autores incluyen el campo magnético en sus simulaciones, pero el modelo 1D no permite analizar posibles inestabilidades MHD ni turbulencia hidrodinámica, por ejemplo.

3. Fryer & Benz (1996) trataron el problema de la rápida caída de material sobre objetos compactos. Para esto, llevaron a cabo una serie de simulaciones que calcularan la evolución de una atmósfera alrededor de una estrella de neutrones, con distintas condiciones iniciales de caída libre, sobre un rango de parámetros (entropía, composición química y tasas de caída). Sabiendo de antemano que, después de un cierto tiempo, las soluciones llegaban a un estado estacionario, simularon la atmósfera isentrópica final (como condición inicial) en equilibrio gravitacional y de radiación para un rango de entropía y composición química. Los autores utilizaron un código SPH en 1D y 2D. De nuevo, aunque sus cálculos son exhaustivos, no tomaron en cuenta el campo magnético en sus simulaciones.
4. Gepper et al. (1999) consideraron los efectos de la acreción, momentos después del colapso del núcleo en una supernova, sobre el campo magnético de la estrella de neutrones recién nacida. Calcularon el tiempo de difusión óhmica del campo magnético para el caso de SN 1987A y concluyeron que el campo se congela con la materia y queda enterrado en la corteza de la estrella de neutrones, lo que haría muy difícil, si no imposible, el observar un pulsar en esta supernova. En este caso, los autores utilizaron cálculos analíticos para el tiempo de difusión y utilizaron un modelo MHD 1D para resolver la ecuación de inducción en el caso de un campo magnético axialmente simétrico. De nuevo, aunque sus cálculos son muy detallados, no permiten analizar muy bien otros efectos ni inestabilidades debidas a la compresión del campo sobre la superficie de la estrella de neutrones.
5. Toropin et al. (1999) simularon los procesos de acreción esférica (Bondi) sobre los dipolos magnéticos de estrellas de neutrones, en el régimen “propeler”. Utilizaron un código MHD 2D resistivo para realizar sus simulaciones. Mientras que se interesaron más por los flujos exteriores no magnetizados sobre el dipolo magnético, no hicieron ningún análisis detallado ni de la compresión del campo en la superficie estelar ni del apilamiento de materia sobre esta superficie.
6. Thompson & Murray (2001) consideraron la amplificación y el transporte de campos magnéticos en núcleos colapsados de estrellas masivas, incluyendo la neutrínósfera y el choque mismo. Encontraron que puede existir una capa de flujo magnético en

equilibrio con la atmósfera hidrostática que se ha formado sobre la superficie del núcleo colapsado. Hacen uso de un tratamiento analítico que es consistente con modelos numéricos previos en 1D. Estos autores, tratan muy bien el problema del transporte de campo magnético sobre envolventes de la estrella de neutrones, pero no hacen ninguna simulación adicional de alta dimensionalidad, para verificar sus resultados en un ambiente que tenga más grados de libertad.

7. Igumenshchev & Narayan (2002) presentaron simulaciones MHD en 3D de la acreción esférica, radiativamente ineficiente, sobre un hoyo negro. Analizaron en detalle la manera en que las líneas de campo se reconectan y calientan el material acretante, creando un efecto de boya que hace que el material se mueva hacia afuera. Aunque el comportamiento del campo magnético en el proceso de acreción es importante, en este caso, los autores no tomaron en cuenta ni el apilamiento del material acretado, ni el choque que forma la estructura hidrostática alrededor del objeto compacto, por obvias razones (los hoyos negros no tienen una superficie sólida).
8. Igumenshchev (2006) consideró flujos de acreción esféricos (no rotantes) con campos magnéticos a pequeña escala, utilizando un código MHD en 3D en sus simulaciones. Estudia dos regímenes de acreción: conservativa (radiatividad ineficiente) y no conservativa (el calentamiento debido a la reconexión no se toma en cuenta). Concluye que los flujos en ambos regímenes son turbulentos y que la acreción esférica, supersónica y estacionaria no puede desarrollarse en presencia de campos magnéticos a pequeña escala. No obstante, aunque el código posee alta dimensionalidad y refinamiento, solo cubre una pequeña región del dominio debido a dificultades técnicas. Esto hace que el flujo tenga menos libertad para moverse en todo el dominio físico y que se pierda posible información que se podría obtener en toda la malla esférica. El régimen hiper-crítico y campos magnéticos de escala mayor no fueron considerados, ni tampoco se simuló la estrella de neutrones, ya que el autor solo se interesó en los procesos lejos del acretor.

Más trabajo numérico se ha hecho para el proceso del colapso en sí de SN II y SN Ia.

No obstante, para el problema que concierne a esta tesis, se va a dar un paso adicional al trabajo previo, utilizando un código de malla adaptiva, en 2D y 3D con toda la física relevante, pero con las limitantes propias del código y de la infraestructura tecnológica con la que se cuenta actualmente.

4.2. El Código AMR Flash2.5

FLASH es un código paralelizado de simulación modular, de malla adaptiva, capaz de manejar problemas generales de flujos (in)compresibles encontrados en muchos entornos astrofísicos. FLASH está diseñado para permitir que los usuarios configuren las condiciones iniciales y de frontera, cambien algoritmos, y agreguen nuevos módulos de física con un esfuerzo mínimo. Utiliza la librería PARAMESH para manejar bloques estructurados de malla adaptiva, ubicando elementos de resolución solamente donde son más necesarios. FLASH utiliza la librería MPI para lograr gran portabilidad en una gran variedad de computadoras paralelas diferentes. Fue escrito inicialmente por Fryxel et al. (2000) y el principal objetivo de su desarrollo era el de trabajar problemas de flujos magnetizados y destellos de rayos X en estrellas compactas.

El *Center for Astrophysical Thermonuclear Flashes*, o *FLASH Center*, fue fundado en la universidad de Chicago en 1997 bajo contrato del Ministerio de Energía de los Estados Unidos como parte de su Iniciativa de Computo Estratégico Acelerado (ASCI) (ahora el Programa de Simulación y Computación Avanzada (ASC)). La meta del centro es tratar varios problemas relacionados con los flashes termonucleares en las superficies de las estrellas compactas (estrellas de neutrones y enanas blancas), en particular, los estallidos de rayos X, supernovas tipo Ia y tipo II, y Novas. Para solucionar estos problemas los participantes del centro necesitan desarrollar nuevas herramientas de simulación capaces de manejar resoluciones extremas y los requerimientos físicos impuestos por las condiciones en estas explosiones. Y se debe hacer dándole un uso eficiente a los supercomputadores paralelos desarrollados por el proyecto ASC, los más poderosos construidos hasta la fecha. Así nació la versión del código FLASH de libre distribución.

En esta tesis se utiliza la versión FLASH2.5, con algunas modificaciones, para tratar el problema de acreción hipercrítica sobre estrellas compactas y la reacción del campo magnético a esta acreción.

Para efectos de visualización de los datos provenientes de FLASH2.5, se utilizó el paquete gráfico VISIT 1.8.1. Este paquete es una poderosa herramienta para el análisis gráfico y la visualización interactiva y paralelizada de diversos códigos, entre estos, FLASH2.5. Fue desarrollado por el Departamento de Energía (DOE) y la Iniciativa de Computo y simulación avanzada (ASCI), para visualizar y analizar los resultados de simulaciones de Teraescala. Es un software libre y muy versátil.

4.2.1. Instalación y Puesta en Marcha

Para llevar a cabo las simulaciones numéricas de la tesis, el código fue instalado en la mejor computadora de México y de Latinoamérica: KanBalam (UNAM). Esta es una super-

computadora paralela de memoria distribuida, contiene 1368 procesadores AMD Opteron, alrededor de 3 Tb de memoria y 160 Tb de almacenamiento. En esta tesis se utilizaron hasta 128 procesadores, con 2 Gb de memoria RAM por procesador. Para su instalación en un sistema Unix o Linux, como este, se requiere:

1. **La Distribución Libre del Código (FLASH2.5.tar):** Esta distribución se solicita al Flash Center y, una vez aprobada la solicitud, se descarga el código del sitio web con el login y la contraseña que ellos proveen.
2. **Un Compilador Fortran 90 y un Compilador C:** Esto es porque mucho del código está escrito principalmente en Fortran 90 y algunas rutinas están escritas en lenguaje C.
3. **La Librería Message–Passing Interface (MPI):** Dado que el código está paralelizado, se requiere una comunicación eficiente y óptima entre los procesadores y los discos duros donde se escribe la información.
4. **El Hierarchical Data Format (HDF5 1.6.7):** Este es el formato en el que FLASH2.5 empaqueta y saca los datos para ser analizados.
5. **IDL ó VISIT:** Estos son visualizadores de los formatos HDF5. Se recomienda fuertemente usar VISIT 1.8.1 para analizar los datos de FLASH2.5 debido a que es libre, sofisticado, paralelizado y muy eficiente. Además, permite visualizar datos en 3D. Sin embargo, el código viene con un macro para IDL, el cual solo permite visualizar datos 2D.
6. **La Utilidad Make de GNU:** Esto es para hacer las compilaciones respectivas.
7. **Python 1.5.2:** Este lenguaje es utilizado por FLASH2.5 para hacer los scripts del setup.

Una vez que se han instalado estos paquetes en alguna plataforma (de preferencia Linux con varios procesadores), se puede estar seguro que el código va a correr sin problemas. Los principales inconvenientes en la instalación surgen cuando se construye el archivo *Makefile.h*, una vez que se ha identificado la máquina donde se va a correr el código. En estos casos, se debe escribir de manera correcta, en este archivo, los PATHs donde están instalados el HDF5 y el MPI. Haciendo esto y verificando que los demás compiladores y librerías están instaladas correctamente, es seguro que se solucionan la mayoría de los problemas de instalación.

Para empezar a configurar el código, se abre una consola en Linux (o Unix), se accede al directorio donde se encuentra la distribución libre del código (FLASH2.5.tar) y se desempaqueta el código fuente escribiendo en la línea de comandos: “*tar xvf FLASH2.5.tar*”. Esto creará un directorio FLASH2.5 en el mismo lugar donde se desempaquetó la distribución. Al acceder a este directorio se encuentran varios subdirectorios y archivos del código: los módulos de física, las librerías necesarias, algunas herramientas adicionales (subrutinas), los setups (ejemplos), etc. Ahora, se puede configurar el código para cualquier problema que se quiera correr. Para esto se debe escribir en la línea de comando:

```
./setup miproblema -2d -auto.
```

Esto configura el problema a resolver (en 2D) con los *solvers* por defecto; hidrodinámicos, eos, mesh, etc. Una vez realizado esto se creará una carpeta *object*, la cual contendrá la configuración necesaria para correr FLASH2.5 con el problema que se ha declarado. El paso siguiente es compilar el problema, lo cual se hace escribiendo en la línea de comandos: *make*. Si la compilación es exitosa, se accede a la carpeta *object* y se corre el código escribiendo en la línea de comandos:

```
mpirun -np N ./flash2,
```

donde *N* es el número de procesadores y *flash2* es el archivo ejecutable que se ha creado después de la compilación. Para comprobar que FLASH2.5 está corriendo adecuadamente, la pantalla de la consola debería mostrar una serie de líneas de salida con datos sobre el número de pasos de tiempo y el tiempo de simulación, entre otros. Si esto no ocurre, se debe volver a los pasos iniciales ya que algo se ha hecho mal, o se ha omitido algún paso. Para borrar una compilación previa, se escribe en la línea de comandos: *make realclean*. Esto borrará la carpeta *object* con todos los links y compilaciones que se hayan hecho.

Vale anotar en este punto que para el caso de KanBalam, se somete el trabajo a una cola y cuando se desocupan los procesadores requeridos, se envía el código compilado para su ejecución. En este caso, no es posible ver directamente en la consola lo que está haciendo FLASH2.5, pero es posible acceder a archivos de salida (e.g. *flash.log*), desde la línea de comandos.

Una vez que el código ha terminado de correr, se deberían ver algunos archivos en la carpeta *object*:

1. *flash.log*: Muestra todos los datos de la simulación, el tiempo de computo, los datos de la máquina y los parámetros de corrida del programa, etc.
2. *flash.dat*: Contiene una gran cantidad de las cantidades integradas como función del tiempo. Pueden ser graficadas con gnuplot o graficadores similares.

3. *miproblema_hdf5_chk_000**: Estos son los diferentes archivos checkpoint que se usan para reiniciar una simulación. Contienen toda la información de las variables y son muy pesados en términos informáticos.
4. *miproblema_hdf5_plt_cnt_000**: Son los archivos para graficar y hacer análisis. Contienen solo las variables que se han solicitado inicialmente y son, por lo tanto, menos pesados.
5. *amr_log*: Contiene mensajes de la malla adaptiva.

Ahora que se han obtenido estos archivos, es hora de analizar, graficar, hacer películas y escribir reportes.

4.2.2. Los Módulos de FLASH2.5

Muy básicamente, el código FLASH2.5 está hecho de piezas independientes llamadas *módulos*. Estos pueden trabajar juntos en un problema y reutilizarse para resolver otros problemas diferentes después. Una vez que se sabe qué problema se va a resolver y qué módulos son necesarios, solo hay que llamarlos a través de un *script* a la carpeta object donde serán compilados y ejecutados.

El código está paralelizado, esto quiere decir que muchos procesadores trabajan juntos en un problema en común, repartiéndose tareas de forma sincronizada y muy eficiente. Esto permite trabajar, en máquinas con muchos procesadores, con problemas muy robustos y que requieren gran cantidad de memoria y almacenaje de datos. Los problemas que pueden ser trabajados en este ambiente son diversos: Simular la materia acretaada sobre la superficie de estrellas compactas (esta tesis), quemado nuclear, formación estelar, destellos de rayos X y rayos gamma, etc. Todos estos problemas de flujos reactivos (in)compresibles y demás fenómenos astrofísicos, se pueden trabajar en un rango bastante amplio de escalas de tiempo, con muchos procesos físicos interactuando conjuntamente y de una manera elegante y modular. Así pues, FLASH2.5 provee dos tipos principales de módulos: Módulos de Física y Módulos de Infraestructura.

FÍSICA: HYDRO (PPM, MHD, RHD), Nuclear_Physics (múltiples especies y quemado nuclear), EOS (ecuaciones de estado), Gravity (planepar, ptmass, constant, poisson), Cosmology & Particles.

INFRAESTRUCTURA: Driver (controla la evolución temporal de la simulación), Setup (el problema a resolver), AMR, (la malla adaptiva), Pararell (la paralelización), Visualization (parámetros de simulación y archivos de salida).

Esto permite que FLASH2.5 sea muy versátil, amigable y portátil. Posee del orden de 600 mil líneas de código (75 % código y 25 % comentarios). Se ha probado su escalamiento hidrodinámico hasta con miles de procesadores.

La malla adaptiva está compuesta de bloques, todos de la misma dimensión, los cuales cubren diferentes fracciones del dominio físico (el dominio en sí y las fronteras).

A continuación se describen brevemente cada uno de los módulos que se utilizaron en las simulaciones de esta tesis.

MESH (AMR)

El módulo *mesh* de FLASH2.5 se usa para fijar el dominio físico del problema. Es el responsable de mantener discretizada la malla durante la simulación. Este módulo divide el dominio computacional en bloques, los cuales a su vez están divididos en zonas (*nbx*, *nby*, *nbz*) para efectos de refinamiento. Un perímetro de celdas guardianas (*nguard*) rodea cada bloque, para transmitir la información de los bloques vecinos a medida que la simulación evoluciona. En el límite del dominio físico, estas celdas guardianas son las que permiten fijar las condiciones de frontera en cada eje coordenado. El dominio puede tener mallas cartesianas (1D, 2D, 3D), cilíndricas, (2D), polares (2D) y esféricas (2D). El módulo *mesh* implementa estas mallas haciendo las correcciones respectivas a los flujos, en el dominio y en las fronteras.

El algoritmo que discretiza y refina las mallas está basado en PARAMESH, el cual fue desarrollado por MacNeice et al. (1999) y es el que permite la paralelización del código, su refinamiento, conservación del flujo y asignación de las celdas durante la simulación. El total de zonas evolucionadas durante una simulación, y con el máximo refinamiento (a lo largo del eje x , por ejemplo), se calcula como

$$Zonas_x = 2^{ref-1} \times nbx \times Nblockx, \quad (4.1)$$

siendo *ref* el nivel de refinamiento requerido, *nbx* las zonas en las que se divide un bloque y *Nblock* el número de bloques en la dirección x . Para alcanzar una buena calidad en las simulaciones, se pueden variar estos parámetros, en el archivo *flash.par*, hasta alcanzar el nivel requerido. Vale anotar que entre mayor sea el refinamiento o el número de bloques, más pesados serán los archivos de salida y más memoria y procesadores se requieren en la simulación. Si, en cambio, se tiene baja resolución y pocos bloques, los archivos de salida serán menos pesados, pero se perdería calidad y quizá, procesos físicos importantes que ocurren a pequeña escala.

HYDRO (+ MHD)

Este módulo resuelve las ecuaciones de Euler de la dinámica de fluidos, en una, dos o tres dimensiones espaciales. Estas ecuaciones pueden ser escritas en forma conservativa como:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v}) + \nabla P = \rho \mathbf{g}, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [(\rho E + P) \mathbf{v}] = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g}. \quad (4.4)$$

donde todas las variables tienen su significado estándar. La presión se obtiene a partir de una ecuación de estado (ideal o helmholtz). Para flujos reactivos se resuelve también una ecuación de conservación para cada especie química o nuclear,

$$\frac{\partial \rho X_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho X_l \mathbf{v}) = 0, \quad (4.5)$$

donde X_l es la fracción de masa de la especie l , la cual está normalizada ($\sum_l X_l = 1$).

Este módulo y el módulo MHD suplen los parámetros y las variables necesarias en la simulación: la densidad (*dens*), las componentes de la velocidad (*velx*, *vely*, *velz*), la presión (*pres*), la temperatura (*temp*), la energía (*ener*) y las componentes del campo magnético (*magx*, *magy*, *magz*).

Los módulos MHD y RHD (hidrodinámica relativista) son, en realidad, submódulos del módulo HYDRO, por lo tanto, heredan todas las variables y parámetros de este módulo hidrodinámico.

Para resolver las ecuaciones del fluido, el módulo HYDRO hace uso del esquema explícito piecewise–parabolic method, PPM, cuyo algoritmo fue desarrollado por Fryxel, et al. (1989). Este algoritmo es una versión, de orden mayor, del método desarrollado por Gudonov (1959). Una descripción completa puede ser revisada en Colella (1984).

En este algoritmo se utiliza un parámetro adicional *cfl* (Courant–Friedrichs–Lewy), el cual debe ser menor que la unidad para la estabilidad en esquemas explícitos.

Para el caso MHD, se resuelven las ecuaciones de un fluido magnetizado (ideal o no ideal), descrito por

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} - \mathbf{B} \mathbf{B}) + \nabla P_* = \rho \mathbf{g} + \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}, \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{v} (\rho E + P_*) - \mathbf{B} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B})] = \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g} + O(\boldsymbol{\tau}, \eta), \quad (4.8)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{v} \cdot \boldsymbol{\tau} + \sigma \nabla T) + \nabla \cdot (\mathbf{B} \times (\eta \nabla \times \mathbf{B})) = O(\boldsymbol{\tau}, \eta), \quad (4.9)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) = -\nabla \times (\eta \nabla \times \mathbf{B}). \quad (4.10)$$

$$P_* = P + \frac{B^2}{2}, \quad (4.11)$$

$$E = \frac{1}{2} v^2 + \varepsilon + \frac{B^2}{2\rho}, \quad (4.12)$$

$$\boldsymbol{\tau} = \mu \left[(\nabla \mathbf{v}) + (\nabla \mathbf{v})^T - \frac{2}{3} (\nabla \mathbf{v}) \right]. \quad (4.13)$$

donde las últimas variables son la presión, la energía total específica y el tensor de viscosidad, respectivamente. Aquí se han omitido los factores 4π y μ_0 , en las ecuaciones. Es de notar aquí, que lo que FLASH2.5 llama resistividad magnética, $\eta = 1/\sigma$ (siendo σ la conductividad), es diferente a la resistividad eléctrica que se había definido en (2.88), $\eta = c^2/4\pi\sigma$. Esta última cantidad, FLASH2.5 la define como la *viscosidad magnética*.

La MHD ideal se resuelve utilizando un esquema de volúmenes finitos de alta resolución desarrollado por van Leer (1979). Los términos no lineales son adicionados a la ecuación de energía (resistividad y viscosidad magnéticas). Una particular dificultad de los códigos que resuelven las ecuaciones MHD, es la de mantener $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, en cada paso del tiempo. Para solucionar esto, FLASH2.5 emplea dos métodos comunmente aceptados: El método de *Proyección Elíptica*, el cual puede remover las divergencias no físicas del campo magnético a cualquier nivel deseado, dependiendo de la precisión de la máquina (Brackbill & Barnes, 1980), y el método de *Truncamiento de Errores*, en el cual el solenoide magnético es forzado a incluir diversos términos proporcionales a $\nabla \cdot \mathbf{B}$. Esto remueve los efectos de fuerzas de tensión magnética no físicas, paralelas al campo y estimula la advección pasiva de los monopolos magnéticos, si estos se crean de forma espúrea (Powell et al., 1999). En condiciones extremas (e.g. fuertes discontinuidades), este método no es muy eficiente y lo que se hace es implementar, en la ecuación de inducción, un operador de difusividad, $\eta_a = \lambda/2(1/\Delta x + 1/\Delta y + 1/\Delta z)$, siendo λ la velocidad característica en el flujo, que sea

proporcional al término $\nabla\nabla \cdot \mathbf{B}$. Esto destruye los monopolos magnéticos espúreos a la misma tasa a la cual estos se crean.

EOS (helmholtz)

Este módulo implementa la ecuación de estado necesaria para el solver HYDRO (+ MHD), en el problema de la tesis en particular. Puede actualizar las variables termodinámicas de un bloque completo (vía *call_eos3d*) o bien, actualizar las zonas, una a una (vía *call_eos*). Cuatro submódulos están disponibles en FLASH2.5: *gamma* (ecuación de estado de un gas perfecto), *multi-gamma* (ecuación de estado de un gas perfecto para múltiples fluidos, cada uno con índices adiabáticos distintos), *rhd-gamma* (gas perfecto que incluye efectos relativistas), *helmholtz* (utiliza una tabla de energías-libres de Helmholtz para electrones/positrones degenerados/relativistas, incluye también presión de radiación e iones vía la aproximación de gas perfecto). Detalles completos de esta ecuación se encuentran en Timmes & Swesty (1999).

La ecuación de estado Helmholtz contiene mucha más física que la ecuación de estado del gas perfecto, y con algunas modificaciones (Apéndice B) es la más adecuada para resolver el problema de la acreción hipercrítica sobre estrellas compactas. Resolviendo estas ecuaciones con algoritmos estándares se determina el potencial químico de los pares y con este se evalúa la integral de Fermi–Dirac (a partir de la tabla de energías-libres de helmholtz) para obtener la presión, la energía térmica específica y la entropía debida a los electrones y positrones libres. Otras cantidades como los índices adiabáticos también son encontrados. Los límites físicos de la ecuación de estado de Helmholtz son,

$$10^{-10} < \rho < 10^{11} \text{ gr cm}^{-3}, \quad 10^4 < T < 10^{11} \text{ K}.$$

La rutina eos/helmholtz solicita 2 cantidades termodinámicas y calcula las demás con iteraciones Newton–Raphson: $(\rho, T \rightarrow P, \varepsilon)$, $(\rho, P \rightarrow T, \varepsilon)$, $(\rho, \varepsilon \rightarrow P, T)$.

GRAVITY (planepar + ptmass)

Este módulo calcula los términos de las fuentes gravitacionales, los cuales pueden tomar la forma de un potencial gravitacional $\phi(\mathbf{x})$, o de la aceleración gravitacional,

$$g(\mathbf{x}) = -\nabla\phi(\mathbf{x}).$$

El campo gravitacional puede ser fijado externamente, o bien, calculado a partir de la ecuación de Poisson,

$$\nabla^2\phi(\mathbf{x}) = 4\pi G\rho(\mathbf{x}),$$

siendo G la constante gravitacional de Newton. Los campos gravitacionales aplicados externamente, que provee FLASH2.5, y que dan el vector de aceleración $g(\mathbf{x})$ de forma directa (y sin usar el potencial gravitacional $\phi(\mathbf{x})$) son: *constant* (la aceleración gravitacional es espacialmente constante y orientada a lo largo de uno de los ejes coordenados), *planepar* (el vector de aceleración es paralelo a uno de los ejes coordenados, y su magnitud decrece con la distancia a lo largo de este eje como el inverso cuadrado de la distancia. Su magnitud y dirección son independientes de los otros ejes coordenados) y *ptmass* (la aceleración cae como el inverso cuadrado de la distancia a partir de un punto dado. El vector de aceleración está siempre direccionado hacia ese punto).

Para el caso de auto-gravedad, los algoritmos de FLASH2.5 resuelven la ecuación de Poisson para el potencial gravitacional $\phi(\mathbf{x})$. El modulo que implementa estos algoritmos puede también retornar el campo de aceleración $g(\mathbf{x})$; calculándolo con diferencias finitas a partir del potencial gravitacional,

$$\begin{aligned} g_{x;ijk} &= \frac{1}{2\Delta x} (\phi_{i-1,j,k} - \phi_{i+1,j,k}) + O(\Delta x^2), \\ g_{y;ijk} &= \frac{1}{2\Delta y} (\phi_{i,j-1,k} - \phi_{i,j+1,k}) + O(\Delta y^2), \\ g_{z;ijk} &= \frac{1}{2\Delta z} (\phi_{i,j,k-1} - \phi_{i,j,k+1}) + O(\Delta z^2). \end{aligned}$$

Todos estos campos de acoplan con las ecuaciones del gas a través de las ecuaciones de momento y energía. Si se define la densidad de energía total como

$$\rho E \equiv \frac{1}{2}\rho v^2 + \rho \varepsilon,$$

siendo ε la energía interna específica, entonces los términos de las fuentes gravitacionales para el momento y la energía son $\rho \mathbf{g}$ y $\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{g}$, respectivamente.

En las simulaciones de esta tesis se usan campos externos (*planepar* & *ptmass*) de forma estándar y modificados para la corteza de la estrella de neutrones (Apéndice B). En ambos casos se deben suplir algunos parámetros físicos, tales como la masa de la fuente y la posición de la misma.

Estos son los módulos principales que se utilizan en la aproximación numérica de este trabajo. Para la composición del gas se utiliza una rutina estándar del código que permite hacer mezclas de fluidos (*fuel + ash*), con el fin de tomar en cuenta inestabilidades tipo Rayleigh–Taylor. Las veces que fue necesario, se utilizó la rutina que calcula la resistividad eléctrica de Spitzer para el caso de MHD no ideal ya que esta resistividad no se diferencia mucho de la aproximación hecha por Yakovlev & Urpin (1981), para el régimen tratado

aquí. Se utilizaron también condiciones de frontera estándar y algunas personalizadas para los casos de inyección de masa y equilibrio hidrostático.

4.2.3. Fijando un Problema

Para fijar un problema en FLASH2.5 se necesitan tres archivos básicos en una carpeta dentro del directorio setups:

config: Los módulos físicos requeridos.

flash.par: Configuración de los parámetros del problema y de la simulación.

init_block.F90: Condiciones iniciales del problema, fijadas bloque por bloque.

Otros archivos adicionales que se pueden poner en el setup son:

mark_grid_refinement.F90: El criterio de refinamiento se puede modificar a voluntad para refinar solo en regiones que el usuario desee.

user_bnd.F90: Fija las condiciones de frontera personalizadas por el usuario.

init_mat.F90: Inicializa el módulo de materia y la base de datos de los multifluidos. Es personalizable ya que el usuario puede incluir cualquier especie que desee a través de esta rutina.

Adicionales modificaciones a otros módulos de Física o Infraestructura pueden ser puestos en el setup, como la EOS modificada y el enfriamiento por neutrinos (en este caso).

4.2.4. Modificando Módulos

Para fijar el problema de acreción hipercrítica sobre la superficie del remanente compacto en SN 1987A, se construyeron dos fronteras: (inyección de materia y equilibrio hidrostático) para el caso de una columna de acreción, y solo inyección de materia para el caso de acreción esférica. Dado que en algunos casos también se quiere simular la estrella de neutrones (ó la corteza) en el dominio físico, se debió modificar también la ecuación de estado para que soportara densidades y temperaturas por encima de 10^{10} unidades.

Por otro lado, se insertó un módulo de enfriamiento por neutrinos que no viene con el código estándar y que permite remover energía de la neutrínósfera en la superficie del objeto compacto.

Finalmente, se modificaron también dos de los módulos de gravedad (*planepar* & *ptmass*) para efectos de consistencia con la ecuación de estado y con el perfil de densidad que se propuso dentro de la estrella compacta (Ver la derivación de estas modificaciones en el Apéndice B).

4.3. Construcción Numérica del Modelo

Como se vio en los capítulos precedentes, el problema de la acreción hipercrítica requiere solucionar las ecuaciones hidrodinámicas (y MHD) acopladas a un campo gravitacional, con pérdidas radiativas (enfriamiento por neutrinos) y con una ecuación de estado no ideal para el régimen de densidades y temperaturas que se consideran en esta tesis.

Para fijar el problema de acreción hipercrítica en el código FLASH2.5 se deben declarar los parámetros necesarios para el modelo, estableciendo la física del problema en el dominio, fijando las condiciones iniciales y las condiciones de frontera. En este caso, los archivos necesarios son: *Config*, *flash.par*, *init_block.F90*, *Makefile*, *user_bnd.F90* (modificado), *wr_integral.F90* (modificado), *helmeos.F90* (modificado), *planepar* y *ptmass* (estándar y modificados), *radloss* (modificado).

Los 3 primeros archivos son básicos para construir un problema en FLASH2.5, y los restantes son las modificaciones hechas para este problema en particular.

4.3.1. Los Parámetros del Problema

En el archivo *Config* se llaman los módulos necesarios y se declaran algunos parámetros del sistema: el controlador de evolución temporal (*driver*), el módulo hidrodinámico ó MHD (*hydro (mhd)*), el módulo de gravedad (*gravity*), la composición del fluido (*composition*), el módulo de pérdidas radiativas por neutrinos (*radloss*), la ecuación de estado (*eos*) y la malla (*mesh*).

En el archivo *flash.par* se fijan los valores de los parámetros físicos, el número de bloques y el nivel de refinamiento, el tamaño del dominio físico y las fronteras, los archivos de salida y el número de pasos de tiempo, así como parámetros requeridos por los módulos de física. Para el caso tratado aquí, se utilizó una malla esférica 2D para el problema de la acreción de Bondi hipercrítica, y mallas cartesianas 2D y 3D para simular las columnas de acreción sobre la superficie del objeto compacto. Los niveles de refinamiento estuvieron en el rango de 3 – 5. Los demás parámetros dependen de cada simulación en particular.

El archivo *Makefile* contiene los scripts necesarios para que el código entienda que hay archivos adicionales en el setup y que debe sobrescribir los que están por defecto por los que el usuario impone.

4.3.2. Las Condiciones Iniciales

En el archivo *init_block.F90* se fijan las condiciones iniciales del problema. Esto es, se hacen barridos sobre los bloques de la malla y se llama a la ecuación de estado para calcular las demás variables y mantener consistencia termodinámica. El código lee estas condiciones,

llena todos los bloques con esta solución y empieza a evolucionar el sistema con los módulos requeridos, calcula los flujos en cada bloque a cada paso de tiempo y vuelve a llenar los bloques con los nuevos valores.

Para el problema de la acreción hipercrítica sobre objetos compactos, en particular, las condiciones iniciales se toman a partir los parámetros de Woosley (1988) & Bethe (1990) y del modelo analítico desarrollado en el capítulo 3, fijando el perfil de densidad y la temperatura en el dominio, así como la velocidad del fluido, la composición del fluido y las componentes del campo magnético (para el caso MHD). En este caso, se parte de la suposición de que el flujo de materia, debida al choque reverso, está en caída libre sobre el objeto compacto y se supone también una temperatura uniforme en el dominio computacional. Esto se hace solo por comodidad ya que después de unas cuantas iteraciones, la ecuación de estado encuentra el perfil de presión adecuado.

Conjuntos de Simulaciones

Se llevaron a cabo cinco conjuntos de simulaciones, cada uno con diversas condiciones iniciales y diversos parámetros:

El primer conjunto de simulaciones tiene que ver con la simulación hidrodinámica simétricamente esférica de la acreción hipercrítica. En este caso, se utilizó una malla esférica 2D para simular todo el rango computacional de la coordenada θ y después solo un cuadrante del dominio. Esto permite ganar tiempo de computo y obtener resultados mucho más rápido. Se variaron las tasas de acreción y el ángulo de apertura de la cuña. Además, se analizó la estabilidad de la solución de Chevalier sobre esta malla.

En el segundo conjunto se simuló una pequeña columna de acreción 2D, anclada sobre la superficie del objeto compacto, que hace las veces de una sonda y que permite analizar muy de cerca el comportamiento del fluido en estas condiciones físicas extremas. Las tasas de acreción y las configuraciones de campo magnético uniforme (en el caso MHD) fueron diversas. Este conjunto de simulaciones permite comparar los resultados obtenidos numéricamente (HYDRO & MHD), con la aproximación analítica propuesta y permite analizar la reacción del campo magnético a la acreción hipercrítica para diversas tasas de acreción. Además, permite analizar el apilamiento de material sobre la superficie y la sumergencia del campo magnético en la corteza de la estrella de neutrones.

En el tercer conjunto se simuló la caída de materia sobre la superficie extendida de la estrella de neutrones en una malla cartesiana 2D (columna grande). Para este caso en particular, se utilizaron explícitamente los parámetros de SN 1987A, tales como la tasa de acreción, la masa y el radio de la estrella de neutrones y los valores ambientales de densidad y temperatura en la envoltura, así como una configuración particular de campo magnético no-uniforme (bucle magnético con diversas intensidades).

Esta escogencia de columnas de acreción cartesianas no es accidental, ya que debido a que el código no cuenta con una malla esférica 3D y MHD (la mayoría de códigos que hay en el mercado adolecen de este mal), es muy complicado analizar estas condiciones extremas en 3D, a menos que se haga el truco topológico de extender la estrella de neutrones sobre una malla cartesiana, como si fuera un bloque rígido rectangular, para el tercer conjunto de simulaciones. Para el caso del segundo conjunto de simulaciones, es de notar que, en realidad, una columna de acreción chica como la que se plantea debería ser una cuña ajustada a la superficie de la estrella de neutrones (Fig. 4.1). Sin embargo, dado que el área superficial que se está modelando es lo suficientemente pequeña como para asumir que es plana, esto permite tratar el problema con un campo de gravedad plano-paralelo y despreciar los ángulos de inclinación debidos a la altura de la columna.

Para estos conjuntos de simulaciones, se han escogido columnas rectangulares de área superficial $(3 \times 10^5)^2 \text{ cm}^2$ y altura 10^7 cm para la columna chica, y $(2 \times 10^6)^2 \text{ cm}^2$ y altura $4 \times 10^7 \text{ cm}$ para la columna grande. El radio de choque analítico, en estos casos, se calcula de forma un poco diferente al caso esférico y la altura de la columna se escogió de tal forma que el choque no se salga del dominio computacional en el modelo.

El cuarto conjunto de simulaciones tiene que ver con la reacción del campo magnético a la acreción hipercrítica en una malla 3D. En este caso, se tomaron las mismas condiciones que en el tercer conjunto de simulaciones, pero se extendió el dominio a 3D. Además, dado el costo computacional, solo se simularon 2 columnas para 2 tasas de acreción diferentes pero con la misma configuración de campo magnético. En este caso, podría también variarse el campo magnético y mantener la tasa de acreción fija para analizar la reacción del campo y las posibles inestabilidades MHD en 3D que pudieran surgir. Este es un problema abierto y requiere más tiempo de computo.

El quinto conjunto de simulaciones tiene que ver con la reacción del campo magnético una vez que ha pasado el régimen hipercrítico. Se analiza si el campo magnético logra difuminarse por efecto de boya, o bien, si la materia acretada fue suficiente como para sumergirlo completamente en la corteza de la estrella de neutrones. Se toman, en este caso, los parámetros del tercer conjunto de simulaciones, pero las condiciones físicas iniciales van a ser el perfil final de este conjunto de simulaciones. Esto se puede hacer así ya que el periodo convectivo del proceso de acreción es demasiado largo como para seguirlo completamente y por tanto, se infiere el estado final del sistema a partir del segundo y el tercer conjunto de simulaciones. Así, una vez que el sistema llegue a un estado estacionario en el régimen hipercrítico, se conoce el perfil final y se toma este como la condición inicial para el último conjunto de simulaciones, teniendo presente que el régimen hipercrítico ya ha pasado.

Así pues, las condiciones iniciales vienen dadas por,

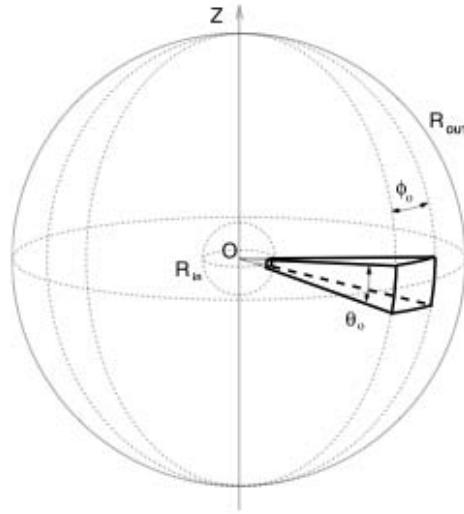


Figura 4.1: Geometría de la acreción hipercrítica sobre la superficie de la estrella de neutrones que se adopta en FLASH2.5. La cuña se toma plano-paralela

Acreción Esférica 2D

La densidad y la temperatura del sistema son fijadas como,

$$\rho = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_{ff}}, \quad T = 10^9 \text{ K} \quad (4.14)$$

donde $v_{ff} = \sqrt{2GM/r}$ es la velocidad de caída libre y $\dot{M} = 2,2 \times 10^{28} \text{ gr cm}^{-3}$ es el valor estándar para el proceso de acreción esférica en SN 1987A. Como ya se comentó, se fija una temperatura inicial constante en todo el dominio solo por comodidad, ya que el código después de unas cuantas iteraciones calcula la presión exacta para este caso. El radio de choque calculado analíticamente es del orden de $r_{sh} = 8,77 \times 10^7 \text{ cm}$.

Columnas de Acreción 2D y 3D

En estos casos, la tasa de acreción esférica de masa debe ser escalada a su valor en la columna, ya que para el caso esférico el área depende de la distancia, pero para el caso de una columna de acreción el área es constante. En este caso las tasas de acreción escaladas tienen valores $\dot{M}_{ch} = 1,67 \times 10^{26} \text{ gr s}^{-1}$ y $\dot{M}_{gr} = 7,0 \times 10^{27} \text{ gr s}^{-1}$ para las columnas chica

y grande, respectivamente. Nótese que esto hace que la tasa de acreción por unidad de área sea constante en todo el dominio, y ajuste con los valores estimados para SN 1987A. También, como estas tasas de acreción son menores que para el caso esférico, el radio de choque, calculado analíticamente, disminuye significativamente ($y_{sh} = 6,77 \times 10^6$ cm).

Así, las condiciones iniciales en la columna son,

$$\rho = \frac{\dot{M}_{ch,gr}}{area_{ch,gr} \times v_{ff}}, \quad T = 10^9 \text{ K}, \quad (4.15)$$

$$v_{ff} = \sqrt{\frac{2GM}{y}}. \quad (4.16)$$

También es interesante notar aquí, que los perfiles de la estructura del sistema, calculados analíticamente para el caso esférico, cambian ligeramente para la columna de acreción. Las dependencias de la densidad y la presión se mantienen, pero la velocidad cambia radicalmente de un perfil lineal a una ley de potencias. En este caso, los valores en el choque se ven como

$$v_0 = \sqrt{\frac{2GM}{y_{sh}}} \simeq 7,53 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}, \quad (4.17)$$

$$\rho_0 = \frac{\dot{M}_{ch,gr}}{area_{ch,gr} \times v_0} \simeq 2,31 \times 10^5 \text{ gr cm}^{-3}, \quad (4.18)$$

$$\rho_{sh} = 7\rho_0 \simeq 1,62 \times 10^6 \text{ gr cm}^{-3}, \quad (4.19)$$

$$v_{sh} = -\frac{1}{7}v_0 \simeq -1,07 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}, \quad (4.20)$$

$$P_{sh} = \frac{7}{8}\rho_0 v_0^2 \simeq 1,14 \times 10^{25} \text{ dinas cm}^{-2}. \quad (4.21)$$

y los perfiles se ven como,

$$P = P_{sh} \left(\frac{r}{y_{sh}} \right)^{-4}, \quad (4.22)$$

$$\rho = \rho_{sh} \left(\frac{r}{y_{sh}} \right)^{-3}, \quad (4.23)$$

$$v = v_{sh} \left(\frac{r}{y_{sh}} \right)^3. \quad (4.24)$$

Es claro que el perfil inicial de las columnas de acreción está invertido debido a estos cambios, es decir, la densidad es muy alta en la cima de la columna y muy baja en la base. Caso contrario a lo que ocurre en el caso esférico. No obstante, una vez que evoluciona el sistema, el choque se forma rápidamente y en el estado estacionario final se obtiene dicho perfil, numéricamente.

De nuevo, con el perfil de caída libre inicial y el perfil de densidad y temperatura, se calculan las demás variables necesarias por el sistema, con la ayuda de la ecuación de estado.

Para los casos MHD, diversas configuraciones de campo magnético son implementadas en la columna chica: horizontal ($B_x = 10^{12}$ G \rightarrow Ecuador), vertical ($B_y = 10^{12}$ G \rightarrow Polos), diagonal ($B_x = B_y = 10^{12}$ G), y dipolar ($B_x = 2\mu/y^3$ G), donde $\mu = 5 \times 10^{29}$ es el momento dipolar, el cual ha sido calculado de tal forma que en la superficie de la estrella de neutrones la intensidad del campo sea $B_x = 10^{12}$ G.

En la columna grande se ha implementado un bucle magnético tal que su máxima intensidad (en el centro del bucle) sea $B_r = 10^{12}$ G (ó 10^{13} G, 10^{14} G, 10^{15} G) y decaiga con una ley exponencial hasta el límite del bucle,

$$B_x = -B_0 \exp\left(-\frac{R_c}{R}\right)^2 \sin \theta, \quad (4.25)$$

$$B_y = B_0 \exp\left(-\frac{R_c}{R}\right)^2 \cos \theta, \quad (4.26)$$

$$B_z = 0. \quad (4.27)$$

siendo R_c la distancia del centro del eje x al centro del bucle, B_0 la intensidad del campo magnético y R el tamaño del bucle. El ángulo θ es medido desde el eje x , en sentido contrario a las manecillas del reloj. Esta implementación nos permite analizar la reacción del campo magnético a la acreción hipercrítica cuando están presentes inicialmente tensiones y presiones magnéticas fuertes. En estos caso la tensión magnética intentará expandir al bucle a medida que la materia cae sobre este.

Los demás archivos necesarios para este problema están descritos en el Apéndice B. Así, una vez fijadas las condiciones iniciales y de frontera en el código, este evoluciona las ecuaciones HYDRO (ó MHD) con la ayuda de la ecuación de estado modificada y los demás procesos físicos involucrados. Después, se deja evolucionar el sistema hasta que llegue a un estado estacionario y de esta manera se analizan los perfiles finales para hacer las comparaciones respectivas con la aproximación analítica. Los resultados de las simulaciones son esclarecedores.

4.3.3. Las Condiciones de Frontera

FLASH2.5 cuenta con diversas condiciones de frontera implementadas para el solver hidrodinámico (y mhd). Estas son:

periodic: (todo lo que entra por una frontera, sale por la frontera opuesta).

reflect: (fronteras no penetrantes, gradientes nulos y velocidad y campo magnético transversal reflejados).

outflow: (permite que los choques dejen el dominio).

hydrostatic: (soporta el fluido en contra de la gravedad. Funciona solo para el módulo de gravedad constante).

user: (implementadas por el usuario, como en este caso).

En todos los conjuntos de simulaciones que se realizaron en la tesis (columnas de acreción en 2D y 3D, y acreción esférica en 2D), se utilizaron algunas fronteras estándar de FLASH2.5 y otras definidas para el problema en particular.

Para el caso de las columnas de acreción: periódicas ($-x, +x$ en 2D) y ($-x, +x$ & $-z, +z$ en 3D), y fronteras personalizadas en $-y$ y en $+y$. Como la gravedad está dirigida en la dirección $-y$ en los dos casos, las fronteras en $-y$ fue implementada para soportar equilibrio hidrostático (con un campo de gravedad plano-paralelo), mientras que la frontera en $+y$ fue implementada para inyectar una tasa constante de masa en el dominio.

Para el caso de la malla esférica en 2D, la superficie de la estrella fue implementada como una condición de frontera reflejante en $-r$, mientras que en la frontera $+r$ se implementó la tasa de inyección de masa constante. En las fronteras correspondientes a $(-\theta, +\theta)$ se implementaron condiciones periódicas.

Establecer una condición de frontera personalizada en la rutina *user_bnd.F90*, implica fijar las variables del fluido en las zonas guardianas de todos los bloques. En este caso,

Equilibrio Hidrostático en $-y$

Para establecer esta frontera, en el problema de acreción hipercrítica, lo que se hace es fijar las velocidades como nulas en todas las zonas guardianas ($v_x = v_y = v_z = 0$), copiar la densidad y la presión de la primera zona del dominio donde está la superficie de la estrella de neutrones ($\rho = \rho(ic)$, $P = P(ic) + \rho v^2 + \rho gh$), donde *ic* es la primera coordenada del dominio. Nótese que a la presión se le ha adicionado la presión hidrostática y la presión de caída del fluido. Esto se hace así porque lo que se quiere es que la frontera soporte al fluido en contra de la gravedad y la presión calculada a partir de la ecuación de estado es solo la presión térmica (además de la presión magnética en el caso MHD). Con estas variables, se llama a la ecuación de estado y se calculan las demás variables termodinámicas para mantener consistencia. El campo magnético se fija de tal forma que se mantenga continuo

desde las zonas guardianas al dominio físico. Esto es, se ancla el campo magnético en la superficie de la estrella de neutrones y en el resto de las zonas guardianas se fija nulo. Nótese que para la energía del sistema, la energía calculada por la ecuación de estado incluye la energía cinética y la energía térmica (además de la energía magnética en el caso MHD).

Inyección de Masa Constante en $+y$

Para establecer esta frontera, lo que se hace es fijar la velocidad de caída libre, $v_y = \sqrt{2GM/y}$, en todas las zonas guardianas, y se propone un perfil de densidad tal que mantenga la tasa de acreción constante, $\rho = \dot{M}_{ch,gr} / (area_{ch,gr} \times v_y)$. Finalmente, se fija una temperatura inicial de $T = 10^9$ K. Con estas variables, se calculan las demás variables hidrodinámicas y se llama a la ecuación de estado para mantener consistencia termodinámica. Esto es, se extrapolan las condiciones iniciales del dominio computacional a la frontera, para que haya continuidad en la solución.

En todas las condiciones de frontera y en el dominio se ha utilizado el hecho de que el fluido consta de 2 componentes (*fuel + ash*), que son utilizados por el código para lograr mezclas y capturar choques e inestabilidades, pero se comportan como un fluido de partículas con $A = 1$ y $Z = 1$. Además, se supone que la materia acretante no está magnetizada, por lo que la única contribución del campo magnético se debe al bucle magnético ó a las diversas configuraciones de campo magnético uniforme impuestas en el dominio físico y a su continuación en la frontera $-y$.

La frontera de inyección para el caso de la acreción esférica, es muy similar a la planteada aquí, con la única salvedad de que para la columna el área es $(L_x \times L_z)$, mientras que para una esfera es $(4\pi r^2 dr)$. Este cambio modifica un poco el perfil de densidad en el dominio y por tanto la frontera de inyección debe modificarse también.

Como se verá a continuación, estas fronteras personalizadas funcionan perfectamente bien y por tanto, los resultados obtenidos con las simulaciones son precisos y creíbles.

4.3.4. Escalabilidad del Código

Una de las primeras cosas que se hizo, antes de hacer los análisis respectivos, fue verificar el escalamiento del solver MHD. Esto es, que al duplicar el número de procesadores se utilice la mitad del tiempo en la ejecución de una simulación. Idealmente debería de ser una línea recta, pero en la realidad, el ajuste no es perfecto debido a factores como la arquitectura del hardware, memoria insuficiente y paralelización no eficiente, entre otros. Para estas simulaciones, se han utilizado hasta 128 procesadores de KanBalam con 256 Gb de RAM (el solver HYDRO ha sido bien escalado hasta con 10 mil procesadores por los programadores del *FLASH Center*). En la Fig. 4.2. se muestra el resultado del escalamiento.

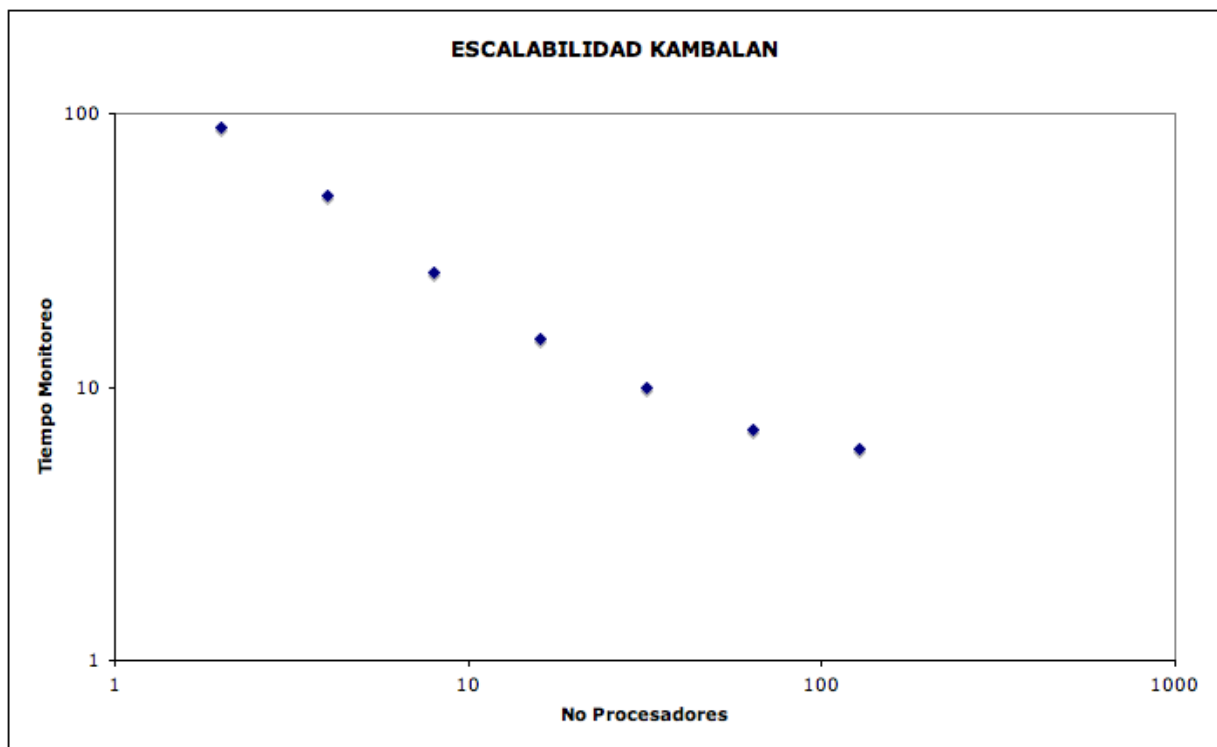


Figura 4.2: Escalabilidad del solver MHD de FLASH2.5, en KanBalam. Se utilizaron hasta 128 procesadores.

Capítulo 5

Resultados y Discusión

Como ya se mencionó, para esta tesis se hicieron cinco conjuntos de simulaciones con diversos parámetros y condiciones iniciales, así como diferentes geometrías en la malla numérica, refinamiento y dimensionalidad. Para efectos de hacer un análisis comparativo con los resultados analíticos presentados en el Cap. 3, se presentan los resultados obtenidos a partir de simulaciones 2D y 3D sobre mallas cartesianas y esféricas, se comparan los solvers HYDRO Y MHD con la solución analítica y se muestra la conservación de la masa como verificación de que las fronteras impuestas y las condiciones iniciales son correctas. A continuación se analizan los resultados de cada conjunto de simulaciones, haciendo la discusión respectiva de los resultados.

Se debe tener en cuenta que en todos los paneles donde se muestren contrastes de las variables físicas, los mapas de color representan las intensidades de tales variables. Para el caso de los perfiles radiales y demás curvas, cada color representa una variable con parámetros físicos únicos. En lo que sigue, la tasa de acreción estimada para SN 1987A se denotará por $\dot{m} = 340 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Las unidades de todas las variables están en CGS.

5.1. Simulaciones HYDRO (Esfera) 2D

El primer conjunto de simulaciones se realizó para analizar la dinámica del proceso de acreción sobre la superficie de la estrella de neutrones a gran escala. Se utilizó una malla esférica 2D, con un radio mínimo siendo la superficie estelar y un radio máximo por encima del radio de choque esperado a partir de la aproximación analítica. Debido a que se utilizan coordenadas esféricas en 2D, el código toma la pareja ordenada (r, θ) para configurar el dominio computacional. En este caso, se utilizó un nivel de refinamiento de 4, con 8 bloques en cada eje coordenado, lo que da un total 512×512 zonas. Se simularon 3 tasas de acreción, a saber:

\dot{m} , $10\dot{m}$ y $100\dot{m}$. También se varió el radio externo ($10^6 \leq r \leq 10^8$, $10^6 \leq r \leq 2 \times 10^8$) y el ángulo de apertura ($0 \leq \theta \leq \pi$, $\pi/4 \leq \theta \leq 3\pi/4$), pero las condiciones iniciales y de frontera fueron, en esencia, las mismas para cada caso.

Lo primero que se observó, es que para el ángulo máximo de apertura las condiciones a la frontera en esta coordenada debieron ser reflejantes, debido a la geometría misma del problema. Por otro lado, la condición reflejante en el radio mínimo simuló muy bien la frontera rígida de una estrella compacta, como se esperaba para este escenario. Sin embargo, a medida que avanzaba la simulación, el material chocado rebotaba justamente en esta frontera radial y al encontrar materia en caída libre, este no se acumulaba sobre la superficie si no que escapaba por las fronteras adyacentes (los polos de la estrella). Así, gran parte del material salía del dominio a gran velocidad, como flujo de materia expulsado de la estrella, lo cual no es un resultado de la física del problema, si no un problema de condiciones de contorno. De esta forma, aunque este ángulo de apertura permite mayor libertad a la dinámica intrínseca del material y permite ver todo el dominio físico para esta coordenada, produce fenómenos no físicos que impiden un tratamiento adecuado del problema. Esto ocurre en todas las escalas, sin importar las tasas de acreción inyectadas. Por otro lado, dado que el radio externo es la frontera de inyección de masa, una vez que el material empieza a salir a través de esta frontera, el código entra en conflicto y se detiene. Otro problema adicional es que, si se amplía la frontera externa para que el flujo de materia se vaya frenando debido a la materia acretante, el sistema tarda demasiado en relajarse, y como siempre, esto es muy costoso en tiempo de computo. La Fig. 5.1 muestra los contrastes de densidad para este ángulo de apertura, con $r_{max} = 10^8$ cm y \dot{m} . Nótese que el sistema mantiene simetría esférica por un buen periodo de tiempo (50 ms), pero después de 500 ms se desestabiliza y se forman los chorros de materia, paralelos a las fronteras laterales.

Ahora bien, cuando el ángulo de apertura se ajusta para ser solo una cuña, en el dominio computacional, el flujo de materia se confina un poco más, menos turbulencia convectiva es visible y el sistema alcanza el equilibrio más rápido a tasas de acreción mayores a \dot{m} . Aquí, las fronteras adyacentes se toman periódicas, lo que elimina el problema de los chorros saliendo por los polos. Así, si se desea que la materia se apile más eficientemente y se alcance el perfil radial (cuasi)estacionario, tipo Chevalier más rápido, se debe incrementar la tasa de acreción. Las Fig. 5.2, 5.3, 5.4 y 5.5 muestran los contrastes de densidad y presión, así como los iso-contornos de energía total específica y campos de velocidad, para $10\dot{m}$. Se muestran instantáneas de 5 ms, 50 ms, 300 ms y 1200 ms, respectivamente. Se observa como la materia choca contra la superficie rígida de la estrella de neutrones y como empieza a formarse el tercer choque de acreción. También se ve cierta convección violenta con inestabilidades tipo Rayleigh–Taylor, pero no tanto como en el caso anterior. En la Fig. 5.5 los vectores de velocidad no apuntan directamente a la fuente gravitacional en

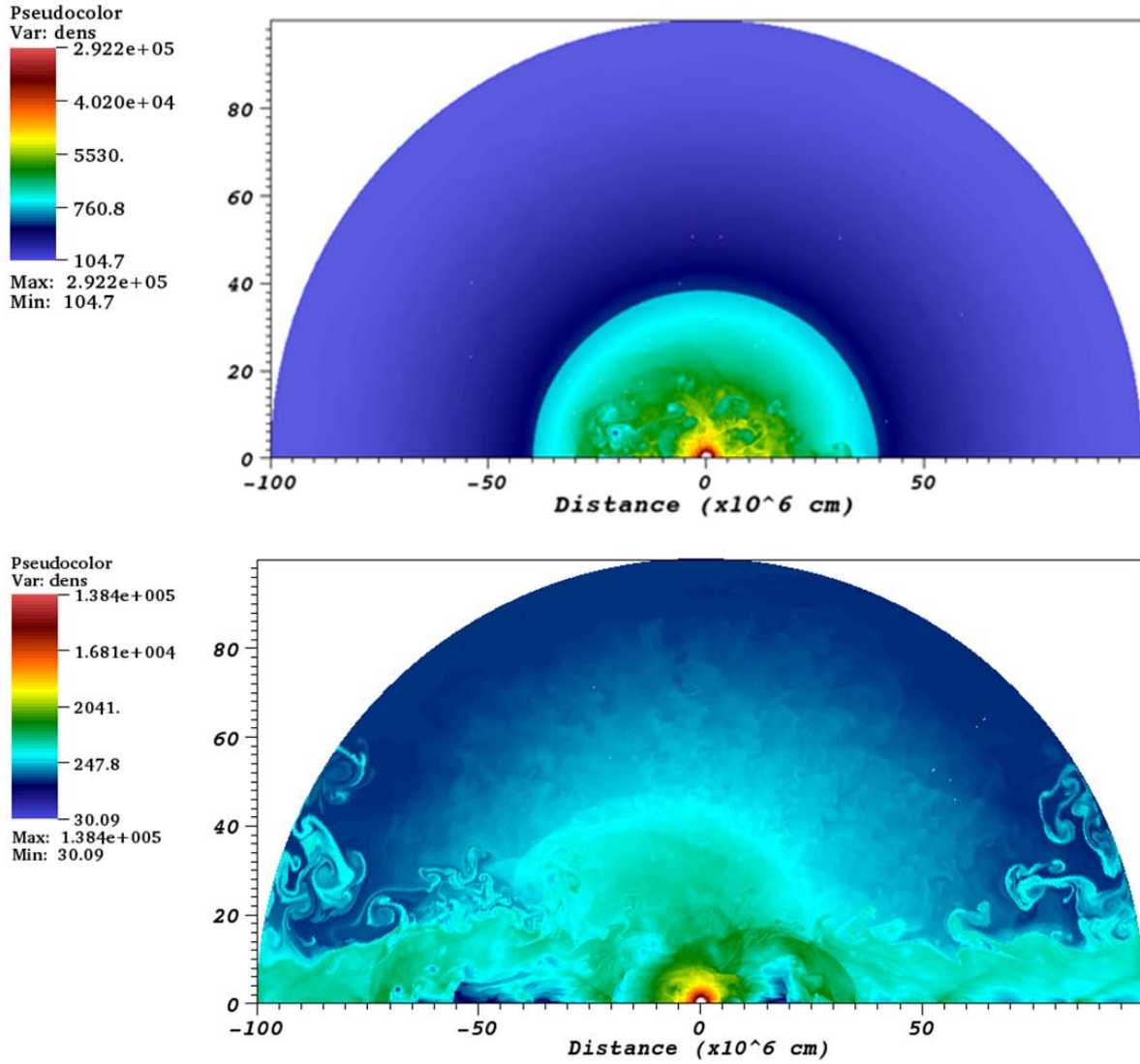


Figura 5.1: Contraste de densidad para la tasa de acreción correspondiente a SN 1987A, $\dot{m} = 340 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, en $t = 50$ ms (arriba) y $t = 500$ ms (abajo)

las partes externas al choque de acreción. Esto se debe a que el visualizador no convierte correctamente los vectores rectangulares a la geometría esférica, por lo que no se trata de un problema de la física del problema, sino de la herramienta utilizada para graficar. No obstante, en los perfiles radiales y en los mapas de color se obtienen los valores correctos.

Los valores de la densidad, la presión y la velocidad concuerdan muy bien con los resultados analíticos en la frontera radial externa, una vez que el sistema alcanza el estado (cuasi)estacionario en $t = 1200$ ms. Esto era de esperarse ya que esta frontera fue impuesta de esta manera. Para la frontera interna, a partir de las simulaciones, se obtienen los valores: $\rho \simeq 8,85 \times 10^8$ gr cm^{-3} , $P \simeq 9,2 \times 10^{27}$ dinas cm^{-2} y $v \simeq 1,8 \times 10^7$ cm s^{-1} , lo que está en buena concordancia con los valores analíticos predichos.

Vale anotar que debido al alto costo computacional, es prácticamente imposible seguir por completo la evolución del sistema a gran escala, así que lo que se hace es simular el sistema con todas las condiciones iniciales estándar, y después de un tiempo, inferir el estado (cuasi)estacionario al cual debería llegar y tomar este estado como las nuevas condiciones iniciales para dejar evolucionar el sistema, otra vez, y analizar su estabilidad. Hacer esto equivale, básicamente, a integrar una atmósfera en caída libre hasta que casi llegue al (cuasi)equilibrio hidrostático y después tomar este (cuasi)equilibrio como condición inicial para una nueva atmósfera estratificada con este perfil de densidad, presión y velocidad y verificar su estabilidad. La Fig. 5.6 muestra los perfiles radiales de estas variables, cuando el sistema está (cuasi)estacionario. Estos son los perfiles obtenidos para $10\dot{m}$, con un radio de choque de $R_{sh} \simeq 9,94 \times 10^7$ cm, el cual está un poco por encima del valor estimado analíticamente, para este caso. Esto se debe quizá a que el sistema no está relajado completamente, y que además, en la estimación del radio analítico se ha hecho la corrección debido a efectos relativistas, mientras que en la simulación la gravedad es Newtoniana. La velocidad del sonido y la velocidad de caída del fluido, dentro de esta envolvente, promediadas a partir de las simulaciones son: $c_s = \sqrt{\gamma_c P / \rho} \simeq 3,71 \times 10^9$ cm s^{-1} , $v \simeq 1,8 \times 10^7$ cm s^{-1} , $\gamma_c \simeq 1,34$. Esto implica $m = v / c_s \simeq 4,84 \times 10^{-3}$, donde m es el número de Mach, es decir, el sistema es *subsónico* cerca de la superficie, como era de esperarse. No obstante, el sistema tarda mucho tiempo en relajarse y el apilamiento de materia sobre la superficie de la estrella de neutrones no es muy notorio en este escenario.

Las ecuaciones de estado, en general, contienen cuatro índices adiabáticos (Chandrasekhar, 1939), pero el método de Colella & Glaz (1995) utilizado por FLASH2.5 parametriza la ecuación de estado y hace que solo se necesiten dos de estos índices adiabáticos. El primero es necesario para calcular la velocidad del sonido adiabática y está dado por $\gamma_c = P \partial P / \rho \partial \rho$. El segundo relaciona la presión con la energía y está dado por $\gamma_e = 1 + P / \rho \varepsilon$, siendo ε la energía interna específica. En el caso de una ecuación de estado de gas ideal, todos estos índices adiabáticos son iguales, pero para la ecuación de estado utilizada en esta tesis, estos

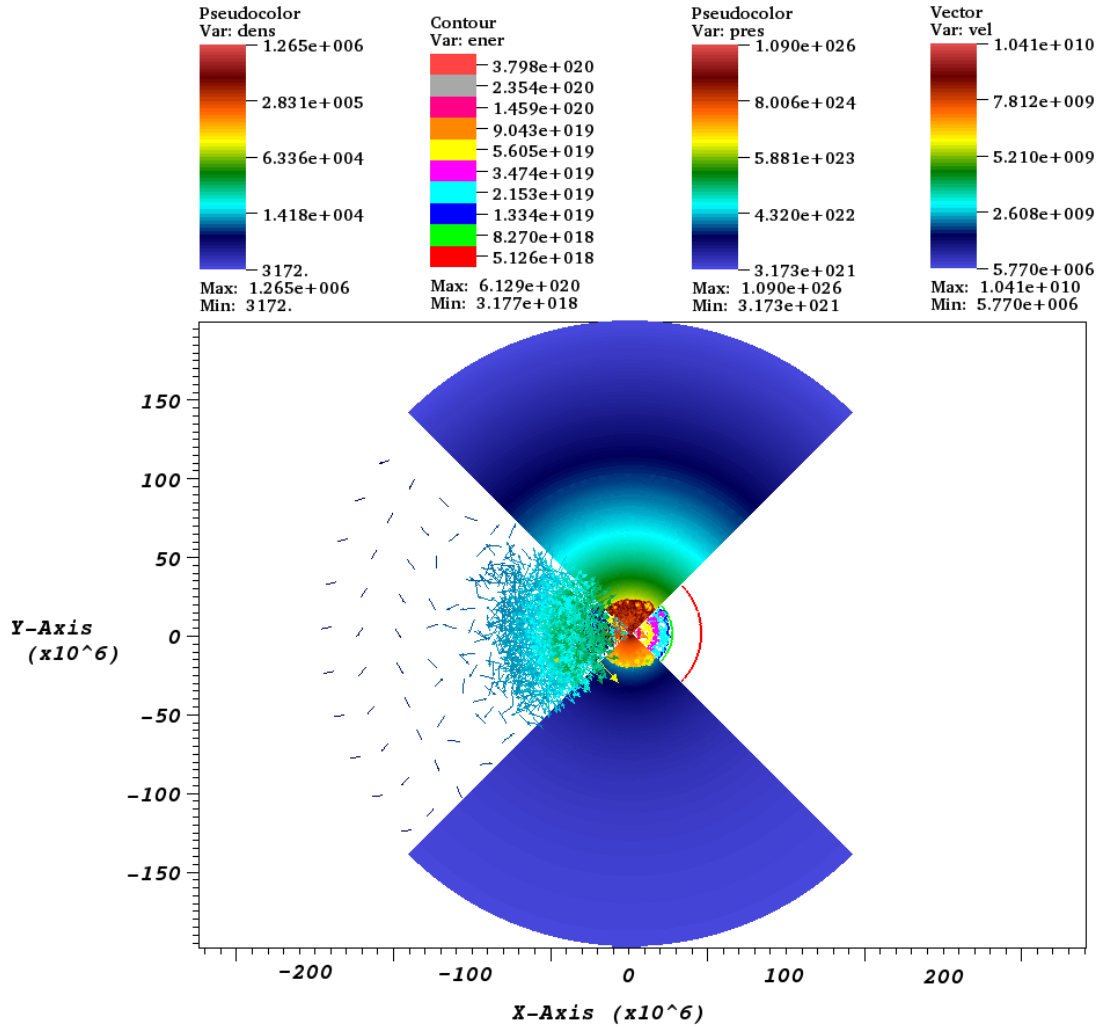


Figura 5.2: Contrastes de densidad (arriba) y de presión (abajo), iso-contornos de energía total (der.) y campos de velocidad (izq.) para el problema de acreción hipercrítica de Bondi con $10\dot{m}$. Se muestran resultados para $t = 5$ ms.

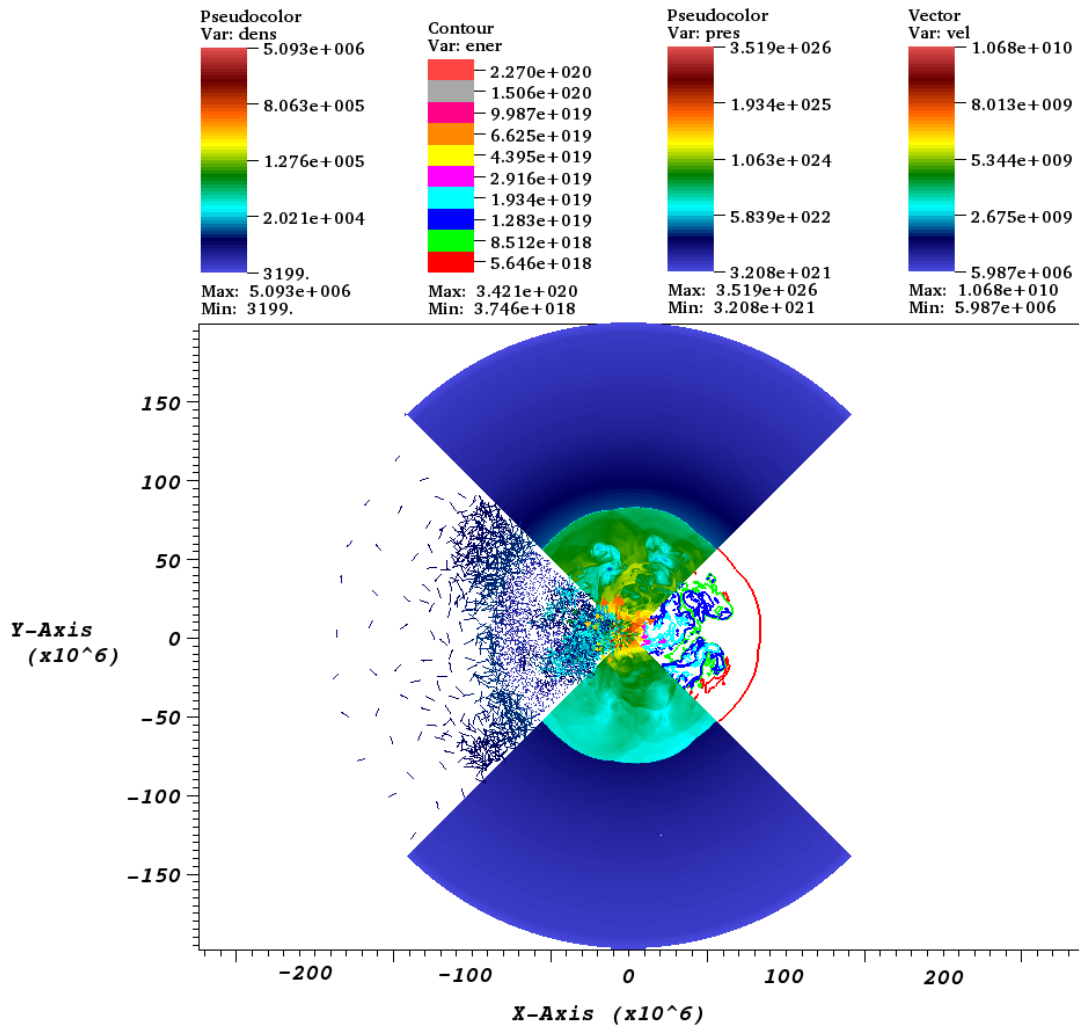


Figura 5.3: Contrastes de densidad (arriba) y de presión (abajo), iso-contornos de energía total (der.) y campos de velocidad (izq.) para el problema de acreción hipercrítica de Bondi con $10\dot{m}$. Se muestran resultados para $t = 50$ ms.

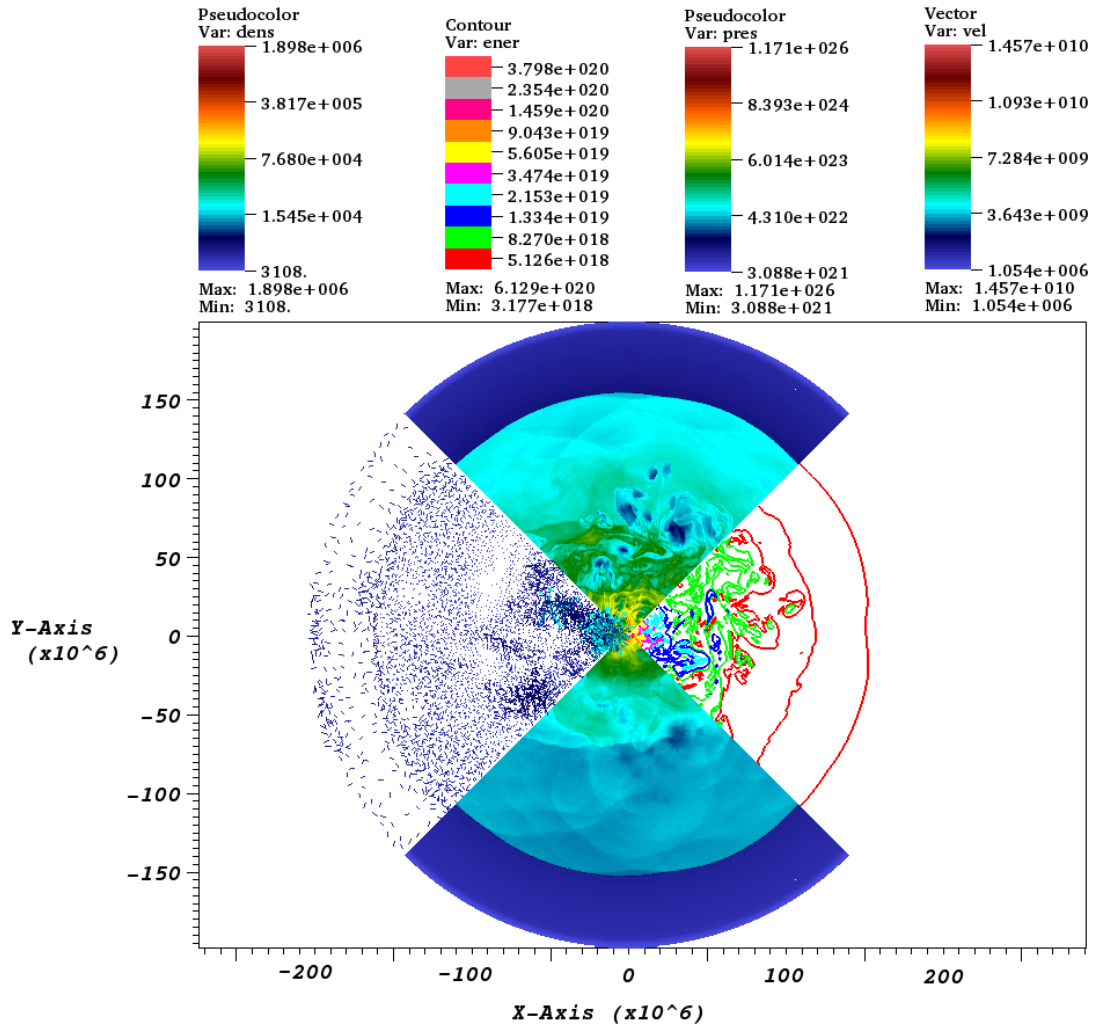


Figura 5.4: Contrastes de densidad (arriba) y de presión (abajo), iso-contornos de energía total (der.) y campos de velocidad (izq.) para el problema de acreción hipercrítica de Bondi con $10\dot{m}$. Se muestran resultados para $t = 300$ ms.

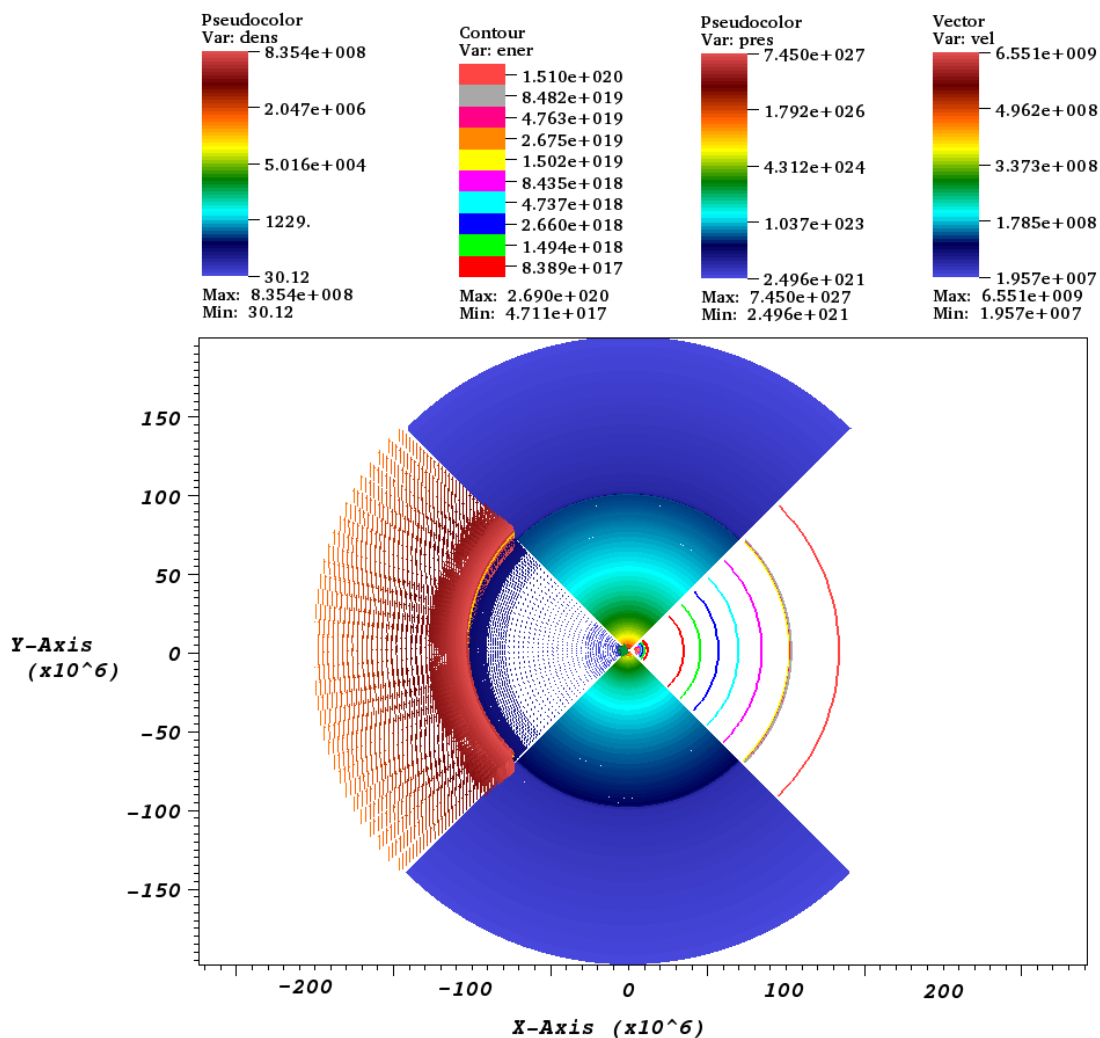


Figura 5.5: Contrastes de densidad (arriba) y de presión (abajo), iso-contornos de energía total (der.) y campos de velocidad (izq.) para el problema de acreción hipercrítica de Bondi con $10\dot{m}$. Se muestran resultados para $t = 1200$ ms.

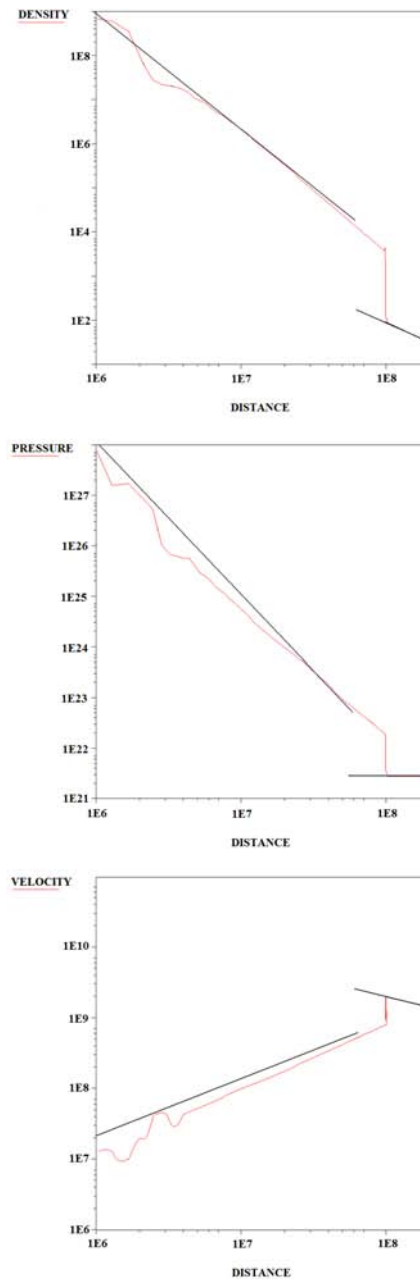


Figura 5.6: Perfiles radiales en estado (cuasi)estacionario (rojo) en $t = 1200$ ms, de densidad (arriba), presión (medio) y velocidad (abajo) para $10\dot{m}$. Se ha superpuesto la solución analítica (3.33, 3.34, 3.35) para efectos comparativos (negro).

índices son diferentes.

Por otro lado, cuando la tasa de acreción se aumenta a $100\dot{m}$ la materia en caída libre no rebota tan bruscamente, pero debido a la alta densidad y temperatura, la ecuación de estado entra en conflicto y la simulación se detiene. Aunque esta tasa de acreción permitiría ver un acumulamiento de masa más realista, el código no permite seguir la evolución del sistema más allá de unos cuantos milisegundos. Quizá el aumentar dramáticamente la resolución podría ayudar en este caso, pero esto es sumamente costoso en tiempos de computo y no se dispuso de tanta capacidad en este trabajo.

Así pues, para hacer un análisis más detallado de la dinámica del sistema en la superficie de la estrella de neutrones, es preciso cambiar la geometría del problema para poder realizar simulaciones con más resolución y más duración. Para este fin se usarán columnas de acreción, que den cuenta, no solo del apilamiento del material sino también del campo magnético.

5.2. Simulaciones HYDRO & MHD (Columnas) 2D

5.2.1. Columna Chica Sin Campo Magnético

En este segundo conjunto de simulaciones, las condiciones iniciales y de frontera son básicamente las mismas para cada simulación, los únicos cambios vienen del hecho de variar las tasas de acreción y la configuración del campo magnético en el dominio computacional (para el caso MHD). Esto es, se fija una configuración de campo magnético y se varía la tasa de acreción para analizar la reacción del campo. Las tasas de acreción escogidas son tales que se aumenta en 1, 2, y 3 órdenes de magnitud la tasa de acreción para SN 1987A (\dot{m}).

Para los parámetros físicos de SN 1987A, el tiempo de evolución para que el sistema llegue a un estado (cuasi)estacionario es del orden de 200 ms, mientras que para tasas de acreción más altas, este tiempo disminuye sustancialmente: $10\dot{m} \simeq 60$ ms, $100\dot{m} \simeq 20$ ms y $1000\dot{m} \simeq 5$ ms. El nivel de refinamiento impuesto fue de 4, con 2 bloques en la dirección x y 18 en la dirección y , lo que implica 128×1152 zonas en el dominio computacional. En la Fig. 5.7 se muestran los contrastes de densidad, para el caso hidrodinámico y para el caso magnetohidrodinámico con campo magnético nulo (MHD_0), para una tasa de acreción 100 veces mayor que para el caso de SN 1987A. Se escoge este valor como representativo ya que en este caso el radio de choque es mucho menor que para \dot{m} y por tanto es más fácil de visualizar. Además, es posible hacer un análisis comparativo de los dos *solvers* (hydro y mhd) y de su comportamiento a las condiciones iniciales impuestas. Esta comparación permite saber si el código está resolviendo bien las ecuaciones de movimiento del fluido, ya que

el módulo MHD con campo magnético nulo debería reproducir exactamente los resultados obtenidos con el módulo HYDRO. Los contrastes de presión, energía total específica, velocidad y enfriamiento por neutrinos por unidad de volumen, para todos los casos, se muestran en la Fig. 5.8. Los perfiles radiales de densidad, presión y velocidad se muestran en la Fig. 5.9. Cabe aclarar en este punto que aunque el sistema alcanza un estado (cuasi)estacionario en $t = 200$ ms, hay un ruido remanente en el perfil radial de la velocidad debido a la interacción de la materia con la frontera interna impuesta y debido también a que existe un componente de velocidad horizontal que hace que la materia fluya sin problemas a través de las fronteras laterales periódicas y que no está presente en la aproximación analítica 1D, lo que impide que se alcance el estado estacionario completo. Por otro lado, la columna que se muestra en estos contrastes es solo una “ampliación”, ya que en realidad, la columna chica tiene una altura de 10^7 cm. Sin embargo, a esta tasa de acreción lo más interesante ocurre a una escala de altura de 4×10^6 cm, que fue el acercamiento escogido. Nótese que los contrastes de estas variables son casi idénticos, lo que implica que los solvers HYDRO & MHD concuerdan en sus resultados. Se observa como se va formando el tercer choque de acreción hasta formar la atmósfera en (cuasi)equilibrio hidrostático, justo cuando el sistema llega a un estado (cuasi)estacionario. Se ve el régimen convectivo violento inicial que empieza a disminuir a medida que el choque de acreción se va formando. Inestabilidades tipo Rayleigh–Taylor están presentes en este régimen, pero desaparecen cuando el sistema llega al equilibrio. No obstante, en el contraste de velocidad se siguen viendo algunas estructuras que no desaparecen por completo por las razones ya mencionadas.

Los valores de la densidad, la presión y la velocidad en la cima y en la base de la columna, para la tasa de acreción de SN 1987A (\dot{m}), y sus valores analíticos, calculados a partir del modelo, se muestran en la Tabla 2. Nótese que los valores de estas variables difieren de los valores analíticos en la base de la columna, una vez que se llega al estado (cuasi)estacionario, debido a que en la simulación, el código toma en cuenta el apilamiento del material en la superficie de la estrella. Los valores en la cima de la columna son los mismos que los calculados analíticamente ya que fueron impuestos de esta manera y además, el choque de acreción no llega hasta esa altura, lo que hace que no se vea afectado el flujo de materia en caída libre. Esto es una prueba de que las fronteras internas y externas están funcionando bien.

Tabla 2: Valores de las variables en la columna chica.

Los gradientes adiabáticos y radiativos calculados partir de estas simulaciones, cuando el sistema está relajado, son: $\nabla_{ad} = 1 - 1/\gamma_c \simeq 0,2577$, $\nabla_{rad} = (d \ln T / d \ln P) \simeq 0,2436$. En este caso, el valor del índice adiabático γ_c ha sido extraído directamente de la simulación ($\gamma_c = 1,35$) y el gradiente radiativo se calculó contruyendo una gráfica de temperatura con-

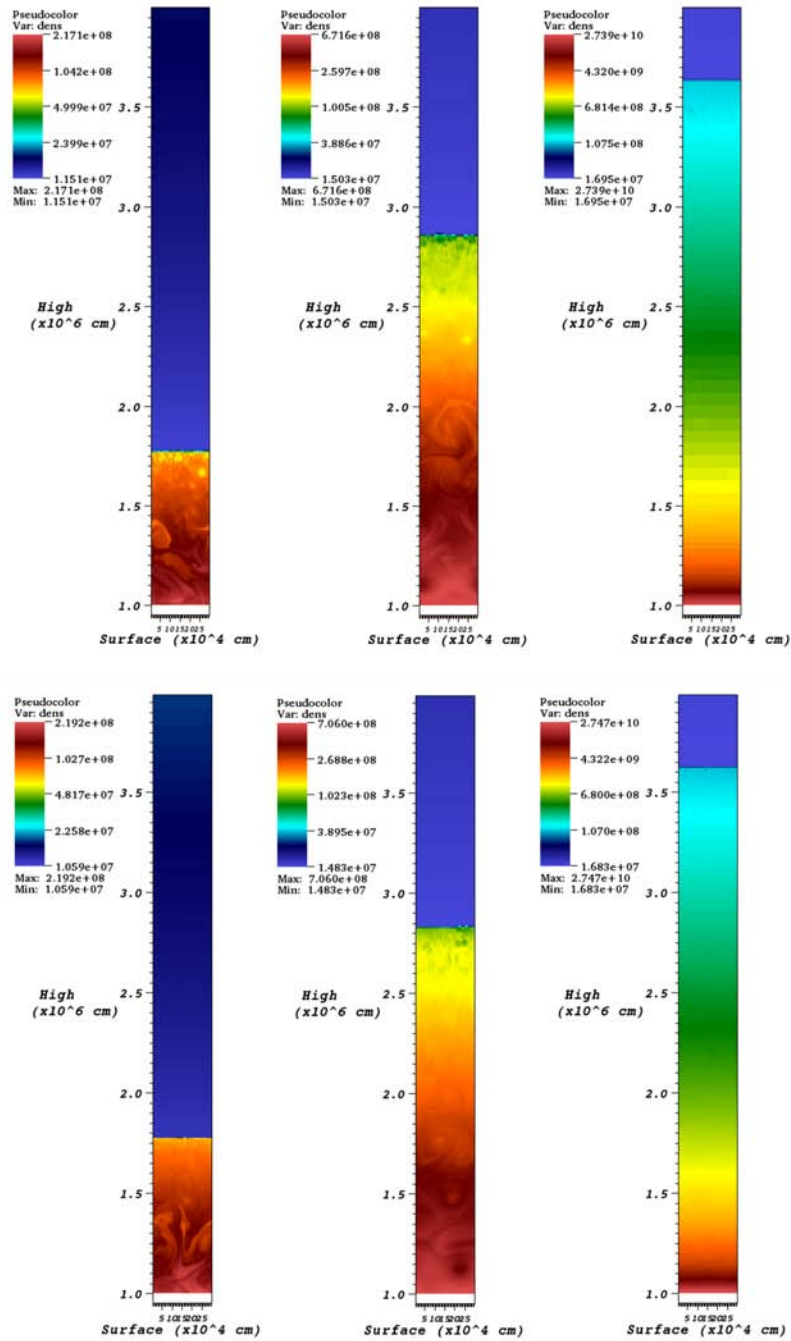


Figura 5.7: Contrastes de densidad para los casos HYDRO (arriba) & MHD_0 (abajo), para $100m$, cada $t = 5, 10$ y 20 ms.

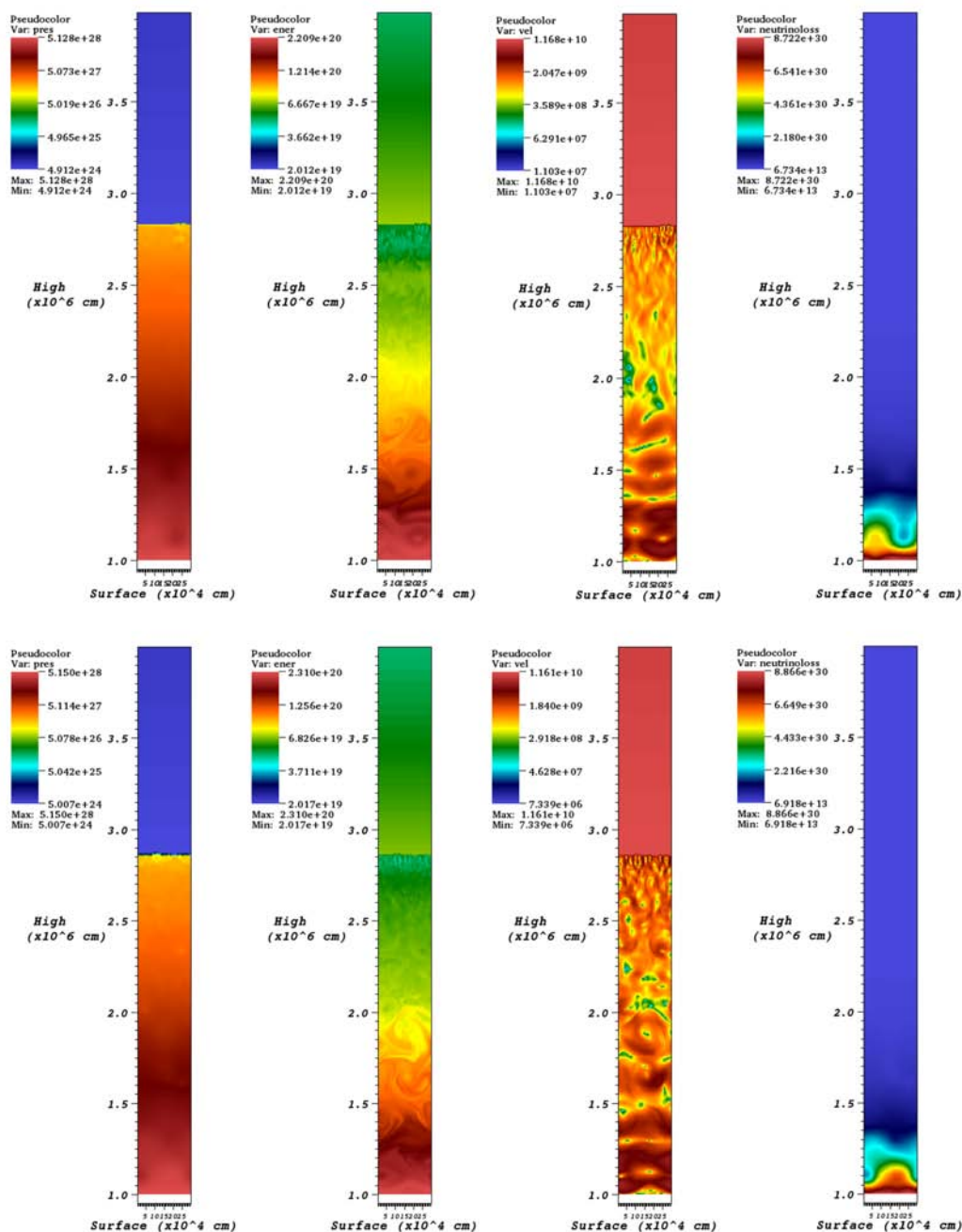


Figura 5.8: Contrastes de presión, energía total específica, velocidad y enfriamiento por neutrinos por unidad de volumen, para los casos HYDRO (arriba) & MHD_0 (abajo) y una tasa de acreción de $100\dot{m}$, en $t = 10$ ms.

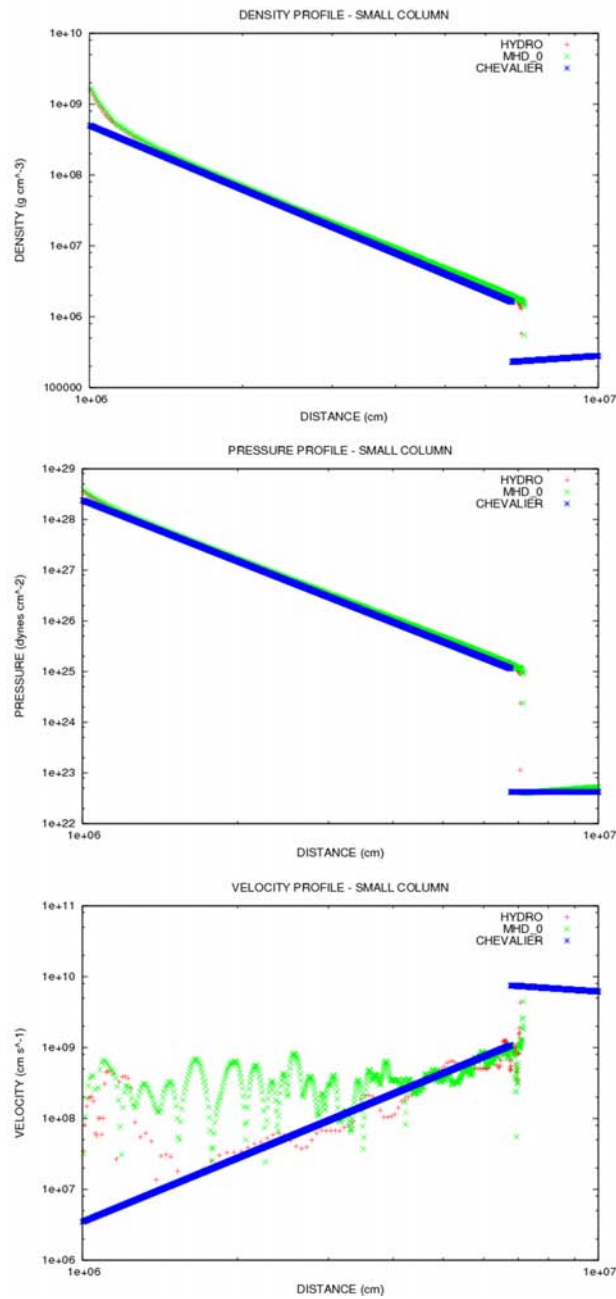


Figura 5.9: Perfiles radiales de densidad (arriba), presión (medio) y velocidad (abajo), para la tasa de acreción \dot{m} , una vez que el sistema alcanza el estado estacionario en $t = 200$ ms. Se han tomado los casos HYDRO y MHD_0 como representativos de la columna chica. Se ha superpuesto el perfil analítico (4.22, 4.23, 4.24) para efectos comparativos.

tra presión y calculando la pendiente de esta gráfica, en escala logarítmica. Estos gradientes tienen valores casi constantes dentro de la envolvente, excepto en una pequeña escala de altura donde se da el apilamiento de material sobre la superficie de la estrella de neutrones. Se observa que $\nabla_{ad} > \nabla_{rad}$, esto es, el sistema es convectivamente *estable*. Sin embargo, los valores están muy cercanos entre sí, casi en el régimen crítico, y posibles cambios introducidos en el sistema (deficiencia en la pérdida de energía por neutrinos, reconexión magnética y cambios en la tasa de acreción, entre otros) podrían hacer que este se tornara ligeramente inestable.

Por otro lado, dentro de la envolvente la velocidad del sonido y la velocidad de caída del fluido, promediadas a partir de las simulaciones, son: $c_s = \sqrt{\gamma_c P / \rho} \simeq 6,9 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$, $v \simeq 1,24 \times 10^7 \text{ cm s}^{-1}$. Esto implica $m = v/c_s \simeq 10^{-3}$, donde, otra vez, m es el número de Mach, es decir, el sistema es *subsónico*.

Así pues, además de confirmar que los solvers HYDRO y MHD funcionan bien y son consistentes en sus resultados, se han obtenido algunas cantidades hidrodinámicas y termodinámicas que permiten confirmar ciertos resultados de la aproximación analítica. Resulta interesante también analizar si el campo magnético, dada cualquier configuración en el dominio computacional, juega algún papel importante en la dinámica de acreción hipercrítica.

5.2.2. Columna Chica Con Campo Magnético

El análisis formal de la reacción del campo magnético a la acreción hipercrítica se deja para el caso de la columna grande. Se hace así porque ahora solo se están calculando variables hidrodinámicas y termodinámicas para efectos comparativos. No obstante, vale la pena mencionar en este punto que en todos los casos MHD que se simularon para las diversas tasas de acreción y para las diversas configuraciones de campo magnético constante, cuando el sistema se relaja y alcanza el estado (cuasi)estacionario, el campo magnético queda completamente sumergido en la corteza de la estrella de neutrones, aumentando su intensidad en uno ó dos órdenes de magnitud. La posible redifusión de este campo se analizará en el quinto conjunto de simulaciones.

Se muestra en la Fig. 5.10 la sumergencia del campo magnético y el perfil radial del mismo, para cada una de las configuraciones de campo magnético en el dominio computacional: campo magnético horizontal constante (MHD_H), campo magnético vertical constante (MHD_V), campo magnético diagonal constante (MHD_D) y campo magnético dipolar (MHD_DIP). La intensidad del campo en todos los casos es de $B = 10^{12} \text{ G}$, excepto en la configuración dipolar en la cual el campo tiene este valor solo en la superficie estelar y decrece con la altura (ver Cap. 4 para la formulación de estas configuraciones).

El mapa de color del campo magnético es una ampliación de la columna cerca de la superficie estelar y en el perfil radial está integrado todo el dominio. Es de notar que la

sumergencia se da en una escala de altura del orden de 2 km, que es justamente la región donde se da el apilamiento del material.

Ahora bien, aunque se ve que la presión es más o menos homogénea en el dominio durante casi toda la simulación, se observa cierta turbulencia hidrodinámica (ó MHD) en el sistema antes de llegar al equilibrio. Esto se debe a que la velocidad (y por tanto, la energía cinética) ó alguna componente residual de la velocidad sigue presente en el sistema y por tanto, no se alcanza el estado estacionario completo. Además, en estas simulaciones con campo magnético la reverberación del flujo presente en el perfil de velocidad es mucho más notorio que en los casos donde el campo magnético está ausente, lo que implica que el campo magnético está afectando también al flujo de materia por encima de la superficie de la estrella de neutrones. Por otro lado, la energía calculada por el código es la energía interna más la energía cinética del sistema. Para el caso MHD, en la energía interna se incluye la energía magnética. Ahora bien, dado que la energía de Fermi de un gas de partículas libres está relacionado con el potencial químico, se calculó la temperatura de Fermi para compararla con la temperatura del sistema. Así,

$$T_F = \frac{E_F}{k_B} = \frac{\sqrt{p_F^2 c^2 + m_e^2 c^4} - m_e c^2}{k_B} \simeq 6,48 \times 10^{10} \text{ K},$$

donde $p_F = (3\pi^2 n_e)^{1/3} \hbar$ es el momento de Fermi. La temperatura obtenida a partir de la simulación, cerca de la superficie de la estrella de neutrones y en estado (cuasi)estacionario, es de $T \simeq 4,54 \times 10^{10}$ K. Esto es, $T/T_F \simeq 0,7$, así que se puede considerar al potencial químico como la energía de Fermi $\mu \simeq E_F \simeq 8,94 \times 10^{-6}$ erg. Este resultado muestra la importancia de trabajar con una ecuación de estado tipo Helmholtz en lugar del gas ideal, es decir, se confirma que el sistema está en un régimen parcialmente degenerado.

También se observa que el enfriamiento por neutrinos por unidad de volumen (neutrino loss = n_{loss}) está prendido y funciona en la escala de altura que se espera ($L_y \sim 2 \times 10^5$ cm). Para la simulación hecha con la tasa de acreción \dot{m} , la luminosidad de neutrinos integrada sobre todo el dominio es de $L_\nu \simeq 2,51 \times 10^{46}$ erg s⁻¹. Esto es muy cercano al valor de la luminosidad de neutrinos analítica calculada con la función de enfriamiento de Dicus (1972) para este caso: $L_\nu = \dot{\varepsilon}_n \times Vol \simeq 1,83 \times 10^{46}$ erg s⁻¹, donde $Vol \simeq 0,01\pi r_{ns}^3$ cm⁻³. Esto demuestra que el incluir los demás procesos en la función de enfriamiento cambia ligeramente la pérdida de energía en este régimen. En la Fig. 5.11 se muestra la integración de la luminosidad de neutrinos para \dot{m} .

Una vez que el sistema alcanza un estado (cuasi)estacionario, se pueden obtener los perfiles radiales de la densidad, la presión y la velocidad del sistema. Se simularon 4 tasas de acreción diferentes para cada condición inicial HYDRO & MHD. En todos los casos, los perfiles alcanzan la estabilidad y se observa el apilamiento de material en la superficie

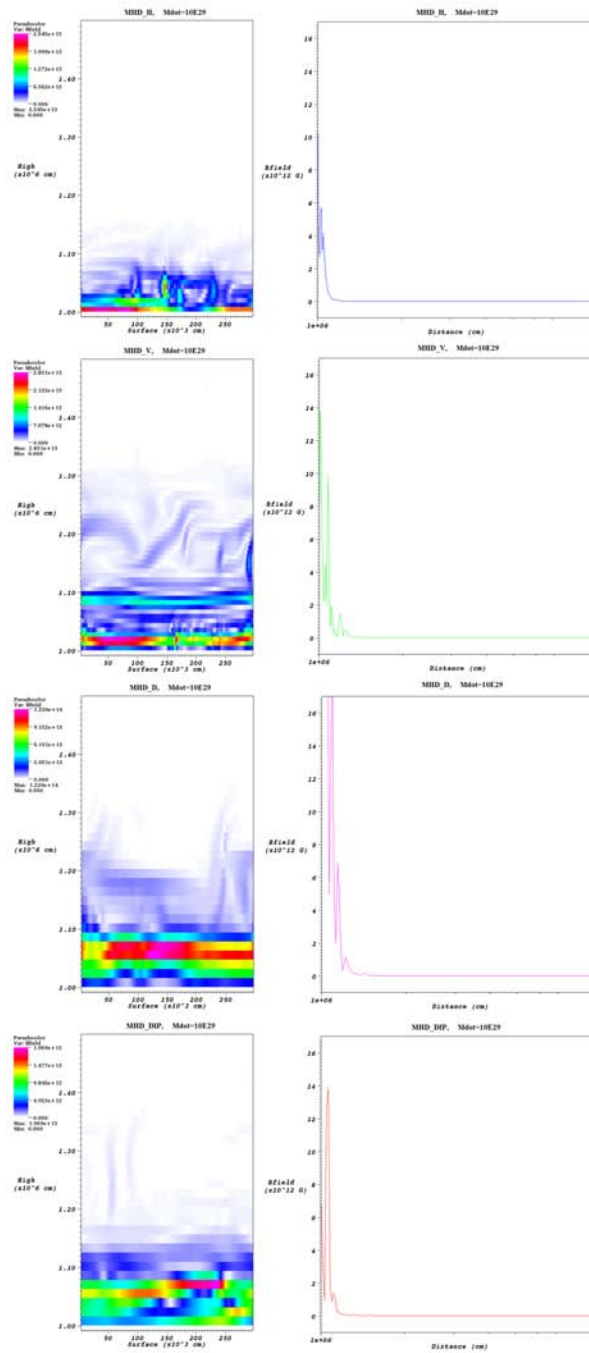


Figura 5.10: Contrastes de campo magnético (columna 1) y perfiles radiales (columna 2), para cada una de las diversas configuraciones impuestas en $t = 200$ ms: MHD_H (fila 1), MHD_V (fila 2), MHD_D (fila 3), MHD_DIP (fila 4).

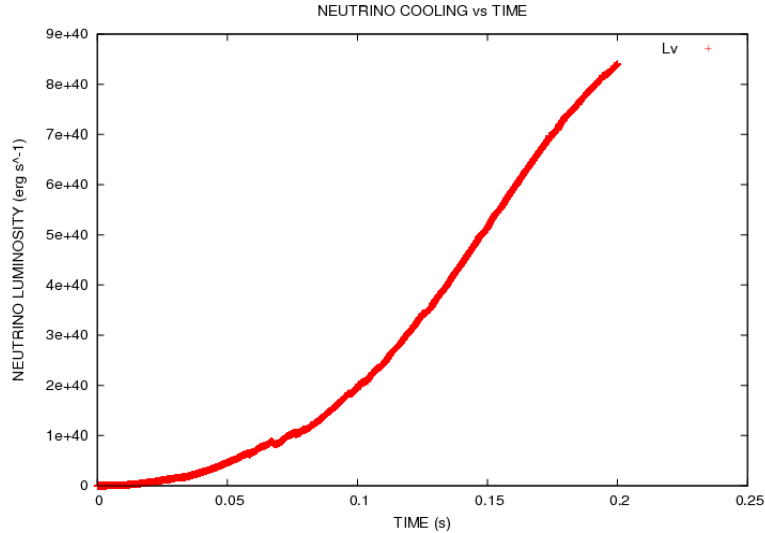


Figura 5.11: Enfriamiento por neutrinos integrado sobre todo el dominio computacional 2D, en $t = 200$ ms. Para obtener el valor exacto, debe multiplicarse el valor escogido en algún instante de tiempo por la dimensión adicional $L_z = 3 \times 10^5$ cm.

de la estrella (algo que no ocurre con el perfil predicho analíticamente). Solo los perfiles de velocidad mantienen un ruido remanente debido a la integración numérica a través de las fronteras laterales y a la interacción del material acretante con la frontera hidrostática. Puede inferirse también que el campo magnético es, en parte, responsable de este ruido en la velocidad, ya que en el caso HYDRO el perfil es más suave que en los casos MHD. Sin embargo, se puede decir que en promedio se alcanza el perfil predicho analíticamente, como era lo esperado.

En las Fig. 5.12, 5.13 y 5.14 se muestran los perfiles de estas variables para todas las tasas de acreción y para los casos hidrodinámico (HYDRO) y magnetohidrodinámico con campo magnético nulo (MHD_0), MHD_H y MHD_V, MHD_D y MHD_DIP, respectivamente, solo para efectos comparativos. La intensidad inicial del campo magnético, en todos los casos, es de $B = 10^{12}$ G, excepto en la configuración dipolar.

En las Fig. 5.15 y 5.16 se muestran los perfiles radiales para $(\dot{m}, 10\dot{m})$ y $(100\dot{m}, 1000\dot{m})$, respectivamente. Se superponen los casos HYDRO & MHD en todas las configuraciones. Nótese que los perfiles son prácticamente iguales, lo que hace inferir que el campo magnético no está jugando un papel importante en la dinámica del sistema, en este régimen.

Nótese también que a mayores tasas de acreción, menor es el radio de choque y más

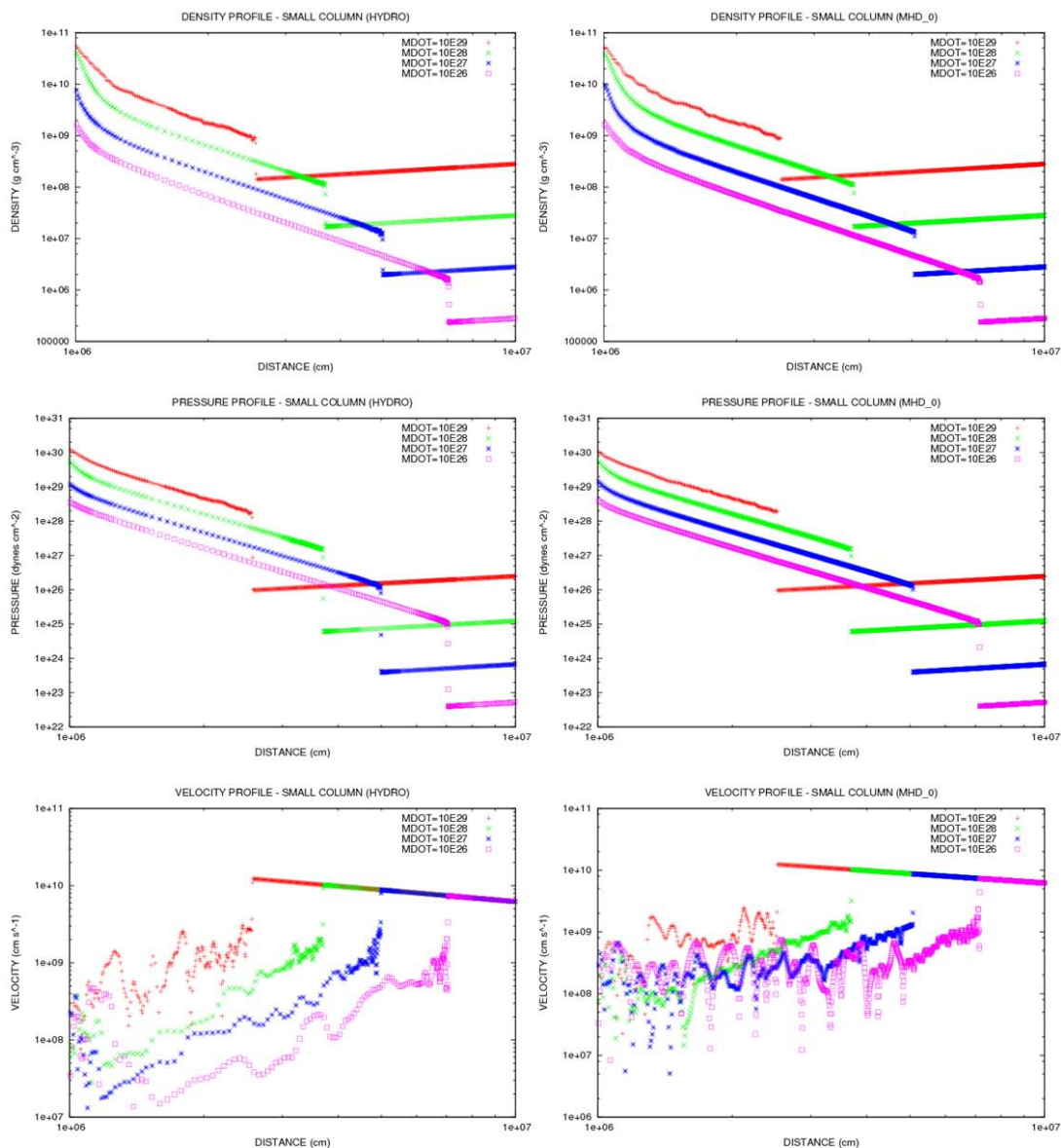


Figura 5.12: Perfiles radiales de densidad (arriba), presión (medio) y velocidad (abajo) para los casos HYDRO (columna 1) y MHD_0 (columna 2). Se han graficado distintas tasas de acreción: (rosa) \dot{m} , (azul) $10\dot{m}$, (verde) $100\dot{m}$ & (rojo) $1000\dot{m}$.

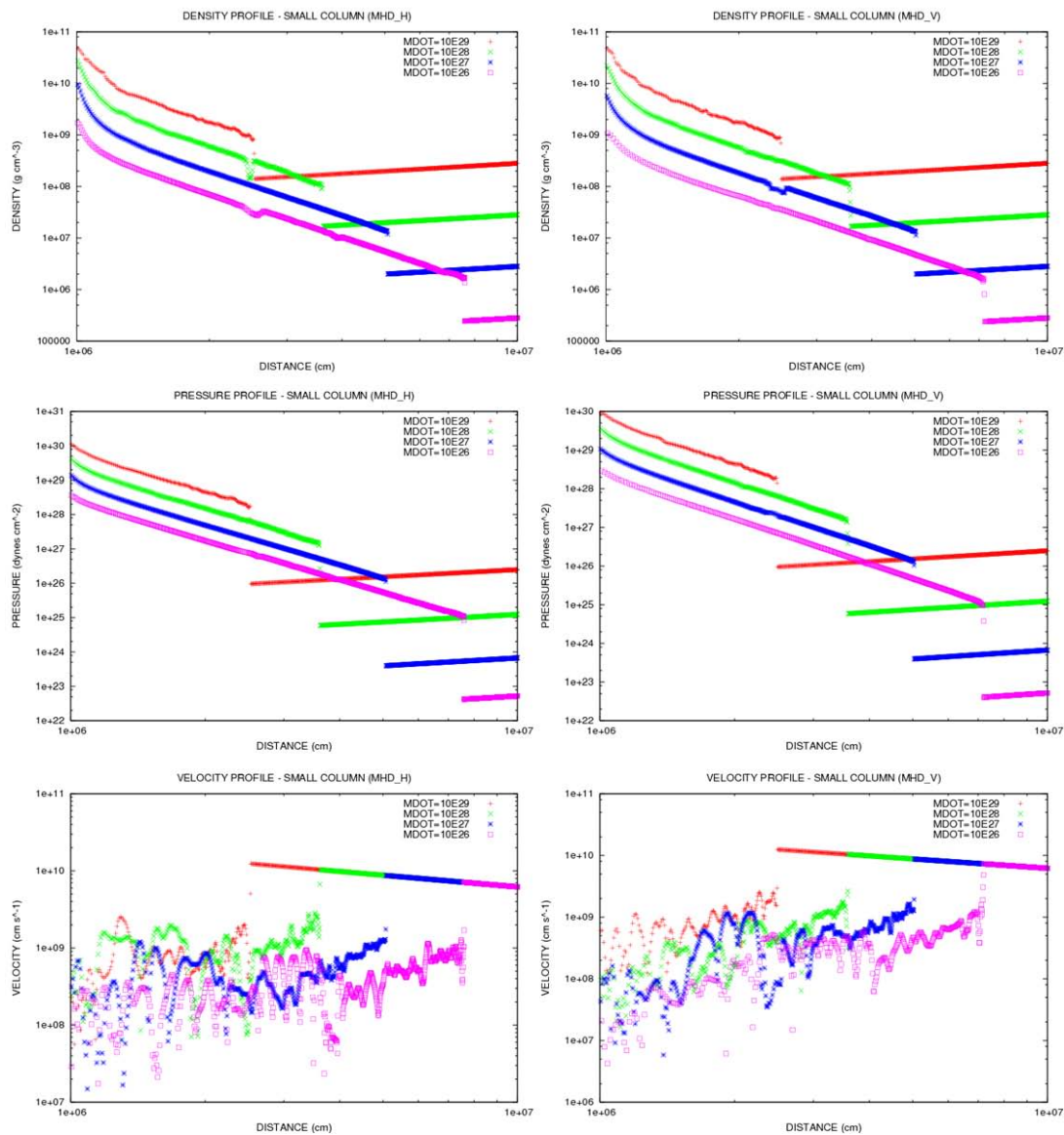


Figura 5.13: Perfiles radiales de densidad (arriba), presión (medio) y velocidad (abajo) para los casos MHD_H (columna 1) y MHD_V (columna 2). Se han graficado distintas tasas de acreción: (rosa) \dot{m} , (azul) $10\dot{m}$, (verde) $100\dot{m}$ & (rojo) $1000\dot{m}$.

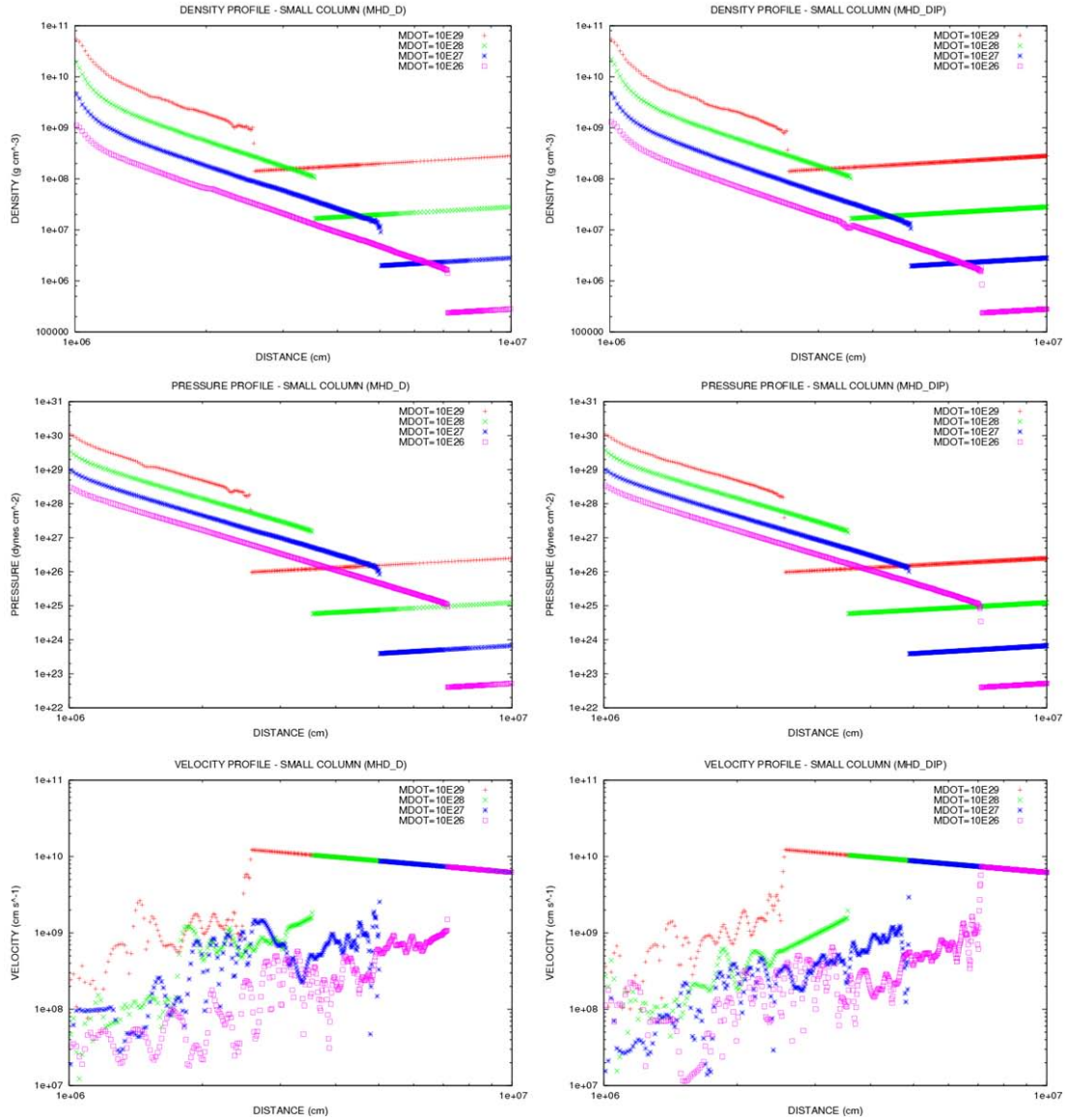


Figura 5.14: Perfiles radiales de densidad (arriba), presión (medio) y velocidad (abajo) para los casos MHD_D (columna 1) y MHD_DIP (columna 2). Se han graficado distintas tasas de acreción: (rosa) \dot{m} , (azul) $10\dot{m}$, (verde) $100\dot{m}$ & (rojo) $1000\dot{m}$.

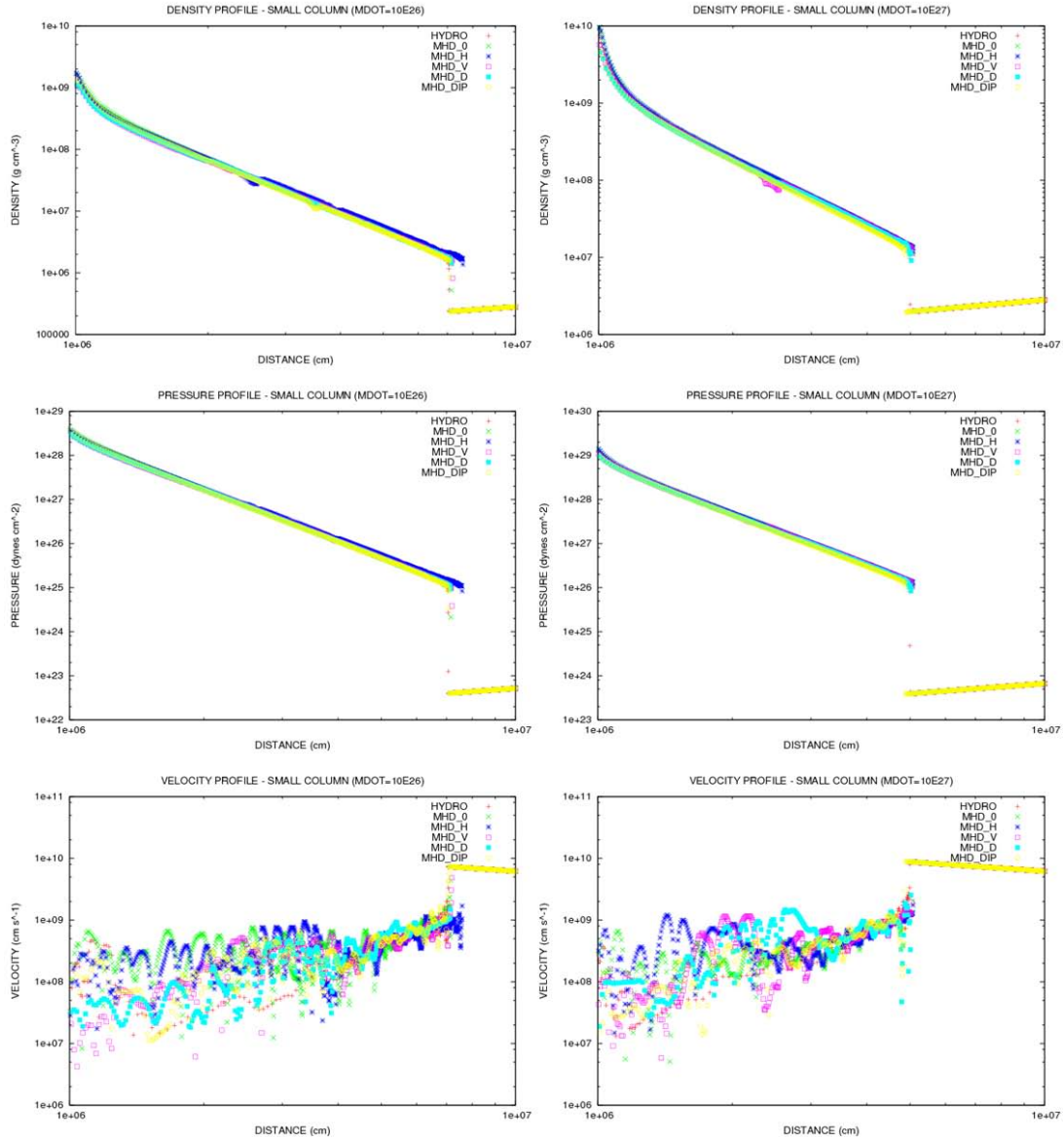


Figura 5.15: Perfiles radiales de densidad, presión y velocidad, para las tasas de acreción \dot{m} y $10\dot{m}$. Se han superpuesto los perfiles correspondientes al caso HYDRO, MHD_0, MHD_H, MHD_V, MHD_D, MHD_DIP.

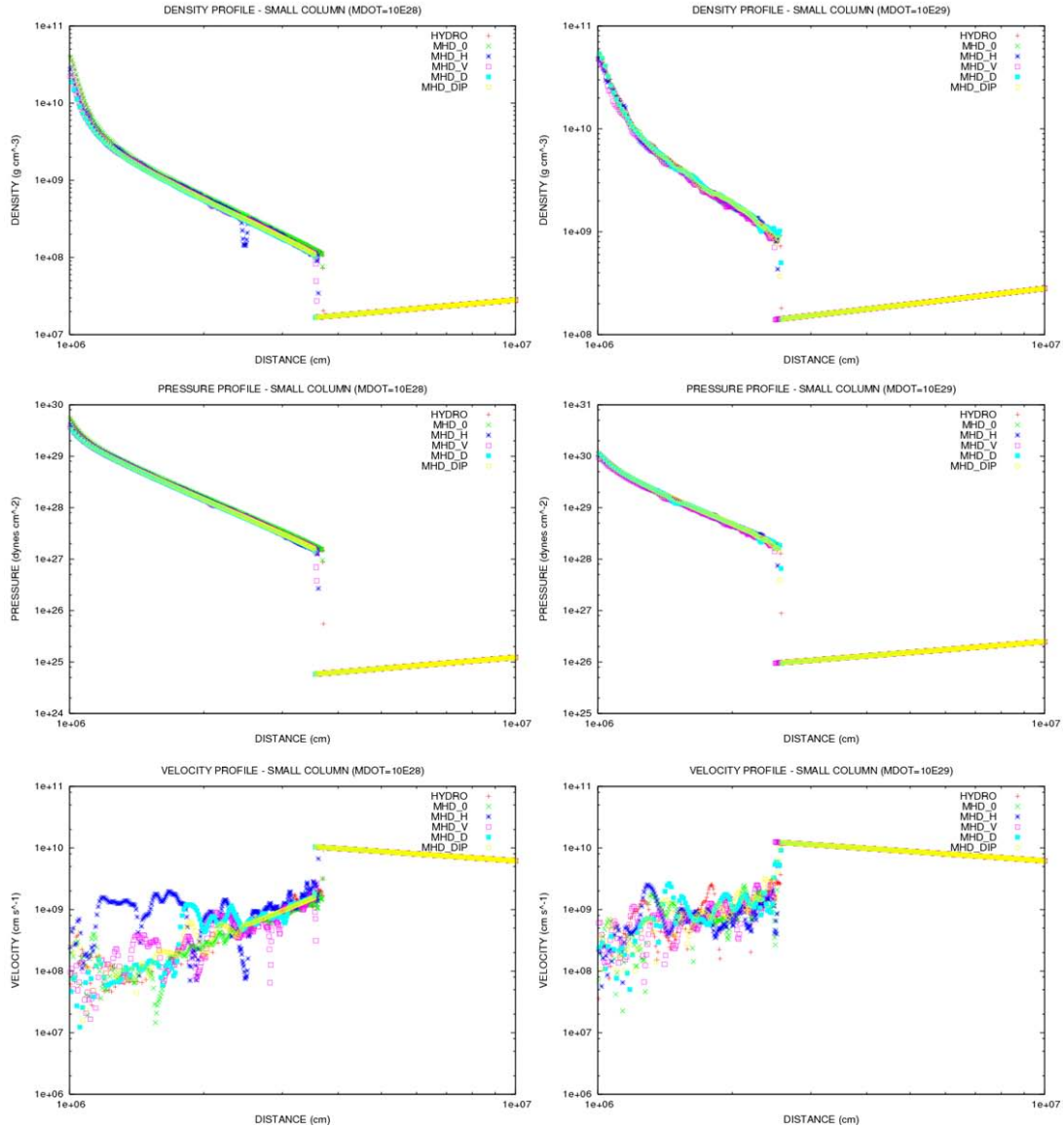


Figura 5.16: Perfiles radiales de densidad, presión y velocidad, para las tasas de acreción 100 m y 1000 m . Se han superpuesto los perfiles correspondientes al caso HYDRO, MHD_0, MHD_H, MHD_V, MHD_D, MHD_DIP.

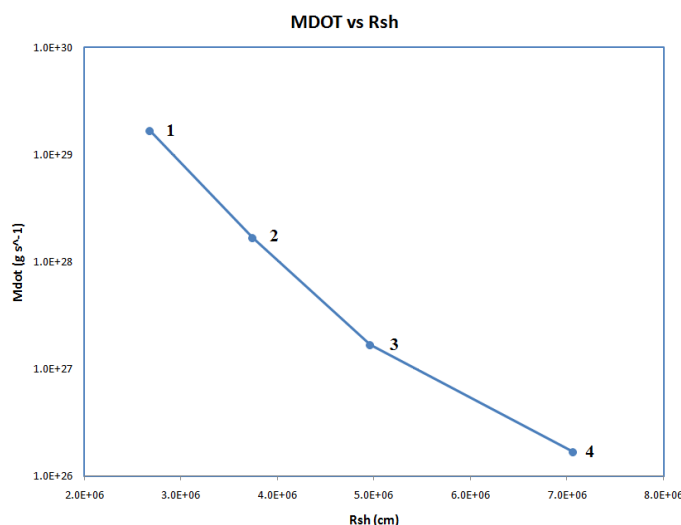


Figura 5.17: Relación entre la tasa de acreción y el radio de choque para la columna chica. Se ha tomado el caso HYDRO como muestra representante. (1) $1000\dot{m}$, (2) $100\dot{m}$, (3) $10\dot{m}$ y (4) \dot{m} .

rápido entra el sistema en estado (cuasi)estacionario, lo cual permite el apilamiento de material de una forma más efectiva. Para la tasa de acreción estimada para SN 1987A (\dot{m}), el radio de choque, $R_{sh} = 7,06 \times 10^6$ cm, se alcanza después de 200 ms, mientras que para $10\dot{m}$, $100\dot{m}$ y $1000\dot{m}$ son $R_{sh} = 4,96 \times 10^6$ cm (60 ms), $R_{sh} = 3,74 \times 10^6$ cm (20 ms), $R_{sh} = 2,68 \times 10^6$ cm (5 ms), respectivamente (Fig. 5.17).

Una vez analizados y comparados con las aproximaciones numéricas, los resultados de esta columna de acreción, se puede avanzar al paso siguiente, donde se analiza en detalle la reacción del campo magnético y la sumergencia del mismo en la corteza de la superficie extendida de la estrella de neutrones.

5.2.3. Columna Grande Con Campo Magnético

En este tercer conjunto de simulaciones, se extiende la superficie de la estrella a una malla cartesiana 2D. Como ya se mencionó, la tasa de acreción debe escalarse de tal forma que, por unidad de área, corresponda justamente al caso de la supernova en cuestión. En esta columna, dado que tanto la base como la altura son mayores que en la columna chica, se debieron ubicar muchos más bloques para un mejor refinamiento. Así, el nivel de

refinamiento en este caso se mantuvo en 4, pero el número de zonas efectivas se incrementó a 192×2496 , debido a que los bloques se incrementaron a 3 en la dirección x y 39 en la dirección y .

Como antes, se hicieron simulaciones HYDRO & MHD (configuración de campo magnético tipo bucle), para efectos comparativos de la dinámica del sistema y para analizar si en este caso, el campo juega un papel más importante en la evolución del sistema. En este caso, se ancló sobre la superficie de la estrella de neutrones un bucle de campo magnético (con un campo estratificado al interior del bucle, con intensidad máxima de $\sim 10^{12}$ G, véase el Cap. 4) y se dejó evolucionar el sistema.

La Fig. 5.18 muestra los contrastes de densidad para los casos HYDRO y MHD_BUCLE, en distintos instantes de su evolución. En estos casos, el sistema se relaja en ~ 300 ms y se alcanza el estado (cuasi)estacionario con la correspondiente sumergencia del campo magnético y el apilamiento de materia en la superficie estelar. Nótese que dinámica inicial de la columna MHD_BUCLE es más violenta que en el caso HYDRO ya que se forma cierta turbulencia inicial con una simetría proveniente del bucle magnético (pánel **a**). Esto se debe, quizá, a la inclusión de un campo magnético intenso y curvo donde los efectos de la tensión magnética estarían jugando un papel importante en este régimen. Además, en la simulación que incluye el campo magnético, el choque se tarda un poco más en subir hasta el nivel del caso meramente hidrodinámico (páneles **b** y **c**). Esto nos dice que el solver MHD, o no es tan eficiente como en el caso HYDRO, o bien, que el campo magnético afecta ligeramente la dinámica violenta inicial. Sin embargo, a medida que evoluciona el sistema las estructuras turbulentas que se forman inicialmente comienzan a suavizarse hasta que desaparecen completamente en el caso HYDRO cuando el sistema se relaja, pero quedan algunas pequeñas burbujas remanentes en el caso MHD por las razones mencionadas (pánel **d**), lo que hace inferir que una vez que el campo se sumerge en la corteza estelar, ya no afecta la dinámica del sistema.

Los contrastes de presión, energía total específica, velocidad y enfriamiento por neutrinos por unidad de volumen, para un tiempo intermedio en la evolución del sistema, se muestran en la Fig. 5.19. Aquí también se ve cierto nivel de turbulencia convectiva a medida que el choque de acreción se va formando, pero conforme se va alcanzando el equilibrio el sistema se va relajando hasta que se llega al estado (cuasi)estacionario donde la acreción empieza a depositar materia en la superficie y sumerge al campo magnético en la corteza estelar.

Los valores de la densidad, la presión y la velocidad en la cima y en la base de esta columna, para la tasa de acreción de SN 1987A (\dot{m}), y sus valores analíticos, calculados a partir del modelo, se muestran en la Tabla 3. Nótese que, como antes, los valores de estas variables difieren de los valores analíticos en la base de la columna, pero son iguales en la cima, por las razones ya mencionadas.

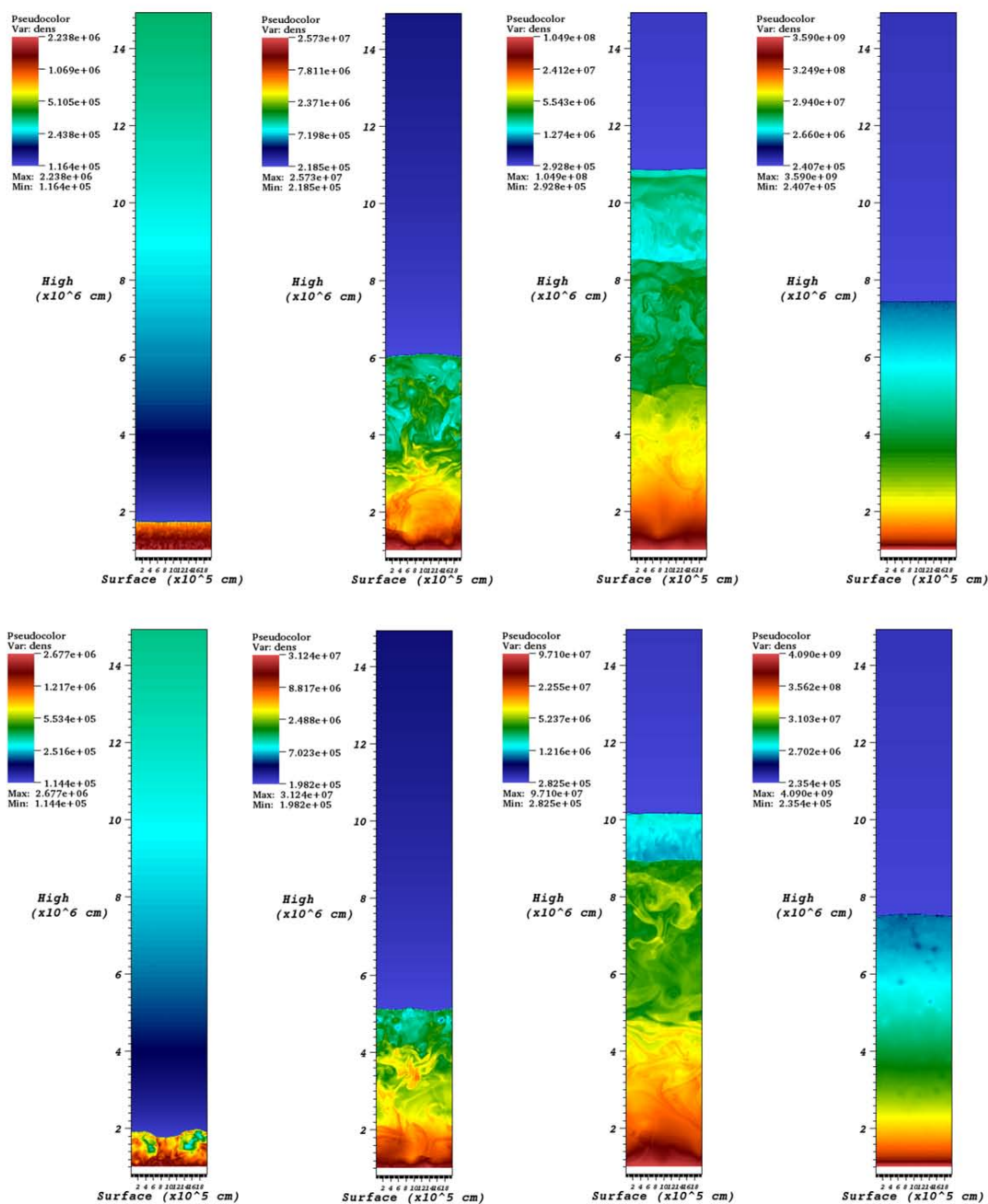


Figura 5.18: Contrastes de densidad para los casos HYDRO (arriba) & MHD_BUCLE (abajo), para \dot{m} , cada $t = 5, 50, 100$ y 300 ms. La intensidad máxima del campo magnético es de $B = 10^{12}$ G.

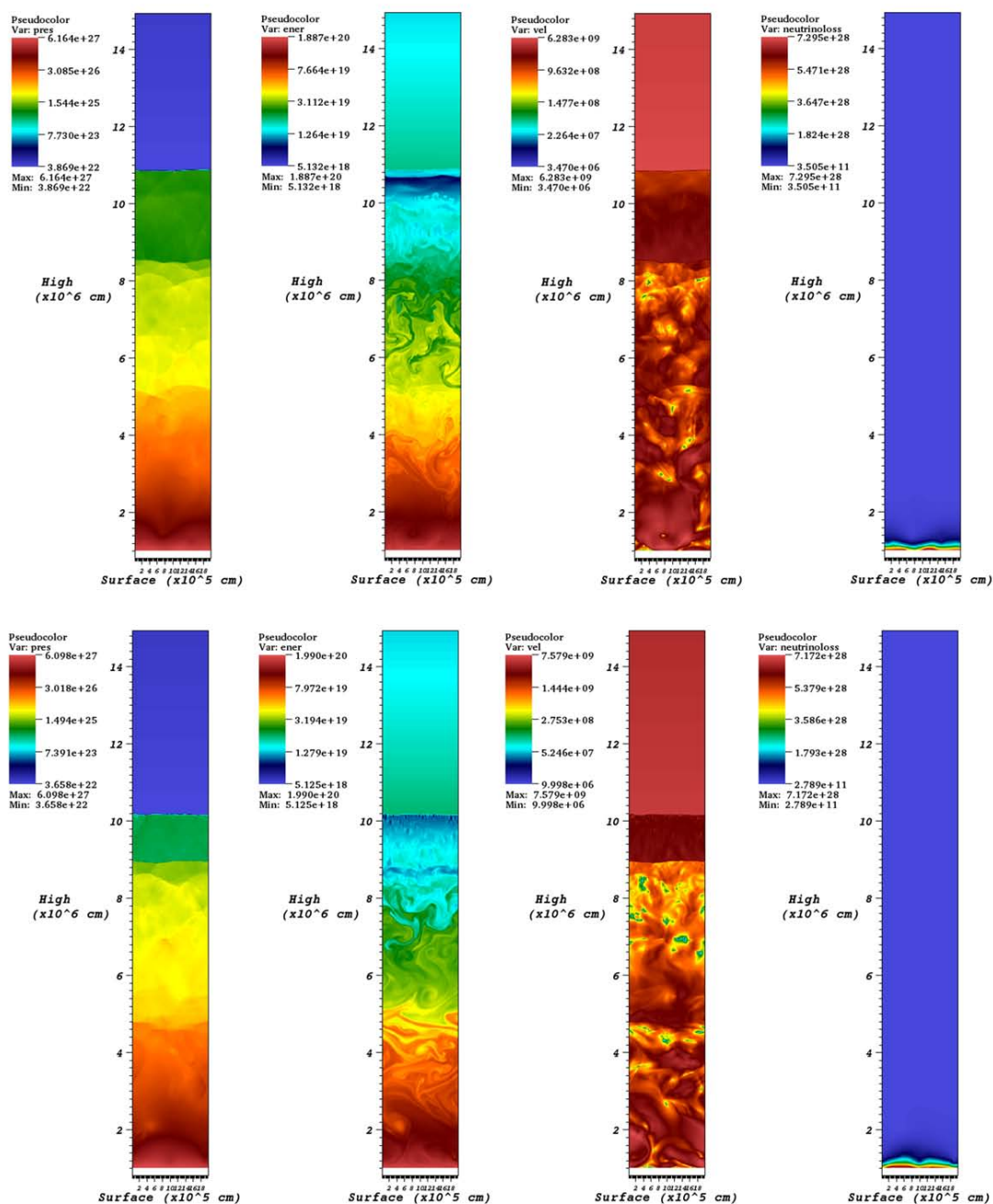


Figura 5.19: Contrastes de presión, energía total específica, velocidad y enfriamiento por neutrinos por unidad de volumen, para los casos HYDRO (arriba) & MHD_BUCLE (abajo). La tasa de acreción es \dot{m} , y $t = 100$ ms. La intensidad máxima del campo magnético es de $B = 10^{12}$ G.

Tabla 3: Valores de las variables en la columna grande.

Variable	analítico-base	numérico-base	en la cima
Densidad	$5,026 \times 10^8 \text{ gr cm}^{-3}$	$4,10 \times 10^9 \text{ gr cm}^{-3}$	$5,64 \times 10^5 \text{ gr cm}^{-3}$
Presión	$2,40 \times 10^{28} \text{ dyn cm}^{-2}$	$7,87 \times 10^{28} \text{ dyn cm}^{-2}$	$1,07 \times 10^{23} \text{ dyn cm}^{-2}$
Velocidad	$3,44 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}$	$9,44 \times 10^5 \text{ cm s}^{-1}$	$3,10 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$
Los valores numéricos y analíticos en la cima concuerdan			

Por otro lado, los gradientes adiabáticos y radiativos, en este caso son: $\nabla_{ad} = 1 - 1/\gamma_c \simeq 0,2701$, $\nabla_{rad} = (d \ln T / d \ln P) \simeq 0,2632$, para $\gamma_c \simeq 1,37$. Se observa aquí también que $\nabla_{ad} > \nabla_{rad}$, esto es, el sistema es convectivamente *estable*. La velocidad del sonido y la velocidad de caída del fluido cerca de la superficie estelar son: $c_s = \sqrt{\gamma_c P / \rho} \simeq 6,52 \times 10^9 \text{ cm s}^{-1}$, $v \simeq 3,43 \times 10^5 \text{ cm s}^{-1}$. Esto implica $m = v / c_s \simeq 8,23 \times 10^{-5}$, es decir, aquí también el sistema es *subsónico*.

Respecto de las temperaturas, se observa que $T/T_F \simeq 0,79$, y se confirma de nuevo que el sistema cerca de la superficie estelar es parcialmente degenerado.

También se observa que el enfriamiento por neutrinos está funcionando en la escala de altura que se espera ($L_y \sim 3 \times 10^5 \text{ cm}$). Para la simulación hecha con la tasa de acreción \dot{m} , la luminosidad de neutrinos integrada sobre todo el dominio es de $L_\nu \simeq 3,51 \times 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$. Esto es muy cercano al valor de la luminosidad de neutrinos analítica para este caso: $L_\nu = \dot{\epsilon}_n \times Vol \simeq 1,03 \times 10^{48} \text{ erg s}^{-1}$, donde $Vol \simeq 0,25\pi r_{ns}^3 \text{ cm}^{-3}$. Esta luminosidad se incrementó bastante respecto de la columna chica debido a que el volumen donde actúa es mucho mayor y porque en este caso, el sistema se integró más tiempo.

Como ya se mencionó, el sistema alcanza un estado (cuasi)estacionario en 300 ms, y el radio de choque en este caso es de $R_{sh} \simeq 7,22 \times 10^6 \text{ cm}$. Salvo un pequeño factor, quizá debido a la integración numérica, este es prácticamente igual al valor del radio de choque de la columna chica, como era de esperarse para una tasa de acreción por unidad de área igual.

Para efectos de analizar la forma en que el primer choque comprime al campo magnético en la superficie estelar, se muestra la caída de materia justo encima del bucle (donde existe un régimen de baja densidad entre la superficie y este choque de caída). En este caso, la presión de caída ($P_{ram} \simeq 3,43 \times 10^{25} \text{ dyn cm}^{-2}$) es mayor que la presión magnética ($P_B \simeq 3,98 \times 10^{22} \text{ dyn cm}^{-2}$), y el bucle es arrastrado hacia la superficie de la estrella compacta, junto con la materia acretada, como se ve en la Fig. 5.20 (arriba).

Varias cosas son interesantes aquí: en primer lugar, la presión magnética del bucle intenta expandirlo (hacerlo más grueso) debido a la tensión magnética de las líneas de campo que están confinadas en su interior. Sin embargo, el tiempo dinámico es más corto que el tiempo que le toma al bucle expandirse y este se ve arrastrado hacia la superficie en menos de 1 ms. Segundo, el choque de rebote vuelve a levantar un poco el campo magnético, pero no lo

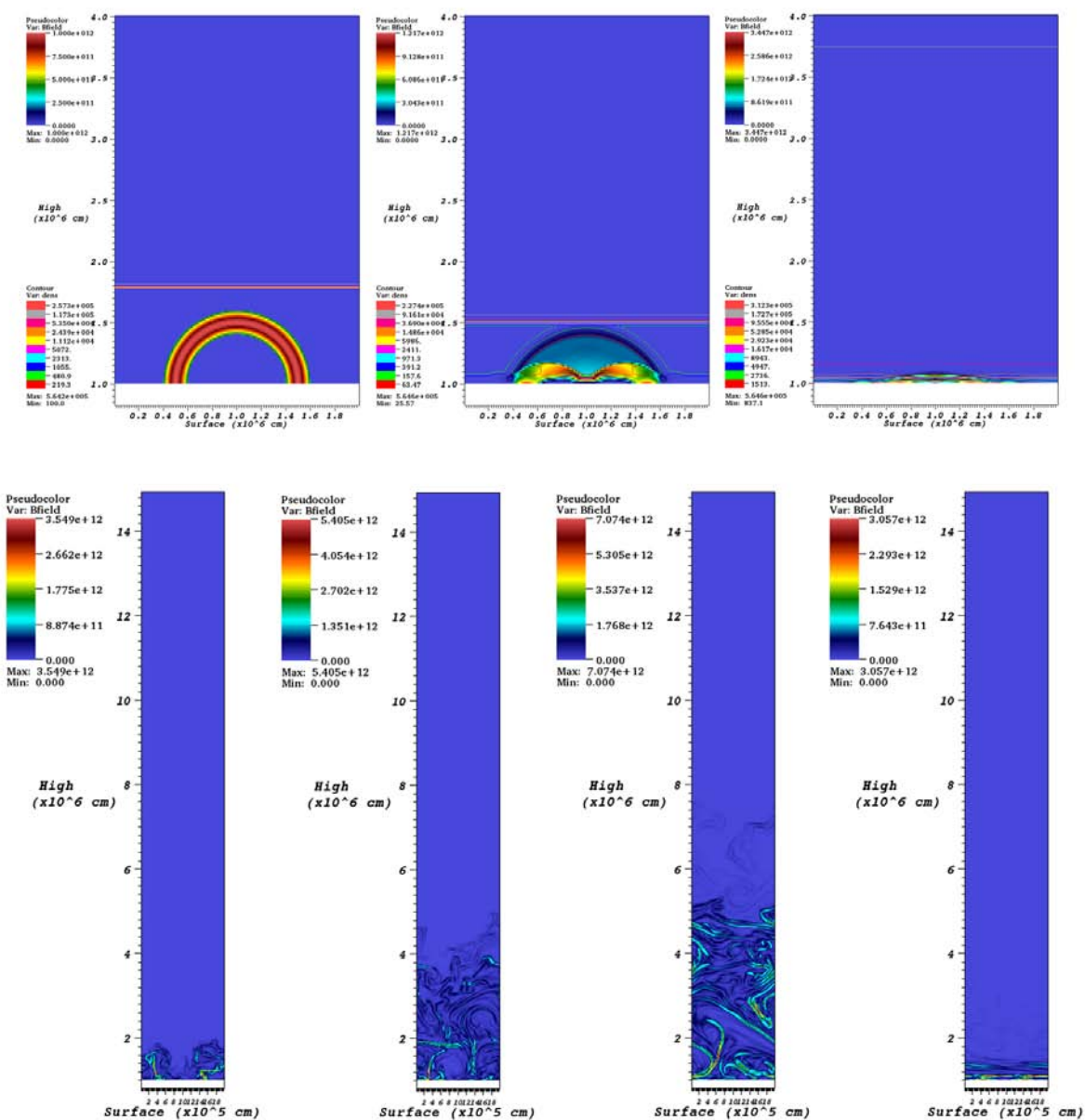


Figura 5.20: Intensidad de campo magnético e iso-contornos de densidad, para el caso del bucle magnético (arriba) para $t = 0, 0.5, 1$ ms. Evolución del campo magnético (abajo) para $t = 5, 20, 100$ y 300 ms (de izq. a der.). La intensidad máxima del campo magnético dentro del bucle es de $B = 10^{12}$ G.

suficiente como para arrastarlo hacia afuera completamente, por lo que a medida que pasa el tiempo, el campo fluctúa dentro del choque, se advecta junto con la materia y quizá se reconecta, pero después de un tiempo (más de 100 ms), la cantidad de materia que se acreta lo va sumergiendo en la corteza de la estrella e impide que este se difumine. Una vez que el campo se sumerge, su intensidad se ha incrementado hasta en 2 órdenes de magnitud y este es obligado a concentrarse en una pequeña región del dominio, justo en la escala de altura donde el enfriamiento por neutrinos está teniendo lugar de manera más eficiente. A medida que más materia se apila en la superficie de la estrella, tanto más difícil le resulta al campo difuminarse. Así, en este régimen hipercrítico y para la tasa de acreción de SN 1987A (\dot{m}), pasados del orden de 300 ms la sumergencia del campo es total (al menos en 2D). La Fig. 5.20 (abajo) muestra el proceso de sumergencia de este campo, primero cuando el choque de la materia en caída libre lo aplasta contra la superficie, y después cuando la materia acretante lo va arrastando hasta confinarlo en la corteza de la estrella de neutrones.

Como ya se comentó en capítulos precedentes, el tiempo de difusión óhmico calculado para el proceso de acreción en SN 1987A es muy grande ($R_M \sim 10^{17}$), esto permite usar la MHD ideal para realizar las simulaciones. Sin embargo, dado que el código introduce pequeñas viscosidades y resistividades magnéticas numéricas, para efectos de consistencia y captura de choques, es muy posible que se puedan dar, a pequeñas escalas, ciertas redifusiones del campo magnético y quizá reconexiones magnéticas. No obstante, a escalas mayores el β del plasma es, $\beta = P/P_B = 1,96 \times 10^6$, donde P es la presión térmica y P_B es la presión magnética. Esto implica que la presión térmica domina por mucho a la presión magnética en este régimen. La razón entre la presión de caída y la presión magnética muestra que, efectivamente, la materia arrastra al campo magnético ya que este es incapaz de difundirse a través de la materia en caída, $P_{ram}/P_B = 8,57 \times 10^2$. Finalmente, se puede mostrar que el choque sí está dominado por radiación, $P^*/P_{rad} = 1,27 \times 10^{-1}$, donde $P_{rad} = 6,3 \times 10^{24} \text{ dyn cm}^{-2}$ es la presión de radiación para el régimen de temperatura cercano al choque y P^* es la presión térmica en la misma escala de altura. Esto es, dentro del choque los fotones están atrapados debido a la alta densidad y no se pueden difuminar al exterior. Este resultado concuerda con el resultado obtenido por Chevalier (1989), $P^*/P_{rad} \simeq 0,02 \times (\dot{M}/M_\odot \text{ yr}^{-1})^{0,1} \simeq 3,58 \times 10^{-2}$. Así, la aproximación de que el choque está dominado por radiación (hecha en la aproximación analítica) es muy buena para la tasa de acreción de SN 1987A, aunque en el caso numérico este dominio sea marginal.

Así bien, en el estado (cuasi)estacionario se pueden obtener los perfiles radiales de densidad, presión y velocidad, para los escenarios HYDRO & MHD_BUCLE, y así comparar con los resultados analíticos tipo Chevalier. También, se puede obtener la masa del dominio computacional en función del tiempo para cualquier tasa de acreción, para efectos de verificar que el sistema está conservando masa y por tanto, que las fronteras están funcionando

bien. Estos perfiles se muestran en la Fig. 5.21.

Así pues, es obvio que la solución numérica, mucho más detallada, da cuenta de la aproximación analítica en todas sus características, ganando adicionalmente, el apilamiento de materia en la superficie de la estrella compacta (formando la corteza externa) y la sumergencia del campo magnético. Esto se ve tanto en los contrastes de densidad, como en los perfiles radiales de las variables hidrodinámicas y MHD. También se observan ciertos niveles de turbulencia debidos principalmente al grado de libertad adicional (en la aproximación analítica, la dinámica es puramente radial), pero que se suavizan a medida que el código encuentra el estado (cuasi)estacionario. Nótese que en el perfil radial de velocidad, existe ruido debido a la componente horizontal y a la interacción de la materia con la frontera interna. Como era de esperarse, el campo magnético no juega un papel preponderante en la dinámica del sistema a gran escala, una vez que se alcanza el estado (cuasi)estacionario. Sin embargo, aunque queda sumergido en la corteza de la estrella durante el régimen hiper-crítico, una vez que este régimen termine, el campo podría empezar a dominar parte de la dinámica cerca de la superficie. Por otro lado, en la aproximación analítica se asume que el sistema es adiabático, esto es, que a gran escala, la entropía del sistema es constante. En las soluciones numéricas el enfriamiento por neutrinos y el grado de libertad adicional hacen que la entropía aumente ligeramente, debido a las mezclas de material, altamente convectivo, y debido quizá a la presencia del campo magnético confinado en la superficie y cuya tensión magnética intenta expandirlo.

Se puede inferir, a partir de estas simulaciones en 2D, que para un campo magnético típico de pulsares ($B \sim 10^{12}$ G) en cualquier configuración impuesta en el dominio, este es sumergido en la corteza de la estrella compacta, si el régimen hiper-crítico se mantiene por un tiempo suficiente como para que el sistema llegue a un estado (cuasi)estacionario. Para tasas de acreción menores que para el caso de SN 1987A, es muy probable que el campo pueda difuminarse y no se de la sumergencia. Este no es el caso de esta tesis.

Ahora, es importante ver la dinámica y la estabilidad del escenario magnetohidrodinámico en una malla cartesiana 3D. Factores numéricos, de refinamiento y mayor grado de libertad podrían hacer aparecer otros fenómenos no vistos en las columnas de acreción 2D.

5.3. Simulaciones MHD 3D (Columnas)

En este cuarto conjunto de simulaciones, se presentan los resultados para una columna de acreción 3D. Este es el caso más crítico y complicado ya que el adicionar un grado de libertad al sistema, hace que el costo computacional sea enorme, así como las complicaciones mismas del problema. Esto es, el fluido tiene mucha mayor libertad de moverse en las tres direcciones espaciales y esto tiene consecuencias a la hora de considerar la sumergencia del

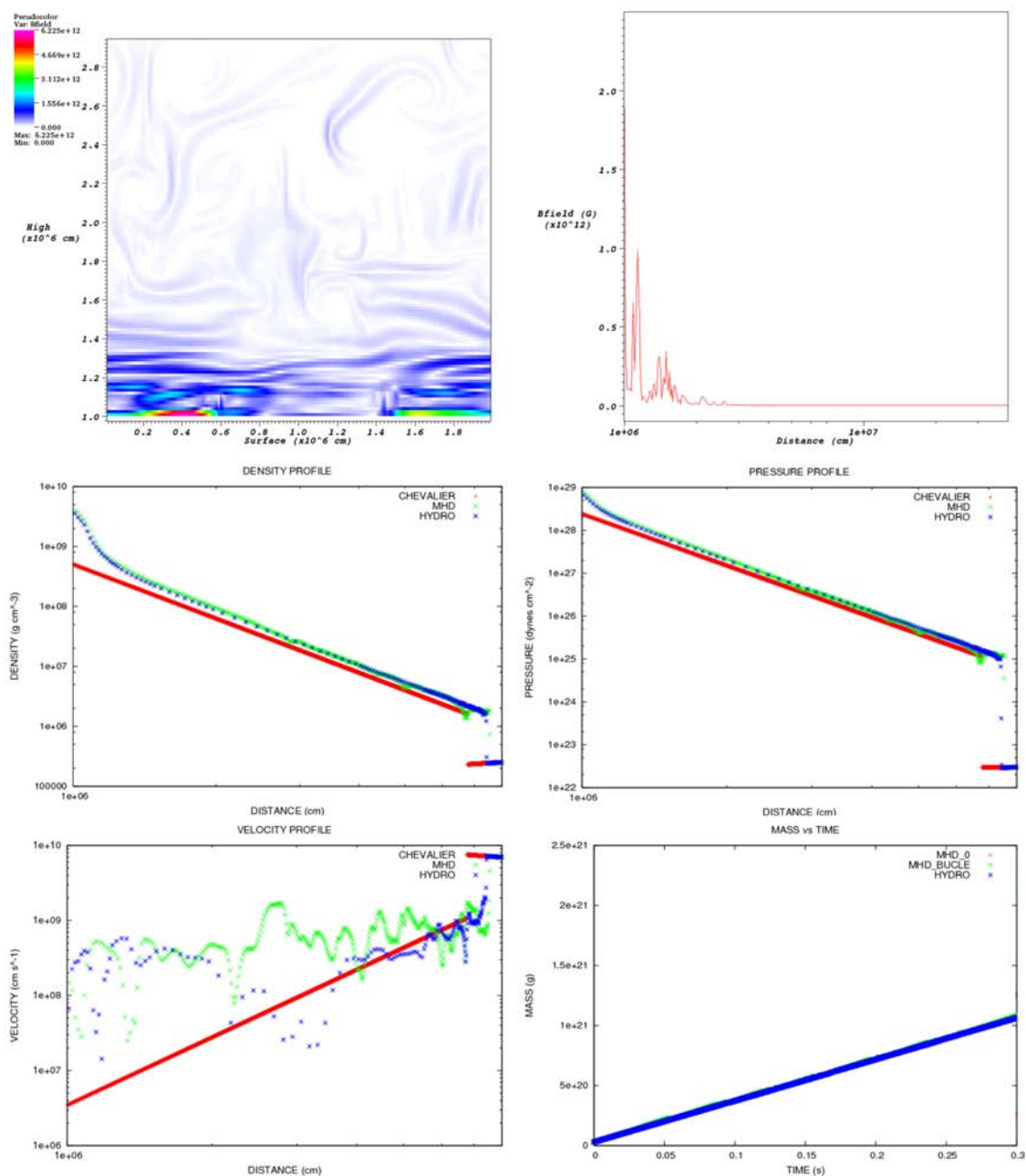


Figura 5.21: Sumergencia del campo magnético y perfil radial (arriba), perfiles radiales de densidad y presión (medio), y perfil radial de velocidad y conservación de la masa en el dominio computacional (abajo), para los escenarios HYDRO & MHD_BUCLE en $t = 300$ ms. Se compara con los perfiles analíticos tipo Chevalier y se observa la buena concordancia.

campo, ya que inicialmente este bucle 3D está confinado en una región pequeña del dominio computacional. La principal consecuencia es que no se puede seguir completamente toda la dinámica del sistema para la tasa de acreción de SN 1987A (\dot{m}). Esto es debido a se requiere una columna de proporciones enormes y el tiempo de relajamiento del sistema por lo tanto, será enorme también. Así, se simularon solo 2 tasas de acreción: $10\dot{m}$ y $100\dot{m}$ lo cual permite reducir el volumen de la columna a $V = L_x \times L_z \times L_y = (2 \times 10^6) \times (2 \times 10^6) \times (5 \times 10^6)$ cm^3 , donde $L_x \times L_z$ es la base de la columna y L_y es la altura de la misma. Esto se infiere de los resultados obtenidos en el tercer conjunto de simulaciones, donde la altura requerida era $L_y = 4 \times 10^7$ cm para la tasa de acreción de SN 1987A, y estas simulaciones son las que llevaron mucho más tiempo de computo, así que para la columna 3D se debieron tomar estas precauciones. Por otro lado, se redujo el nivel de refinamiento a 3 así como el número de bloques ($blockx, blocky, blockz$) = (3, 6, 3), lo que da un total de $96 \times 192 \times 96$ zonas en el dominio computacional. Para este caso se utilizaron fronteras laterales periódicas en (x, z) y la frontera personalizada que soporta al fluido en contra de la gravedad en $-y$, así como inyección de masa constante en $+y$. Se esperaba que con estos cambios se lograra ver la evolución del sistema hasta que se estabilizara y se lograra ver la rápida sumergencia del campo magnético en la superficie. A continuación se hace el análisis de las columnas 3D, se hace una proyección 2D de estas columnas para analizar la sumergencia del campo magnético desde otras perspectiva y se obtienen perfiles radiales 1D de la variables dinámicas más importantes.

5.3.1. Columnas 3D

En la Fig. 5.22 se muestran iso-superficies de campo magnético en el dominio computacional. Además, se ha proyectado en las paredes de la columna 3D los mapas de color de la densidad, para tiempos tempranos ($t = 0, 1, 10$ ms). La tasa de acreción en este primer caso es de $10\dot{m}$. También, se muestra la respuesta del campo magnético para la misma tasa de acreción y en los mismos tiempos en la columna grande 2D (solo para efectos comparativos) pero con 4 niveles de refinamiento. Esta simulación se dejó correr 10 días en 128 procesadores (el tiempo máximo permitido en KanBalam es de 5 días, pero es posible reiniciar la simulación a partir de un punto determinado), lo que alcanzó para que el sistema evolucionara hasta 120 ms. Ni aún hasta entonces el sistema parecía querer estabilizarse. Vale la pena mencionar aquí que para la simulación 2D, en 60 ms el sistema ya había entrado en régimen (cuasi)estacionario para esta tasa de acreción. Por otro lado, para el caso 3D en 110 ms, el choque alcanza la frontera externa de inyección de masa lo que hace que el código entre en conflicto y se detenga poco después, por lo que los resultados dejan de ser creíbles después de este tiempo.

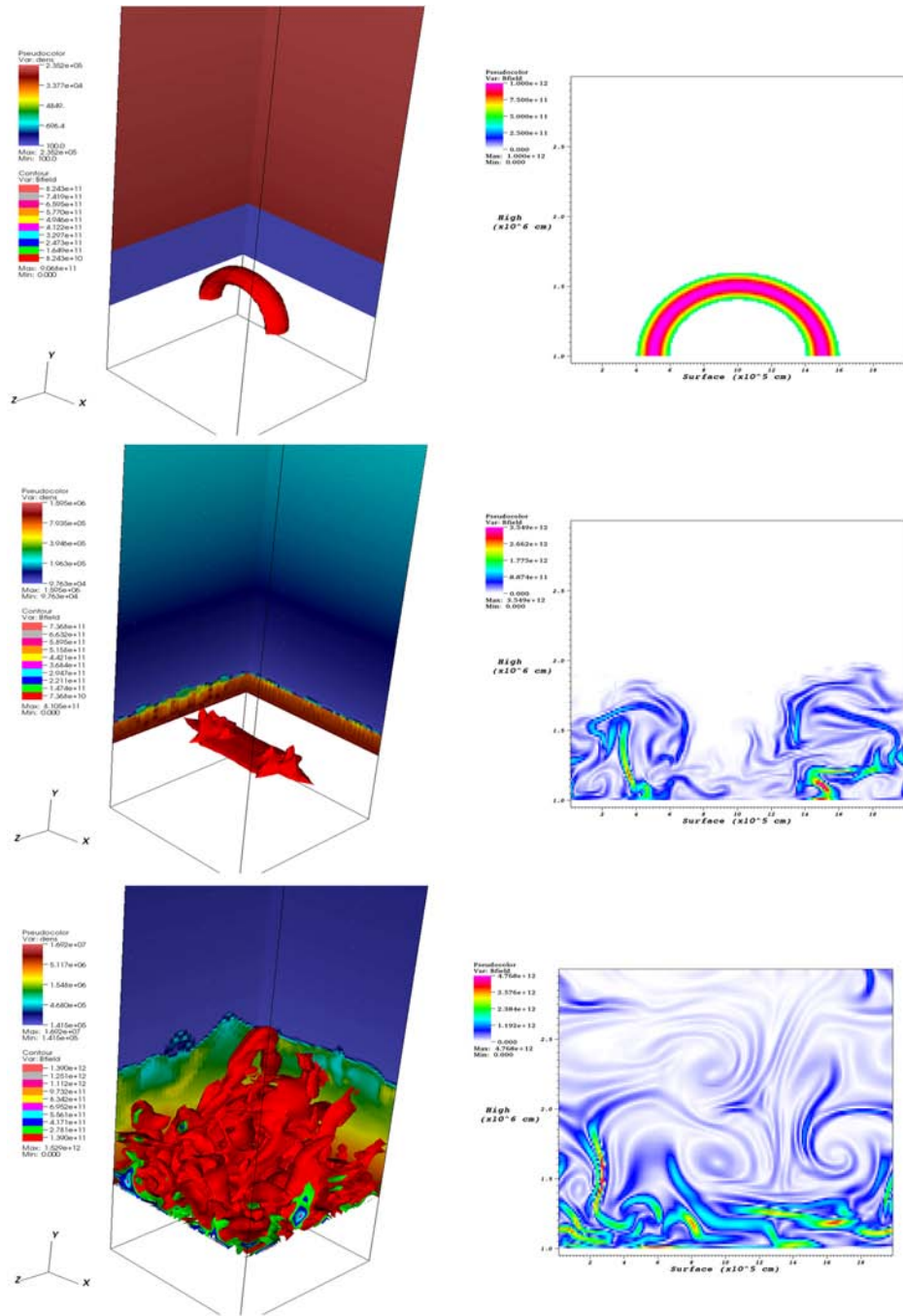


Figura 5.22: Iso–superficies de campo magnético y contrastes de densidad (columna 1), para $10m$, en $t = 0, 1, 40$ ms. La contraparte 2D (columna 2) también muestra la violenta reacción inicial del campo a la caída del material.

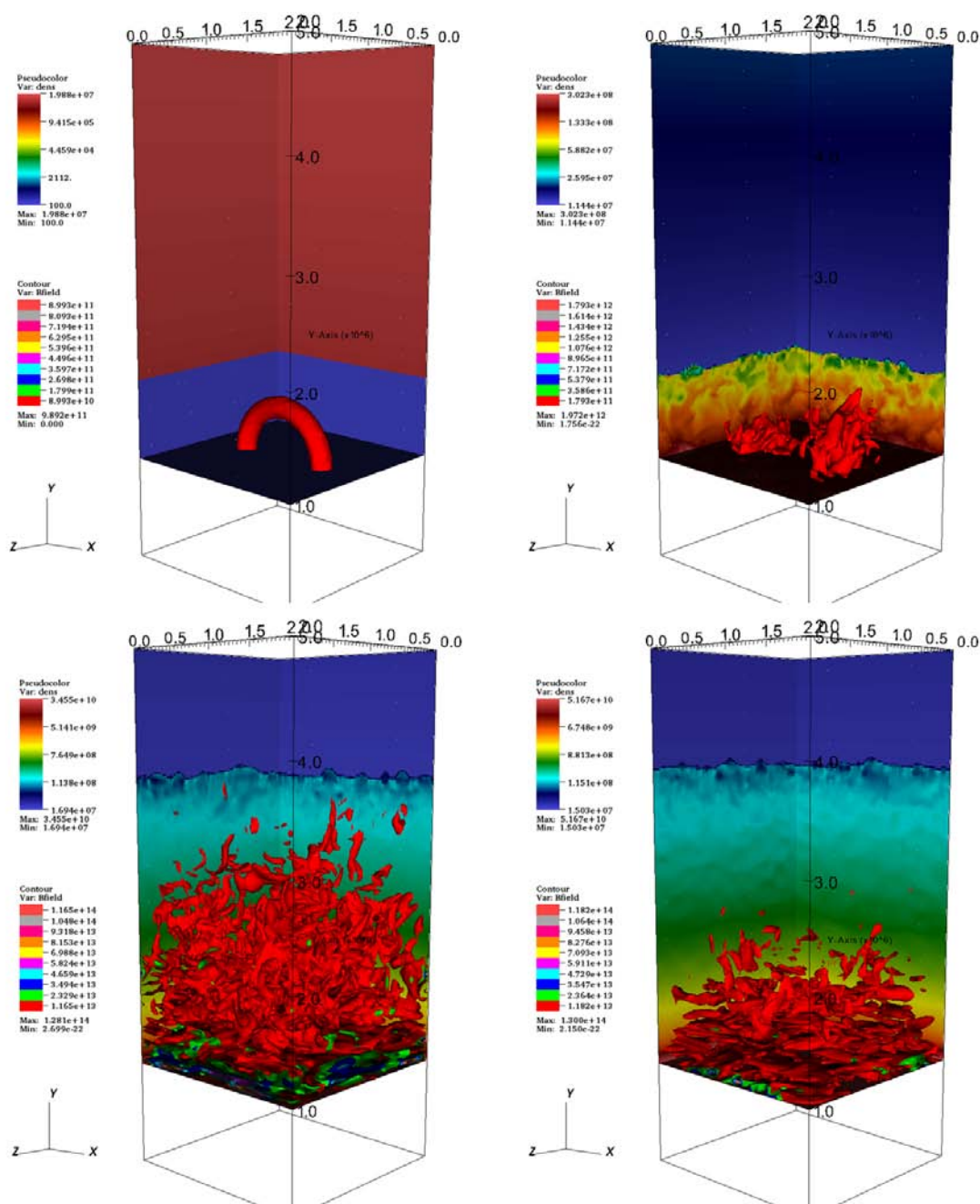


Figura 5.23: Iso-superficies de campo magnético y mapas de color de densidad para $100m$, en $t = 0$ y 1 ms (arriba), 30 y 40 ms (abajo). Se observa la sumergencia del campo muy por debajo del choque de acreción.

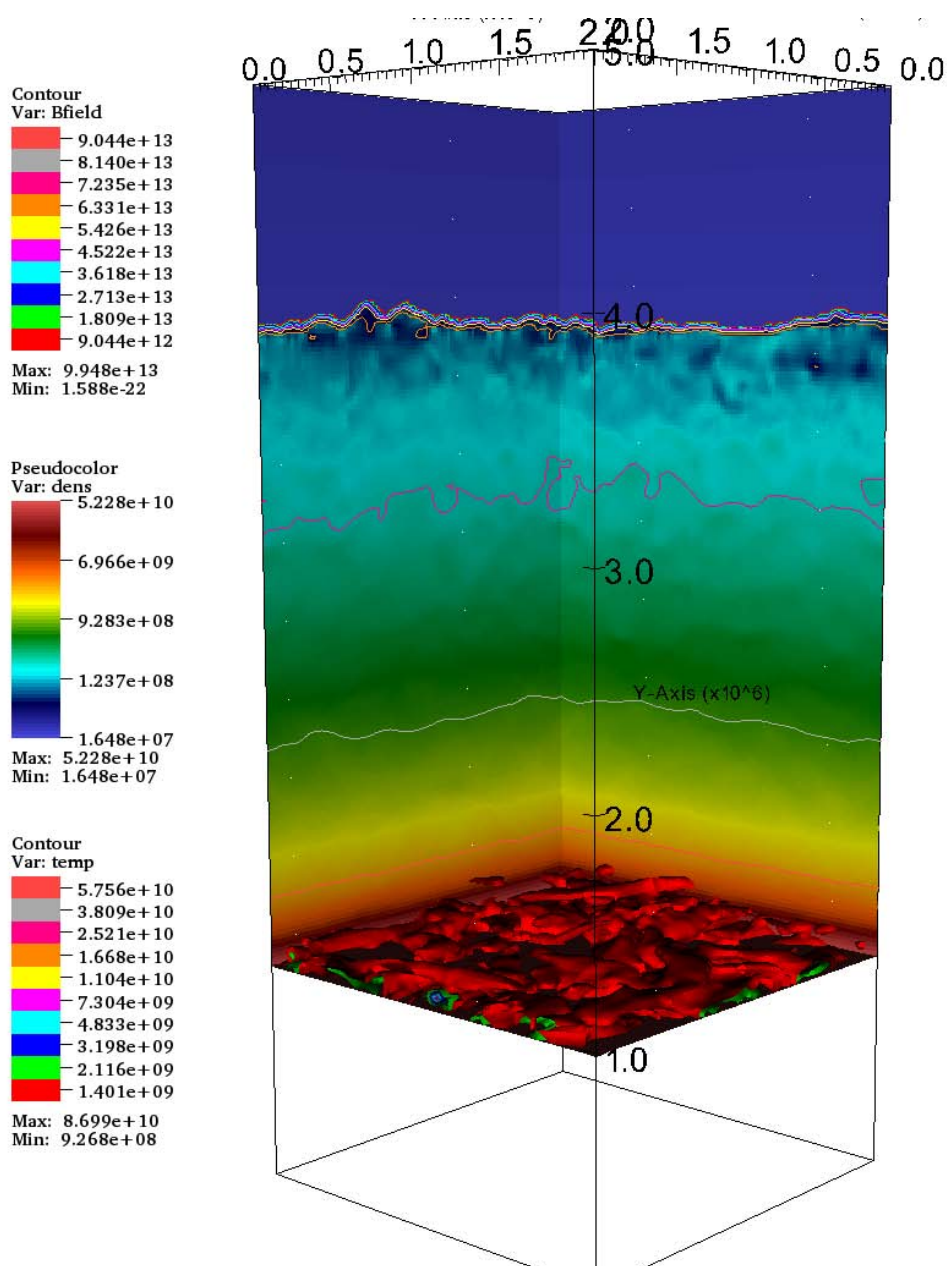


Figura 5.24: Iso-superficies de campo magnético y mapas de color de densidad para $100m$, en $t = 60$ ms. Se observa la completa sumergencia del campo muy por debajo del choque de acreción. Se ha proyectado en las paredes de la columna, los mapas de color de la densidad y los iso-contornos de la temperatura.

Así pues, el paso siguiente fue incrementar la tasa de acreción en un orden de magnitud para lograr que el choque se estabilizara más rápido y que no alcanzara la frontera externa. El apilamiento de material sería más eficiente, pero el costo computacional aumentaría. El sistema se dejó correr otros 10 días en 128 procesadores y ya para entonces, el apilamiento de material, así como la sumergencia del campo en la superficie de la estrella de neutrones empezó a vislumbrarse. En la Fig. 5.23 se muestran las iso-superficies de campo magnético cuando han pasado 0, 1, 30 y 40 ms, y se ha proyectado en las paredes de la columna 3D los mapas de color de la densidad en escala logarítmica. Nótese que para esta tasa de acreción el rebote de materia es más violento que para el caso $10\dot{m}$. Esto se concluye al analizar las columnas en $t = 1$ ms en ambos casos. Ahora, dado que la tasa de acreción es mayor en este caso, el apilamiento de materia se da en una escala de tiempo menor que en el caso anterior y por lo tanto, el radio de acreción es menor también. En $t = 30$ ms, se empieza a vislumbrar cierta estabilidad del choque, pero por debajo de este el campo magnético posee una dinámica violenta que empieza a decrecer a medida que evoluciona el sistema. Aunque en $t = 40$ ms sigue cierta reverberación en el campo magnético y el sistema no alcanza el estado estacionario completo, ya se empieza a ver el apilamiento de materia en la superficie, con la consecuente sumergencia del campo. Gran parte de la mayor intensidad del campo magnético se enrolla y confina en la superficie estelar, pero aún falta tiempo para que este campo se sumerja por completo debido a la acreción. Esta vez el choque no alcanza a llegar a la frontera externa y de hecho, se estabiliza cerca de 4×10^6 cm, a partir de 40 ms. La materia sigue cayendo a una tasa constante, pero es la materia dentro de la envolvente la encargada de sumergir al campo en la superficie. Como antes, la presión de caída inicial es ($P_{ram} \simeq 3,88 \times 10^{27}$ dyn cm⁻²) es mayor que la presión magnética ($P_B \simeq 3,97 \times 10^{21}$ dyn cm⁻²), y el bucle es arrastrado hacia la superficie de la estrella compacta, junto con la materia acretada. No obstante, a medida que el sistema se va relajando la presión magnética puede empezar a jugar un papel importante, a tal punto que, $P_{ram}/P_B \simeq 1,46 \times 10^{-3}$ (en $t = 40$ ms) y el campo puede empezar a influir en la dinámica del sistema (al menos hasta que la materia acretada lo sumerge en la superficie en $t = 60$ ms). La Fig. 5.24 muestra las iso-superficies del campo magnético en $t = 60$ ms (tiempo que pudimos dejar evolucionar el sistema), y se han proyectado en las paredes de la columna 3D los mapas de color de la densidad, así como los iso-contornos de la temperatura del sistema. Nótese la completa sumergencia del campo magnético en la superficie extendida de la estrella de neutrones. El campo magnético alcanza una intensidad máxima de $B \simeq 1,30 \times 10^{14}$ G.

Ahora bien, para hacer un análisis más cuantitativo de este sistema, es interesante hacer una proyección 2D de la columna de acreción 3D en el plano (x, y) . Esto nos permite ver más claramente la dinámica violenta inicial y la posterior sumergencia del campo que debido a la gran turbulencia MHD no se analiza bien en la columna 3D.

5.3.2. Proyección 2D en el plano (x, y)

Ahora bien, solo para hacer un análisis cuantitativo más preciso se puede hacer una proyección en el plano (x, y) de la columna 3D, para analizar la evolución del sistema en esta perspectiva. Las Fig. 5.25, 5.26, 5.27, 5.28 y 5.29 muestran esta proyección, para los tiempos $t = 0, 1, 30, 40$ y 60 ms.

En esta proyección 2D se muestran los iso-contornos de campo magnético superpuestos a los mapas de color de la densidad, la presión, la velocidad, la temperatura, la energía total específica y el enfriamiento por neutrinos por unidad de volumen. La temperatura inicial es constante y el enfriamiento por neutrinos está apagado en $t = 0$. Se observa el choque violento inicial en $t = 1$ ms y la dinámica brusca del campo magnético en $t = 30, 40$ ms, pero a medida que evoluciona la simulación, el sistema tiende a su estado (cuasi)estacionario y después de $t = 40$ ms ya se empieza a apilar material en la superficie y la sumergencia del campo empieza a notarse, hasta que es completa en $t = 60$ ms. En toda la evolución del sistema, el campo magnético siempre está por debajo del radio de choque.

La pérdida por neutrinos por unidad de volumen es del orden de $n_{loss} \simeq 9,79 \times 10^{32}$ erg s^{-1} cm^{-3} . Por lo que la luminosidad de neutrinos integrada sobre todo el dominio es $L_\nu \simeq 2,3 \times 10^{50}$ erg s^{-1} . Y el valor de la luminosidad de neutrinos del modelo analítico (véase el Cap. 3) para este caso es: $L_\nu = \dot{\epsilon}_n \times Vol \simeq 3,08 \times 10^{50}$ erg s^{-1} , donde $Vol \simeq 0,25\pi r_{ns}^3$ cm^{-3} . La pérdida de neutrinos es ligeramente menor que en el caso analítico.

Los índices adiabáticos vinculados a la velocidad del sonido y a la energía del sistema son: $\gamma_c = 1,35$ y $\gamma_e = 1,34$. Los gradientes adiabáticos y radiativos, en este caso, son: $\nabla_{ad} = 1 - 1/\gamma_c \simeq 0,26$, $\nabla_{rad} = (d \ln T / d \ln P) \simeq 0,25$. Aquí también $\nabla_{ad} > \nabla_{rad}$, esto es, el sistema es convectivamente *estable*, pero casi críticamente estable.

Ahora, la velocidad del sonido cerca de la superficie es $c_s = \sqrt{\gamma_c P / \rho} \simeq 4,76 \times 10^9$ cm s^{-1} y la velocidad de caída estimada dentro de la envoltura es $v \simeq 4,36 \times 10^6$ cm s^{-1} , lo que implica que el número de Mach es $m = v / c_s \simeq 9,17 \times 10^{-4}$. Esto es, el flujo cerca a la estrella de neutrones es altamente subsónico.

Aquí, el nivel de turbulencia convectiva, a medida que el material se deposita en la superficie, es motivada por la reverberación del campo magnético y quizá por el grado de libertad adicional. En los análisis de las columnas 2D estaban presentes componentes transversales de la velocidad, y estos también están presentes en el sistema 3D.

El sistema alcanza un estado (cuasi)estacionario en 60 ms, y el radio de choque en este caso es de $R_{sh} \simeq 3,75 \times 10^6$ cm. Este valor concuerda bien con el valor del radio de choque obtenido analíticamente para esta tasa de acreción ($R_{sh} = 3,74 \times 10^6$ cm), como era de esperarse.

Nótese en los mapas de color que después de $t = 1$ ms el contraste de energía muestra que en la base de la columna (la superficie estelar) hay una pérdida de energía continuada

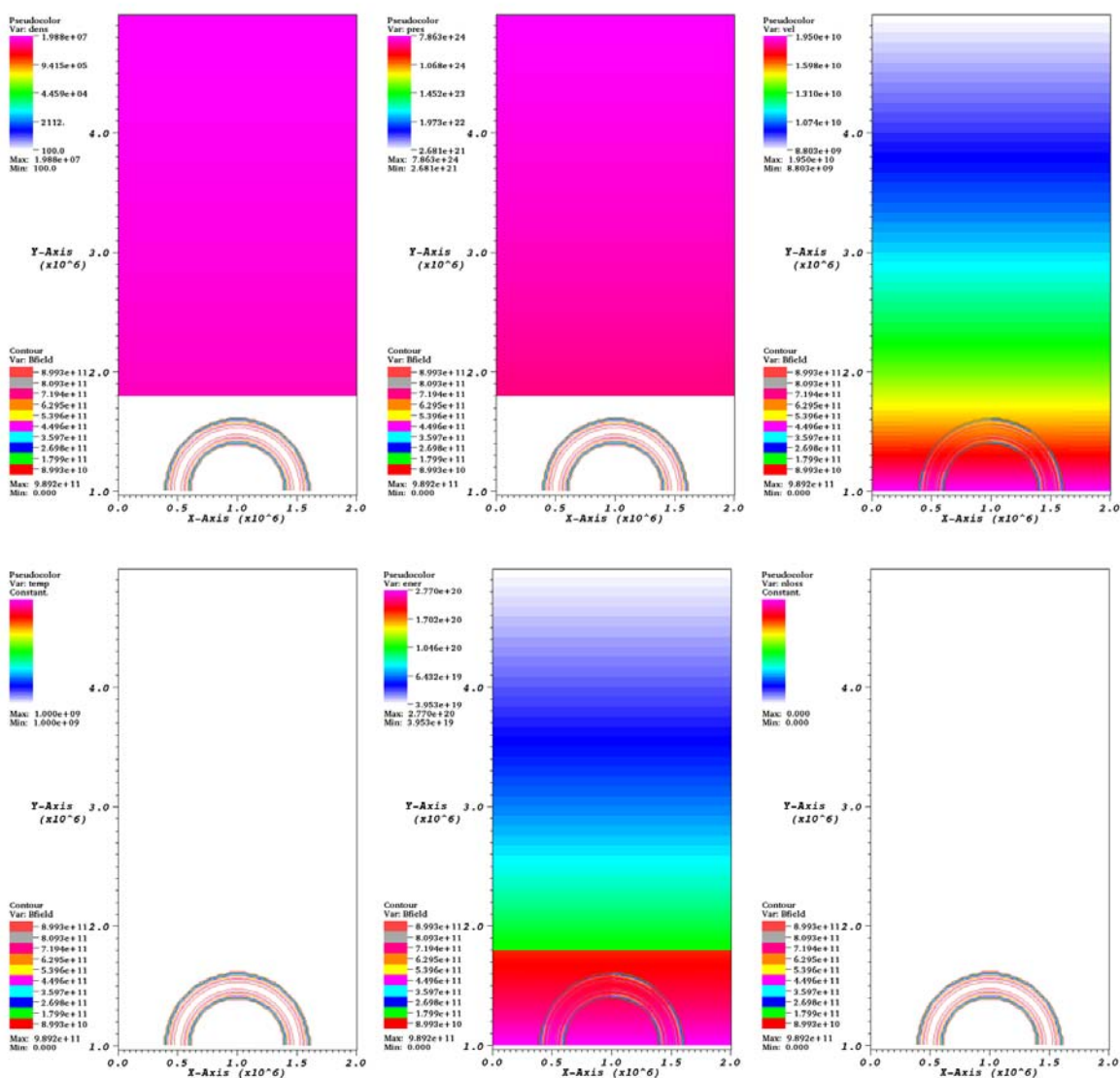


Figura 5.25: Mapas de color de densidad, presión, velocidad (arriba), temperatura, energía y enfriamiento por neutrinos (abajo), en una proyección XY. Se superponen los iso-contornos del campo magnético en $t = 0$ ms.

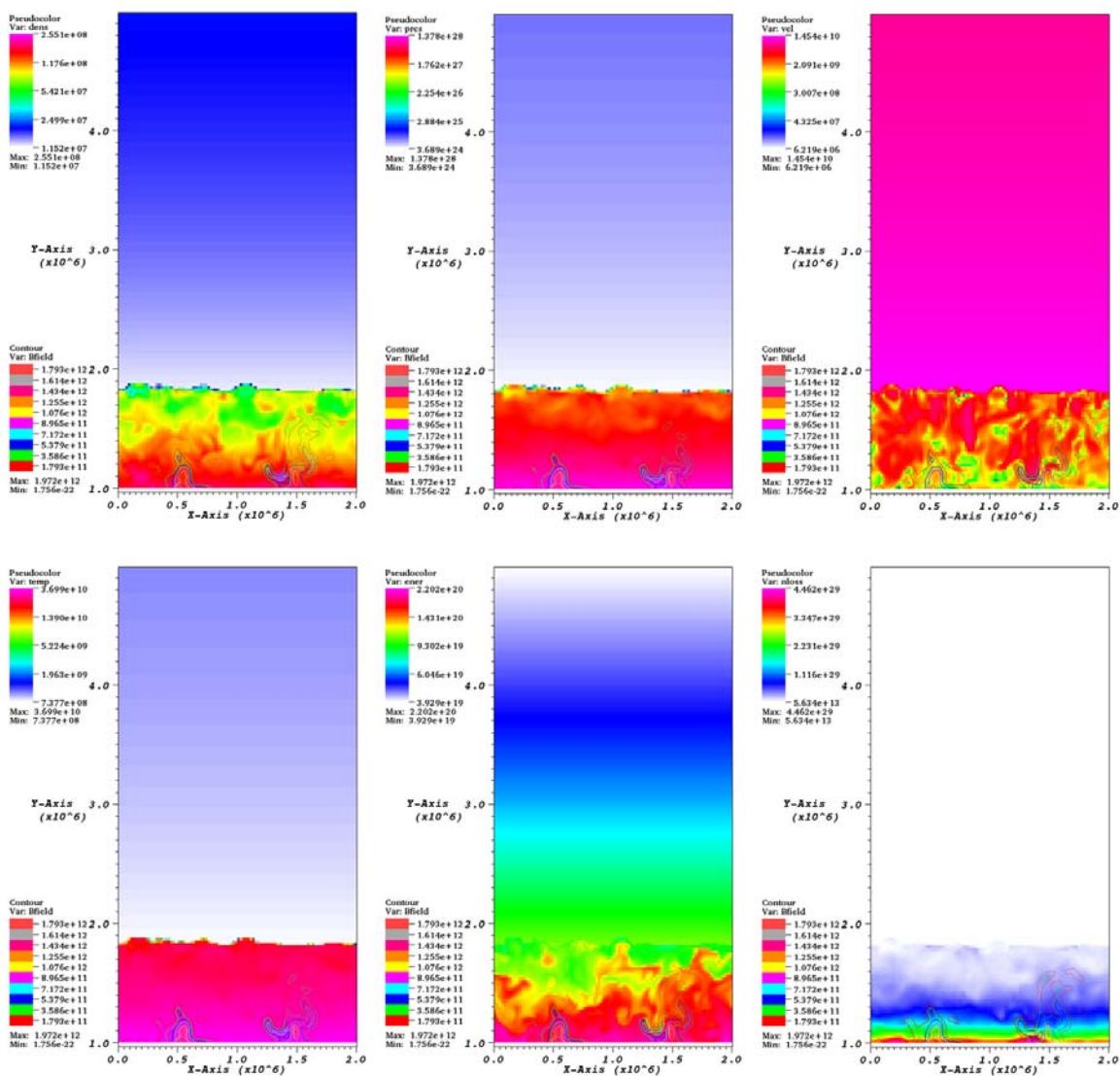


Figura 5.26: Mapas de color de densidad, presión, velocidad (arriba), temperatura, energía y enfriamiento por neutrinos (abajo), en una proyección XY. Se superponen los iso-contornos del campo magnético en $t = 1$ ms.

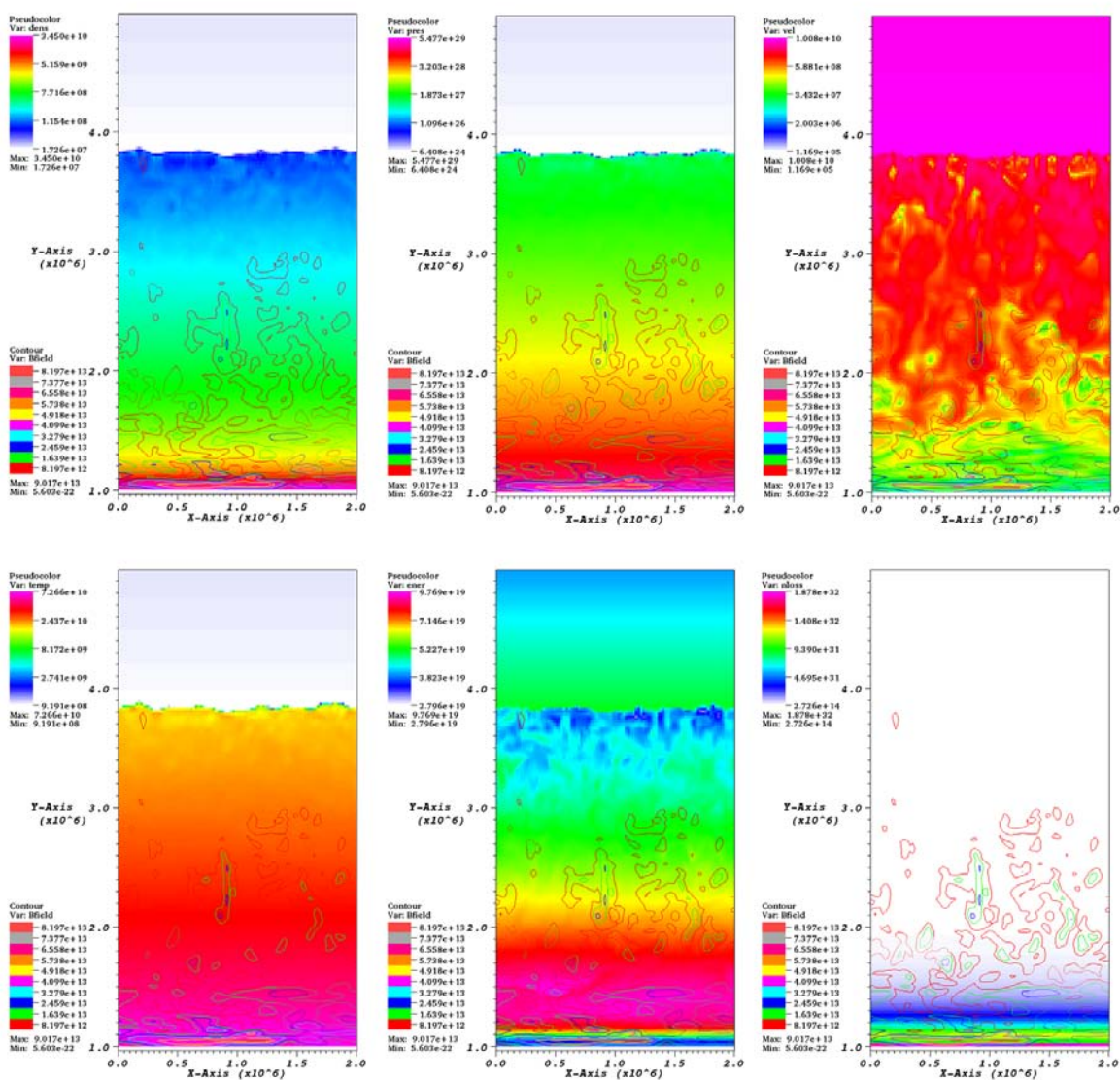


Figura 5.27: Mapas de color de densidad, presión, velocidad (arriba), temperatura, energía y enfriamiento por neutrinos (abajo), en una proyección XY. Se superponen los iso-contornos del campo magnético en $t = 30$ ms.

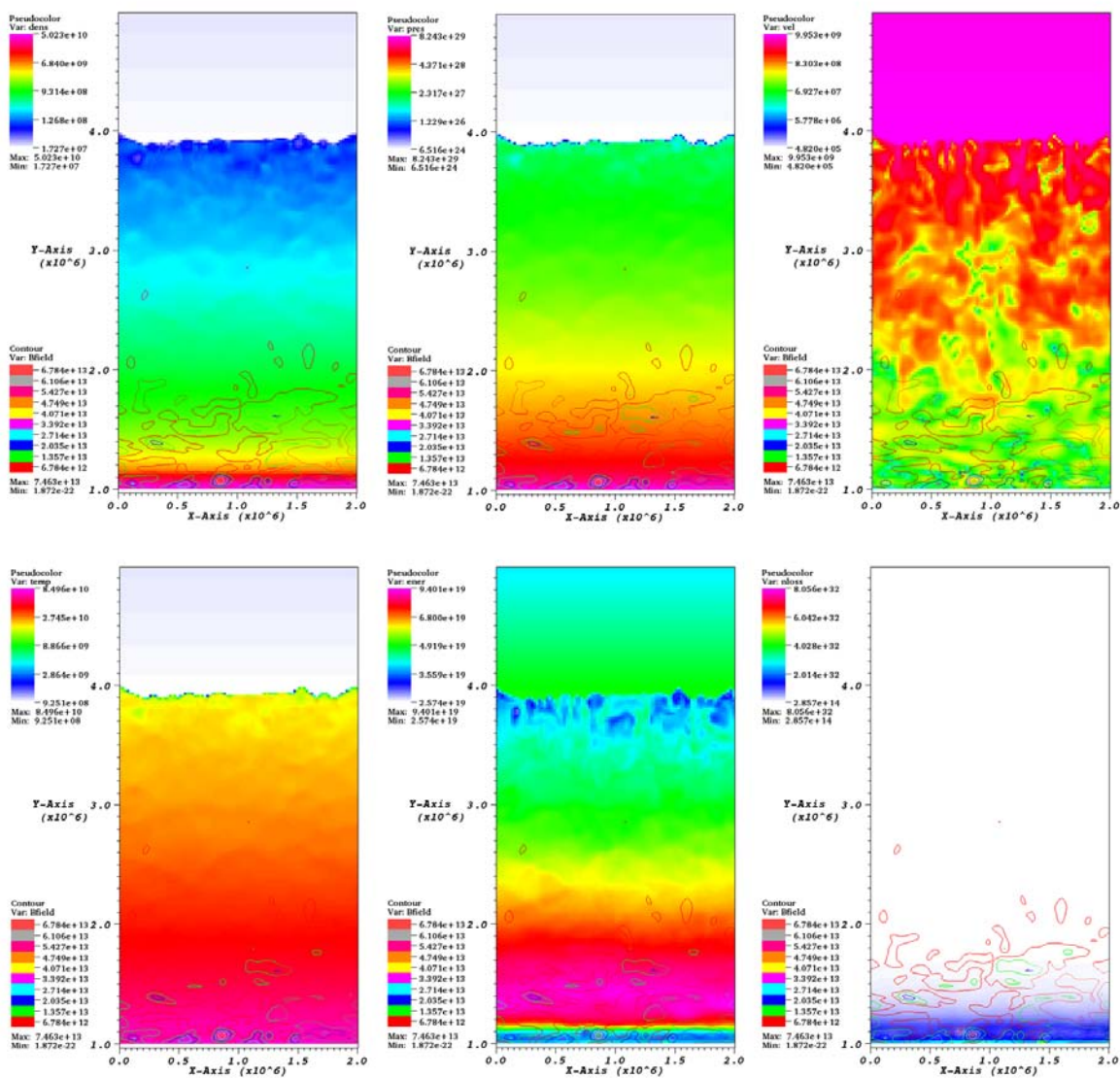


Figura 5.28: Mapas de color de densidad, presión, velocidad (arriba), temperatura, energía y enfriamiento por neutrinos (abajo), en una proyección XY. Se superponen los iso-contornos del campo magnético en $t = 40$ ms.

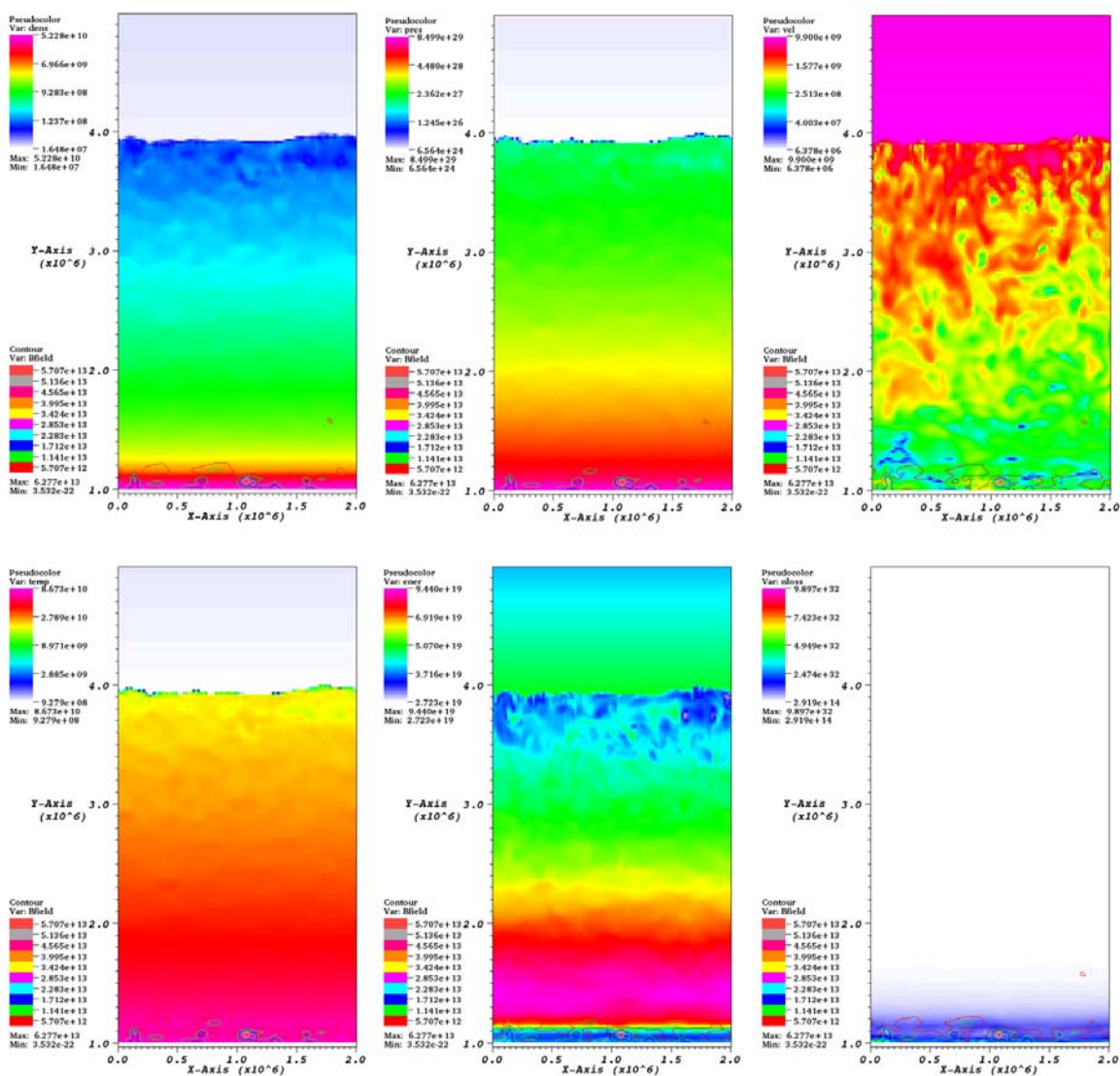


Figura 5.29: Mapas de color de densidad, presión, velocidad (arriba), temperatura, energía y enfriamiento por neutrinos (abajo), en una proyección XY. Se superponen los iso-contornos del campo magnético en $t = 60$ ms.

que es la que permite el apilamiento de material en la superficie estelar. Esto se da en una escala de altura del orden de ~ 2 km. Este valor concuerda muy bien con la escala de altura donde está actuando el enfriamiento por neutrinos la cual se puede ver en el contraste de pérdida de energía debido a los neutrinos por unidad de volumen. Así, este enfriamiento por neutrinos es bastante eficiente y brinda el soporte necesario para que se de el apilamiento suave de materia y la sumergencia del campo en la superficie de la estrella de neutrones.

5.3.3. Perfiles Radiales 1D

En $t = 60$ ms el sistema está en su estado (cuasi)estacionario y se pueden obtener los perfiles radiales de las variables hidrodinámicas más importantes. A partir de estos perfiles radiales, se observa el apilamiento de masa en la superficie y la concordancia con el perfil predicho analíticamente para este caso en el Cap. 4 (aunque en este caso no se superpusieron los perfiles analíticos). Para obtener estos perfiles se hizo una proyección del sistema 3D en un plano 2D (x, y) y luego se promedió el valor de las variables a través de la dirección y .

En la Fig. 5.30 se muestran los perfiles radiales de densidad, presión, velocidad y temperatura, así como la conservación de la masa, donde se ve el incremento lineal con el tiempo de la masa inyectada en la frontera externa. Esto demuestra que las fronteras impuestas funcionan muy bien, haciendo que los resultados obtenidos sean más creíbles.

Para esta simulación en particular, se obtuvieron valores de las variables dinámicas y termodinámicas del sistema cerca de la superficie estelar, una vez que se ha alcanzado el estado (cuasi)estacionario: $\rho \simeq 5,17 \times 10^{10}$ gr cm $^{-3}$, $P \simeq 8,70 \times 10^{29}$ dinas cm $^{-2}$, $v \simeq 4,36 \times 10^6$ cm s $^{-1}$, $T \simeq 8,66 \times 10^{10}$ K y la energía total específica $E \simeq 5,34 \times 10^{19}$ erg.

A partir de $t = 40$ ms los perfiles radiales de densidad, presión, velocidad y temperatura alcanzan su estado (cuasi)estacionario y no cambian mucho después de este tiempo. Solo se empujan más cerca de la superficie donde se está dando el apilamiento de material y la sumergencia del campo magnético. Aunque este campo continua con una dinámica violenta y reverberante en este tiempo, los perfiles radiales de estas variables no se ven afectados. En $t = 60$ ms se obtienen los perfiles tipo Chevalier, aunque con un apilamiento de masa tan pronunciado como en el caso de la columna 2D (Fig. 5.16). Es de notar que en este caso, una vez que el campo está completamente sumergido y el apilamiento de masa se da de forma eficiente, el perfil de velocidad se suaviza y no tiene el ruido remanente que se vió en el caso de la columna 2D.

En resumen, la simulación del proceso de acreción hipercrítica en una columna de acreción 3D (que emula una estrella de neutrones extendida en una malla cartesiana) permite ver en más detalle la dinámica violenta del fluido acoplado a un campo magnético y las inestabilidades que surgen en el sistema. Aunque los resultados no son completamente concluyentes para este caso en particular, debido a que se utilizó una tasa de acreción 100

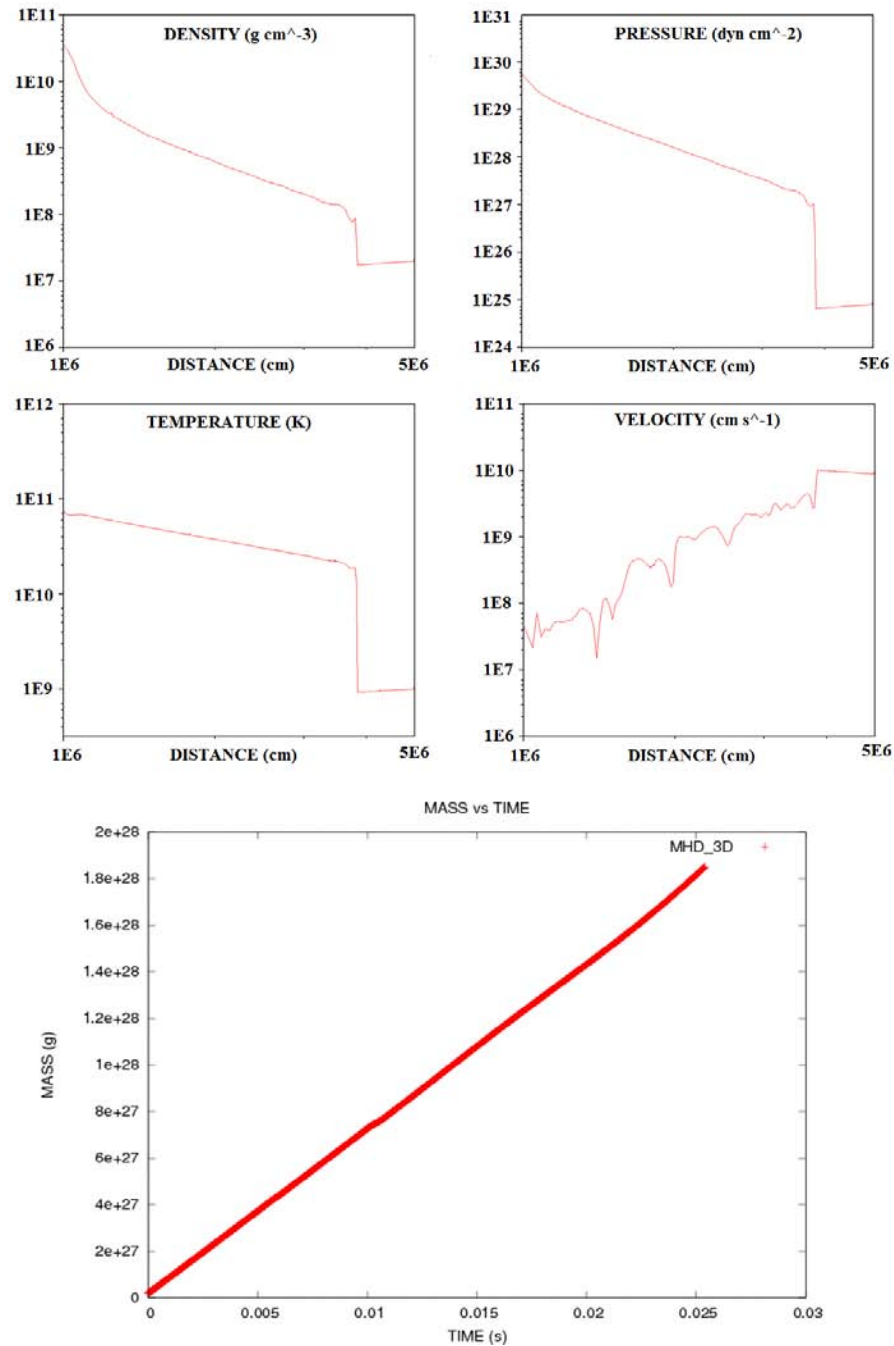


Figura 5.30: Perfiles radiales de densidad y presión (arriba), velocidad y temperatura (abajo), para la columna 3D con $100\dot{m}$. Se muestra también la conservación de la masa como verificación de que las fronteras funcionan bien.

veces mayor que la estimada para SN 1987A, los resultados 3D y las contrapartes 2D y 1D permiten inferir que el campo se sumergirá en la corteza en el régimen hipercrítico para el caso de esta supernova.

Por otro lado, resulta interesante analizar la dinámica de este campo magnético confinado en la corteza de la estrella de neutrones, una vez que el régimen hipercrítico termina. Es natural pensar que la presión de la materia acretada en la superficie de la estrella de neutrones empuja al campo magnético hacia su interior, donde existen otros procesos de enfriamiento y materia ultradensa con fenómenos exóticos acoplados a este campo. Esto podría hacer que la corteza se cristalizara dejando al campo magnético atrapado dentro de esta. La redifusión, si acaso toma lugar, se daría a pequeña escala y a través de este material ultradenso y cristalizado. Los procesos físicos involucrados en este sistema están más allá del alcance de esta tesis. No obstante, es importante estudiar esta redifusión, una vez que parte del campo deja la corteza y emerge por efecto de boya, quizá ayudado por una rotación no despreciable.

5.4. Redifusión Del Campo Magnético

Este es el último conjunto de simulaciones que se llevó a cabo en esta tesis. Se simuló una columna de acreción 2D, igual que en el tercer conjunto de simulaciones, solo que en este caso las condiciones iniciales se tomaron como el estado final del sistema en estado (cuasi)estacionario en este tercer conjunto. Esto es, una vez que el sistema encontró el estado (cuasi)estacionario y el campo magnético quedó sumergido en la corteza de la estrella, se da por terminado el régimen hipercrítico (se apaga la inyección de materia) y se deja evolucionar el sistema. En este caso, la presión dentro de la envolvente es tal que la presión del campo magnético empieza a dominar y dado que ya no hay más inyección de materia depositándose sobre la superficie, parte de este campo puede empezar a propagarse hacia el exterior, por efecto de boya, haciendo emerger a la estrella de neutrones como un pulsar.

Es un problema meramente académico ya que en las simulaciones 2D que se llevaron a cabo en esta tesis, los tiempos máximos de evolución del sistema que se pudieron integrar fueron del orden de 300 ms para la tasa de acreción estimada para SN 1987A en la columna grande 2D, y mucho menores para tasas de acreción más altas. Esto implica que la masa acretada en las simulaciones está órdenes de magnitud por debajo de la masa acretada en el sistema real. Esto es, según Woosley (1989) el régimen hipercrítico para SN 1987A dura del orden de 2 horas y pasado este tiempo se han acretado $0,1 M_{\odot}$ sobre la superficie estelar, mientras que en nuestras simulaciones solo se logró acretar una masa del orden de $7 \times 10^{27} \text{ gr s}^{-1} \times 300 \text{ ms} \simeq 1,05 \times 10^{-6} M_{\odot}$. Sin embargo, esta masa fue suficiente para sumergir el campo en la corteza. Lo que nos interesa aquí realmente es ver si FLASH2.5

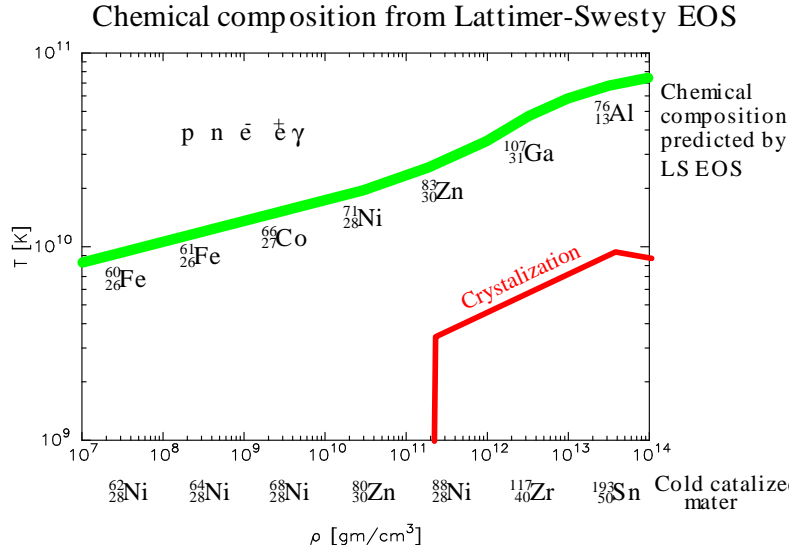


Figura 5.31: Régimen de cristalización (rojo) y de composición química a $T \neq 0$ (verde) para una ecuación de estado tipo Lattimer–Swesty. Se muestra también la formación de iones para $T = 0$ (en el eje horizontal).

puede simular esta propagación del campo magnético una vez que el régimen hipercrítico ha pasado. No obstante, cabe aclarar que debido a este régimen hipercrítico en el sistema real, la masa acretada en la superficie, además de sumergir al campo, debe haberlo empujado hacia el interior de la estrella de neutrones. En este caso, si el enfriamiento por neutrinos al interior de la corteza de la estrella de neutrones es bastante eficiente, esta estrella empezará a enfriarse muy rápido, cristalizando la corteza y dejando al campo sumergido dentro de esta. En este caso, la dinámica deja de ser hidrodinámica y ya no se puede seguir con un código como FLASH2.5. En Fig. 5.31 se muestra el régimen de cristalización y el régimen de la formación de núcleos para $T = 0$ y $T \neq 0$, para una ecuación de estado tipo Lattimer & Swesty como la utilizada en esta tesis. No obstante, si parte de este campo logra difundirse a pequeña escala, es posible que pueda propagarse hacia el exterior por efecto de boya y salga del dominio computacional (fuera del choque de acreción). Esta es la idea que se persigue en esta simulación.

Para este escenario se toma una malla cartesiana 2D con $(L_x, L_y) = (2 \times 10^6 \text{ cm}, 8 \times 10^6 \text{ cm})$. Se toman estos valores porque se quiere simular la estrella extendida en 2D y lo que interesa analizar es lo que pasa dentro de la envolvente en equilibrio (cuasi)hidrostático. Las fronteras laterales siguen siendo periódicas, y la frontera personalizada que soporta

el fluido en contra de la gravedad (con propiedades de conducción) se mantiene, pero la frontera externa ya no tiene inyección de masa, por el contrario, ahora es una frontera tipo “outflow”, esto es, permite que el flujo deje el dominio físico. El nivel de refinamiento se mantuvo en 4, con 3 bloques en la dirección x y 39 en la dirección y , lo que mantiene también el número de zonas en 192×2496 .

Las condiciones iniciales son básicamente los perfiles tipo Chevalier encontrados en el tercer conjunto de simulaciones (con el campo sumergido y la corteza de la estrella de neutrones siendo la masa acretaada en la superficie estelar). La física impuesta se mantiene en estas simulaciones (mhd, eos, gravity & nloss), solo que ahora, se ha incluido el módulo de resistividad magnética tipo Spitzer. Esta rutina calcula la resistividad magnética η y la viscosidad ν_m para una mezcla de gases completamente ionizados. La relación entre la resistividad magnética y la viscosidad (en unidades CGS y con la definición de FLASH2.5) es: $\nu_m = (c^2/4\pi)\eta$. En este caso, se implementa el coeficiente de resistividad derivado en Spitzer (1962)

$$\eta_S = \frac{e^2 \bar{Z} \ln \Lambda(\bar{Z})}{2m_e \gamma_E(\bar{Z})} \left(\frac{\pi m_e}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (5.1)$$

donde $\bar{Z} = \sum_i n_i Z_i^2 / \sum_i n_i Z_i$ es la carga iónica promedio en el plasma, $\ln \Lambda$ es el logaritmo de Coulomb y $\gamma_E(\bar{Z})$ es un factor de corrección que toma en cuenta las colisiones entre electrones. En este caso se calcula de la siguiente forma (lo que ajusta muy bien con los datos tabulados por Spitzer):

$$\gamma_E(Z) = 0,582 + 0,418 \tanh \left(\frac{\ln Z}{2,614} \right), \quad 1 \leq Z \leq \infty. \quad (5.2)$$

La viscosidad magnética es calculada directamente a partir de la resistividad. En realidad, como se mostró antes, los valores de resistividad magnética esperados en este régimen son muy pequeños (lo que permitió utilizar la MHD ideal en las simulaciones), así que no se espera que este factor altere mucho la dinámica del sistema a gran escala, pero sí se espera que permita ciertos fenómenos a pequeña escala, que no serían posibles sin resistividad magnética (como pequeñas redifusiones del campo magnético y reconexiones magnéticas).

De hecho, en lugar de la resistividad de Spitzer debería incluirse formalmente un módulo que calculara la resistividad a partir de las derivaciones de Yakovlev & Urpin (1980),

$$\eta_{YU} = \frac{1}{\sigma} = \left[1,51 \times 10^{22} \left(\frac{\rho_6}{\mu_e} \right) \left(1 + \left(\frac{\rho_6}{\mu_e} \right)^{\frac{2}{3}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{10^6 \text{ s}^{-1}}{\nu_\sigma} \right) \text{ s}^{-1} \right]^{-1}, \quad (5.3)$$

donde σ es la conductividad, ρ_6 es la densidad en unidades de 10^6 gr cm^{-3} , μ_e es el potencial químico del electrón y ν_σ es la frecuencia efectiva de dispersión electrónica dada por,

$$\nu_\sigma = \left[\frac{5,65 \times 10^{-17}}{Z \ln \Lambda(Z) \left(1 + \left(\frac{\rho_6}{\mu_e} \right)^{\frac{2}{3}} \right)^{\frac{1}{2}}} \right]^{-1}. \quad (5.4)$$

Estimaciones de estas resistividades para el régimen hipercrítico en SN 1987A dan del orden de $\eta_S \sim 10^{-21} - 10^{-23}$ y $\eta_{YU} \sim 10^{-21} - 10^{-22}$, utilizando la aproximación de Spitzer y Yakovlev & Urpin, respectivamente. Los valores de estas resistividades no están muy alejados en el régimen que nos interesa, así que por conveniencia se utiliza el módulo de Spitzer que ya está incluido en FLASH2.5. La Fig. 5.32 muestra una comparación de estas resistividades en escala logarítmica. Nótese que a mayores temperaturas la resistividad de Spitzer cae bruscamente, mientras que la resistividad de Yakovlev & Urpin crece levemente. En el rango de interés de este problema los valores de estas resistividades difieren en poco más de un orden de magnitud. Sin embargo, estos valores son tan pequeños que el efecto que tendrían en la redifusión del campo es más o menos igual. Sin embargo, para hacer un análisis mucho más detallado y preciso del proceso de cristalización y redifusión del campo en las condiciones extremas de la corteza de la estrella de neutrones es prudente y necesario construir un nuevo módulo de resistividad para FLASH2.5. Esto se hará en un trabajo futuro.

La Fig. 5.33 muestra los contrastes de densidad con los iso-contornos del campo magnético superpuestos. Se muestran instantáneas en $t = 0, 3, 5, 10, 15, 20, 25, 27, 30$ ms.

En esta simulación, dado que la tasa de acreción ha dejado de ser relevante (está muy por debajo del régimen hipercrítico), la presión del campo, confinado en una pequeña región del dominio computacional, empieza a dominar la dinámica del sistema cerca de la superficie. El flujo aún sigue cayendo sobre la estrella compacta, pero ya no a la tasa hipercrítica inicial y el enfriamiento por neutrinos sigue siendo igual de efectivo. El campo magnético (aumentado en casi 2 órdenes de magnitud) ya no siente la presión de caída, y pasados unos cuantos milisegundos (~ 10 ms) empieza a redifuminarse a través del flujo dentro del choque. Esto genera una serie de pequeñas inestabilidades MHD que a su vez generan cierta convección en el flujo. Pasados unos 15 ms, el campo ya empieza a abrirse camino a través de la materia y empieza a emerger por efecto de boya hacia la frontera externa. Sin embargo, no todo el campo se propaga hacia el exterior y parte de este se queda anclado en la corteza de la estrella. Es muy probable que, a pequeña escala, se den reconexiones magnéticas que hacen que parte del campo se desacople y flote a través de la materia, pero también puede

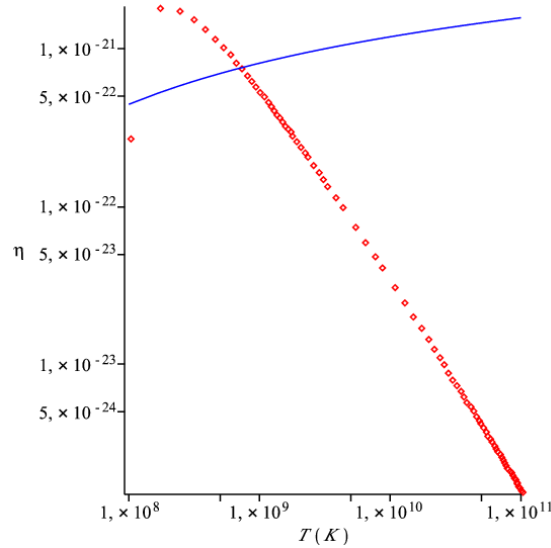


Figura 5.32: Resistividad de Spitzer (rojo) y resistividad de Yakovlev&Urpín (azul) en función de la temperatura. En el rango energía de interés difieren en 1–2 órdenes de magnitud.

estarse dando el efecto de cristalización en la corteza, si acaso el enfriamiento está siendo extremadamente eficiente. Esto no es concluyente y requiere de un mayor estudio.

Finalmente, después de 30 ms, gran parte del campo magnético ya ha dejado el dominio computacional y el resto sigue anclado y confinado en la corteza de la estrella. La Fig. 5.34 muestra los perfiles de campo magnético en tres instantes de tiempo ($t = 0, 15, 30$ ms). Nótese que la intensidad del campo magnético ha disminuido considerablemente al final de la simulación ($B \sim 10^{13}$ G \rightarrow $B \sim 10^{12}$ G).

En este caso se han utilizado los parámetros de SN 1987A obtenidos a partir de las simulaciones en la columna grande 2D. Como ya se mencionó, los resultados no son muy creíbles para la supernova en cuestión por las razones mencionadas al inicio de esta sección, pero permiten inferir que esta propagación del campo magnético hacia el exterior, acoplado a una rotación no despreciable de la estrella, posterior al régimen hipercrítico real, podrían hacer que la estrella de neutrones en SN 1987A emergiera como un pulsar en las próximas décadas. Obviamente que los resultados no son completamente concluyentes y requieren de un mayor estudio y mayor tiempo de integración numérica, todo esto en 2D y en 3D. Además, se requiere de un análisis más detallado y profundo y una aproximación a la resistividad magnética mucho más adecuada que la resistividad de Spitzer. Se deben tomar los trabajos de Yakovlev & Urpin (1980) e incluirlos en FLASH2.5 para dar cuenta de la

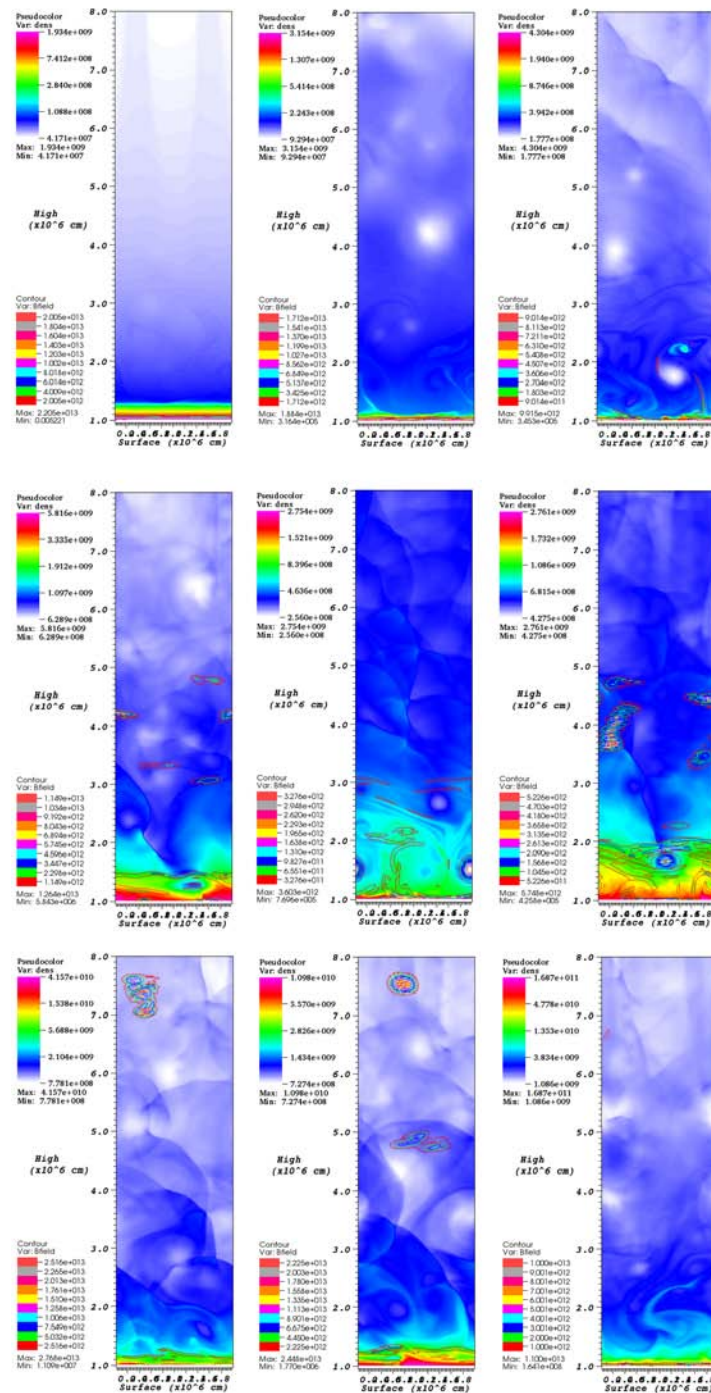


Figura 5.33: Mapas de color de la densidad e iso-contornos de campo magnético superpuesto, para $t = 0, 3, 5, 10, 15, 20, 25, 27$ y 30 ms. Se observa la redifusión parcial del campo magnético hacia el exterior.

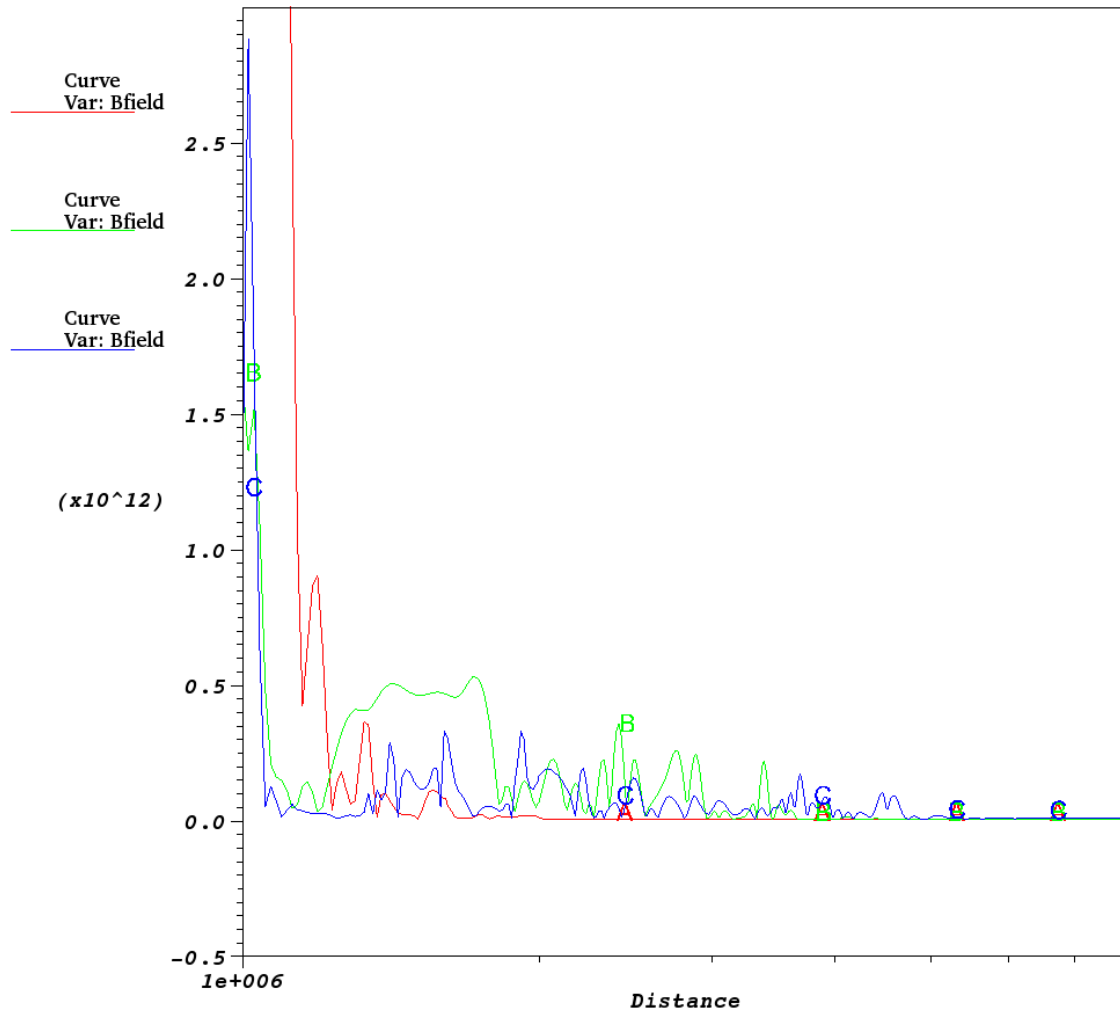


Figura 5.34: Perfiles radiales de campo magnético para el proceso de redifusión. Los parámetros son los de SN 1987A, a partir de la simulación de la columna grande 2D. Se muestra la intensidad del campo cada $t = 0$ (rojo), 15 (verde) y 30 (azul) ms.

conductividad en sistemas estelares densos y con esto ya se tiene la resistividad adecuada. Además, el código introduce una resistividad magnética y una viscosidad no despreciable en las simulaciones que son mayores que los estimados para la resistividad de Spitzer y esto hace aún menos creíble el resultado. Se puede investigar también la posible cristalización del campo magnético en la corteza de la estrella y la reconexión magnética que está presente en este régimen. Esto es un trabajo que requiere de mucha más investigación, y que se sale del alcance de esta tesis, pero es interesante mencionarlo y proponerlo como trabajo a muy corto plazo.

Capítulo 6

Conclusiones y Trabajo Futuro

CONCLUSIONES

Las supernovas han sido, son y serán fenómenos muy importantes en la Astronomía. Además de que permiten entender algunas cuestiones astrofísicas de interés general, tales como la evolución estelar, la pérdida de masa estelar, la física de explosiones y colapsos, la hidrodinámica y magnetohidrodinámica radiativa y de acreción, la estructura galáctica y la cosmología, accionan la formación nuevas estrellas en la galaxia, las cuales son ricas en elementos pesados. La cercanía de SN 1987A ha permitido poner a prueba los paradigmas y conocimientos que se tiene acerca de este fenómeno, poniendo en tela de juicio algunas hipótesis (acerca de los progenitores de supernovas tipo II), aclarando otras (necesidad de neutrinos de todos los sabores para iniciar la explosión en supernovas con colapso del núcleo) y confirmando resultados que ya se esperaban (estallido de neutrinos de alta energía, antes que el destello óptico). Por otro lado, la ausencia de un remanente compacto (tipo pulsar) observable, en el corazón de esta supernova, permitió proponer una gran cantidad de hipótesis, procesos y mecanismos para conocer el destino de la estrella de neutrones recién nacida en SN 1987A. La hipótesis que se trabajó en esta tesis es que, debido al flujo hiper crítico de materia sobre la superficie de este objeto compacto, poco después del colapso del núcleo de la estrella progenitora, el campo magnético queda sumergido en la corteza y no logra propagarse al exterior, lo que implicaría que no sería posible ver un pulsar en esta supernova en los próximos años.

En esta tesis, se tuvo en cuenta que la acreción sobre una estrella de neutrones recién nacida depende del medio circundante y, por lo tanto, de la dinámica de la explosión. Cada supernova es particular y se deben tener en cuenta propiedades detalladas de su progenitor y del mecanismo de explosión, más aún con SN 1987A, que representa una supernova no típica, debido a todo lo anteriormente mencionado. Por eso, para las condiciones iniciales utilizadas en las simulaciones, se utilizaron los parámetros más precisos que se tienen para

esta supernova (tasa de acreción inicial $\sim 2,2 \times 10^{28}$ gr s^{-1} , temperatura $\sim 10^9$ K y velocidad de expansión del choque ~ 600 km s^{-1}) estimados por Woosley (1989) y Bethe (1990). Algo que debió considerarse también es que los pulsares nacen con velocidades de movimiento propio que pueden sobrepasar los 1000 km s^{-1} . Esta velocidad, relativa al medio circundante, está asociada al proceso de formación de la estrella de neutrones, es decir, a alguna asimetría en el proceso de explosión y tiene el potencial para modificar el proceso de acreción, pero no de forma significativa, a menos que haya un gradiente de composición química y que la velocidad lleve al objeto compacto hacia esta región. Como parece ser que este no fue el caso de SN 1987A, se pudo utilizar la teoría de acreción de Bondi para estimar la tasa de acreción de materia y el radio de choque, en los instantes posteriores al colapso del núcleo (régimen hipercrítico).

Para desarrollar esta hipótesis de sumergencia del campo magnético, se utilizó una poderosa herramienta numérica desarrollada por la Universidad de Chicago, en consorcio con el Departamento de Energía de EEUU: el código AMR FLASH2.5. Obviamente, no fue trivial aprender a hacer simulaciones con este código; primero, porque no hay gente en el IA-UNAM que conozca y trabaje en este código, y segundo, porque es bastante complejo debido a la gran variedad de procesos físicos que incluye. Pero una vez que se conoce a fondo el código, la forma como trabaja y todo lo que se puede hacer con la física y la infraestructura con que está compuesto, se torna bastante amigable y versátil para trabajar problemas complejos, como el desarrollado en esta tesis. Sin embargo, este código numérico, como la gran mayoría de los códigos numéricos que se encuentran en el mercado, adolece de algunas limitantes que impidieron hacer una aproximación más realista al problema de acreción. El primer problema fue que este código cuenta con un módulo MHD, pero solo para coordenadas cartesianas y dado que el problema de acreción hipercrítica tiene simetría esférica se debió hacer un truco topológico para expandir a la estrella de neutrones sobre una malla cartesiana 2D ó 3D. Esto hace que la acreción esférica tipo Bondi se transforme en acreción plano-parallel sobre una columna de acreción. Segundo, el código cuenta con algunas fronteras numéricas estándar, pero lo que se requería en este problema era que el fluido fuera soportado por la superficie de la estrella de neutrones. Así, se debió construir una nueva frontera personalizada que permitiera el apilamiento de materia sobre esta y que además, tuviera propiedades de conducción para poder anclar un campo magnético sobre la superficie estelar, en cualquier configuración y con cualquier intensidad. Este problema fue el que requirió mayor esfuerzo y más tiempo en ser implementado. También debió personalizarse otra frontera para que permitiera una inyección de masa constante en el dominio computacional. Esto es, que a cada paso de tiempo hubiera un flujo constante de masa en el dominio para que fuera acremada sobre la superficie estelar. Finalmente, el código no cuenta con un módulo de enfriamiento por neutrinos por lo que debió construirse uno para nuestro problema en particular. Se incluyeron las rutinas de Itoh (1996) que

calculan la pérdida de energía por neutrinos para los siguientes procesos: pares, plasmones, fotoaniquilación y sincrotrón. Se modificaron también los módulos de la ecuación de estado (eos/helmholtz) para que soportara densidades y temperaturas por encima de 10^{11} unidades, si acaso se llegara a esos regímenes. El módulo de gravedad para los casos plano-paralelo y central (gravity/planepar & gravity/ptmass) también fue modificado para dar cuenta de la aceleración de la gravedad al interior de una estrella de neutrones, en una aproximación muy simple de su estructura. Las condiciones iniciales, por otro lado, fueron tomadas a partir del modelo analítico desarrollado por Chevalier (1989) y que fue modificado para dar cuenta de las columnas de acreción en 2D y 3D (Cap. 4).

Para llevar a cabo las simulaciones numéricas, se utilizó la supercomputadora de la UNAM (KanBalam) hasta con 128 procesadores, con 2 Gb de RAM por procesador. Se solicitaron del orden de 200 mil horas de computo para esta tesis, las cuales fueron utilizadas en su totalidad. Uno de los problemas de trabajar en una computadora comunal como esta es que se debe someter el trabajo a una cola y esperar hasta que se liberen los procesadores requeridos. Esto hace que se pierda mucho tiempo en esta espera. Por otro lado, cada simulación solo se deja correr 5 días y después de esto hay que reiniciar desde un punto determinado, lo que implica volver a someter el trabajo a una cola y esperar más tiempo. Esto fue algo que no se pudo evitar y por tal razón cada prueba tardó mucho tiempo y los resultados finales demoraron bastante tiempo en poder obtenerse.

Los cambios hechos en el código numérico fueron motivados por el modelo analítico desarrollado en el Cap. 3. Para el caso del flujo de acreción hipercrítico de SN 1987A, mucha de la energía de la acreción se emite dentro del radio de atrapamiento y, por tanto, no puede ser llevada por los fotones, pero sí por los neutrinos que se forman cerca de la superficie. Dado que el material fluye hacia la superficie de la estrella de neutrones, dentro del radio de atrapamiento, la compresión adiabática del gas (cuya presión es dominada por radiación) lleva a la temperatura por encima del umbral de la producción de pares. En la neutrínosfera, la aniquilación de pares produce los neutrinos requeridos para llevarse la energía de acreción. En este caso, la máxima tasa de acreción está limitada por la opacidad de neutrinos del material que cae. Aquí, se consideró que la opacidad de neutrinos es menor que la unidad y los efectos de transporte de neutrinos es despreciado. La tasa a la cual los neutrinos se llevan la energía de acreción determina la posición del choque a un tiempo dado. Además, como mostró Colgate (1971), la pérdida de neutrinos en la vecindad de la estrella de neutrones disminuye la presión en la región, lo que permite la acumulación de materia acretada sobre su superficie. En la aproximación numérica, además de la producción de pares, se tuvieron en cuenta adicionales procesos de producción de neutrinos, lo que hizo que el enfriamiento fuera un tanto más eficiente que en la aproximación analítica. Se debió considerar también, que cuando hay enfriamiento por neutrinos y pérdidas radiativas, el flujo deja de ser adiabático. Sin embargo, el flujo es altamente subsónico, excepto cerca

de la onda de choque. Como el enfriamiento es efectivo solo cerca de la superficie, el flujo post-choque es (cuasi)adiabático sobre casi todo el volumen. Esto da lugar a la estructura de la envolvente tipo Chevalier que las simulaciones numéricas produjeron con precisión, tomando en cuenta la física más detallada del modelo numérico. La envolvente de la estrella de neutrones está en (cuasi)equilibrio hidrostático, con una presión dominada por radiación. Bajo estas condiciones, la luminosidad de fotones en el marco de referencia del fluido debe estar aproximadamente en el límite de Eddington L_{Edd} , como soporte de la presión de radiación (Chevalier, 1989). La acreción ocurre en el tiempo que le toma al choque reverso alcanzar el centro. Si el progenitor tenía un radio mucho mayor que para el caso de SN 1987A, la masa acretada debe ser menor porque la onda de choque alcanza el centro a tiempos posteriores, cuando la densidad de la supernova es baja. Además, la difusión de la radiación proveniente de la región central causa que la acreción posterior sea balística, si se desprecia la luminosidad del objeto central.

Después de correr todos los conjuntos de simulaciones y obtener resultados concretos y comparables con la aproximación analítica, queda claro que un acercamiento numérico al proceso de acreción hipercrítica además de ser necesario, es altamente recomendable por la cantidad de fenómenos que se involucran en las simulaciones de alta dimensionalidad y alto refinamiento, que no están presentes en análisis 1D. Las simulaciones de las columnas chicas de acreción muestran que, independientemente de la configuración inicial del campo magnético y de su intensidad, este se ve arrastrado hacia la superficie de la estrella en tiempos del orden de 200 ms para la tasa de acreción estimada para SN 1987A, y en tiempos mucho menores para mayores tasas de acreción. En estos casos, el campo magnético no logra difundirse fuera del choque de acreción y aunque tiene una dinámica compleja durante la evolución del sistema (dentro de la envolvente), una vez que la materia empieza a depositarse en la superficie estelar, este campo se confina con la materia y ya no sale durante el régimen hipercrítico. Dado que las configuraciones iniciales del campo en estas columnas son muy simples y la intensidad de este fue constante, se ancló sobre la superficie estelar un bucle magnético con una intensidad variable para analizar si las fuerzas de tensión magnética tendrían algún efecto en la dinámica del sistema. Este bucle fue configurado en las simulaciones donde se expande a la estrella de neutrones sobre una malla cartesiana 2D y 3D. El resultado fue similar al de las columnas chicas y después de 300 ms el campo magnético está confinado en una región del orden de 2 km, que es justamente la escala de altura donde se da el apilamiento de materia. Esto es, cualquiera que sea la configuración inicial y la intensidad del campo magnético, si el régimen hipercrítico se mantiene por un tiempo superior a 300 ms (para la tasa de acreción de SN 1987A), este campo se sumergirá en la corteza de la estrella junto con la materia acretada y logra propagarse hacia el exterior. En la simulación 3D esta sumergencia se da en un tiempo del orden de 60 ms para una tasa de acreción 2 órdenes de magnitud mayor que la estimada para SN 1987A. Se utilizó

esta tasa de acreción en la simulación 3D ya que para tasas de acreción menores el radio de choque era mayor y se requería una columna de proporciones enormes, lo que implicaba un tiempo de cómputo mucho mayor del que se podía acceder. Aunque en este caso 3D el resultado no es concluyente para SN 1987A dada la muy alta tasa de acreción que se tuvo que imponer, se puede inferir a partir de las contrapartes 2D que para esta tasa de acreción el campo también se sumergirá en la corteza. Además de obtener la sumergencia del campo y el apilamiento de materia en la superficie estelar, la aproximación numérica da cuenta de los resultados analíticos en todos sus características y los perfiles radiales de densidad y presión ajustan bien con los predichos analíticamente por Chevalier (1989). El perfil radial de velocidad mantiene un ruido remanente debido a la interacción de la materia con la frontera personalizada que soporta al flujo en contra de la gravedad y debido a componentes transversales de velocidad que no están presentes en el análisis 1D. Una vez que el régimen hipercrítico pasa, es posible que el campo magnético pueda empezar a jugar un papel en la dinámica del sistema, si este no ha sido empujado al interior de la corteza de la estrella de neutrones. Si el enfriamiento en esta corteza es eficiente, podría cristalizarse completamente y dejar al campo sumergido. Este régimen está más allá del alcance de esta tesis y se deja como trabajo a futuro. No obstante, para la materia acremada en las simulaciones (6 órdenes de magnitud por debajo de la masa acremada en el caso de SN 1987A) es posible ver la propagación del campo confinado en la superficie una vez que se apaga la inyección de masa. En este caso, para un tiempo del orden de 30 ms gran parte del campo deja el dominio computacional por efecto de boya, pero otro tanto sigue anclado a la superficie estelar. Debido a la poca masa acremada, este resultado no es completamente concluyente para la supernova en cuestión. Así, para la tasa de acreción estimada para SN 1987A, la presión de caída suprime la actividad del pulsar en las primeras etapas y este es sumergido en la corteza estelar.

En resumen, se logró hacer simulaciones complejas 2D y 3D, con alto refinamiento y con procesos físicos complicados con una herramienta numérica muy poderosa y en una supercomputadora de cientos de procesadores, lo cual fue una experiencia bastante enriquecedora. Se lograron obtener resultados importantes para el proceso de acreción hipercrítica con campo magnético, a partir de una aproximación numérica. Estos resultados concuerdan bien con los resultados analíticos de Chevalier (1989) y ganan, adicionalmente, el apilamiento de masa y la sumergencia del campo magnético en la corteza de la estrella de neutrones. Aunque se debieron hacer algunas aproximaciones necesarias por la infraestructura con la que se cuenta, los resultados son bastante creíbles hasta donde fue posible seguir la evolución del sistema. La sumergencia del campo se da en una escala de tiempo corta comparada con la escala de tiempo del régimen hipercrítico estimada para SN 1987A (del orden de 2 horas). Esto hace que el tiempo de integración numérica sea muy corta también y no se permita apilar tanta masa como se quisiera. Para el proceso de propagación del campo

confinado se utilizaron las condiciones iniciales de esta integración numérica, donde la masa acretaada esta muy por debajo de la estimada para SN 1987A, por lo que parte del campo se propagó hacia el exterior en una escala de tiempo de 30 ms. Pero no parece muy probable que se logre tal redifusión del campo en una escala de tiempo corta, si la masa acretaada es del orden de $0,1 M_{\odot}$. Así, la respuesta a la gran pregunta de ¿donde está la NS 1987A en la SN1987A? es que no se sabe. Si la sumergencia del campo es total y el enfriamiento de la corteza de la estrella muy eficiente, el campo magnético estará confinado dentro de esta corteza cristalizada y no podrá salir, así que no podremos ver un pulsar. Si este no es el caso, se requieren campos bastante fuertes y una rotación no despreciable de la estrella para que se pueda ver este pulsar en las próximas décadas. El debate continua. Aún hay esperanzas y hay que ser optimistas.

Por otro lado, si nuestro modelo numérico funciona bien en ese régimen (como parece, por los resultados obtenidos) y la sumergencia y posterior redifusión del campo magnético de la estrella de neutrones ocurre en la fase de acreción hipercrítica post colapso del núcleo, entonces se podría aplicar el modelo numérico a las demás RSN jóvenes a las cuales no se les ha detectado una estrella de neutrones (o un pulsar). Esto sería un logro bastante significativo en el área de las astrofísica de altas energías.

Finalmente, la acreción hipercrítica sobre una estrella de neutrones en una supernova es importante desde varios puntos de vista: la observación del nacimiento de una estrella de neutrones, la composición sobre la superficie de la estrella de neutrones, la posibilidad de la formación de un hoyo negro (quizá, pasando antes por la fase de una estrella de quarks) y las características iniciales de un pulsar. Esta tesis es una prueba clara de esta importancia, y por tanto se espera continuar investigando procesos que involucren acreción con todos los ingredientes y formación de chorros de alta energía, en el futuro inmediato.

TRABAJO FUTURO

Algo que ha quedado claro en el transcurso de esta investigación, es que los procesos de acreción de materia sobre objetos compactos y la formación, colimación y propagación de chorros astrofísicos se dan en todas las escalas astronómicas y en diversos entornos: explosiones de supernova tipo Ia y II (como fue el caso de SN 1987A, tratado en esta tesis), sistemas binarios, formación estelar, AGNs, etc. En todos estos sistemas, la energía gravitacional que se libera con el proceso de acreción es enorme, haciendo de este mecanismo, quizá, el más eficiente para la extracción de energía de un sistema astrofísico. Aunque mucho se ha avanzado en estos tópicos al día de hoy, aún hay mucho que por hacer al respecto de la maquinaria central, la estabilidad de los discos de acreción y su relación con otros fenómenos extremadamente energéticos en el universo (como los destellos de rayos gamma), el rol de los campos magnéticos en la dinámica de acreción, así como la formación y propagación de los chorros de materia que emergen de tales sistemas acretantes.

Evidentemente, el estudio detallado de sistemas acretantes con las características mencionadas requiere de, además del escenario Newtoniano, la incorporación de las teorías de la relatividad especial y general, procesos magnetohidrodinámicos, transporte de radiación y una ecuación de estado detallada para el fluido, todo esto en 2D y 3D ya que frecuentemente no hay simetrías obvias en el sistema que permitan una simplificación inmediata en este aspecto. Hoy en día no es posible realizar esto de manera completa y simultánea, así que se deben hacer ciertas suposiciones y aproximaciones numéricas, dependiendo del problema que se quiera resolver. Este fue el caso investigado en esta tesis, donde se incluyó la física más relevante para el sistema en consideración, pero debido a limitaciones del código numérico y de hardware, se tuvieron que hacer ciertas aproximaciones y simplificaciones para hacer un análisis ciertamente detallado.

Se propone entonces, continuar con las simulaciones 2D y 3D de acreción hipercrítica sobre objetos compactos, pero ya no en el régimen MHD ideal, pero introduciendo una viscosidad efectiva y una resistividad magnética adecuada para materia degenerada, tipo Yakovlev & Urpin (1980) en las simulaciones, para tomar en cuenta, no solo la posible redifusión del campo a pequeñas escalas, si no también la posible cristalización de la corteza de la estrella de neutrones con el campo sumergido y posibles procesos de reconexión magnética debidos a las altas tasas de acreción y las inestabilidades MHD que están presentes en el sistema. Esto es, aunque la cristalización de la corteza se daría al nivel microscópico, a gran escala esta corteza podría llegara comportarse como un fluido muy viscoso (elástico) y se podría modificar el código FLASH2.5 para tomar en cuenta este tipo de fluidos.

Asumiendo que el flujo magnético y el momento angular se conservan durante el colapso en un evento supernova, se espera que se forme un pulsar con un campo dipolar superficial del orden de 10^{12} G y con un periodo rotacional no menor que 0,001 s. Asumiendo el parámetro estándar para el momento de inercia, $I = 10^{45}$ gr cm⁻², se encuentra una luminosidad de frenado de espín de $L_{sp} = 4\pi I \dot{P} / P^3 \approx 4 \times 10^{52} \dot{P}$ erg s⁻¹. Esta luminosidad es del orden de $10^3 L_X$, por lo que Haberl et al. (2006) proponen un límite para $\dot{P} \geq 10^{-15}$. Por otro lado, si la pérdida de energía rotacional del pulsar es debida a la radiación magnetodipolar, entonces $B_d = 2 \times 10^{12} (P \dot{P}_{-15})^{1/2}$ G, donde se ha utilizado el parámetro estándar $\dot{P}_{-15} = \dot{P} / 10^{15}$ s s⁻¹. Para tener una luminosidad del pulsar mayor que el límite de los observatorios de rayos X, es decir, para forzar el frenado de espín a que $\dot{P}_{-15} = 1$, la intensidad del campo dipolar en la superficie del pulsar debe ser $B_d > 2 \times 10^{12} (P)^{1/2}$ G. Si es más bajo que 2×10^{11} G, escapará a la detección. Según Geppert et al. (1999) dependiendo de la ecuación de estado y de propiedades de conducción en la corteza de una estrella de neutrones, una redifusión tardía del campo magnético podría darse en un tiempo del orden de 1000 años para $B_d \sim 10^{11}$ G, dependiendo de la profundidad de la sumergencia. Otra

posibilidad es que el pulsar de SN 1987A haya nacido con un campo magnético muy débil pero con una velocidad de rotación alta. En este caso, Michel (1994) propuso la idea de que debido a esta alta velocidad de rotación el campo magnético puede empezar a crecer hasta saturarse cerca de 10^{12} G. Este modelo fue revisitado por Bernal, Henderson & Page (2009) donde se propuso un crecimiento exponencial del campo magnético, dependiendo de ciertas características del campo y de las condiciones iniciales del sistema, y se encontró que la saturación se da para este modelo partir de la ecuación fenomenológica de frenado, $\dot{\Omega} = -k\Omega$, donde la variable k ya no es una constante sino una función del campo magnético. Pero el tiempo requerido para que los observatorios detecten este crecimiento es de algunas décadas, o bien, se requiere una precisión aún no alcanzada por observatorios actuales. Podría seguirse por esta idea, analizando la forma en que el campo magnético inicial crece hasta saturarse en la envoltura de la estrella de neutrones.

Así mismo, se pretende hacer un acercamiento numérico a las estructuras tipo chorros de materia astrofísicos, en 2D y en 3D, en escenarios Newtonianos y en relatividad especial, incluyendo toda la física relevante involucrada en la generación, colimación y propagación de estos fenómenos, y aplicable a diversos escenarios de acreción. Esta idea surge al analizar las últimas imágenes del HST donde se ven un par de chorros de materia incipientes que emergen del núcleo central en SN 1987A. Esto, además de confirmar el vínculo entre los procesos de acreción y la generación de chorros, permite un nuevo acercamiento al problema del objeto compacto oculto en el corazón de SN 1987A. No obstante, los resultados obtenidos pueden ser aplicados a diversos escenarios astronómicos.

Finalmente, se pretende poner el código a punto para simular diversas características de discos de acreción (gruesos y delgados), iniciando con los procesos de acreción de Bondi, la acreción de Bondi-Hoyle-Littleton, y el sistema de Shakura & Sunyaev. Una vez que el código esté a punto, aplicar estos modelos a los diversos escenarios de acreción astrofísica tales como los colapsares, las binarias de rayos X y la acreción en sistemas tipo GRBs.

Para llevar a cabo esta tarea, en el futuro inmediato, se continuará utilizando el código FLASH2.5, adicionándole más física, más módulos y rutinas, etc, que permitan poner a prueba los escenarios planteados y aprovechando el recurso tecnológico y computacional con que se cuenta en la UNAM. Con esta poderosa herramienta se pretende avanzar un poco más en el estudio de estos fenómenos, que involucran procesos de ultra alta energía de la física de plasmas, analizando, en particular, el efecto del campo magnético y la gravedad en tales sistemas.

Desde estos puntos de vista es importante estudiar la hidrodinámica y la magneto-hidrodinámica de fluidos en torno a objetos compactos.

Apéndice

Apéndice A

.1. Energía y Polítropos

Un elemento de gas ideal posee dos formas de energía: una cantidad $(1/2) \rho v^2$ de energía cinética por unidad de volumen y una cantidad $\rho \varepsilon$ de energía interna o térmica por unidad de volumen, donde ε es la energía interna por unidad de masa y depende de la temperatura T del gas. De acuerdo con el teorema de equipartición de la teoría cinética elemental, cada grado de libertad de cada partícula del gas tiene asignada una cantidad $(1/2) k_B T$. Para un gas monoatómico, los únicos grados de libertad son las tres direcciones ortogonales de movimiento translacional, por lo que,

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \frac{k_B T}{\mu m_H}. \quad (1)$$

Los gases moleculares tienen grados de libertad adicionales internos de rotación y vibración. En realidad, los gases cósmicos no son completamente monoatómicos y el número de grados de libertad efectivos no es exactamente 3, pero en la práctica, la relación para ε es una muy buena aproximación.

La ecuación de energía para el gas es

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \varepsilon \right) + \nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \varepsilon + P \right) \mathbf{v} \right] = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v} - \nabla \cdot \mathbf{F}_{rad} - \nabla \cdot \mathbf{q}. \quad (2)$$

Nótese que la parte izquierda de esta ecuación tiene una forma parecida a la ecuación de continuidad, con $\rho \rightarrow (1/2) \rho v^2 + \rho \varepsilon$, $\rho^* \mathbf{v} \rightarrow [(1/2) \rho v^2 + \rho \varepsilon + P] \mathbf{v} \rightarrow$ Trabajo de presión. Dos nuevas cantidades aparecen a la derecha de la ecuación: El vector de flujo radiativo, $\mathbf{F}_{rad} = \int d\nu \int d\Omega \mathbf{n} I_\nu(\mathbf{n}, \mathbf{r})$, siendo I_ν la intensidad específica o la radiación en el punto \mathbf{r} , en la dirección \mathbf{n} , integrada sobre todas las frecuencias y ángulos sólidos. El término $-\nabla \cdot \mathbf{F}_{rad}$ mide la tasa a la cual la energía radiante está siendo perdida por emisión o ganada por absorción, por unidad de volumen del gas. En general, la intensidad específica

I_ν es gobernada por la ecuación que involucra la conservación de energía del campo de radiación.

El otro nuevo término es el flujo de conductividad de calor, \mathbf{q} . Este mide la tasa a la cual los movimientos aleatorios debidos a los electrones, por ejemplo, transportan energía térmica en el gas, actuando como un relajador de la temperatura del gas. El término $-\nabla \cdot \mathbf{q}$ mide los cambios bruscos en los gradientes de temperatura. Cuando los gradientes son pequeños, este término se puede despreciar.

Para el caso en cuestión (estacionario y esféricamente simétrico), las ecuaciones de continuidad, momento y energía, se reducen a:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (3)$$

$$\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \mathbf{f}, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \left[\left(\frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \varepsilon + P \right) \mathbf{v} \right] = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}. \quad (5)$$

Sustituyendo (3) en (5) se obtiene,

$$(\rho \mathbf{v}) \cdot \nabla \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon + \frac{P}{\rho} \right) = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}. \quad (6)$$

Ahora, analizando (4) se ve que,

$$\rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla P + \mathbf{f} \quad \rightarrow \quad (\rho \mathbf{v}) (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\mathbf{v} \nabla P + \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}, \quad (7)$$

o bien,

$$(\rho \mathbf{v}) \cdot \left(\frac{1}{2} \nabla v^2 \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla P = \mathbf{f} \cdot \mathbf{v}. \quad (8)$$

Por lo que la ecuación de energía queda,

$$(\rho \mathbf{v}) \cdot \nabla \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon + \frac{P}{\rho} \right) = (\rho \mathbf{v}) \cdot \left(\frac{1}{2} \nabla v^2 \right) + \mathbf{v} \cdot \nabla P, \quad (9)$$

y simplificando términos similares,

$$(\rho \mathbf{v}) \cdot \nabla \left(\varepsilon + \frac{P}{\rho} \right) = \mathbf{v} \cdot \nabla P. \quad (10)$$

Por otro lado,

$$\nabla \left(\frac{P}{\rho} \right) = \frac{1}{\rho^2} (\rho \nabla P - P \nabla \rho), \quad (11)$$

por lo tanto,

$$(\rho \mathbf{v}) \cdot \left(\nabla \varepsilon + \nabla \left(\frac{P}{\rho} \right) \right) = \mathbf{v} \cdot \nabla P \rightarrow \mathbf{v} \cdot \left(\nabla \varepsilon + P \nabla \left(\frac{1}{\rho} \right) \right) = 0. \quad (12)$$

Ahora, por definición del operador gradiente, esto significa que si se viaja una pequeña distancia a lo largo de una línea de flujo del gas, es decir, si se sigue la velocidad \mathbf{v} , los incrementos $d\varepsilon$ y $d(1/\rho)$ en ε y en $1/\rho$ deben estar relacionados por,

$$d\varepsilon + P d \left(\frac{1}{\rho} \right) = 0. \quad (13)$$

Pero, a partir de la ecuación para la energía interna y para el gas perfecto, esto requiere que,

$$\varepsilon = \frac{3 k_B T}{2 \mu m_H} \rightarrow d\varepsilon = \frac{3 k_B}{2 \mu m_H} dT, \quad (14)$$

$$\frac{P}{\rho} = \frac{k_B T}{\mu m_H} \rightarrow d \left(\frac{P}{\rho} \right) = \frac{dP}{\rho} + P d \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{k_B}{\mu m_H} dT. \quad (15)$$

Ahora, dP y $d(1/\rho)$ vienen dadas por,

$$dP = \frac{k_B}{\mu m_H} (\rho dT + T d\rho), \quad (16)$$

$$P d \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{k_B}{\mu m_H} dT - \frac{dP}{\rho} = \rho T d \left(\frac{1}{\rho} \right) \frac{k_B}{\mu m_H}, \quad (17)$$

por lo que,

$$d\varepsilon + P d \left(\frac{1}{\rho} \right) = \frac{3}{2} dT + \rho T d \left(\frac{1}{\rho} \right) = 0, \quad (18)$$

lo cual, si se integra, es equivalente a

$$\frac{3}{2} \frac{dT}{T} + \frac{d\rho}{\rho} = 0 \rightarrow \frac{T^{3/2}}{\rho} = cte \rightarrow P \rho^{-5/3} = cte. \quad (19)$$

Esta ecuación describe los llamados *flujos adiabáticos*. Por lo tanto, queda demostrado que la cantidad $P\rho^{-5/3}$ es una constante a lo largo de una línea de flujo del gas, y en la mayoría de los casos se asume que esta constante es la misma para cada línea de flujo, es decir, es la misma a través del gas. Esta condición es equivalente a fijar la entropía del gas como una constante. El flujo resultante se llama *isentrópico*.

En esencia, esta demostración de la ley adiabática permite trabajar con mayor confianza en el problema de acreción, ya que las leyes de la termodinámica van unidas a la construcción de la conservación de la energía. Se ha presentado aquí para mostrar la consistencia de la ecuación de la conservación de la energía con los valores esperados por la termodinámica.

Si el gas no fuera monoatómico, es decir, que el exponente de la temperatura fuera diferente de $3/2$, se podría obtener el mismo resultado pero con un exponente diferente para la densidad. Así, en general,

$$P\rho^{-\gamma} = cte \quad (20)$$

es la ecuación politrópica y el exponente γ es, justamente, el índice adiabático.

Apéndice B

.2. Modificaciones a los Módulos de FLASH2.5

Las modificaciones que se hicieron, en el código fuente de FLASH2.5, fueron principalmente en los módulos de gravedad, de pérdidas radiativas, en la ecuación de estado no ideal y en las fronteras que rodean al dominio físico. A continuación se desarrollan, paso a paso, tales modificaciones y la forma en que fueron insertadas en el código.

.2.1. Módulo de Gravedad (Gravity/*ptmass*)

Se debe modificar este módulo cuando el problema involucre densidades y temperaturas demasiado altas (como la corteza de una estrella de neutrones), de tal forma que, propuesto un perfil de densidad, se pueda calcular la estructura de la estrella y la aceleración de la gravedad al interior de la estrella. Se mostrará la modificación para el módulo *ptmass* del código FLASH2.5 y la aplicación para los demás módulos de gravedad es muy similar. El módulo *ptmass* es utilizado por el código para implementar un campo gravitacional debido a una fuente puntual localizada en una posición fija del dominio. En este caso, se requieren los parámetros de la posición de la fuente puntual y la masa de la fuente.

Así, en las simulaciones con acreción esférica sobre una estrella compacta, fuera de la estrella se utiliza el módulo estándar de FLASH2.5, pero dentro de la estrella (y para mantener equilibrio hidrostático) se utiliza el módulo modificado para la estructura interna de la estrella y la aceleración de la gravedad. Esto debería de mantener a la estrella como una esfera rígida y el material acretante debería chocar contra esta y rebotar (como una superficie reflejante). Tiempo después, la estrella debería mantenerse en equilibrio mientras se apila material sobre su superficie. Hay que notar que como se está utilizando un perfil de densidad muy simple, este equilibrio dentro de la estrella es más bien frágil y quizá no se mantenga por mucho tiempo.

Así pues, dentro de la estrella de neutrones, se propone el perfil de densidad,

$$\rho(r) = \rho_c \left[1 - \left(\frac{r}{r_{ns}} \right)^2 \right], \quad (21)$$

donde ρ_c es la densidad central y r_{ns} es el radio de la estrella de neutrones. Con la ley de conservación de la masa, se puede obtener la dependencia de la masa con la distancia,

$$M(r) = \int_0^M dM = 4\pi \int_0^r r^2 \rho(r) dr = 4\pi \rho_c \int_0^r r^2 \left[1 - \left(\frac{r}{r_*} \right)^2 \right] dr, \quad (22)$$

esto es,

$$M(r) = 4\pi \rho_c r^3 \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{5} \left(\frac{r}{r_*} \right)^2 \right], \quad (23)$$

y teniendo presente que $M(r_{ns}) = 1,44 M_\odot = 2,88 \times 10^{33}$ gr, y $r_{ns} = 10^6$ cm, se llega a que,

$$M(r_{ns}) = 4\pi \rho_c r_{ns}^3 \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{5} \right] = 2,88 \times 10^{33} \text{ gr} \rightarrow \rho_c \simeq 1,72 \times 10^{15} \text{ gr cm}^{-3}. \quad (24)$$

Ahora, se puede calcular la presión a partir del equilibrio hidrostático (condición impuesta),

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r) \frac{GM(r)}{r^2} \rightarrow \int_{P_c}^P dP(r) = -G \int_0^r \frac{M(r)}{r^2} \rho(r) dr, \quad (25)$$

y haciendo la integración se obtiene,

$$P(r) = P_c - 4\pi G (\rho_c r)^2 \left[\frac{1}{6} - \frac{2}{15} \left(\frac{r}{r_{ns}} \right)^2 + \frac{1}{30} \left(\frac{r}{r_{ns}} \right)^4 \right]. \quad (26)$$

Con la condición de frontera $P(r_{ns}) = 0$, esto se reduce a

$$P(r_{ns}) = P_c - 4\pi G (\rho_c r_{ns})^2 \left[\frac{1}{6} - \frac{2}{15} + \frac{1}{30} \right] = 0 \rightarrow P_c \simeq 1,65 \times 10^{35} \text{ dinas cm}^{-2}. \quad (27)$$

Y con esto ya se tiene la estructura de la estrella. Ahora se puede calcular la aceleración de la gravedad, dentro y fuera de la estrella. Fuera de la estrella domina la gravedad Newtoniana, en primera aproximación, así que

$$\mathbf{a} = -\frac{GM(r_{ns})}{r^3}\mathbf{r}, \quad (28)$$

Dentro de la estrella, la masa depende del radio y por tanto,

$$\mathbf{a} = -\frac{GM(r)}{r^3}\mathbf{r} = -4\pi G\rho_c \left[\frac{1}{3} - \frac{1}{5} \left(\frac{r}{r_{ns}} \right)^2 \right] \mathbf{r}, \quad (29)$$

Aplicando esta corrección al módulo ptmass (ó a los demás módulos de gravedad), se puede asegurar que la estrella de neutrones debería mantenerse en equilibrio hidrostático. Esta corrección también es válida para otros objetos cuya masa interior dependa de la distancia a la fuente gravitacional, cambiando las variables y los valores correspondientes. Esta estructura interna de la estrella de neutrones debe tenerse presente cuando se escriban las condiciones iniciales en el setup.

.2.2. Módulo de la Ecuación de Estado (eos/helmholtz)

La ecuación de estado, incluida en el código, que tiene toda la física relevante para nuestro caso, es la EOS_Helmholtz. Sin embargo, el rango de validez de esta EOS es,

$$10^{-10} < \frac{\rho}{\text{gr cm}^{-3}} < 10^{10}, \quad 10^4 < \frac{T}{\text{K}} < 10^{11}. \quad (30)$$

En el caso de incluir en las simulaciones sistemas con densidades y/o temperaturas mayores a este rango, se debe modificar esta EOS para incluir la ecuación de estado para los iones y los electrones a altas temperaturas y densidades (régimen degenerado).

En el caso de los iones, para $\rho, T < 10^{10}$ unidades, se utiliza la versión estándar de EOS_Helmholtz. Pero si $\rho, T > 10^{10}$ unidades, se propone una relación analítica simple para la presión, la energía y la entropía:

$$P_{dg}^{iones} = k\rho^2 \rightarrow \frac{dP}{d\rho} = 2k\rho, \quad \frac{dP}{dT} = 0, \quad (31)$$

$$\varepsilon_{dg}^{iones} = k\rho \rightarrow \frac{d\varepsilon}{d\rho} = k, \quad \frac{d\varepsilon}{dT} = 0, \quad (32)$$

$$S_{dg}^{iones} = 0 \rightarrow \frac{dS}{d\rho} = 0, \quad \frac{dS}{dT} = 0, \quad (33)$$

donde $k = 2,7941 \times 10^4$ es una constante de proporcionalidad, calculada justo en el régimen de transición.

Para el caso de los pares $e^+ - e^-$, de nuevo, $\rho, T < 10^{10}$ unidades, se utiliza la versión estándar de EOS_Helmholtz. Pero si $\rho, T > 10^{10}$ unidades, entonces se asume que las partículas están degeneradas, por lo que se propone la energía específica (por unidad de masa) como:

$$\varepsilon_{elec} = \sqrt{\varepsilon_{dg}^2 + \varepsilon_{par}^2}, \quad (34)$$

$$\varepsilon_{dg} = \frac{3 n_e}{4 \rho} E_F \left[1 + \frac{2}{3} \pi^2 \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \right], \quad (35)$$

$$\varepsilon_{par} = \frac{7}{4} \varepsilon_{rad} = \frac{7 a T^4}{4 \rho}, \quad (36)$$

donde la densidad electrónica viene dada por $n_e = Y_e \rho / m_H$, la fracción electrónica es $Y_e = Z/A$, y la energía de Fermi es $E_F = (3\pi^2)^{1/3} n_e^{1/3} \hbar c$. En este caso, los gradientes son:

$$\frac{d\varepsilon_{elec}}{d\rho} = \frac{\varepsilon_{dg} \frac{d\varepsilon_{dg}}{d\rho} + \varepsilon_{par} \frac{d\varepsilon_{par}}{d\rho}}{\varepsilon_{ele}}, \quad (37)$$

$$\frac{d\varepsilon_{elec}}{dT} = \frac{\varepsilon_{dg} \frac{d\varepsilon_{dg}}{dT} + \varepsilon_{par} \frac{d\varepsilon_{par}}{dT}}{\varepsilon_{ele}}. \quad (38)$$

Ahora, para calcular de forma directa las derivadas de las energías de degeneración con la densidad y la temperatura, se reorganizan términos,

$$\varepsilon_{dg} = \frac{3 n_e}{4 \rho} E_F \left[1 + \frac{2}{3} \pi^2 \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 \right] = A \rho^{1/3} (1 + B \rho^{-2/3} T^2), \quad (39)$$

$$A = \left[\frac{3}{4} Y_e^{4/3} \frac{(3\pi^2)^{1/3} \hbar c}{m_H^{4/3}} \right], \quad B = \frac{3}{2} \left[\frac{\pi k_B m_H^{1/3}}{(3\pi^2 Y_e)^{1/3} \hbar c} \right]. \quad (40)$$

Por lo que la contribución de alta degeneración es,

$$\frac{d\varepsilon_{dg}}{d\rho} = \frac{1}{3} A \rho^{-2/3} (1 - B \rho^{-2/3} T^2), \quad (41)$$

$$\frac{d\varepsilon_{dg}}{dT} = 2AB \rho^{-1/3} T, \quad (42)$$

y para los pares,

$$\frac{d\varepsilon_{par}}{d\rho} = -\frac{7 aT^4}{4 \rho^2} = -\frac{\varepsilon_{par}}{\rho}, \quad (43)$$

$$\frac{d\varepsilon_{par}}{dT} = 7\frac{aT^3}{\rho} = \frac{4}{T}\varepsilon_{par}. \quad (44)$$

Y con estos gradientes, ya se tiene la energía específica necesaria. La presión, a este nivel se calcula como,

$$P_{dg} = \frac{1}{3}\rho\varepsilon_{ele}, \quad (45)$$

$$\frac{dP}{dT} = \frac{1}{3}\rho\frac{d\varepsilon_{ele}}{dT}, \quad \frac{dP}{d\rho} = \frac{1}{3}\varepsilon_{ele}. \quad (46)$$

Ahora, para calcular la entropía de este gas relativista se tiene en cuenta que $\varepsilon_{par} = (7/4)\varepsilon_{rad}$, lo que implica que $S_{par} = (7/4)S_{rad}$. Así,

$$S_{par} = \frac{7}{4T} \left[\frac{P_{rad}}{\rho} + \varepsilon_{rad} \right] = \frac{7}{3} \left[\frac{aT^3}{\rho} \right]. \quad (47)$$

Y para la entropía de los degenerados, se calcula primero la capacidad calorífica a volumen constante,

$$C_V = \frac{d\varepsilon_{dg}}{dT} = 2AB\rho^{-1/3}T \rightarrow S_{dg} = \int_0^T \frac{C_V}{T} dT = 2AB\rho^{-1/3}T = \frac{d\varepsilon_{dg}}{dT}, \quad (48)$$

por lo tanto, la entropía total es,

$$S_T = \sqrt{S_{dg}^2 + S_{par}^2}, \quad (49)$$

y los gradientes son,

$$\frac{dS_T}{d\rho} = \frac{S_{dg} \frac{dS_{dg}}{d\rho} + S_{par} \frac{dS_{par}}{d\rho}}{S_T}, \quad (50)$$

$$\frac{dS_T}{dT} = \frac{S_{dg} \frac{dS_{dg}}{dT} + S_{par} \frac{dS_{par}}{dT}}{S_T}. \quad (51)$$

Y las derivadas respectivas de cada contribución vienen dadas por,

$$\frac{dS_{par}}{d\rho} = \frac{7}{4} \frac{dS_{rad}}{d\rho} = -\frac{S_{par}}{\rho}, \quad (52)$$

$$\frac{dS_{par}}{dT} = 7 \frac{aT^2}{\rho} = \frac{3}{T} S_{par}, \quad (53)$$

$$\frac{dS_{dg}}{d\rho} = -\frac{2}{3} AB \rho^{-\frac{4}{3}} T = -\frac{S_{dg}}{3\rho}, \quad (54)$$

$$\frac{dS_{dg}}{dT} = 2AB \rho^{-\frac{1}{3}} = \frac{1}{T} S_{dg}. \quad (55)$$

Implementando estas correcciones en el módulo EOS_Helmholtz de FLASH2.5, se toman en cuenta las contribuciones correspondientes a partículas degeneradas y relativistas y la ecuación de estado se extiende hasta $\rho > 10^{10}$ gr cm⁻³ y $T > 10^{10}$ K.

.2.3. Módulo de Enfriamiento por Neutrinos (cooling/neutrinos)

FLASH2.5 incluye un módulo de enfriamiento radiativo para plasmas ópticamente delgados. Este módulo no es útil para el problema de la tesis, así que, con base en la estructura de este módulo, se insertan las rutinas correspondientes al enfriamiento por neutrinos, que toma lugar en el régimen de densidades y temperaturas que se están considerando.

En este caso, se utilizan los ajustes provenientes de la teoría de Weinberg-Salam para las interacciones electrodébiles. Se utilizan las rutinas de Itoh et al. (1996), con el ángulo de Weinberg calculado de una manera más precisa. Así,

subrutina npair: Calcula la tasa de pérdida de energía, por centímetro cúbico, en la corteza de la estrella de neutrones para la creación de pares. Este es el proceso más dominante por su fuerte dependencia con T . El dominio de validez es:

$$1 < \frac{\rho}{\mu_e} < 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}, \quad 10^7 < T < 10^{11} \text{ K.}$$

subrutina nphoto: Calcula la tasa de pérdida de energía, por centímetro cúbico, en la corteza de la estrella de neutrones para la fotoaniquilación. Este proceso es también dominante a temperaturas más bajas. El dominio de validez es:

$$1 < \frac{\rho}{\mu_e} < 10^{11} \text{ gr cm}^{-3}, \quad 10^7 < T < 10^{11} \text{ K.}$$

subrutina nplasma: Calcula la tasa de pérdida de energía, por centímetro cúbico, en la corteza de la estrella de neutrones para todos los procesos que incluyan plasmones. Este proceso es poco dominante en este rango de parámetros. El dominio de validez es:

$$1 < \frac{\rho}{\mu_e} < 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}, \quad 10^7 < T < 10^{11} \text{ K.}$$

subrutina nsynch: Para el caso MHD, esta rutina calcula la tasa de pérdida de energía, por centímetro cúbico, en la corteza de la estrella de neutrones para los neutrinos provenientes de los procesos sincrotrón. Este proceso, también es poco dominante en este rango de parámetros. El dominio de validez es:

$$1 < \frac{\rho}{\mu_e} < 10^{14} \text{ gr cm}^{-3}, \quad 10^7 < T < 10^{11} \text{ K.}$$

En el escenario de SN 1987A, los demás procesos se desprecian, porque las contribuciones al enfriamiento en la superficie de la estrella de neutrones es bastante pequeña como para ser significativa. En todo caso, los neutrinos provenientes de la creación de pares son los enfriadores más eficientes del sistema.

Las variables termodinámicas que necesitan estas rutinas son la densidad ρ y la temperatura T (se llaman del dominio físico), $A = 1$, $Z = 2$. Para la rutina nsynch, se requiere, además, fijar las variables *bfield* (se llama del dominio físico) y $kfe = 10^{13} \times (3\pi^2 n_e)^{1/3}$. Insertando este módulo en el código se está seguro de que el enfriamiento por neutrinos está prendido y funcionando perfectamente, como se puede ver en los resultados de la tesis.

Referencias

1. Aglietta et al. Bull. Russ. Acad. Sci., Phys., Vol. 61, No. 3, p. 472 – 473.
2. An introduction to Modern Astrophysics, Bradley W. Carroll & Dale A. Ostlie. Addison – Wesley Publishing Company, Inc. 2006.
3. Arnon Dar, arXiv:hep-ph/9707501 v1 29 Jul 1997.
4. Bethe, Hans A.; Pizzochero, Pierre, Astrophysical Journal, Part 2 - Letters (ISSN 0004-637X), vol. 350, Feb. 20, 1990, p. L33-L35.
5. Blondin, J. M, Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 308, Sept. 15, 1986, p. 755-764.
6. Bondi, H., 1952. MNRAS 112, 195.
7. Bondi, H., Hoyle, F., 1944. MNRAS 104, 273.
8. Brown, G. E.; Bruenn, S. W.; Wheeler, J. C. COMMENTS ON ASTROPHYSICS V.16:3, P. 153, 1992.
9. Burrows, A.; Lattimer, J. M. Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 307, Aug. 1, 1986, p. 178-196.
10. C. Wheeler, Resource Letter OTS-1, Observation and theory of supernova, 2002.
11. Camilo F. Radio Pulsars, ASP Conference Proceedings, Vol. 302. Held 26-29 August 2002 at Mediterranean Agronomic Institute of Chania, Crete, Greece. Edited by Matthew Bailes, David J. Nice and Stephen E. Thorsett. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2003. ISBN: 1-58381-151-6, p.145.
12. Cappellaro, Enrico; Turatto, Massimo. The influence of binaries on stellar population studies, Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2001, xix, 582 p. Astrophysics and space science library (ASSL), Vol. 264. ISBN 0792371046, p.199.

13. Chevalier, R.A., 1989 ApJ, 346, 847.
14. Cosmic Explosions, J. M. Marcaide & K. W. Weiler (Eds). Springer Proceedings in physics 99.
15. D. K. Nadyozhin & V. S. Imshennik, arXiv:astro-ph/0501002 v1 1 Jan 2005.
16. Danziger, I. J.; Bouchet, P. The Messenger, volume 127, page 49, 2007.
17. David A. Green & Richard Stephenson, "Supernovae and Gamma Ray Buster". ed. K. W. Weiler, Springer-Verlag, 2003.
18. Dewey, R. J.; Cordes, J. M. Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 321, Oct. 15, 1987, p. 780-798. Research supported by the Alfred P. Sloan Foundation.
19. Dicus, D. A. Phys. Rev. D, Vol. 6, p. 941 – 949. 1972.
20. E. Amaldi et al., Europhys. Lett. 3 (1987) 1325.
21. Frank H. Shu, The Physics of Astrophysics: Gas Dynamics. Published by University Science Books, 1991.
22. Fryxell, B., et al. 2000, APJS, 131, 273
23. Fryer, Chris L.; Benz, Willy; Herant, Marc, Astrophysical Journal v.460, p.801.
24. G. E. Brown, ApJ 440: 270–279, 1995.
25. G. E. Brown & J. C. Weingartner, ApJ 436: 843–847, 1994.
26. G. E. Brown, S. W. Bruenn & J. C. Wheeler, Comments on Astrophysics, 16, p. 153 (1992), "Is there a Black-Hole in SN 1987A ?"
27. Genevieve J. M. Graves et al. arXiv:astro-ph/0505066 v1 4 May 2005.
28. Geppert, U., Page, D., Zannias, T. 1999, A&A, 345, 847.
29. Haberl et al. Astronomy and Astrophysics, Volume 460, Issue 3, December IV 2006, pp.811-819.
30. Haensel, P & Znudik, J. L. 2003, A&A, 404, L33.
31. Hernant & Benz 1992, 387, 294.

32. Houck, J. C. & Chevalier, R.A., 1991, *ApJ*, 376, 234.
33. Hoyle, F., Lyttleton, R.A., 1939. *Proc. Cam. Phil. Soc.* 35, 405. 283, 673.
34. Igumenshchev, Igor V.; Narayan, Ramesh, *The Astrophysical Journal*, Volume 566, Issue 1, pp. 137-147.
35. Igumenshchev, Igor V, *The Astrophysical Journal*, Volume 649, Issue 1, pp. 361-372.
36. J. Frank, A. King, D. Raine, *Accretion Power in Astrophysics*. Cambridge Astrophysics Series, 1992.
37. J. Middleditch et al. [arXiv:astro-ph/0010044](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0010044) v1 11 Oct 2000.
38. Janka et al., [arXiv:astro-ph/0612072](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0612072) v1 4 Dec 2006.
39. Jason Spyromilio (ESO Astrophysics Symposia, 2007). SUPERNOVA 1987A: 20 YEARS AFTER: Supernovae and Gamma-Ray Bursters. AIP Conference Proceedings, Volume 937, pp. 76-80 (2007).
40. Jeffery D. J. *Astrophysical Journal Supplement Series* (ISSN 0067-0049), vol. 77, Nov. 1991, p. 405-415. Research supported by University of Oklahoma.
41. Kaplan & Kulkarni et al, [arXiv:astro-ph/0403313](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0403313) v1 12 Mar 2004.
42. Kaspi, V. M., Crawford, F., Manchester, R. N., Lyne, A. G., Camilo, F., D'Amico, N., & Gaensler, B. M. 1998, *ApJ*, 503, L161.
43. Kaspi, V. M., Chakrabarty, D., & Steinberger, J. 1999, *ApJ*, 525, L33.
44. Kozma, Cecilia; Fransson, Claes. *Astrophysical Journal* v.497, p.431.
45. M. Parthasarathy et al. [arXiv:astro-ph/0611033](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0611033) v1 01 Nov 2006.
46. M. Goossens, *An Introduction to Plasma Astrophysics and Magnetohydrodynamics*. Published by Astrophysics and Space Science Library, 2003.
47. Manchester, R. N. (Australian Academy of Science, Anglo-Australian Observatory, and Mount Stromlo and Siding Spring Observatories, Elizabeth and Frederick White Research Conference on Supernova 1987A, Canberra, Australia, June 20, 21, 1988) *Astronomical Society of Australia, Proceedings* (ISSN 0066-9997), vol. 7, no. 4, 1988, p. 548, 549.

48. McCray, R. Supernovae and Gamma-Ray Bursters. Edited by K. Weiler., Lecture Notes in Physics, vol. 598, p.219-240.
49. Muslimov & Page 1995, 440, L77.
50. Nino Panagia, arXiv:astro-ph/0410275 v1 11 Oct 2004.
51. Nino Panagia, arXiv:astro-ph/0309416 v1 15 Sep 2003.
52. Ögelman, H.; Alpar, M. A. The Astrophysical Journal, Volume 603, Issue 1, pp. L33-L35.
53. P. K. Suresh & V. H. Satheesh Kumar, arXiv:astro-ph/0504597 v1 27 Apr 2005.
54. Podsiadlowski, Philipp. Astronomical Society of the Pacific, Publications (ISSN 0004-6280), vol. 104, no. 679, p. 717-729.
55. S. Esposito et al., arXiv:astro-ph/0301438 v1 22 Jan 2003.
56. S. L. Shapiro, S. A. Teukolsky, Black Holes, White Dwarfs, and Neutron Stars: The Physics of Compact Objects. Published by Wiley, 1983.
57. Sangwook Park, arXiv:astro-ph/0501561 v1 25 Jan 2005.
58. Shtykovskiy et al., Astronomy Letters, vol. 31, Issue 4, p.258-262, 2005.
59. Tammann, G. A., Loffler, W., & Schroder, A. 1994, ApJS, 92, 487.
60. Toropina, O.D., Romanova, M.M., Toropin, Y.M., Lovelace, R.V.E., 2001. ApJ 561, 964.
61. Victoria M. Kaspi, Pulsar Astronomy – 2000 and Beyond, ASP Conference Series, Vol. 202; Proceedings of the 177th Colloquium of the IAU held in Bonn, Germany, 30 August – 3 September 1999. (San Francisco: ASP). Edited by M. Kramer, N. Wex, and N. Wielebinski, p. 485.
62. W. Baade and F. Zwicky, Proc. Nat. Acad. Sci. 20, 255 (1934).
63. W. Hillebrandt & B.Leibundgut (Eds). From twilight to highlight: the physics of supernovae, ESO Astrophysics symposia 2002.
64. Woosley, Stan; Janka, Thomas. Nature Physics, Volume 1, Issue 3, pp. 147-154 (2005).

65. Woosley S. E. Atmospheric Diagnostics of Stellar Evolution. Chemical Peculiarity, Mass Loss, and Explosion. Proceedings of the 108th. Colloquium of the International Astronomical Union, held at the University of Tokyo, Japan, September 1-4, 1987. [Lecture Notes in Physics, Volume 305] Editor, K. Nomoto; Publisher, Springer-Verlag, Berlin, New York, 1988. ISBN # 3-540-19478-9. LC # QB806 .I18 1987, P.361, 1987.
66. Xiang-Dong Li, The Astrophysical Journal, 579:L37-L40, 2002 November 1.
67. Yakovlev, D. G.; Urpin, V. A. SOVIET ASTRON. LETT (TR. PISMA ASTR. ZH.) V. 7, P. 88, 1981.
68. Zampieri, Luca; Colpi, Monica; Shapiro, Stuart L.; Wasserman, Ira The Astrophysical Journal, Volume 505, Issue 2, pp. 876-896.