



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

“Estrellas progenitoras de
supernovas
en el rango de 23 a 33 masas solares
y su relación con
el remanente de supernova
Cassiopeia A”

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)
P R E S E N T A
BRENDA OLIVIA PÉREZ RENDÓN

DIRECTOR DE TESIS: DR. GUILLERMO GARCIA SEGURA.



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.

*A Alejandra, Angelita
& Abraham.
Por todo.*

Agradecimientos.

Quiero agradecer al Dr. Guillermo García Segura por la dirección de ésta tesis, y por la paciencia que me tuvo para trabajar desde larga distancia. También quiero agradecer al Dr. Norbert Langer por amablemente dejarme utilizar su código STERN, y guiarme en las primeras etapas de mi trabajo. El éxito de ésta tesis se los debo a ambos. También quiero agradecer las sugerencias de mis sinodales, que contribuyeron a mejorar la presentación final de éste trabajo.

Quiero agradecer enormemente a todo el personal (académico, administrativo y estudiantes) del Instituto de Astronomía tanto de CU como de Ensenada, en donde tuve la suerte de estar trabajando durante la maestría y el doctorado. A todos mis profesores de cursos (Alejandro Ruelas, Antonio García Barreto, Christine Allen, Miriam Peña, Silvia Torres, Pedro Colín, Jesús González, Jorge Cantó, Manuel Peimbert, Salvador Curiel, Alejandro Raga, Paola D'Alessio, Julia Esprésate, Mauricio Tapia) de quienes aprendí a pensar astronómicamente. También a aquellos que aunque nunca me dieron clase, siempre tuvieron tiempo para discutir conmigo algún tema interesante. A Luis Aguilar, Beto López, Joaquín Bohigas y a Roberto Vázquez. También aprendí mucho de mis compañeros estudiantes: de los de mi generación, de los "más grandes" que estaban allí cuando llegué y luego de "los más chicos" que vinieron después. De los de CU y los de Ensenada. Disfruté mucho su compañía, llevar cursos con algunos de ellos y los torneos de ajedrez en Ensenada. También disfruté enormemente las observaciones en San Pedro Mártir, de las que Sandra Ayala fue mi primera guía y de la que aprendí a organizar una observación. (No fuiste tú Sandra, fue el frío). Gracias a todo el personal del OAN, por recibirme de forma tan amable siempre.

Quiero agradecer enormemente el apoyo de todo el Instituto de Astronomía en uno de los momentos más difíciles de mi vida. GRACIAS. En aquellos momentos me sentí arropada por todo el cariño que me mandaban en la distancia. Nunca encontraré la forma de agradecerles tanto. También quiero agradecer al personal del Centro de Ciencias de la Materia Condensada de la UNAM-Ensenada, por su preocupación y amabilidad. Estoy en deuda con todos.

Quiero darle las gracias también muy particularmente al Área de Astronomía de la Universidad de Sonora, que me hospedó durante las etapas finales de ésta tesis. A Antonio Sánchez y a Julio Saucedo por preocuparse por que tuviera las condiciones de trabajo adecuadas para terminar, por su apoyo y por seguirme rodeando de Astronomía. Quiero agradecer a mis compañeros de la Universidad de Sonora, por los buenos tiempos compartidos y por los que vendrán. Por encontrar gente con tanto entusiasmo por la Física, por la Astronomía y por investigar y aprender. A Laura Yeomans y al Departamento de Física de la Universidad de Sonora, por su apoyo.

Quiero agradecer a mi familia: a mi mamá que siempre me cuidó, confió y apoyó en todo y a mi papá por su presencia y su fuerza. A mis hermanos y mis sobrinos, que me han aguantado durante este trabajo. A la familia Picos Vega, por no dejarme caer. A mi familia más pequeña: a Abraham que se fué y a Alejandra, que se queda. A mis amigos, que estuvieron dándome apoyo y haciéndome reír cuando los necesité. A Jesús, por el tiempo compartido.

Finalmente, quiero agradecer al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACyT) por la beca de maestría y la beca doctoral que me asignaron durante el período 1996-2002. También a la Dirección General de Estudios de Posgrado (DGEP) que me apoyó con un complemento de beca durante los mismos estudios de maestría y doctorado. También por su apoyo económico, al Instituto de Astronomía de la UNAM.

Sin todo este apoyo, éste trabajo hubiera sido imposible.

Contenido.

Abreviaturas.	1
Introducción.	3
1 Cassiopeia A. Datos observacionales.	9
1.1. Emisión en radio.	9
1.2. Emisión en óptico.	11
1.2.1. Nudos de Movimiento Rápido (FMKs).	12
1.2.2. Nódulos cuasi-estacionarios (QSF).	16
1.2.3. Nudos de Nitrógeno (NKs).	17
1.3. Emisión en rayos X.	19
1.4. Otras longitudes de onda.	23
1.5. Resumen.	24
2 Ecuaciones básicas y métodos Computacionales.	27
2.1. El Código STERN.	28
2.1.1. La Física de la Estructura Estelar.	28
2.1.2. Modelos iniciales.	31
2.1.3. Reacciones nucleares y opacidades.	31
2.1.4. Mezclado en las estrellas.	33
2.1.5. Pérdida de masa y viento estelar.	35
2.2. El Código ZEUS-3D.	41
2.2.1. El medio circumestelar de nuestras secuencias estelares.	46
3 Modelos de evolución de estrellas en el rango de 23 a 33 Mo.	51
3.1. La evolución de estrellas masivas.	51
3.1.1. La evolución de estrellas masivas con pérdida de masa y rotación.	56
3.1.2. La explosión de estrellas masivas como supernovas.	58
3.1.3. Curvas de luz y espectros de <i>SN II</i> y <i>Ib/c</i> .	60
3.2. Simulaciones numéricas.	62
3.2.1. Modelos estelares sin rotación.	62

3.2.1.1. La estrella de 23Mo.	63
3.2.1.2. La estrella de 28Mo.	65
3.2.1.3. La estrella de 29Mo.	67
3.2.1.4. La estrella de 30Mo.	68
3.2.1.5. La estrella de 33Mo.	71
3.2.1.6. Abundancias superficiales.	72
3.2.1.7. Masas y abundancias finales.	80
3.2.2. Modelos con rotación.	95
3.2.2.1. La estrella de 29MoR.	95
3.3. Resumen y conclusiones.	100
4 Dinámica del MCE alrededor de las estrellas de 23-33 Mo.	107
4.1. Viento estelar de secuencia principal.	107
4.2. El viento en SGR y post-SGR.	111
4.3. El remanente de supernova (RSN).	113
4.4. Simulaciones numéricas.	116
4.4.1. Secuencia principal.	124
4.4.2. Etapa de SGR.	126
4.4.3. Etapa post-SGR.	128
4.4.3.1. La estrella de 23Mo.	128
4.4.3.2. Las estrellas de 28 y 29Mo.	132
4.4.3.3. Las estrellas de 29R, 30 y 33Mo.	141
4.5. Discusión.	149
5 Resultados y conclusiones.	161
5.1. Resultados generales.	162
5.2. Comparación con Cas A.	166
5.2.1. Los FMKs.	166
5.2.2. Los QSFs.	167
5.2.3. Los NKs.	169
5.2.4. La interacción de la onda de choque con el MCE.	170
5.3. Conclusiones.	172
Bibliografía.	179
Apéndice A. Parámetros evolutivos de las estrellas de 23-33Mo.	189
Apéndice B. Evolución del MCE post-SN.	201
Agradecimientos.	207

RESUMEN

Las observaciones de supernovas y sus remanentes pueden usarse para probar los modelos de evolución de las estrellas progenitoras, así como también para explorar la dinámica del medio circunestelar previo y posterior a la explosión. En ésta tesis buscamos a la estrella precursora del remanente de supernova Cassiopeia A (Cas A), el cual es el prototipo de los remanentes jóvenes y ricos en oxígeno. Usando un código hidrodinámico de estructura y evolución estelar (*STERN*) calculamos modelos evolutivos (desde ZAMS hasta el agotamiento de O en sus núcleo) para estrellas sin rotación de masa de 23,28,29,30 y 33 Mo (en ZAMS) con metalicidad solar, que caen dentro del rango de masas propuestas por varios autores como la del precursor de Cas A (*Fesen, Becker & Blair 1987; García-Segura et.al. 1996*). Las estrellas pierden masa por un viento estable cuyos principales parámetros son calculados por el código en base a las características estelares. También simulamos la evolución de una estrella de 29Mo con rotación para comparación. Esta muestra de estrellas produce una amplia gama de precursores de SN, que van desde SGR hasta WC/WO. Para determinar la masa del probable precursor obtuvimos y comparamos las abundancias químicas de cada estrella con las observadas en Cas A.

Combinando tratamientos numéricos que generalmente se usan de forma separada, usamos la pérdida de masa y velocidad del viento estelar obtenida con *STERN* como condiciones de contorno en el código hidrodinámico explícito *ZEUS-3D* para simular numéricamente la interacción del viento estelar con el MCE, inicialmente uniforme y homogéneo. La simulación inicia desde secuencia principal e incluye toda la vida de la estrella, hasta su explosión como supernova. Estudiamos la formación de burbujas y cascarones durante cada etapa evolutiva, la interacción entre ellos y también la interacción del material eyectado por la explosión de SN con las estructuras formadas durante las etapas SGR, SGA o WR por las que atravesó la estrella antes de explotar. De la comparación de las características observacionales de Cas A con nuestros modelos concluimos que el rango de masas que mejor ajusta a las abundancias químicas observadas en el SNR serían estrellas tipo WR de **29-30Mo**, mientras que la dinámica del SNR se explica mejor con estrellas menos masivas con vientos densos (**23Mo**).

Introducción.

Desde las históricas observaciones de supernovas (SN) de *Tycho Brahe* (1572) y *Johannes Kepler* (1604) su estudio se ha convertido en un campo activo en la historia de la Astronomía, que actualmente involucra un amplia gama de temas que van desde la observación y clasificación del espectro de la SN, la física de la explosión, las tasas de nacimiento de SN, las poblaciones de remanentes, la evolución química de la galaxia y otros más, incluyendo el estudio de la evolución estelar previo a la explosión y de la interacción del material eyectado durante la explosión con el medio circunestelar (MCE) pre-supernova.

Las SN fueron distinguidas como un fenómeno distinto de las novas por *Baade & Zwicky* desde 1954. Los primeros estudios espectroscópicos mostraron que las SN se dividen en varios tipos de acuerdo a sus características espectrales: en el esquema clásico los tipos más comunes son las Supernovas Tipo I (*SN I*) y las Tipo II (*SN II*) que se distinguen por la ausencia o presencia de líneas de H en sus espectros, respectivamente. Otros autores han propuesto formas de clasificación adicionales o subclasificaciones derivadas de las dos anteriores, todas ellas basadas en la observación del espectro de la supernova, la curva de luz y su magnitud en el momento de máximo brillo. Las clasificaciones de SN se definieron en base a datos observacionales, pero también reflejan los procesos físicos de las distintas estrellas progenitoras (*Woosley & Weaver* 1986). La *SN I* es el único tipo observado en galaxias elípticas y fueron asociadas a estrellas de Población II mientras que las *SN II* únicamente ocurren en galaxias espirales y/o irregulares, y fueron asociadas a la Población I (*Maza & van den Bergh* 1976). Teóricamente se trata de dos eventos de naturaleza totalmente distinta relacionados únicamente por la similitud en la energía de la explosión ($\sim 10^{51}$ ergs) y por el hecho de que ambas producen elementos pesados. Sin embargo, las *SN I* parecen provenir de dos tipos distintos de procesos físicos durante la explosión: sus curvas de luz se dividen en (a) tipo *SN Ia*, que presentan una línea de absorción corrida al azul de Si II en $\lambda 6150 \text{ \AA}$, $\lambda 6355 \text{ \AA}$ y parecen ser resultado de la detonación termonuclear de una enana blanca (estrella C/O) que ha acreetado una masa crítica para encenderse (*Hoyle & Fowler* 1960) lo cual explicaría la ausencia de H en sus espectros. Este espectro es el prototipo "clásico" que dio lugar a la clasificación de *Tipo I*. El mecanismo de detonación termonuclear de una enana blanca pone un límite superior en la masa de la estrella progenitora de las *SN Ia* en $\sim 8 \text{ Mo}$ (*Kennicutt* 1984) que son estrellas cuyos remanentes son enanas blancas. El otro tipo son las (b) *SN Ib/Ic* que presentan un espectro dominado por intensas líneas no-térmicas de He (las *Ib*) y por emisión de O y Ca (ambas). *SN Ib/c* parecen ser resultado del colapso del núcleo en una estrella masiva que ha perdido su envoltorio de H antes de la explosión por medio de vientos o por la

interacción con una compañera binaria (*Baron 1992*). Las *SN Ib* también son fuertes emisoras de radio, indicativo de que la estrella se despojó de su envoltura de H y el material todavía rodea la estrella al momento de la explosión (*Weiler et al. 2002*). La emisión en radio resulta entonces de la interacción de la onda de choque de la SN con el viento previamente eyectado por la estrella. Muchos autores proponen que las progenitoras de las *SN Ib/c* podrían ser estrellas WR (*Wheeler & Leveault 1985; Ensmann & Woosley 1988*), aunque aún no hay un consenso generalizado que las estrellas masivas produzcan eventos Tipo *Ib* y se han propuesto otros modelos alternativos para explicar sus características (*Branch & Nomoto 1986; Iben et al. 1987; Ensmann & Woosley 1988*).

La teoría actual de evolución estelar establece que las estrellas aisladas con masa mayor a 8 M_{\odot} desarrollan capas sucesivas de procesamiento termonuclear en sus núcleos (“quemado” de elementos químicos) (p. ej. *Chiosi & Maeder 1986*). Las estrellas masivas procesan elementos ligeros (H, He) para producir a partir de ellos otros más pesados como C, Ne, O, Si, etc... mientras pasan a través de distintas etapas de quemado. La estrella finalmente produce un núcleo de Fe (o de elementos del “grupo de Fe”) que finalmente colapsará por acción de la gravedad provocando la destrucción de la estrella en una poderosa explosión de SN. Estas explosiones son del tipo llamado “colapso de núcleo” [*core collapse*]. Si estas explosiones presentan líneas de H en su espectro - proveniente de la envoltura de la estrella (*Branch et al. 1981*) - producirán una curva de luz tipo *SNII*.

Cuando una estrella explota como SN eyecta al espacio una gran parte de su masa que interactúa con el medio circunestelar (MCE) enriqueciéndolo con nuevos elementos químicos, radiación y energía cinética proveniente del choque, mientras que otra fracción de su masa permanece como remanente de la explosión en forma de una estrella de neutrones o agujero negro, dependiendo de la masa de la estrella (ver Figura 3.2) y esto puede ser un buen indicador del tipo de progenitor.

La masa eyectada por la SN es una fuente de elementos pesados ($Z > 2$) que enriquecen químicamente el material de la Galaxia como fuente de elementos pesados ($Z > 6$) y del grupo de Fe ($A = 60$) como V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Zn construidos durante las etapas de quemado hidrostático o durante la explosión de SN (*Pagal 1997*). El material procesado en el interior estelar es eyectado al espacio durante la explosión a temperaturas muy altas y luego interactúa con el medio circunestelar extendiéndose y diluyéndose con el transcurso de los años, formando un remanente de supernova (RSN). Sin embargo, los progenitores masivos de SN también modifican enormemente el MCE *antes* de la explosión no sólo de forma química sino también dinámica, por medio de radiación y vientos estelares y el material eyectado por la explosión interactuará con éste MCE modificado, desviando la evolución del remanente del modelo clásico.

Éstos RSN son observados en distintas longitudes de onda, dependiendo de la etapa de evolución en la que se encuentren. De sus características observacionales pueden deducirse importantes aspectos de la explosión de la estrella que los formó y/o del MCE que las rodeaba al momento de la explosión.

En años recientes se han encontrado un gran número de RSN jóvenes caracterizados por tener gran abundancia de elementos sintetizados en las últimas etapas de quemado estelares que indican que son RSN provenientes de progenitores masivos (*Chevalier* 1981). Se considera que las *SN Ib/c* y las *SNII* provienen de ésta clase de precursores por la composición observada del material eyectado, que es una de las pruebas mas directas de la evolución tardía en las estrellas masivas.

Uno de los RSN mas estudiados de la astronomía moderna es *Cassiopeia A* (Cas A), que es el prototipo de los RSN jóvenes y ricos en oxígeno. Debido a su cercanía (~ 3.4 kpc; *Reed et. al.* 1995) ha sido observado en prácticamente todas longitudes de onda desde las primeras observaciones en radio (p. ej. *Ryle & Smith* 1948) hasta recientemente en astronomía de altas energías, p. ej. en rayos- γ de TeV (*Aharonian et.al.* 2001) lo que lo hace uno de los mejores “laboratorios” astronómicos para estudiar una gran variedad de fenómenos físicos. Su estudio ha revelado importantes hechos sobre la evolución estelar, el medio circunestelar y los mecanismos físicos que produjeron la explosión de su estrella precursora y, en consecuencia, de la explosión de las estrellas masivas en general. Además tratándose del prototipo de los SNR ricos en oxígeno, su entendimiento es de primordial importancia para comprender la similitud con otros SNR de éste tipo observados en las Nubes de Magallanes y/o su posible asociación a eventos de explosión de *SN Ib/c* (*Blair et. al.*, 2000).

El objetivo de ésta tesis es explicar los datos observacionales de Cas A en términos de una estrella masiva ($M \sim 30M_{\odot}$) de metalicidad solar que tuvo diversas fases de pérdida de masa previas a la explosión de SN. El rango de masas fue escogido de acuerdo a la propuesta de varios autores que considera que la masa precursora cae en un rango de 20-40 M_{\odot} (*Fabian et.al.* 1980; *Fesen, Becker & Blair* 1987; *Jansen et. al.* 1988; *Vink et.al.* 1996; *García-Segura et.al.* 1996).

Muchos autores sugieren que al momento de la explosión el progenitor de Cas A era una estrella tipo Wolf-Rayet (WR) (*Peimbert* 1971; *Fesen et.al.* 1987; *García-Segura et.al.* 1996) mientras que otros apuntan hacia una SGR (*Chevalier & Oishi* 2003) o supergigante azul [SGA] (*Borkowski et.al.* 1996). Lo que hace distinta a cada SN es su estrella progenitora. En las estrellas con una masa inicial mayor a $\sim 30/40 M_{\odot}$ la pérdida de masa tiene efectos esenciales, provocando que la estrella precursora sea una estrella azul caliente (SGA ó WR) mientras que por debajo de $\sim 20 M_{\odot}$ el progenitor será una supergigante roja [SGR] (*Chiosi & Maeder* 1986). El comportamiento evolutivo de las estrellas entre 20-35 M_{\odot} es altamente dependiente de parámetros estelares como la pérdida de masa, convección, rotación, etc...

La clase de precursor puede conocerse de la observación de cada evento en particular (p. ej. *Cadonau & Leibundgut*, (1990 y artículos derivados)), a través de modelos numéricos de la explosión que reproduzcan características observables en las curvas de luz (*Shigeyama et.al.* 1990; *Nomoto et. al.* 1990, etc...), a través de las abundancias químicas (*Johnston & Yahil* 1984) ó por medio de modelos de evolución estelar pre-SN (*Arnett* 1975; *Langer & El Eid* (1986); *Woosley & Weaver* 1995). Otra forma de determinar la masa del precursor es explorando la relación entre la SN y el medio circunestelar que la rodea (*Shull et.al.* 1985; *Luo & McCray* 1991; *Borkowski et.al.* 1996; *Chevalier &*

Oishi 2003; Dwarkadas 2005) asumiendo que ha éste ha sido construido por estrellas típicas y haciendo modelos analíticos y/o numéricos de su evolución dinámica.

En este trabajo buscamos el precursor de Cas A combinando tratamientos numéricos que generalmente han sido usados separadamente. Primeramente usamos un código de evolución estelar (código de Göttingen ó *STERN*, ver p. ej. Langer et. al. 1985) para construir un conjunto de modelos evolutivos de las probables estrellas precursoras con masas en el rango de **23 - 33 Mo**, con composición química inicial tipo solar ($X = 0.70$, $Y=0.28$ y $Z = 0.02$) que incluyen pérdida de masa y sólo en un caso (**29 Mo**) rotación estelar. El límite superior de éste rango fue tomado de acuerdo a García-Segura et. al. (1996), y el rango inferior nos asegura hacer al menos una secuencia donde la estrella explote como supergigante roja (SGR) - tal como proponen Chevalier & Oishi (2003) - cubriendo así un amplio espectro de posibles precursores. La evolución de estas estrellas masivas es muy sensible a la pérdida de masa (Chiosi & Maeder 1996), el tratamiento de convección (Langer 1989), la tasa de $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ (Weaver & Woosley 1993; Schlattl et.al. 2004) y, como se ha determinado recientemente, la rotación (Heger et.al. 2000; Maeder & Meynet 2000).

De acuerdo con el teorema Vogt-Russell nuestras secuencias estelares desarrollan distintos caminos evolutivos en el diagrama HR diferenciándose en sus radios, luminosidades, masas y composiciones químicas pre-SN. De cada estrella obtuvimos las abundancias químicas superficiales como función de t durante toda su vida, la estructura química interna en varias etapas (incluyendo la pre-SN) y la tasa de pérdida de masa y velocidad del viento en cada etapa evolutiva.

Cas A se caracteriza por contener un anillo de emisión intensa en varias longitudes de onda que está asociado al MCE chocado por la SN, por lo que también construimos modelos numéricos de la evolución del MCE (interacción del viento estelar con el medio previo) para reproducir las características morfológicas y cinemáticas de Cas A. Para lograr mayor consistencia entre la evolución estelar y la del medio circunestelar conectamos ambos resultados al usar la pérdida de masa y velocidad del viento estelar obtenidos con el código de evolución estelar *STERN* como condiciones de contorno en el código magnetohidrodinámico *ZEUS-3D* derivado de *ZEUS-2D* (Stone & Norman 1992a,b; Stone et. al. 1992), creado para el tratamiento y modelado dinámico de flujos astrofísicos con el que simularemos numéricamente la interacción del viento estelar con el MCE durante cada etapa evolutiva de la estrella, desde ZAMS hasta su explosión (las primeras etapas en 1D y las post-SGR en 2D), incluyendo la eyección de masa e inyección de energía cinética por la SN, hasta $t_{\text{SN}} = 5000$ años. Compararemos las características físicas de éstos modelos con las asociadas a Cas A para encontrar la que mejor ajusta con las observaciones.

Esta tesis se divide de la siguiente forma: en el **Capítulo 1** se hace una revisión completa de las características observacionales del Cas A en distintas longitudes de onda (óptico, radio, rayos X e infrarrojo), y de las condiciones físicas que se han derivado de éstas observaciones. En el **Capítulo 2** se hace una descripción de los códigos numéricos utilizados para realizar las simulaciones de evolución estelar (*STERN*) y la hidrodinámica del medio circunestelar (*ZEUS-3D*), así como la física

introducida en cada uno de ellos. El **Capítulo 3** contiene una breve revisión bibliográfica de la evolución de estrellas masivas y los principales parámetros físicos que las afectan, así como la descripción de los modelos de evolución estelar que obtuvimos para estrellas de **23, 28, 29, 30 y 33 Mo** (en ZAMS): diagramas HR, tipo y tiempos de evolución, abundancias interiores y superficiales, etc... En todas las secuencias evolutivas las estrellas incluyen un tratamiento específico de semiconvección y pérdida de masa, dos de los fenómenos que presentan más incertidumbre para los cálculos de evolución estelar. Para comparación también se construyó un modelo de 29Mo que incluye rotación (**29MoR**). Se discuten los resultados obtenidos y la relación que pudieran tener con Cas A. El **Capítulo 4** presenta una revisión bibliográfica de la dinámica del MCE afectado por los vientos y la explosión de SN. También mostramos los resultados que obtuvimos para la evolución hidrodinámica del medio que rodea a cada una de nuestras estrellas, destacándose que depende fuertemente de la evolución estelar. Se discute la formación de cascarones durante cada etapa evolutiva y su dinámica global, incluyendo la explosión de la SN y la interacción de la masa y energía eyectadas con el MCE. Finalmente, el **Capítulo 5** contiene una síntesis de los resultados obtenidos en los dos capítulos previos, así como una extensa discusión de forma general.

Capítulo 1

Cassiopeia A. Datos observacionales.

Cas A es el remanente galáctico más joven conocido hasta ahora y es famoso, entre muchas otras razones, por los valores de sus cocientes de línea observados en óptico y por la estructura de choques observada en su MCE. Fué descubierto en radio por *Ryle & Smith* (1948) como la fuente mas brillante de radio fuera del sistema solar. Está localizado en coordenadas galácticas: $l = 111.7^\circ$, $b = -2.1^\circ$, a una distancia de 3.4 ± 0.2 kpc (*Reed et.al.* 1995) donde $1'' \sim 5.31 \times 10^{16}$ cm. La región principal de emisión tiene forma de anillo en expansión casi esférico, coincidiendo aproximadamente en tamaño en todas las longitudes de onda aunque las tasas de expansión varían. El movimiento propio de sus nudos ópticos indica una fecha de explosión alrededor de ~ 1671 D.C. (*Thorstensen et.al.* 2001) por lo que posiblemente la explosión de SN fue observada en el óptico como una estrella por *G. Flamsteed* en 1680 (*Asworth* 1980).

Debido a su gran brillo y a su peculiaridad química y dinámica, Cas A se convirtió en uno de los remanentes de supernova observados con mayor detalle en distintas longitudes de onda, de donde se ha obtenido gran información que apunta hacia su origen. A continuación haremos un resumen de las observaciones que se han hecho de Cas A en distintas longitudes de onda y de las características físicas que han sido derivadas de ellas.

1.1. Emisión en radio.

La mayor parte de la emisión en radio de Cas A proviene de un anillo nudoso y brillante que está identificado con el choque en reversa (R_r) y/o la discontinuidad de contacto (R_c) de la explosión. Su radio es de $\sim 100''$ (1.7 pc) con $\sim 10''$ de ancho y está asociado a una zona de aumento del campo magnético generado por el gas chocado, por lo que la emisión en radio está asociada a radiación

sincrotrón. Hay otra región de emisión en radio externa a este anillo brillante que es más débil, y se prolonga hasta una distancia de $145''$ (2.4 pc). En radio se observa que el SNR se expande con una velocidad de ~ 2000 km/s en promedio (*Anderson & Rudnick 1995*).

En la Figura 1.1 se puede observar la estructura del SNR en $\lambda = 6$ cm tomada de *Fabian et. al.* (1980). Nótese que la estructura del choque es notablemente circular en el plano del cielo, rodeada por una región menos intensa de emisión. El anillo brillante de emisión aparece fracturado en la región E-NE, donde la emisión mas débil se extiende aun más y contiene algunos pocos radio-nódulos brillantes muy alejados del centro. Esta región es denominada el “*jet*” por su apariencia en óptico y otras longitudes de onda, además de que sus movimientos propios son mucho mas grandes que los de los nudos más internos. Estas altas velocidades también pueden observarse en óptico (*Kamper & van den Bergh 1976*). Además puede observarse que aparte de la región menos brillante externa al anillo principal también hay un sinfín de débiles estructuras internas en radio a escalas mas pequeñas, donde se han identificado alrededor de 300 nódulos brillantes compactos (*Tuffs 1986*), choques de proa, filamentos, etc... con tiempos de vida relativamente cortos.

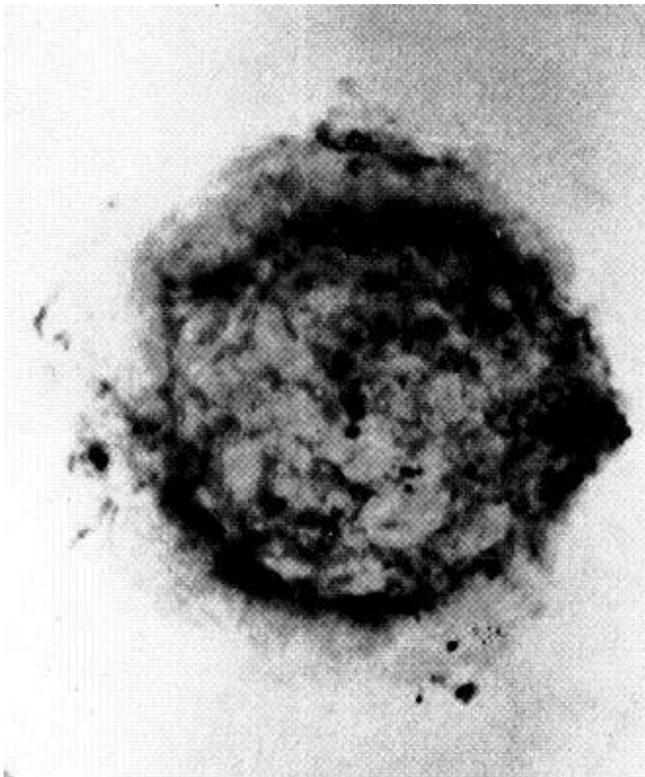


Figura 1.1. Imagen en radio ($\lambda = 6$ cm) de SNR Cas A. Tomado de *Fabian et. al.* (1980).

Diversos grupos han medido los movimientos propios de los radio-nódulos en forma individual y han encontrado que su tasa de expansión sistemática es únicamente la tercera parte de la expansión global del SNR en óptico (*Tuffs 1986*) mientras que otros grupos encuentran que la tasa de expansión de los radio-nódulos no es característica de la expansión global del remanente en radio ya que éste sí

presenta tasas de expansión similares a las del óptico (*Green* 1988). En radio, el remanente se expande con una escala de tiempo dinámica característica ($t_d \propto \frac{R}{V}$) de 950 años (*Bell* 1977; *Anderson & Rudnick* 1995).

1.2. Emisión en óptico.

Una de las características distintivas en la emisión en óptico de Cas A es la fuerte concentración de material en forma de “*nudos*”, distinto a lo que ocurre en otros RSN como por ejemplo en la Nebulosa del Cangrejo donde el sistema en expansión consiste de filamentos. *Baade & Minkowski* (1954) detectaron y clasificaron en forma general los nudos ópticos de Cas A en dos grandes grupos de nudos rápidos y otros lentos. Nombraron a los primeros “*Fast Moving Knots*” (FMKs, Nudos de Movimiento Rápido) que se caracterizan por tener altas velocidades de $\sim 4000 - 15\,000$ km/s y además radían intensamente en [SII] y [OIII]. A los nudos mas lentos (velocidades de ~ 150 km/s) los llamaron “*Quasi Stationary Floculi*” (QSF, Flóculos Cuasi-Estacionarios) y observaron que emiten fuertemente en líneas de H α y [NII]. Posteriores observaciones con mayor resolución revelaron la presencia de otros objetos característicos del remanente como los “*Fast Moving Floculi*” (FMF, Flóculos de movimiento rápido; *Fesen & Becker* 1991) que al parecer compartían propiedades de las dos componentes antes descritas: altas velocidades y fuerte emisión de H & N. Posteriormente fueron resueltos en dos componentes distintas: los “*Nitrogen Knots*” (NKs, Nudos de Nitrógeno) y los “*Mixed Emission Knots*” (MEK, Nudos de emisión mixta; *Fesen* 2001).

Entre las primeras observaciones en óptico destacan las realizadas por *Peimbert & van den Bergh* (1971, de ahora en adelante *P&vB71*) que cobraron mayor importancia cuando revelaron que las distintas regiones de emisión óptica además de diferenciarse cinemáticamente también tenían inusuales características químicas reflejadas en sus cocientes de línea. *P&vB71* encuentran enormes sobreabundancias de elementos como O y Ar (con respecto al H) en los nudos que se mueven más rápido (FMKs) que los llevó a concluir que son una evidencia observacional directa del procesado termonuclear de elementos pesados en la estrella precursora antes de explotar como supernova. También encontraron un alto cociente de N/H en los QSF que manifiesta la sobreabundancia de éste elemento con respecto al valor solar, por lo que postulan que los QSF fueron formados con material altamente enriquecido en N que se encontraba en la superficie de la estrella y que fué eyectado *antes* de la explosión. Un estudio posterior de *Kamper & van den Bergh* (1976, *KvdB76*) también encuentra un alto cociente de [S II] / [O III] en la mayoría de los FMKs. *Chevalier & Kirshner* (1978, 1979) encontraron evidencia de la sobreabundancia de elementos del grupo del Si relativo al oxígeno (Si/O).

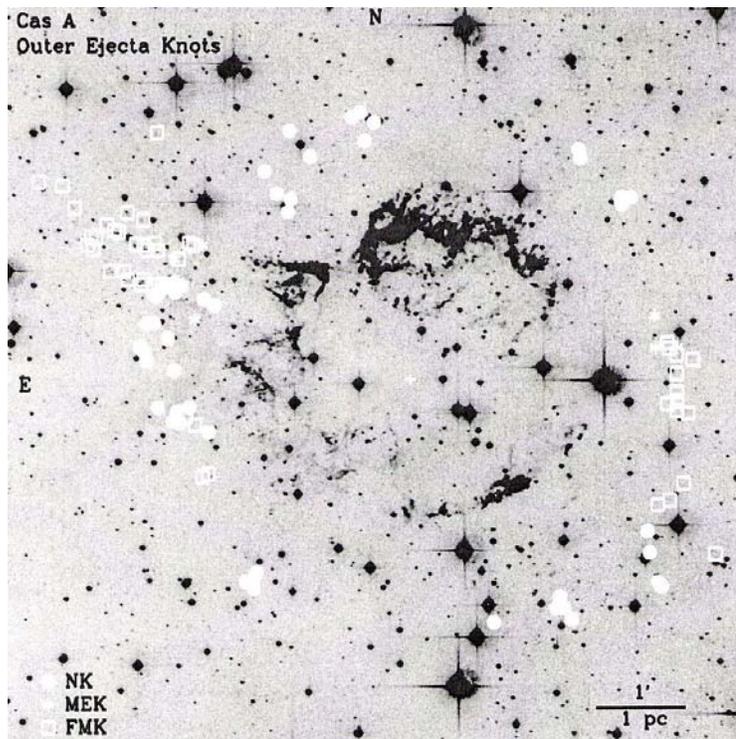


Figura 1.2. Emisión en óptico en la línea de [SII] $\lambda\lambda 6716,6731$ de Cas A. Puede observarse que la mayor parte de la emisión en óptico está organizada principalmente en una estructura de anillo. Los círculos blancos indican la posición de los NKS externos. Los cuadros abiertos indican la posición de los FMKs externos al anillo de emisión óptica principal. Puede verse que la mayor parte de los FMKs externos caen sobre el “jet” óptico, mientras que otra parte cae justo en el extremo opuesto en la región SO del SNR. La imagen fué tomada de *Fesen (2001)*.

Como consecuencia de éstas observaciones Cas A se nos revela hoy en día como un cascarón de aproximadamente 2 pc de diámetro de emisión brillante en óptico y que posee distintos tipos de “nudos” de emisión característica que a continuación se describirán con detalle.

1.2.1. Nudos de movimiento rápido (FMKs).

Los FMKs forman un anillo de emisión óptica con estructura muy compleja, con tamaños típicos entre $1''$ – $10''$ con mediciones hechas desde tierra. Tienen movimientos propios muy grandes y parecen ser eyección de material estelar a muy alta velocidad ($v = 4000 - 6000$ km/s). Exhiben fuerte emisión en líneas de [OIII] $\lambda\lambda 4959,5007$ y [OII] $\lambda\lambda 7319,7330$, S $\lambda\lambda 6716,6731$ y Ar y ausencia de líneas de H, He ó N, lo que sugiere (*P&vB71*) que son el remanente del manto o interior de la estrella supernova que ha llevado a cabo el quemado de O. La Figura 1.3 muestra el cascarón de emisión óptica principal

formado básicamente por los FMKs más brillantes. También se ha encontrado emisión óptica más débil fuera del cascarón, la mayor parte de ella confinada en una región que por su forma fue denominada como “*el jet*”, que contiene muchos de los FMKs externos. Este “jet” de emisión cae en el plano del cielo y tiene velocidades muy altas (15, 000 km/s a una distancia de $\approx 290''$, ~ 5 pc). Adicionalmente hay otros FMKs (alrededor de 70) distribuidos externamente del cascarón principal de emisión. *Reed et. al.* (1995) y *Lawrence et. al.* (1995) encuentran que los FMKs aparecen como nódulos en la superficie de una esfera en expansión.

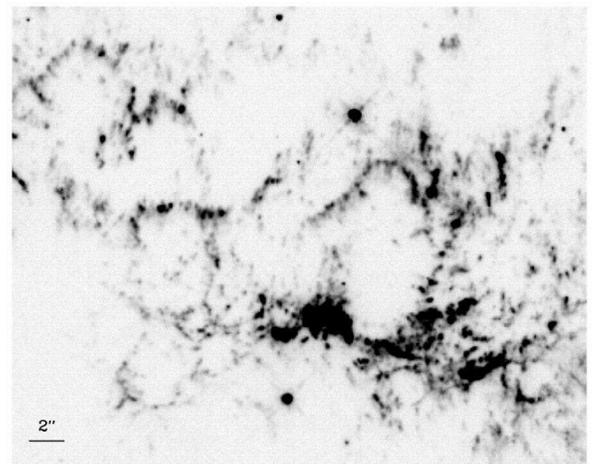
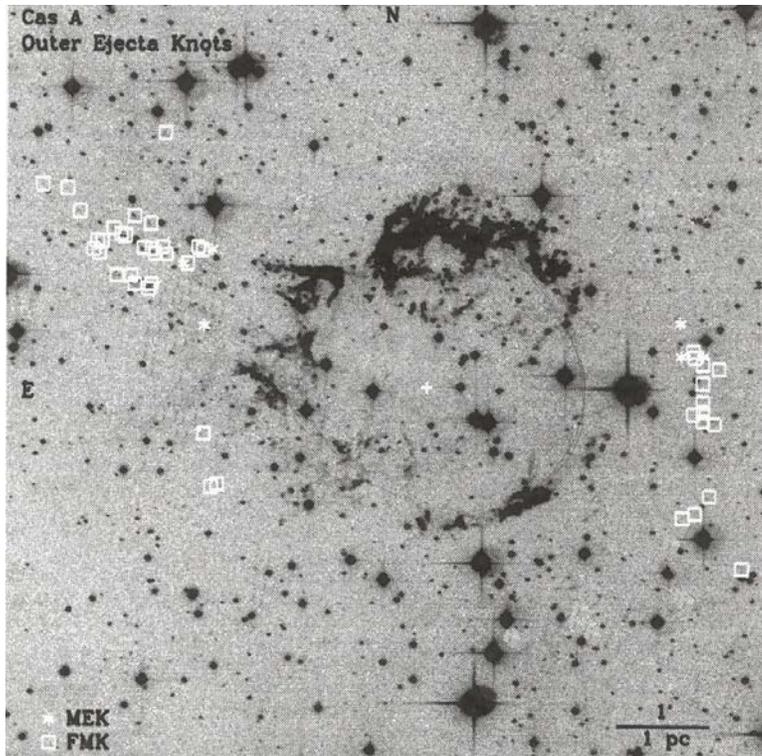


Figura 1.3. (a) *Izquierda* : Emisión en óptico en la línea de [SII] $\lambda\lambda 6716,6731$ de Cas A donde se muestra la distribución de los FMKs en el anillo de emisión principal y de los externos (indicados con recuadros blancos) en Cas A. Puede observarse que los FMKs externos están fuertemente concentrados en direcciones diametralmente opuestas, donde la mayor parte cae sobre una estructura alargada NE-SO denominada “*el jet*”, que es rico en Si. La imagen fué tomada de *Fesen* (2001). (b) *Derecha*: Excepto por las estrellas que son fácilmente distinguibles, el resto de la emisión en óptico pertenece a los FMKs de la región norte del remanente. Esta imagen de alta resolución en el filtro F675W (de 6000 a 7600Å que incluyen [SII] $\lambda\lambda 6716,6373$ + [OII] $\lambda\lambda 7319,7330$ + [OI] $\lambda\lambda 6300,6364$) del HST (*Fesen et.al.* 2001) revela la estructura nudosa de los FMKs arreglada en forma de “*cadenas*”.

Con observaciones mas recientes del *HST* (*Fesen et.al.* 2001) se revela que el anillo óptico está compuesto principalmente por subestructuras complejas y ricas en estructura fina con

dimensiones angulares menores a 1", la mayoría con longitudes mas pequeñas entre 0.2 - 0.4". Estos pequeños nódulos están arreglados en "cadenas" de emisión de $\sim 10''$ (0.15 pc). La Figura 1.3(b) muestra una imagen de alta resolución de los FMKs de la región central norte de Cas A tomada con el *HST*, donde puede observarse la estructura fina de los FMKs como nudos fragmentados que parecen ser material eyectado por la estrella sometido a inestabilidades de Kelvin-Helmholtz (*Klein et.al.* 1994). También se observan FMKs fuera del cascarón de emisión principal, que se muestran en la *Figura 1.3(a)*.

Diversos autores han obtenido las abundancias químicas de los FMKs ópticos. *KvdB76* encuentran las abundancias de cada elemento químico (respecto al oxígeno) del mas grande y brillante de los FMKs: *Fil. No.1* (*Baade & Minkowski* 1954) situado en el limbo NE del remanente. Durante varios años se asumió que la abundancia mostrada por este FMKs era homogénea y representativa de todo el remanente, hasta que *Chevalier & Kirshner* (1979, de ahora en adelante *ChK79*) en un trabajo posterior estudiaron espectroscópicamente otros FMKs y encontraron marcadas inhomogeneidades químicas y cinemáticas entre ellos, por lo que sugieren que al momento de la explosión hubo movimientos internos no-simétricos de mezclado diferenciado. Otros autores proponen que las inhomogeneidades encontradas se deben a que cada uno de los FMKs es representativo de las abundancias químicas en distintas profundidades dentro de la precursora y que no han sido mezclados sino eyectados durante la explosión como "metralla" (*Johnston & Yahil* 1994). Ya que todos los FMKs tienen distintas velocidades espaciales y que los efectos de la desaceleración no parecen ser importantes en ellos (tasa de desaceleración $\sim 4\%$, *Reed et.al.* 1995) se presume que los distintos fragmentos que los forman fueron eyectados por la SN con un amplio rango de velocidades.

Las abundancias observadas por *ChK79* en cada FMKs se muestran en la *Tabla 1.1*, donde pueden notarse las inhomogeneidades presentes entre ellos. La primera columna de la tabla muestra las abundancias del FMKs mas grande y brillante del SNR.

También parecen encontrarse inhomogeneidades químicas de los FMKs exteriores con respecto a aquellos dentro del cascarón de emisión principal: las líneas de O [OIII] $\lambda\lambda 4959,5007$ y [OII] $\lambda\lambda 7319,7330$ parecen ser mas intensas en los nudos mas lentos e interiores ($V < 10\ 000$ km/s) mientras que las líneas de S ($\lambda\lambda 6716,6731$) que son débiles en los nudos lentos (los del cascarón principal) son mas intensas en los nudos exteriores (de $V > 11\ 000$ km/s). En general, los FMKs mas rápidos tienen mayor abundancia de S que de O por lo que se cree que la eyección del material en la SN ocurrió de manera diferencial y/o asimétrica: el material rico en S de las capas internas fue eyectado a través de las capas superiores con suficiente energía para que sus velocidades sobrepasaran las capas fotosféricas menos densas (*Fesen* 2001). Evidencia de esta inversión en las abundancias también ha sido encontrada en otras longitudes de onda desde el infrarrojo (*Hughes et.al.* 2000) hasta en rayos X (*Willingale et.al.* 2002) indicando que hubo mezclado e inversión a gran escala de los productos de la explosión.

X / O	F1 & K2F4	KB33	[OIII] fil	KB 61	KB 115	X/O (C3smico)
H	< 0.02					95
He	< 0.42					32
C	< 0.003					0.38
N	< 6 X 10 ⁻⁵					0.12
Ne	< 0.016	< 0.4	< 1.4			0.16
Mg	< 0.008					0.06
S	0.13	1.4	< 0.003	0.04-0.08	0.03-0.14	0.05
Ar	0.01	0.3	< 0.006	0.03	0.2	0.02
Ca	0.0026	0.2	< 0.07	0.006	< 0.01	0.008
Fe	< 0.004					0.21
Ni	5 X 10 ⁻⁴					0.011

Tabla 1.1. Abundancias por masa relativas al ox3geno en distintos FMKs, donde se incluyen las abundancias c3smicas para comparaci3n. Tomada de *ChK79*.

La emisi3n en 3ptico de Cas A cambia continuamente haciendo dif3cil seguir los nudos de forma individual durante un intervalo de tiempo determinado (*VandenBergh & Dodd 1970*) ya que 3stos aparecen y desaparecen en intervalos de tiempo relativamente cortos (~25 a3os). Por ejemplo, el filamento *KB33* identificado por *Chevalier & Kirshner (1979)* cuya abundancia se indica en la *Tabla 1.1* ya no es identificable en las observaciones hechas con el *HST* de *Fesen et. al. (2001)*. Tambi3n aparecen nuevos nudos predominantemente en regiones donde ya hay otros y/o filamentos, lo que ocasiona que no haya cambios significativos en la emisi3n en 3ptico a gran escala. Esto sugiere que los FMKs son fragmentos de la estrella supernova que son empujadas a trav3s de bancos de nubes circunestelares a velocidades supers3nicas, o bien que son n3dulos densos del material eyectado que est3n siendo calentados por el choque en reversa (*McKee 1974*) que se mueve *hacia el centro* de la explosi3n en el marco de referencia de la discontinuidad de contacto. La masa total de los FMKs emitiendo en 3ptico es de 0.3Mo (*P&vB71*) y s3lo representa una peque3a fracci3n del material total eyectado. Las densidades pre-choque de los FMKs pueden caer en el rango de 10 – 50 cm⁻³ (*Contini 1987*) a 165 cm⁻³ (*Braun 1987*).

1.2.2. N3dulos cuasi-estacionarios (QSF).

Cuando *Baade & Minkoswki (1954)* detectaron la emisi3n 3ptica de Cas A observaron la presencia de algunos n3dulos enrojecidos de emisi3n d3bil que pr3cticamente no presentaban

movimientos propios. Fueron llamados QSF (*Minkowski* 1954). Estos nódulos tienen espectros ópticos dominados por [NII] λ 6548, 6583 y muestran emisión en líneas de Balmer ($H\alpha$, $H\beta$). Debido a sus bajas velocidades de expansión ($v \leq 500$ km/s) y a la composición determinada a partir de sus espectros (alta abundancia de N, en un factor N/H $\sim 7-10$ y de He en factor He/H $\approx 3-5$ respecto al valor solar (*Chevalier & Kirschner* 1978)) parece ser que se trata de material procesado durante el ciclo CNO y después fue perdido desde la superficie de la estrella en forma de un viento homogéneo (*van den Bergh* 1971; *Kamper & van den Bergh* 1976) o por eyecciones episódicas de material superficial (*Chevalier & Oishi* 2003). La emisión en óptico de los QSF provendría del material después de ser chocado por la SN. Actualmente se han identificado aproximadamente 40 QSF distribuidos de manera no uniforme en el remanente y concentrados mayormente a lo largo de los limbos norte y sur, mientras que otros pocos se encuentran al SO fuera del cascarón de emisión principal.

En la Figura 1.4(a) se muestra una imagen en $H\alpha$ de Cas A tomada de *Fesen* (2001) a la que se le ha restado la emisión de continuo. Pueden observarse claramente los QSF y su posición elongada en dirección NE – SO. Una carta de identificación de los QSF tomada de *van den Berg & Kamper* (1985) se muestra en la Figura 1.4(b).

Con movimientos propios de los QSF *van den Bergh & Kamper* (1985) observan que casi todos tienen velocidades negativas y que el sistema de QSF está en expansión global con una velocidad promedio de de 300 km/s a un radio de $120''$ (~ 2 pc), es decir, que se expanden con una escala de tiempo de $11\,000 \pm 2\,000$ años. Este movimiento sistemático podría deberse a la lenta expansión del material circunestelar preexistente, o bien a la transferencia de momento de la onda de choque de la explosión a un cascarón circunestelar previo, del que se formaron los QSF.

Los QSF lucen como nódulos irregulares y elongados con diámetros promedio entre $1'' - 5''$ y han sido agrupados en dos distintos grupos: unos tipo “cola de salamandra” encontrados principalmente en las regiones del sur del SNR y otro mas pequeños y compactos encontrados en la parte norte, también rica en FMKs (*van den Bergh* 1971). Al igual que los FMKs, los QSF también han sido resueltos en una serie de nódulos mas pequeños y difusos aunque más densos. En las imágenes tomadas recientemente por *Fesen et. al.* (2001) con el *HST* en el filtro de [N II] se distingue que los QSF tienen dimensiones más pequeñas ($\sim 0.1''-0.6''$) y están asociados a nebulosidad difusa en la mayoría de los casos, que apunta hacia afuera del centro de la explosión. La densidad de los QSF es de aproximadamente 560 cm^{-3} (*Braun* 1987).

En la región norte del remanente hay una coincidencia espacial entre los FMKs más brillantes del anillo de emisión principal con los 40 QSF más brillantes y cercanos al centro de la explosión. Esto podría indicar destrucción y evaporación de los nudos en flujos de masa al paso de la onda de choque de la SN que traía material estelar. Esto ha sido sugerido por algunos modelos (*MacLow et. al.* 1994; *Klein et.al.* 1994).

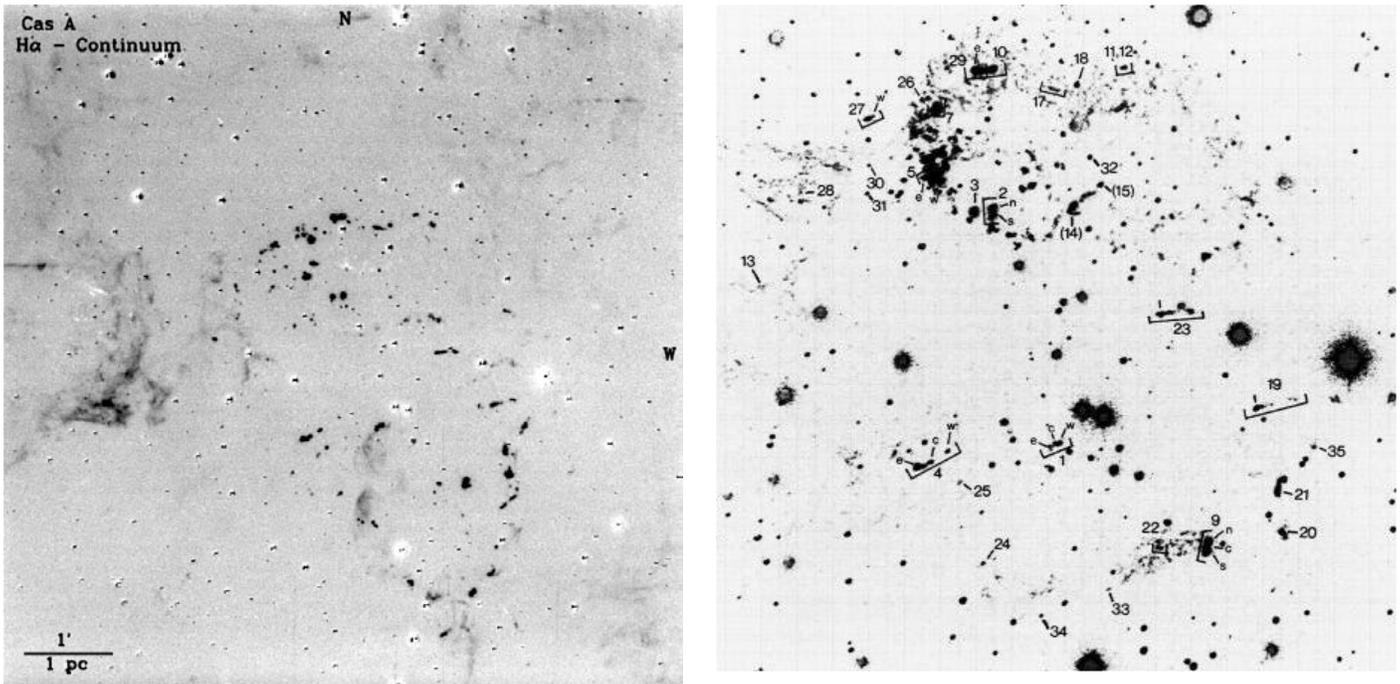


Figura 1.4. (a) *Izquierda:* Imagen de $H\alpha$ - continuo ($\lambda 6510 \pm 15 \text{ \AA}$) de Cas A tomada de *Fesen* (2001) donde puede observarse la distribución de los QSF. (b) *Derecha:* Mapa de la misma región. La figura es un sandwich consistente en un filtro rojo de banda ancha (positivo) y uno de emisión en $H\alpha$ (negativo). (*van den Bergh & Kamper* 1985)

1.2.3. Nudos de nitrógeno (NKs).

Los nudos de nitrógeno fueron descubiertos por *Fesen et. al.* (1987) y en la primera observación fueron identificados como FMF porque compartían características de los FMKs (altas velocidades) y de los QSFs (emisión en N y H). Posteriores observaciones con mayor resolución mostraron que dichos objetos *sólo* presentan líneas ópticas de N, por lo que se optó por denominarlos simplemente NKs. *Fesen* (2001) hace una revisión en óptico profundo principalmente en las regiones externas al cascarón de emisión principal, donde obtuvo el espectro de 68 de los 75 nudos externos que encontró. Localizó cerca de 4 docenas de NKs en las regiones exteriores cuya emisión de $H\alpha$ es prácticamente inexistente (o indetectable) y en donde aparentemente ve confirmado el cociente de $N / H > 10$ encontrado por *P&vB71*. Aparte de los QSF, encuentra muy pocos nudos que tengan mezcla de $H + N$ (solamente tres NKs de 44) lo que pone en duda el hecho de que la envoltura de la estrella supernova tuviera $H + N$ al momento de explotar.

Los NKs tienen alta velocidad ($V = 8000\text{-}10\,000 \text{ km/s}$) y su emisión en el rango de $4500 - 7500 \text{ \AA}$ está dominada por líneas de $[NII] \lambda\lambda 6548, 6583$ por lo que – al igual que los QSF – parecen ser el

remanente de las capas externas del progenitor ricas en N y He. Los NKs externos presentan similitudes en su velocidad espacial lo que apunta a una velocidad de eyección casi uniforme de éstos ($\approx 10\,000$ km/s), lo que sugiere una expansión simétrica y aproximadamente uniforme de las capas mas externas de la estrella ricas en He y N que al parecer no fue compartida por las capas mas internas, ricas en elementos mas pesados como S y Ar.

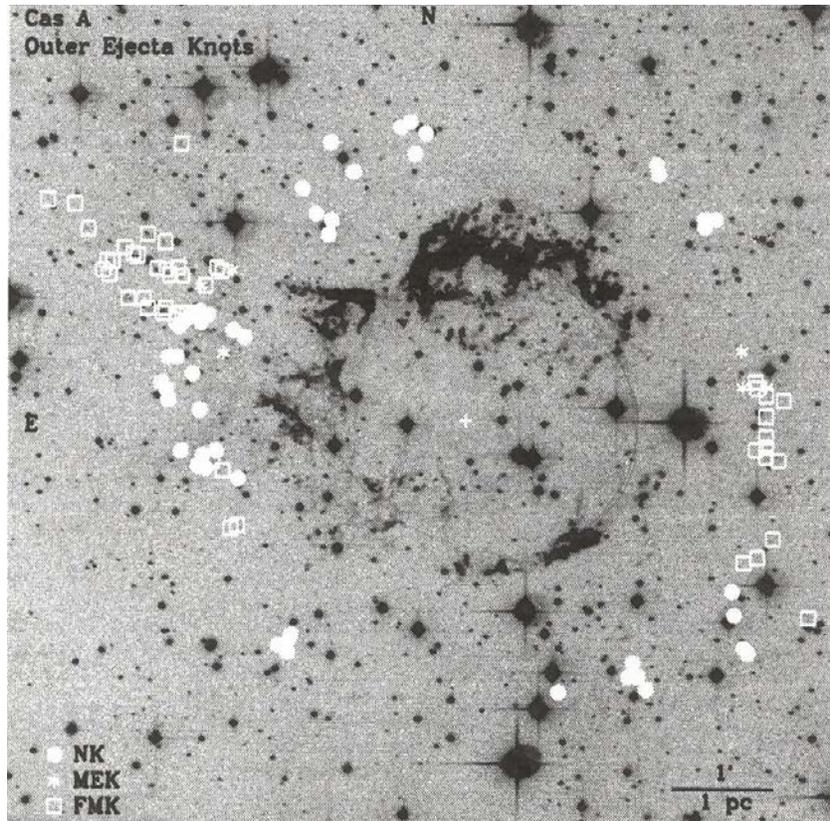


Figura 1.5. Emisión en óptico en la línea de [SII] $\lambda\lambda 6716,6731$ de Cas A donde se muestra la distribución de los FMKs, MEKs y NKs externos en el SNR de Cas A. Los NKs forman una envoltura aparentemente circular excepto por dos regiones opuestas donde se nota la ausencia de éstos. Tomada de *Fesen* (2001).

1.3. Emisión en Rayos X.

La emisión en rayos X de Cas A está dominada por un espectro térmico de material eyectado altamente ionizado. En imágenes de baja resolución la emisión en rayos X está dominada también por un anillo de emisión brillante de $1.8'$ de radio, mas allá del cual se extiende un halo de emisión mas débil. Interior a este cascarón brillante se encuentra emisión difusa de rayos X que posiblemente proviene de material eyectado por la explosión y que está siendo calentado por el choque en reversa.

Recientemente han sido realizadas observaciones de mucha mayor resolución con el *Chandra X-Ray Observatory* que revelaron en imagen continua de 4 – 6 keV un halo de filamentos angostos y tangenciales en la región de emisión mas débil, de aproximadamente 3" de grosor y que definen la frontera externa de la emisión total de rayos X. Estos filamentos están localizados a una distancia de $153'' \pm 12''$ del centro de la emisión (2.5 ± 0.2 pc a una distancia de 3.4 kpc). *Gotthelf et. al.* (2001) identifican este halo filamentario de rayos X con el choque directo en Cas A: es decir, la región donde la onda de choque de la SN se encuentra con el medio circunestelar. Basados en movimientos propios de nudos de rayos X medidos con *Einstein* y *ROSAT*, *Vink et. al.* (1998) infieren que la onda de choque se está expandiendo de manera global a una velocidad de $\sim 5\ 200$ km/s, valor que ha sido confirmado por *Delaney & Rudnick* (2003) usando datos del *Chandra*.

Gotthelf et.al. (2001) también encuentran evidencia de la posición del choque en reversa, asociada con un súbito aumento en la emisividad en rayos X y/o radio y que ha sido resuelta con las observaciones del *Chandra*. El choque en reversa está localizado a un radio de $95'' \pm 10''$ (1.6 ± 0.17 pc) del centroide de la emisión en rayos X ($23^{\text{h}}23^{\text{m}}25.44^{\text{s}}$, $+58^{\circ}48'52.3''$ [E2000]).

Comúnmente se piensa que el espectro de emisión de rayos X en Cas A proviene de dos plasmas diferentes: uno de baja temperatura ($kT < 1$ keV) donde la emisión parece ser bremsstrahlung asociada al choque en reversa del RSN interior a la discontinuidad de contacto (*McKee*, 1974) y la otra componente es de alta temperatura ($kT \approx 3$ keV) que puede provenir del material de un cascarón chocado por la onda de la explosión (*Jansen et.al.* 1988).

Willingale et. al. (2002) usan datos del *XMM-Newton* y realizan un ajuste espectral con un modelo de ionización de dos componentes fuera de equilibrio (NEI) con lo que obtienen mapas de edad de ionización, temperatura y abundancias (con respecto al Si) del remanente. Observan que la distribución de Si y de elementos del mismo grupo (como S, Ar y Ca) presentan la misma distribución espacial, que es distinta a la de elementos como el Ne y Mg que se producen durante el quemado hidrostático de C. Esto sugiere que las distintas regiones estelares con diferente abundancia química se movieron uniformemente, tal vez como consecuencia de un mezclado diferenciado de la estrella pre-supernova.

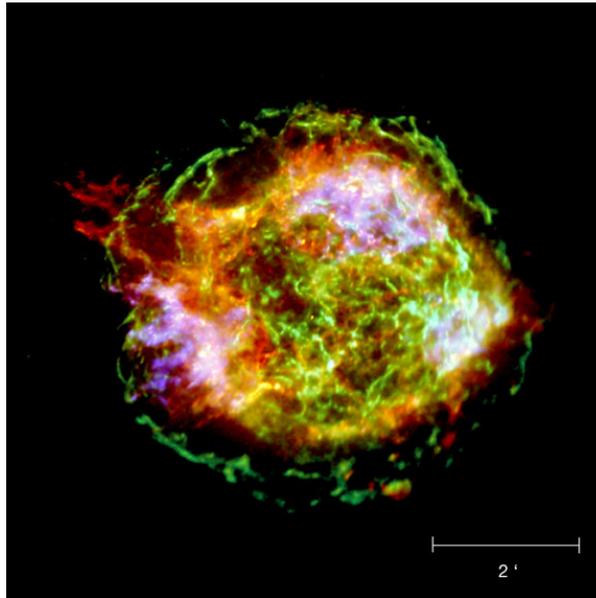


Figura 1.6. Emisión de continuo de alta energía de Cas A (rojo: 1.78-2.0 keV, Si, He α verde: 4.2 – 6.4 keV, continuo y azul: 6.52 – 6.95 keV, Fe K) tomada con el *Chandra X-Ray Observatory*. Puede verse claramente la frontera externa formada por numerosos filamentos tangenciales asociados al frente de choque del RSN de acuerdo a *Gotthelf et. al.* (2001). En la imagen los colores representan diferentes energías de rayos-X donde el rojo indica rayos-X suaves y el azul los más energéticos. La imagen fue tomada del sitio (NASA / CXC/ GSFC /U. *Hwang et. al.*): http://chandra.harvard.edu/photo/2004/casa/casa_xray_scale.jpg

Otros autores también han obtenido abundancias de Cas A derivadas de rayos X. En la *Tabla 1.2.* se muestran las abundancias de *Vink et. al.* (1996) donde al igual que *Chevalier & Kirshner* (1979, en óptico) observan que las abundancias del plasma no son homogéneas sino que dependen de la posición. Estas abundancias se obtuvieron de todo el material que emitiendo en rayos X, por lo que son más representativas de las de la estrella precursora que las encontradas por *ChK79* (ver *Tabla 1.1*), que fueron obtenidas del poco material radiando en óptico ($\sim 0.3M_{\odot}$, *P&vB71*). Puede verse que el material emitiendo en rayos X es rico en materiales procesados, lo que confirma que se trata de material eyectado por la estrella al momento de la explosión.

	N	SE	W
Ne/O	0.022 ± 0.005	0.023 ± 0.009	0.013 ± 0.003
Mg/O	0.008 ± 0.001	0.006 ± 0.001	0.004 ± 0.001
Si/O	0.039 ± 0.002	0.048 ± 0.003	0.024 ± 0.002
S/O	0.028 ± 0.002	0.036 ± 0.003	0.019 ± 0.002
Ar/O	0.009 ± 0.002	0.013 ± 0.002	0.007 ± 0.002
Ca/O	0.009 ± 0.004	0.014 ± 0.005	0.008 ± 0.004
Fe/O	0.029 ± 0.002	0.017 ± 0.001	0.010 ± 0.002
Ni/O	0.002 ± 0.001	0.005 ± 0.001	0.003 ± 0.001

Tabla 1.2. Abundancias químicas de rayos X (*Vink et.al.* 1996) en cocientes de masa relativos al oxígeno de las componentes del plasma frío (≈ 0.7 keV). Las abundancias están divididas por regiones dentro del remanente. Puede observarse las inhomogeneidades en las abundancias que dependen de la posición dentro del SNR.

Con las observaciones en rayos X también se han hecho estimaciones de la masa eyectada por la SN durante la explosión. Estas observaciones tienen la misma ventaja: la mayor parte del material chocado está lo suficientemente caliente y emite en rayos X, mientras que las regiones que emiten en óptico constituyen sólo una pequeña fracción del material eyectado. Suponiendo equilibrio de ionización la masa del plasma emitiendo en rayos X es de 15-20 Mo (*Fabian et.al.* 1980). *Tsunami et. al.* (1986) sin suponer equilibrio de ionización encuentran una masa radiando en rayos X mucho menor, de 2.4Mo. Un cálculo mas reciente de la masa eyectada por la estrella y de la barrida por la onda de choque fue hecha por *Vink et. al.* (1996) con datos del ASCA donde obtienen ~ 4 Mo de masa eyectada, de las cuales 2.6Mo son de oxígeno. Encuentran un total de 14Mo emitiendo en rayos X y concluyen que la masa barrida es del orden de 9 Mo. *Willingale et. al.* (2003) usando datos del XMM Newton, encuentran que la masa emitiendo en rayos X es de 10 Mo, sus estimaciones de masa eyectada caen en el rango de 2 - 4 Mo con una masa de 1 – 3 Mo de O (*Willingale et. al.* 2002), mientras que la masa barrida es de ~ 7.9 Mo y que la masa total perdida por la estrella progenitora previo a la explosión puede ser tan alta como 20 Mo.

Otra característica notable en rayos X es la asociada al “jet” óptico. Algunos autores (*Blackman & Yi* 1998; *MacFayden & Woosley* 1999) encuentran que la explosión de SN en una estrella masiva es asimétrica y que forma dos jets diametralmente opuestos cerca el núcleo estelar, que rompen la estrella por los polos durante la explosión. La Figura 1.8 obtenida con el *Chandra X-Ray Observatory* muestra el cociente de la emisión de Si altamente ionizado respecto a la emisión de rayos X de menor energía proveniente de iones de Mg y Fe. En la figura se distinguen dos jets casi diametralmente opuestos corriendo en dirección NE – SO y que aparentemente han sido producidos por una explosión asimétrica. La alta proporción de Si en estos jets sugiere que fueron formados inmediatamente después de la explosión inicial con material que estaba muy en el interior de la estrella y que fue

eyectado de forma altamente colimada, a velocidades más altas que el resto del material estelar. Una explosión asimétrica también parece inducir una sustancial turbulencia entre las capas estelares coincidiendo con las características del SNR que indican un fuerte mezclado interno. *Hughes et. al.* (2000) también observan Cas A con el *Chandra* en cuatro zonas distintas, encontrando que las regiones externas de la SN son ricas en líneas de Fe mientras que en las regiones más internas encuentran emisión dominada por el Si. Concluyen que la eyección de material por el precursor de Cas A tuvo una fuerte inversión espacial al momento de la explosión.

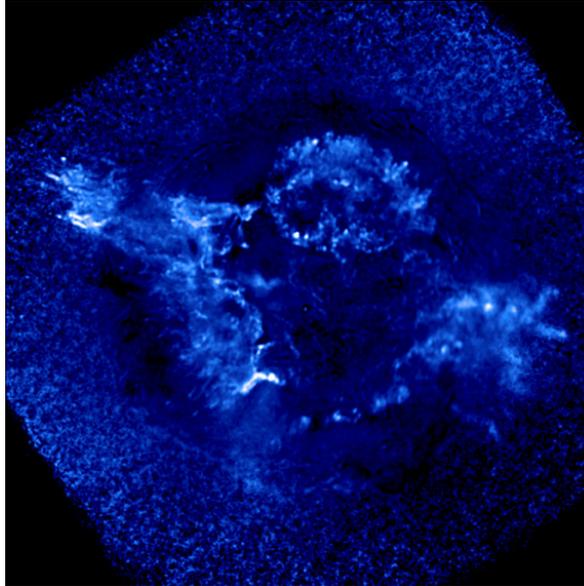


Figura 1.7. Emisión de Si tomada con el *Chandra X-Ray Observatory* (1.78-2.0 keV) con una exposición de un millón de segundos. Puede verse la emisión bipolar en Si, asociada a una explosión asimétrica de la SN. La escala es de 8' por lado. La imagen fue tomada de http://chandra.harvard.edu/photo/2004/casa/casa_silicon.jpg (NASA / CXC/ GSFC/U. *Hwang et.al.* 2004)

La alta resolución de las imágenes del *Chandra* también permitió descubrir una fuente puntual de rayos X a menos de 7 " del centro de expansión de Cas A que tiene una luminosidad (en rayos X) de al menos 10^{32} ergs/s (*Tananbaum* 1999). Esta fuente puntual fue identificada como el remanente estelar (CXO J232327.8+584842) que dejó la explosión de SN. La naturaleza de éste remanente aún está siendo discutida p. ej. en *Umeda et. al.* (2000); *Mereghetti et.al.* (2002) donde se discute si se trata de un hoyo negro o una estrella de neutrones.

1.4. Otras longitudes de onda.

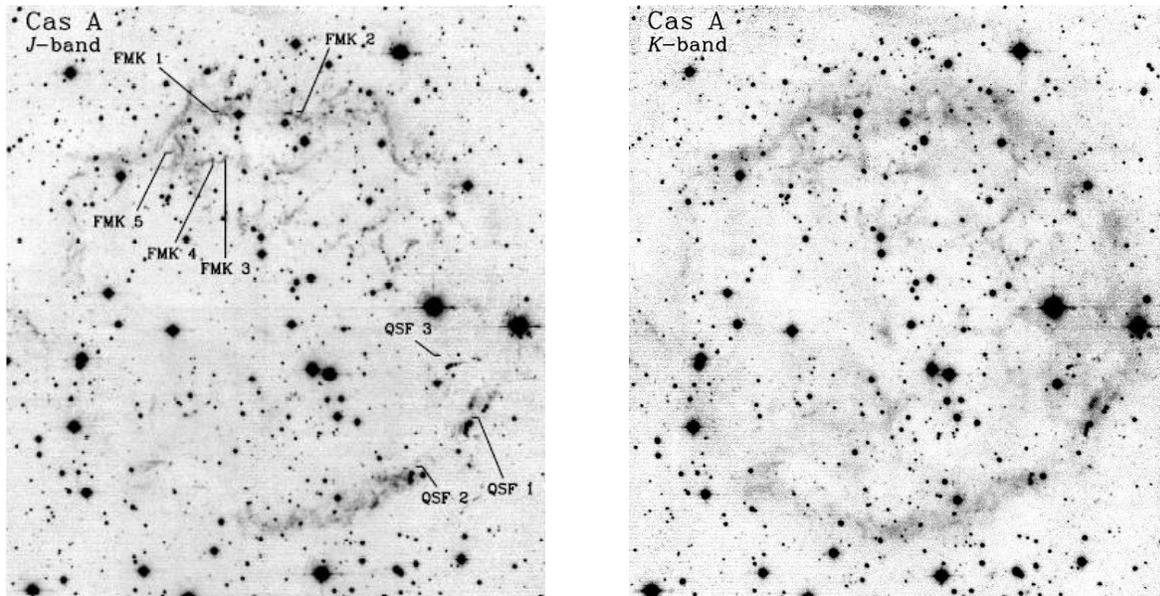


Figura 1.8. (a) Izquierda: Imagen en la banda *J* de Cas A. Se muestra la posición de algunos de los FMKs más brillantes y de algunos QSF que caen sobre el anillo de emisión. El norte está arriba y el este a la izquierda. (b) Derecha: Imagen en *K* de Cas A. La radiación dominante parece formar un anillo casi completo. Esta emisión coincide espacialmente con la emisión de radio-continuo. Ambas imágenes fueron tomadas de *Gerardy & Fesen* (2001).

También se han hecho observaciones de Cas A en otras longitudes de onda que nos proveen de información adicional para entender el escenario en que ocurrió la explosión. En imágenes de IRAS en infrarrojo ($50 \mu\text{m}$) Cas A aparece como una fuente de emisión uniforme cuyos picos de emisión coinciden con la emisión en óptico (*Braun* 1987) de donde se concluye que la distribución de polvo caliente parece estar asociada a la región chocada de alta densidad de los FMKs. Emisión de continuo de $2.4 - 45 \mu\text{m}$ del *Infrared Space Observatory (ISO)* también asociada al polvo está espacialmente correlacionada con las líneas de emisión de O y Ar, lo que también los asocia con los FMKs (*Arendt et al.* 1999) lo que los lleva a proponer que la emisión observada proviene de polvo recién formado en los nudos eyectados y que ahora está siendo calentado conforme son excitados por el choque en reversa de la SN. Los QSF también emiten en líneas de infrarrojo de He I y algunas brillantes de [FeII] cuyos cocientes indican una densidad electrónica de $5 - 9 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ en los QSF (*Gerardy & Fesen* 2001). Otras observaciones en el mediano-infrarrojo por *Douvion et al.* (1999) confirman que durante la explosión de SN ocurrió un fuerte mezclado entre las capas internas de quemado de O, Si y las de

Ne. La Figura 1.8 presenta una imagen en la banda-K de Cas A, tomada de *Gerardy & Fesen (2001)* que muestra emisión débil y difusa en forma de anillo que no tiene contraparte óptica pero que aproximadamente tiene la misma distribución espacial que la emisión en radio por lo que podría estar asociada a radiación infrarroja de sincrotrón sugiriendo que los campos magnéticos de Cas A son generados por inestabilidades de Rayleigh-Taylor en el material eyectado que está siendo desacelerado (*Jones et.al. 2003*).

1.5. Resumen.

Cas A tiene ~ 320 años de edad y se encuentra a una distancia de 3.4 kpc, con forma aproximadamente esférica en todas las longitudes de onda. El tamaño y tasa de expansión del remanente varía dependiendo de la λ en la que está siendo observada, siendo el reflejo de distintos fenómenos físicos. El anillo en óptico tiene $\approx 2'$ de radio y se expande con velocidades de -4500 a 6000 km/s. Está formado principalmente por tres tipos de objetos: los *QSF*, de velocidades relativamente bajas (< 500 km/s), ricos en líneas de He & N, deficientes en H; los *FMKs* de gran velocidad (≈ 6000 km/s) y ricos en productos derivados del quemado de O y por los *NKs*, que son externos al anillo de emisión principal y que sólo emiten en N y que tuvieron una velocidad de eyección uniforme de $\approx 10\,000$ km/s, que ha sufrido poca desaceleración. Otra componente adicional de Cas A es el “jet” formado por *FMKs* de muy alta velocidad ($> 10\,000$ km/s) altamente colimados e intensa emisión de rayos-X relacionada con elementos pesados, a una gran distancia del centro de la explosión y que están asociados a una explosión asimétrica de la SN.

En radio / rayos X el remanente tiene aproximadamente las mismas dimensiones. Los rayos X suaves parecen provenir de material calentado por el choque en reversa mientras que la emisión en radio proviene de la discontinuidad de contacto. También hay regiones de emisión de rayos X suaves asociados a los *QSF*. Varios modelos predicen que en SNR jóvenes como Cas A el choque en reversa y la discontinuidad de contacto no se han separado mucho, lo que explica la coincidencia espacial de las emisiones de radio y rayos X. Este anillo de emisión también está densamente poblado en el óptico por los *FMKs*, lo que sugiere que ésta es una zona de alta interacción en el SNR. Los filamentos en rayos X asociados con la onda de choque externa también coinciden espacialmente con la emisión difusa de radio externa al anillo de emisión más brillante.

A gran escala Cas A parece ser el resultado de una estrella que se ha “desnudado” en capas: primero perdió casi toda su envolvente por medio de un viento rico en N que dió como resultado la formación de los *QSF*. Al momento de la explosión la estrella eyectó gran parte de su masa de dos formas: una componente difusa rica en N que formó los *NKs* (0.3 – 0.4 M_{\odot} ; $V \sim 10,000$ km/s) y otra en

forma de “metralla” a altas velocidades ($V \sim 6,000$ km/s), los *FMKs*. La SN también eyectó parte de su masa en dos “jets” colimados de 0.5-1 M_{\odot} , dejando tras de sí un remanente estelar. La cantidad total de masa eyectada fue de $\sim 2 - 4M_{\odot}$, sometida a un fuerte mezclado macroscópico como se muestra en todas las longitudes de onda. Parte de la materia eyectada se hace visible en óptico al interactuar con la onda de choque de la SN: los *QSF* emiten debido a la post-interacción con el frente de choque, mientras que los *FMKs* son producidos por choques radiativos en los nódulos eyectados después de ser impactados por el choque en reversa. La emisión en rayos-X proviene del material chocado que ha sido calentado a altas temperaturas, de los cuales $\sim 2- 4M_{\odot}$ corresponden a la masa eyectada y $\sim 9M_{\odot}$ a la masa barrida por el choque, dando un total de $\sim 14 M_{\odot}$ emitiendo en rayos X. Otros autores encuentran que la masa emitiendo en rayos X es mucho menor, de $2.4M_{\odot}$. La emisión de radio es principalmente de sincrotrón y está asociado a una zona de amplificación del campo magnético en el gas chocado, que también está asociada a radiación infrarroja de sincrotrón que surge de los campos magnéticos de Cas A modificados por inestabilidades de Rayleigh-Taylor donde el material eyectado está siendo desacelerado.

En general, todos los remanentes de supernova ricos en oxígeno como Cas A son impulsados por la energía de choque de la explosión, pero en casi todos los casos la onda de choque está interactuando con el material circunestelar perdido por la estrella precursora antes de la explosión, y no con material barrido del medio interestelar.

Capítulo 2

Ecuaciones básicas y métodos computacionales.

En este capítulo se hace una descripción de los códigos utilizados para realizar la simulación numérica de evolución estelar (*STERN*) y de la hidrodinámica del medio circunestelar (*ZEUS-3D*), así como la física introducida en cada uno de ellos.

Inicialmente utilizamos un código de estructura y evolución estelar para construir un conjunto de secuencias evolutivas de estrellas con **23, 28, 29, 30 y 33 Mo** (en ZAMS) que componen la muestra de estudio de ésta tesis e incluyen semiconvección, pérdida de masa y en un caso, rotación. Usamos el código de evolución y estructura estelar denominado "*STERN*" (*estrella*) (*Langer et. al.* 1985, *Heger* 1998) que fué desarrollado por el grupo de Göttingen y es un código hidrodinámico implícito basado en el algoritmo numérico descrito por *Kippenhahn* (1967). Incluye tratamiento de semiconvección de acuerdo con *Langer et. al.* (1983), reacciones nucleares, tablas de opacidades (OPAL) calculadas recientemente (*Iglesias & Rogers* 1996), ecuación de estado de acuerdo con *Langer et. al.* (1988), así como una condición de frontera externa adecuada para una atmósfera estelar en expansión (*Heger & Langer* 1996). En la **Sección 2.1** describiremos brevemente del método de integración numérica y la física contenida en *STERN*.

También realizamos simulaciones numéricas de la evolución del gas que rodea a nuestra muestra de estrellas cuya evolución hidrodinámica está gobernada por otra clase de ecuaciones diferenciales parciales acopladas que también requieren de tratamiento numérico para su solución. Estas simulaciones del MCE fueron hechas con *ZEUS-3D* versión 3.4 (*Clarke* 1996) que es un código magnetohidrodinámico (MHD) para el tratamiento y la modelación dinámica de flujos astrofísicos que ha sido derivado de *ZEUS-2D*, desarrollado en el *National Center for Supercomputing Applications* de la Universidad de Illinois en Urbana-Champaign (NCSA) por *Stone & Norman* (1992a,b). En la **Sección 2.2** discutiremos el tratamiento numérico y la física involucrada en estas simulaciones evolutivas del MCE.

2.1. El código STERN.

2.1.1. La Física de la estructura estelar.

Las ecuaciones que determinan la estructura estelar obedecen a cuatro principios físicos: la ecuación de movimiento, conservación de masa, conservación de la energía y sus mecanismos de transporte. Estos principios están representados por cinco ecuaciones diferenciales parciales acopladas cuya solución determina la estructura de la estrella a un determinado tiempo t . Resolver simultáneamente estas ecuaciones requiere de cálculos de gran complejidad que no pueden realizarse sólo de forma analítica, sino que se hace necesaria la aplicación de tratamientos numéricos al problema. Recientemente, gracias a la aparición de supercomputadoras cada vez más rápidas y poderosas es posible elaborar códigos cada vez más precisos y completos que contengan toda la física de un problema de estructura y evolución estelar.

La estructura de una estrella está determinada por las siguientes ecuaciones diferenciales acopladas que deben resolverse de forma simultánea incluyendo ciertas condiciones de frontera. En el caso de una estrella simétricamente esférica y en ausencia de campos magnéticos, las ecuaciones (escritas en forma lagrangiana) son:

$$\left(\frac{\partial r}{\partial m}\right)_t = \frac{1}{4\pi r^2 \rho} \quad (2.1)$$

$$\left(\frac{\partial r}{\partial t}\right)_m = u \quad (2.2)$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial m}\right)_t = \frac{Gm}{4\pi r^4} - \frac{1}{4\pi r^2} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_m \quad (2.3)$$

$$\left(\frac{\partial l}{\partial m}\right)_t = \varepsilon_n - \varepsilon_\nu + \frac{P}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t}\right)_m - \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)_m \quad (2.4)$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial m}\right)_t = -\nabla \frac{GmT}{4\pi r^4 P} \left[1 + \frac{r^2}{Gm} \left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)_m \right] \quad (2.5)$$

donde

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_m = \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_q - q \frac{\dot{M}}{M} \left(\frac{\partial}{\partial q}\right)_t; \quad \dot{M} = -\frac{dM}{dt} \quad (2.6)$$

definición que considera los cambios de masa en el tiempo por efecto de pérdida de masa estelar, lo que influye grandemente en la evolución de la estrella. En éstas ecuaciones $q \equiv 1 - \frac{m(r)}{M}$, M es la masa total de la estrella al tiempo t , G es la constante gravitacional, r es la distancia radial al centro de la estrella; ρ es la densidad; u es la velocidad radial del elemento de masa; P y T corresponden a la presión y temperatura; l es la luminosidad local y ϵ es la energía interna por unidad de masa: ϵ_n es la energía generada por reacciones termonucleares, mientras que ϵ_ν es la energía perdida por neutrinos (de acuerdo a *Munakata et.al.* 1985). Las dos variables independientes son el tiempo t y la masa $m(r)$ interior al radio r , que están relacionadas con la Ec. (2.1). $m(r) = 0$ corresponde al centro de la estrella y $m(r) = M$ a la superficie estelar. La Ec. (2.3) incluye un término adicional de tratamiento dinámico cuando la estrella se desvía del equilibrio hidrostático (*Langer et.al.* 1986). La obtención y discusión de éstas ecuaciones puede encontrarse en cualquier libro de estructura estelar, p. ej. *Kippenhahn & Weigert* (1990).

Las Ec. (2.1) - (2.5) constituyen un sistema de ecuaciones diferenciales parciales que contienen cinco incógnitas independientes entre sí (r, u, l, T y ρ) y que dependen de t y m . Debido a su complejidad es necesario resolverlas de forma numérica a partir de un modelo inicial (en $t_0 = 0$), donde los siguientes modelos en el tiempo se obtienen resolviendo el sistema de ecuaciones y sus condiciones de frontera de manera iterativa por medio de un algoritmo multidimensional tipo Newton-Raphson. El método usado en *STERN* es conocido como el *método de Henyey* (ver p. ej. *Kippenhahn & Weigert* 1990) que consiste básicamente en discretizar el problema en el tiempo Δt y en el espacio (la coordenada lagrangiana $m(r)$ en *STERN*) dividiendo la estrella en N cascarones concéntricos esféricos, que corresponden a las celdas de una malla 1D que compone el dominio computacional de cálculo.

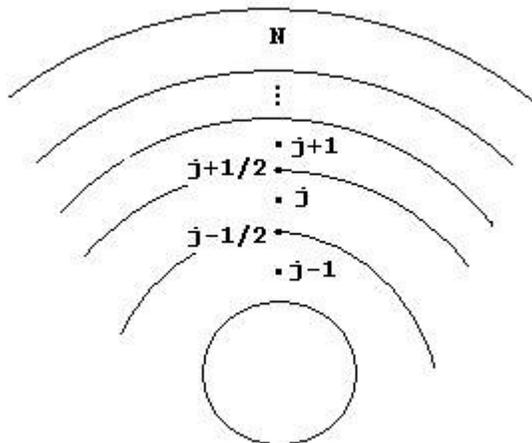


Figura 2.1. Figura esquemática que muestra como se divide la estrella en N cascarones concéntricos para formar una malla computacional en la que se resuelven las Ec. (2.1) - (2.5) discretizándolas en un sistema lagrangiano. Cada cascarón corresponde a diferentes $m(r)$.

La simetría esférica del problema permite resolver el problema en 1D si usamos coordenadas esféricas y resolvemos únicamente para la dirección r . Las cantidades escalares T, ρ, l etc... son evaluadas en los puntos medios de cada celda, mientras que las cantidades vectoriales (p. ej. $\mathbf{r}, \mathbf{v}, \mathbf{g}$, etc...) son evaluadas en las fronteras. Para referirnos a los valores en la frontera de la j -ésima celda usamos los subíndices $j - 1/2$ y $j + 1/2$; y j para la evaluación en el punto medio de la celda.

Si llamamos $f(x_j, n\Delta t)$ a cualquier función genérica con valor F_j^n evaluada en la posición x_j al tiempo $n\Delta t$, las derivadas en el tiempo y el espacio de las Ec. (2.1) – (2.5) son sustituidas por diferencias finitas de forma:

$$\frac{\Delta f}{\Delta t} \equiv \frac{f(x_j, t) - f(x_j, t - \Delta t)}{\Delta t} \quad (2.7)$$

$$\frac{\Delta f}{\Delta x} \equiv \frac{f(x_{j+1/2}, t) - f(x_{j-1/2}, t)}{\Delta x} \quad (2.8)$$

Con lo que las ecuaciones diferenciales se transforman en ecuaciones discretas que pueden resolverse en cada punto de la malla, dándonos un conjunto de $5N$ ecuaciones con $5(N+1)$ incógnitas (ver p. ej. *Benz* 1989). Para cerrar el sistema es necesario tener 5 ecuaciones más que se obtienen a partir de establecer las condiciones de frontera internas donde tomamos $l_{1/2} = u_{1/2} = 0$ en el centro de la estrella ($r_{1/2} = 0$), además de condiciones de frontera externas que tomamos en la fotosfera de la estrella donde $\tau(r) = \int_r^\infty \kappa \rho dr = 2/3$, excepto para las estrellas WR (ver *Heger & Langer* 1996). Las condiciones en la frontera externa son:

$$L = 4 \pi R^2 \sigma T_{eff}^4 \quad (2.9)$$

donde $L = L(M), R = r(M)$ y $T_{eff} = T(M)$. Y:

$$\rho(M) \approx \frac{2\mu}{3\kappa \mathfrak{R} T_{eff}} \left(1 - \frac{\kappa L}{4\pi c GM} \right) \left[\frac{GM}{R^2} + \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{m=M} \right] \quad (2.10)$$

que nos da la densidad en la superficie estelar según *Appenzeller* (1970). En ésta ecuación

$\mu = \left(\sum \frac{X_i(1+Z_i)}{\mu_i} \right)^{-1}$ es el peso molecular medio definido como la masa media de cada partícula en

unidades de masa atómica, c es la velocidad de la luz, \mathfrak{R} es la constante universal de los gases, y

κ es la opacidad fotosférica. La ecuación de estado incluye radiación, ionización, degeneración relativista de electrones y creación y destrucción de pares electrón-positrón (*El Eid & Langer 1986*).

2.1.2. Modelos iniciales.

Todas las secuencias evolutivas inician con un modelo totalmente convectivo de una estrella pre-secuencia principal, cuya localización en el diagrama HR cae sobre la línea de Hayashi de ZAMS. Éstos primeros modelos tienen un radio muy grande y son construidos a partir de la ecuación politrópica $P \propto \rho^{(n+1)/n}$ ($n = 3/2$), y son químicamente homogéneos con metalicidad solar ($X = 0.70$ y $Y = 0.28$ con $X + Y + Z = 1$). Sin pretender reproducir la evolución pre-secuencia principal, esta proto-estrella disminuye su radio a medida que aumenta su temperatura hasta que inicia el quemado de H en su núcleo posicionándose en ZAMS del diagrama HR, que es a partir de donde comenzamos a seguir su evolución.

En los modelos con rotación el momento angular inicial es determinado de tal forma que la estrella tenga en ZAMS la V_{rot} asignada. El radio, la estructura en densidad y la T_{eff} en ZAMS dependen de la masa inicial de la estrella.

Es a partir de éstos modelos iniciales la estrella evoluciona debido al quemado de H y otros elementos en su núcleo. En el **Capítulo 3** calculamos la evolución de las estrellas desde éstos modelos iniciales en ZAMS, hasta el quemado y/o agotamiento de O en sus núcleos.

2.1.3. Reacciones nucleares y opacidades.

Las reacciones termonucleares en el interior de las estrellas constituyen su principal fuente de energía durante la mayor parte de su vida: una estrella típica pasa 90% de su vida en secuencia principal convirtiendo principalmente H en He (y otros elementos) de forma aproximadamente hidrostática. Las reacciones termonucleares además de producir energía también modifican la composición química de la estrella afectando su estructura y su comportamiento dinámico. Todas las estrellas masivas atraviesan por distintas etapas sucesivas de procesamiento termonuclear (también llamados ciclos de “quemado” de elementos) mas allá de la nucleosíntesis del He (*Woosley et. al. 2002*).

En las zonas donde ocurre procesado termonuclear se llevan a cabo reacciones tipo $X(p, \gamma)Y$ (ó $X + p \rightarrow Y + \gamma$), donde X es el núcleo transformado, Y es el producto, p es una partícula que bombardea el núcleo X y γ es una partícula residuo. Durante éstas reacciones es liberada (o absorbida) cierta cantidad de energía, que depende de la reacción en particular. Por ejemplo la energía liberada por quemado de H (con abundancia de 70% en masa) es de $4.51 \times 10^{18} \text{ erg / gr}$ por He producido (Woosley et. al. 2002).

En estrellas masivas las reacciones nucleares relevantes durante el quemado de H ocurren en el ciclo CNO, especialmente la cadena $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+ \nu)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$, mientras que en el quemado de He dominan reacciones como la reacción *triple alfa*: $3(\alpha) \rightarrow ^{12}\text{C}$ y $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$. La tasa de ésta última reacción es particularmente importante porque determina el cociente $^{12}\text{C}/^{16}\text{O}$ que habrá al final del quemado de He, lo que establece la cantidad de C que será usado como combustible en el siguiente ciclo de quemado. Esto influye directamente en la evolución posterior de la estrella, su tiempo de vida y el tamaño final de su núcleo. Una amplia discusión de la importancia de la tasa $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ puede encontrarse en Weaver & Woosley (1993), Schlattl et. al. (2004). En STERN usamos la tasa de Caughlan et. al. (1985). Para otras tasas de reacciones nucleares usamos las de Caughlan & Fowler (1988). Un compendio de todas las reacciones de procesado nuclear pueden encontrarse en Arnett (1996) y discusiones sobre la importancia de las tasas de procesado nuclear en el interior de las estrellas en Rauscher (2003).

El cambio en la composición química por reacciones nucleares en el interior de la estrella está determinado de forma general por las ecuaciones (2.11) y (2.12) donde A_i es el número de masa del isótopo i y Y_i su abundancia en moles por gramo. Las tasas de reacción λ dependen principalmente de la densidad y temperatura, y la sumatoria corre sobre el numero de partículas de todas las especies k, l, \dots de todos los núcleos transformados (indicados con α) y sus productos (β). Sin embargo, incluir en la Ec. (2.11) todas las reacciones posibles es muy complicado y para propósitos prácticos en la solución de ésta ecuación sólo se toma en cuenta una pequeña fracción de todos los elementos y reacciones posibles.

$$\left(\frac{dY_i}{dt}\right)_{nuc} = \sum_{\alpha_k, \alpha_l, \dots, \alpha_i, \dots, \beta_k, \beta_l, \dots, \beta_i, \dots} \lambda_{\alpha_k k + \alpha_l l + \dots \rightarrow \beta_k k + \beta_l l + \dots} \frac{\beta_i - \alpha_i}{\alpha_k! \alpha_l! \dots} Y_k^{\alpha_k} Y_l^{\alpha_l} \dots \quad (2.11)$$

con

$$Y_i = \frac{X_i}{A_i}; \quad \left(\frac{dY_i}{dt}\right)_{nuc} = \frac{1}{A_i} \left(\frac{dX_i}{dt}\right)_{nuc} \quad (2.12)$$

En *STERN* la red de reacciones termonucleares incluye 35 isótopos: ${}^0_0\text{n}$, ${}^1_1\text{H}$, ${}^3_2\text{He}$, ${}^6_3\text{Li}$, ${}^7_4\text{Be}$, ${}^{8-10}_{5}\text{B}$, ${}^{11-12}_{6}\text{C}$, ${}^{12-14}_{7}\text{N}$, ${}^{16-17}_{8}\text{O}$, ${}^{19}_{9}\text{F}$, ${}^{20-21}_{10}\text{Ne}$, ${}^{23}_{11}\text{Na}$, ${}^{24-25}_{12}\text{Mg}$, ${}^{26-27}_{13}\text{Al}$, ${}^{28-29}_{14}\text{Si}$ y ${}^{56}_{26}\text{Fe}$. Éstas reacciones se resuelven en una red de 32 isótopos, excepto para el ${}^{19}\text{F}$, ${}^{26}\text{Al}$, y ${}^{56}\text{Fe}$, que también se usa para determinar la tasa ϵ_n de generación de energía a través de la liberación de energía por reacción.

Para todas nuestras estrellas usamos una composición química inicial homogénea y uniforme, cuya abundancia pre secuencia principal es de $X=0.70$ (por masa) de H, $Y=0.28$ de He y otros metales $Z = 0.02$, con la proporción meteorítica determinada por *Grevesse & Noels* (1993).

Las opacidades pueden dividirse en dos tipos: las usadas en las regiones del interior estelar donde el plasma está completamente ionizado, que se deben principalmente a dispersión de electrones ($\kappa_e \approx 0.2(Y_e/0.5) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$; Y_e es la fracción molar de electrones) y las opacidades de regiones mas frías de la envoltura estelar donde la fuente principal de opacidad es debida a la presencia de elementos pesados. En *STERN* usamos la media de Rosseland de las opacidades de *Iglesias & Rogers* (1996), denominadas OPAL.

2.1.4. Mezclado en las estrellas.

Los procesos de mezclado de los elementos químicos en el interior de las estrellas son muy importantes en su evolución porque transportan elementos de una región a otra, aumentando o disminuyendo el combustible nuclear disponible en cada una de las regiones y etapas de quemado. El transporte y mezclado estelar también son responsables de muchas de las características superficiales de las estrellas al transportar elementos químicos recién sintetizados en el interior hasta la superficie y/o viceversa, produciendo el agotamiento de elementos como p. ej. Li, B en la superficie estelar (*Fliegner et. al.* 1996) y propiciando la aparición de nuevos elementos pesados en la superficie como He & N a través de procesos de dragado.

Generalmente los procesos de transporte y de mezclado de elementos químicos son llevados a cabo eficientemente por la *convección* y *semiconvección* que ocurre en el interior de las estrellas. La *convección* estelar ocurre en las zonas donde el gradiente de temperatura es mayor que el gradiente adiabático de temperatura y también mayor que el gradiente del peso molecular (criterio de Ledoux) que tienden a estabilizar la estructura estelar:

$$\nabla_{ad} - \nabla - \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu} \geq 0 \quad (2.13)$$

$$\nabla_{ad} \equiv \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_{ad}; \quad \nabla_{\mu} \equiv \frac{d \ln \mu}{d \ln P}; \quad \nabla \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P}$$

$$\delta \equiv - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_{\mu, P}; \quad \varphi \equiv \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \right)_{P, T}$$

La *semiconvección* es otro proceso de inestabilidad que también provoca mezclado. Ocurre cuando un gradiente inestable de temperatura es estabilizado por un gradiente suficientemente grande de μ (peso molecular medio), es decir, cuando se cumple el criterio de Schwarzschild pero no el de Ledoux. En éste caso:

$$\frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu} \geq \nabla - \nabla_{ad} \geq 0 \quad (2.14)$$

En STERN, el mezclado de elementos químicos es tratado como proceso difusivo de forma que la abundancia de cada elemento cambia según:

$$\left(\frac{\partial Y_i}{\partial t} \right)_m = \left(\frac{\partial}{\partial m} \right)_t \left((4\pi r^2 \rho)^2 D \left(\frac{\partial Y_i}{\partial m} \right)_t \right) + \left(\frac{dY_i}{dt} \right)_{nuc} \quad (2.15)$$

El primer término del lado derecho de la Ec. (2.15) representa el aumento y/o disminución de la fracción molar del elemento Y_i por difusión y el segundo toma en cuenta el cambio en la composición química por procesado nuclear. D es el coeficiente de difusión total, compuesto por la suma de procesos de mezclado individuales en las zonas radiativas D_{rad} , convectivas D_{conv} , y semiconvectivas D_S de la estrella ($D = D_{rad} + D_{conv} + D_S$).

En las zonas radiativas ($\nabla_{ad} > \nabla$) el coeficiente de difusión $D_{rad} = 0$ y los cambios en la composición química se deben únicamente a procesado nuclear. En las regiones convectivas y semiconvectivas tienen que hacerse aproximaciones para el valor de D (Langer 1986). En éste trabajo hemos tomado el coeficiente de difusión D_{conv} de acuerdo a la *teoría de longitud-de-mezcla* (Bohm-Vitense 1992) para regiones convectivas donde:

$$D_{conv} \equiv \frac{1}{3} \alpha_{LM} H_p v_{conv} \quad \text{con} \quad H_p \equiv - \frac{dr}{d \ln P} = \frac{P}{\rho g} \quad (2.16)$$

g es la aceleración gravitacional local de la estrella, α_{LM} es un parámetro de eficiencia del mezclado

convectivo y $v_{conv} = \frac{1}{2} \left(\frac{GM}{\rho r^2} \Delta \nabla \rho \right)^{1/2} \alpha_{LM} H_P$. En nuestras estrellas tomamos $\alpha_{LM} = 1.5$ durante SP

(Langer 1991) y la hemos modificado durante SGR. La justificación de estos valores se discutirá en el **Capítulo 3**.

En las regiones semiconvectivas el coeficiente de difusión se toma de acuerdo con Langer et. al. (1983):

$$D_{sem} \equiv \frac{\alpha_{sem} K}{6c_p \rho} \cdot \frac{\nabla - \nabla_{ad}}{\nabla_{ad} + \frac{\phi}{\delta} \nabla_{\mu} - \nabla} \quad \text{con} \quad K = \frac{4acT^3}{3\kappa\rho} \quad (2.17)$$

K es la conductividad térmica y c_p es el calor específico a presión constante. α_{SEM} es un parámetro de eficiencia para la difusión semiconvectiva que en nuestro caso tiene el valor de $\alpha_{SEM} = 0.4$ de acuerdo con Langer (1991).

Hay otras inestabilidades de mezclado que aparecen cuando se introduce rotación en las estrellas. Estas nuevas inestabilidades incluyen cizallamiento dinámico [*dynamical shear*], cizallamiento secular, inestabilidades de Solberg-Høiland, circulación de Eddington-Sweet, etc... Un resumen de éstas y de su tratamiento en *STERN* puede encontrarse en Heger et. al. (2000)

2.1.5. Pérdida de masa y viento estelar.

La pérdida de masa estelar puede darse por transferencia en sistemas binarios y/o múltiples, por eyecciones episódicas de masa o por vientos estacionarios. Todas las estrellas calientes pierden masa en forma de vientos impulsados por radiación (Kudritzki & Puls 2000). La teoría de “*radiation-driven wind theory*” (Lucy & Solomon 1970; Castor et.al. 1975) formula que los vientos de estas estrellas tempranas son impulsados por la presión de la radiación estelar en líneas de elementos y continuo: la pérdida total de energía radiativa de la estrella está ligada a la ganancia total de momento del material que fluye en forma de viento, a través de un índice η que indica la fracción de momento de

la radiación que es transferida a las partículas del viento: $\eta = \left(\frac{\dot{M} v_{\infty}}{L_* / c} \right)$. Las propiedades del viento

estelar dependen entonces del número de líneas de absorción disponibles y del grosor óptico de la atmósfera estelar, es decir, de la eficiencia de absorción.

La pérdida de masa por medio de vientos se da desde la superficie estelar. Las propiedades dinámicas globales de estos vientos están determinadas por dos parámetros básicos: la velocidad del viento (v_{∞}) y la cantidad de masa que poseen, que puede conocerse con la tasa de pérdida de masa estelar (\dot{M}). La pérdida de masa afecta grandemente la evolución de la estrella (*Chiosi & Maeder 1986*), modifica la abundancia de elementos presente en su superficie y transporta material estelar y energía hacia el MCE modificándolo química y dinámicamente.

Las características del viento estelar dependen de la localización de la estrella en el diagrama HR, por lo que se deduce que están relacionadas a características observables de las estrella como T_{eff} , R_* , L_* , composición química, gravedad superficial, etc... Se ha hecho un esfuerzo por obtener una teoría de pérdida de masa en función de estos parámetros estelares que sirva en cualquier región del diagrama HR, aunque hoy en día todavía no hay una teoría rigurosa y precisa que relacione las tasas de pérdida de masa con las características estelares. A pesar de esto, la tasa de pérdida de masa *en SP* no representa una gran incertidumbre en los modelos de evolución de estrellas masivas. Diversos autores han determinado tasas de pérdidas de masa de estrellas masivas aplicando modelos de atmósferas estelares (p. ej. *Abbott & Lucy 1985*; *Vink et.al. 2000*). También han sido deducidas de forma observacional, asociando la tasa de pérdida de masa con parámetros observables como en *Nieuwenhuijzen & de Jager (1990)*:

$$\dot{M} = 9.63 \times 10^{-15} (L/L_0)^{1.24} (M/M_0)^{0.16} (R/R_0)^{0.81} \quad (\text{Mo/año}) \quad (2.18)$$

que fue obtenida de las tasas de pérdida de masa en una muestra de 247 estrellas luminosas. La Ec. (2.18) es un ajuste para todo el diagrama HR y tiene un error (σ) que depende de la zona que se trabaje en el diagrama. Las tasas de donde se derivó la Ec. (2.18) (*de Jager et. al. 1988*) han demostrado ser precisas (*Crowther 2001*).

La Ec. (2.18) es la tasa de pérdida de masa que utilizamos en *STERN* para calcular la masa perdida por nuestras estrellas desde secuencia principal hasta SGR. En SGR las tasas de pérdida de masa obtenidas empíricamente son muy inciertas y no hay consenso acerca de cual debería usarse. Sin embargo, podemos suponer una tasa aproximada considerando la frecuencia observada de estrellas WR. En general, se cree que las WR se forman a través del canal $SP \rightarrow SGA \rightarrow SGAm \rightarrow SGR \rightarrow WR \rightarrow SN$ (*Chiosi & Maeder 1986*) y que son formadas por estrellas masivas ($M > 30M_0$, *Humphreys & Nichols 1985*). Para que se cumplan ambas condiciones es necesario que durante SGR

ocurran tasas de pérdida de masa mayores a la de la Ec. (2.18). Siguiendo éste criterio aumentamos la tasa de pérdida de masa durante SGR al doble de la usada en SP, de acuerdo con otros autores (García-Segura et. al. 1996). Con este factor, la tasa de pérdida de masa en SGR para nuestras estrellas fue del orden de 10^{-5} Mo/año.

Otros autores han propuesto distintas tasas en SGR que dependen de los parámetros estelares como Reimers (1975):

$$\dot{M} = 1.27 \times 10^{-5} M^{-1} L^{1.5} T_{eff}^{-2} \quad (2.19)$$

o Salasnich et. al. (1999) derivadas de tasas observadas en las LMC por Feast (1991):

$$\dot{M} = 2.1 \times \log\left(\frac{L}{L_{\odot}}\right) - 14.5 \quad (2.20)$$

La Figura 2.2 muestra una comparación entre nuestras tasas de pérdida de masa en SGR (el doble de la Ec. 2.18) con las de Reimers (1975), Ec. (2.19) y de Salasnich et. al. (1999), Ec. (2.20) en una de nuestras estrellas de **29Mo** (en ZAMS). Puede verse que ambas tasas de pérdida de masa son mayores a las que nosotros usamos en ésta tesis.

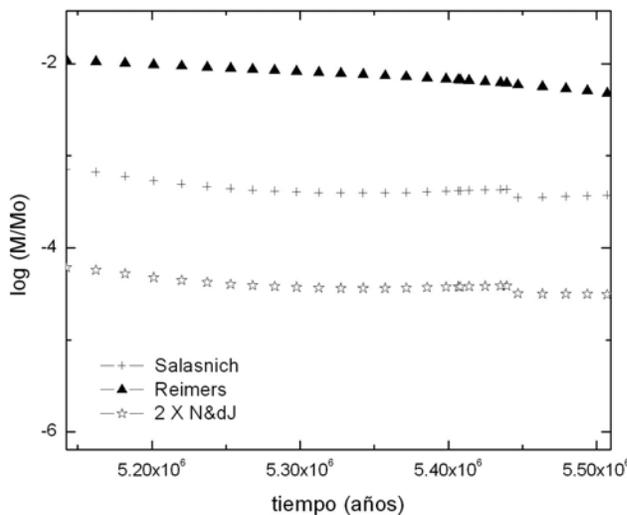


Figura 2.2. Comparación entre las distintas tasas de pérdida de masa. La etiqueta *2 X N&dJ* corresponde al doble de la tasa de la Ec. (2.18). La etiqueta *Reimers* corresponde a la Ec. (2.19) y *Salasnich* a la Ec. (2.20). Nótese que la tasa que utilizamos en *STERN* es la menor y nuestros resultados pueden interpretarse como un límite inferior.

La trayectoria evolutiva post-SGR depende de la masa estelar inicial. Algunas estrellas evolucionan de nuevo hacia el lado azul del diagrama HR realizando una o varias incursiones al lado azul. Puede convertirse en SGA donde la tasa de pérdida utilizada es nuevamente la Ec. (2.18). O bien, si la estrella pierde la mayor parte de su envoltura de H, entonces se convertirá en una WR. Durante WR la tasa de pérdida de masa disminuye en comparación a SGR aunque continúa siendo alta. En *STERN*

la tasa de pérdida de masa utilizada cuando la estrella es WR depende de la etapa en la que se encuentre de acuerdo con el siguiente criterio:

1. La fase WNL inicia cuando la abundancia superficial de H en la estrella cae en el rango $0.01 \leq X \leq 0.40$ y la T_{eff} es mayor a los 10,000 K. En esta etapa usamos:

$$\dot{M} = 3X10^{-5} \cdot \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^{1/2} \quad (2.21)$$

$$\dot{M} = 5X10^{-5} \cdot \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^{1/2} \quad \text{si } M_{WR} / M_0 \geq 25$$

$\left(\frac{Z}{Z_0}\right)^{1/2}$ es un factor que toma en cuenta la metalicidad de la estrella.

2. Después de WNL la estrella evoluciona a WNE ($X \leq 0.01$), y algunas estrellas llegan a desarrollar una última fase WC/WO. Durante estas etapas usamos:

$$\dot{M} = 1X10^{-7} \left(\frac{M_{WR}}{M}\right)^{2.6} \cdot \frac{1}{2} \quad \text{en la fase WNE} \quad (2.22)$$

$$\cdot 1 \quad \text{en la fase WC / WO}$$

Estas tasas han sido propuestas por Langer (1989). Sin embargo se ha observado que debido a la inhomogeneidad de los vientos de WR (Hillier 1996) las tasas de pérdida de masa de WR son menores en un factor de 2-3. En este trabajo hemos usado las tasas (2.21) y (2.22) las cuales podrían actuar como una cota superior de la pérdida de masa en WR.

Adicionalmente, la pérdida de masa se intensifica por rotación estelar. Debido a esto la velocidad de rotación de la estrella puede verse disminuida debido a torcas magnéticas, pero éste escenario no está considerado en STERN. En el caso de la estrella en la que incluimos rotación, la tasa de pérdida de masa cambia conforme a:

$$\dot{M}(\Omega) = \dot{M}(0) (1 - \Omega)^{-\xi} \quad (2.23)$$

donde $\dot{M}(\Omega)$ es la nueva tasa de pérdida de masa, $\dot{M}(0)$ es la tasa sin rotación, $\xi = 0.43$ (Friend & Abbott 1986); $\Omega = V_{rot} / V_{crit}$ es el cociente de la velocidad de rotación estelar a la velocidad crítica, la cual está dada por $V_{crit}^2 = \frac{GM}{R}(1-\Gamma)$ y $\Gamma = \frac{L}{L_{EDD}}$ es el factor de Eddington.

La Figura 2.3 muestra una comparación entre la tasa de pérdida de masa para una estrella de 29Mo con/sin rotación. La rotación inicial en este caso fue de 200 km/s de acuerdo con los valores encontrados por Fukuda (1982).

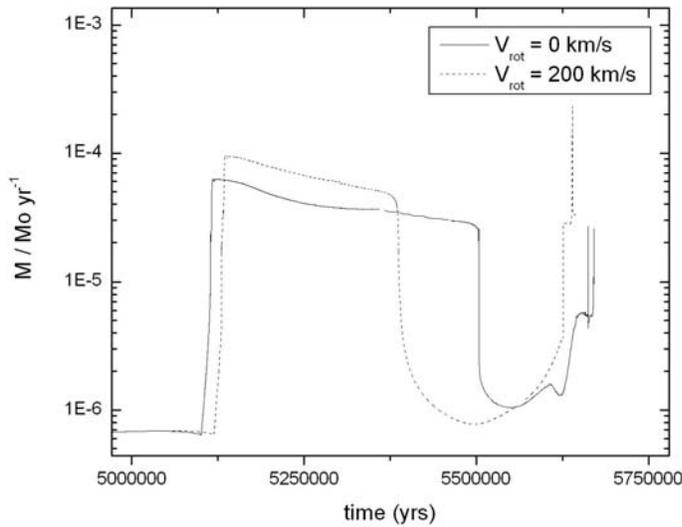


Figura 2.3. Tasa de pérdida de masa (en masas solares por año) en nuestra estrella de **29Mo** (en ZAMS). La línea continua indica la pérdida de masa de la estrella sin rotación, según Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) Ec. (2.18). La línea segmentada es la pérdida de masa de la Ec. (2.21) cuando la estrella tiene una velocidad inicial de rotación de 200 km/s. Las diferencias entre ambas curvas se comenta en el **Capítulo 3**.

Modelamos el viento estelar producido por la estrella como un flujo de masa estacionario, suave y esféricamente simétrico que tiene una densidad homogénea de:

$$\rho = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_\infty} \quad (2.24)$$

obedeciendo la ecuación de continuidad, donde v_∞ es la velocidad terminal. El campo de velocidades del viento en la región supersónica tiene forma:

$$v(r) = v_\infty \left(1 - b \frac{R_*}{r}\right)^\beta, \quad b = 1 - \left(\frac{v(R_*)}{v_\infty}\right)^{1/\beta} \quad (2.25)$$

la constante b fija la velocidad $V(R_*)$ en la frontera interior del viento que es aproximadamente la velocidad isotérmica del sonido $V_s = \sqrt{\mathfrak{R}T/\mu}$. En nuestras secuencias usamos $\beta = 1$ (Heger & Langer 1996).

La velocidad terminal del viento v_∞ es un múltiplo de la velocidad de escape en la superficie de la estrella:

$$v_\infty = C(T_{eff}) v_{esc} \quad (2.26)$$

donde la velocidad de escape:

$$v_{esc} = \left[\frac{2GM}{R_s} (1 - \Gamma) \right]^{1/2} \quad (2.27)$$

y $C(T_{eff})$ es un coeficiente que depende de la temperatura efectiva de la estrella: $C(T_{eff}) = 2.65$ cuando $T_{eff} \geq 21000K$; 1.4 para $10000K \leq T_{eff} \leq 21000K$ y 1.0 en el rango de $T_{eff} \leq 10000K$ (Kudritzki & Puls 2000). Estos fueron los valores adoptados en nuestras simulaciones con *STERN*.

2.2. El Código *ZEUS-3D*.

La segunda parte de esta tesis explora la interacción del viento estelar con el medio circunestelar que rodea a nuestras estrellas de **23 – 33 Mo**, siguiendo la evolución hidrodinámica del gas. Recurrimos a tratamientos numéricos debido a que en general es difícil encontrar soluciones analíticas a problemas HD debido a la gran cantidad de parámetros físicos involucrados. Algunos autores han obtenido soluciones analíticas auto-similares para este tipo de problemas (*Weaver et.al.* 1977) que sin embargo, restringen el escenario físico al limitar los fenómenos involucrados en el problema. El tratamiento numérico posee mayor flexibilidad al tomar en cuenta una mayor cantidad de procesos en un problema astrofísico particular: p. ej. inclusión de campos magnéticos, procesos de calentado y/o enfriado, ionización, etc... Tales sistemas pueden ser reproducidos numéricamente integrando de forma coherente y autoconsistente las ecuaciones básicas de la HD incluyendo la mayor cantidad posible de procesos físicos.

ZEUS-3D es un código euleriano tridimensional MHD derivado de *ZEUS-2D* (*Stone & Norman* 1992a,b; *Stone et. al.* 1992). Usa un método explícito de diferencias finitas para integrar las ecuaciones de gas ideal. El código es newtoniano, y asume neutralidad de la carga eléctrica del fluido. La interacción con el campo magnético (si la hay) es vía colisión con una componente ionizada que nunca experimenta separación de cargas. La presión térmica es isotrópica y dependiendo del problema el gas puede ser adiabático o isotérmico.

Las ecuaciones básicas de HD que resuelve son: conservación de la masa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0 \quad (2.29)$$

conservación de momento:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \nabla \cdot (S\mathbf{v}) = -\nabla P - \rho \mathbf{g} + \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.30)$$

donde $\mathbf{g} = \nabla \Phi$ es la aceleración gravitacional, t es el tiempo; \mathbf{v} el vector de flujo de velocidad, S el vector de campo de momentos, \mathbf{J} es la densidad de corriente y \mathbf{B} la inducción magnética, que son utilizadas cuando el problema incluye campo magnético. La ecuación de energía interna:

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot (e\mathbf{v}) = -P \nabla \cdot \mathbf{v} + \Lambda - H \quad (2.32)$$

donde $\Lambda = n_e n_H \wp(T)$ es la función de enfriamiento y $\wp(T)$ es la curva de enfriamiento tomada de *MacDonald & Bailey* (1981). H es una función que evita que el gas se enfríe por debajo del cero absoluto. Finalmente, se utiliza una ecuación de estado:

$$P = (\gamma - 1)e = \mathfrak{R}\rho T \quad (2.33)$$

donde ρ es la densidad de masa; P es la presión; e la densidad de energía por unidad de volumen; γ el cociente de calores específicos, \mathfrak{R} la constante de los gases ideales y T es la temperatura. Estas ecuaciones son resueltas simultáneamente para cada punto de un espacio euleriano, dándonos valores de ρ, v, B etc... como función de la posición a cualquier tiempo t .

El código resuelve problemas tridimensionales en tres sistemas diferentes de coordenadas ortogonales: cartesianas (x, y, z) , cilíndricas (r, z, θ) y esféricas (r, θ, φ) , aunque también puede ser optimizado para resolver el problema en 1 ó 2D escogiendo el macro apropiado de simetría. Para resolver un problema específico *ZEUS-3D* construye una malla euleriana tridimensional de $i_n \times j_n \times k_n$ celdas, donde i_n es el número total de celdas en la dirección i y lo mismo para el resto de las coordenadas. El código establece una equivalencia entre el tamaño de la celda y/o el número de éstas con la longitud física "real" del problema.

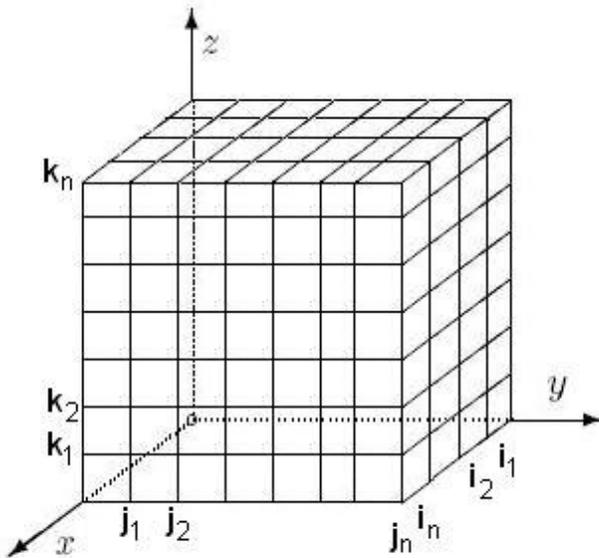


Figura 2.4. Malla euleriana tridimensional en coordenadas cartesianas, donde cada una de las celdas es rectangular. Éste es el "espacio" donde se resuelven las ecuaciones de HD (Ec. 2.29 – 2.33) de forma explícita en un punto específico de cada una de las celdas.

En coordenadas cartesianas cada celda de la malla es rectangular como se ve en la Figura 2.4. El cociente del tamaño de las celdas no tiene que ser constante, es decir, la malla no tiene que ser necesariamente uniforme. En éste espacio computacional hay varios puntos que pueden asignarse unívocamente a cada celda: los vértices del cubo, un punto centrado en una de sus caras, etc...y que

se etiquetan con los índices (i, j, k) . Con esto, un valor de $\rho(i, j, k)$ está asignado unívocamente a cada celda (i, j, k) .

Esta malla 3D es el “espacio” donde se resuelven las ecuaciones hidrodinámicas dependientes del tiempo. *ZEUS-3D* usa dos mallas para el cálculo de las soluciones HD: una malla cuyos nodos están en los centros de cada celda (“*red-b*”), y la otra donde los puntos se toman en las esquinas de las celdas (“*red-a*”). Las distintas variables físicas relevantes del problema son resueltas separadamente en estas mallas, donde las variables escalares (como densidad, presión, energía, etc...) están en los centros de la malla mientras que las cantidades vectoriales (como la velocidad) están en las esquinas (*Stone & Norman 1992a,b*). El paso del tiempo se discretiza de tal forma que $t_n = n \Delta t$, y Δt se obtiene con la condición de Courant-Friedrichs-Levy (CFL; *Courant et.al. 1948*). Físicamente ésta condición puede entenderse al limitar la distancia que la información puede viajar en un paso de tiempo Δt (por ondas o por movimiento del fluido) para ser menor que el tamaño de una zona de la malla. El paso de tiempo en el código se escoge como menor al mínimo posible de todas las zonas, tal que cada zona satisfaga la condición de CFL.

Nuevamente llamaremos $g(r, t)$ a una función genérica cuyo valor G deseamos determinar numéricamente en algún punto del espacio $r_i = (i, j, k)$ y del tiempo t_n ($G_i^n \approx g(r_i, t_n)$), donde la función está relacionada con otras a través de ecuaciones diferenciales parciales como las Ec. (2.29) – (2.32). *ZEUS-3D* discretiza estas ecuaciones de forma explícita a través del método de diferencias finitas (ver p. ej. *Benz 1989*) donde el nuevo valor de G_i^n depende de G_i^{n-1} mas la contribución de los puntos contiguos del espacio.

En cada dirección de la malla computacional hay dos celdas extra al principio y al final, denominadas zonas “fantasma” que actúan como zonas de frontera. El resto de las celdas son zonas “activas” es decir, regiones donde son resueltas de forma explícita las ecuaciones HD. Los valores G_i^n de cada punto r_i dependen de las condiciones iniciales establecidas. Es en éstas zonas “fantasma” donde se inicializa el problema, además de establecer condiciones iniciales en la malla activa si es necesario.

Después de la inicialización del problema, el código entra en un ciclo recurrente de evolución temporal donde las ecuaciones se resuelven a cada incremento Δt . Cada ciclo sucesivo realiza la integración de las Ec. (2.29)- (2.32), incluyendo la ecuación de Poisson para calcular el potencial gravitacional (cuando lo hay) seguido del cálculo del nuevo paso Δt de tiempo que satisfaga la condición de CFL. Las variables calculadas por *ZEUS-3D* en cada paso de tiempo son d (densidad), e (energía interna por unidad de volumen), $v_1-v_2-v_3$ (componentes de la velocidad en la dirección i, j, k respectivamente), $b_1-b_2-b_3$ (componentes del campo magnético en la dirección i, j, k

respectivamente) y $emf_1-emf_2-emf_3$ (componentes de la fuerza electromotriz en la dirección i, j, k respectivamente). Estas dos últimas son usadas cuando se incluye campo magnético en el problema.

Cada vez que las variables dependientes son actualizadas en cada ciclo del cálculo deben aplicarse condiciones de frontera para que los valores de las zonas “fantasma” sigan siendo consistentes con las zonas activas. Estas condiciones de frontera serán establecidas por ecuaciones simples que asignan valores a las variables en las zonas fantasma derivándolos de valores en las zonas activas adyacentes, sin resolver las ecuaciones HD. La fórmula para aplicarlas depende de la geometría y la física del problema en particular. Las condiciones de frontera incluidas en ZEUS-3D son:

- *Condiciones de frontera reflejantes*: Todas las variables en cada celda y las componentes tangenciales de la velocidad de las celdas fantasma serán iguales a los valores correspondientes de su imagen en las zonas activas. La componente normal de la velocidad es cero en la frontera y será reflejada en la segunda zona fantasma. La frontera actúa como una “pared” reflejante.
- *Condición de frontera de entrada*: Las variables en las zonas fantasma tienen un conjunto de valores preestablecidos con el código, que pueden ó no variar en el tiempo. Esta frontera actúa como una “fuente” de variables físicas.
- *Condición de frontera de salida*: Los valores de las zonas fantasma son iguales a los valores de las zonas activas, extrapolando el flujo más allá de la frontera. Las zonas fantasma actúan como “sumidero” de las variables físicas.
- *Condiciones de frontera periódicas*: Las variables de cada celda y las componentes tangenciales de la velocidad de las celdas fantasma serán iguales a los correspondientes valores de las zonas activas al otro lado de la malla. La componente normal de la velocidad en la segunda zona fantasma será igual al valor de la correspondiente zona activa al otro lado de la malla, mientras que en la frontera (primera zona fantasma) se obtiene de las ecuaciones diferenciales. Esta frontera actúa como sumidero de variables físicas y luego las inyecta como fuentes en la frontera opuesta.

Estas condiciones de frontera pueden aplicarse en las zonas-fantasma de cada dirección del dominio computacional de forma totalmente independiente. El código toma en cuenta éstas condiciones y repite el ciclo de cálculo hasta que se alcanza algún criterio para detener el programa. La Figura 2.5 muestra un diagrama de flujo esquemático tomado de *Stone & Norman (1992a)* que explica el funcionamiento de *ZEUS-2D* incluyendo sólo algoritmos hidrodinámicos. *ZEUS-3D* también está basado en este diagrama de flujo, el cual para resolver el sistema de ecuaciones HD utiliza un procedimiento multipasos con un “operador de fisura” [*operator split*] que “rompe” las soluciones de las

Ec. (2.29)- (2.32), donde cada parte representa sólo una parte de la ecuación. Los bloques etiquetados con “SOURCE STEP” resuelven los términos no-advectivos de las Ec. (2.28)- (2.31) por el método de diferencias finitas, resolviendo fuentes y/o sumideros de las variables físicas mientras que los bloques etiquetados como “TRANSPORT STEP” resuelven los términos advectivos, es decir, aquellos que contienen la forma $v \frac{\partial X}{\partial r}$. Si el problema incluye campo magnetico (MHD) se incluyen modulos extras en estos bloques “SOURCE” / “TRANSPORT” de acuerdo con la *Figura 4* de *Stone et. al.* (1992). Una discusión detallada de este procedimiento, se encuentra en *Stone & Norman* (1992a,b) y *Stone et. al.* (1992).

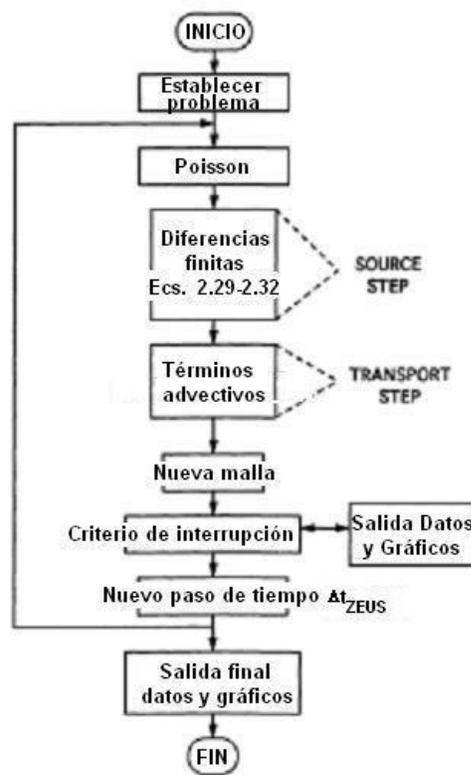


Figura 2.5. Diagrama de flujo esquemático del funcionamiento de *ZEUS-2D* incluyendo sólo algoritmos hidrodinámicos. Modificado de la Fig. 7 de *Stone & Norman* (1992a).

Además de resolver de forma clásica las ecuaciones estándares de dinámica de fluidos el código también incluye otros procesos físicos contenidos en un módulo independiente (macro) en *ZEUS-3D* que puede (o no) agregarse al tratamiento del problema que se desea estudiar. Estos macros se usan para controlar todos los parámetros físicos del problema, su geometría y la alimentación de datos iniciales. Debido a la longitud y complejidad del código, éste contiene un pre-

compilador llamado *EDITOR* que edita y maneja los pasos de precompilación, suprimiendo o añadiendo macros en el código principal. Después de usar este *EDITOR*, *ZEUS-3D* genera un código en FORTRAN77 optimizado para un problema hidrodinámico en particular que incluye solo la física que nos interesa estudiar. Para un comportamiento detallado para la utilización del código puede verse el manual de usuario de *ZEUS-3D* (Clarke, Norman & Fiedler 1994) disponible en la página de LCA (Laboratory for Computational Astrophysics, University of California, San Diego): http://cosmos.ucsd.edu/lca-www/software/lca_intro_zeus3d.html.

2.2.1. El medio circunestelar de nuestras secuencias estelares.

Al utilizar *ZEUS-3D* nuestro objetivo es estudiar la evolución hidrodinámica del gas alrededor de las estrellas de **23, 28, 29, 30 y 33Mo** durante toda su vida, incluyendo la explosión de la estrella como supernova. En todos los casos la evolución del gas circunestelar dependerá fuertemente de la evolución de la estrella central y de la interacción del MCE previo con el material del viento estelar. El MCE gana la masa perdida por la estrella, además de la energía mecánica proveniente del viento. En éste estudio no tomaremos en cuenta la fotoionización del gas por radiación proveniente de la estrella.

El primer paso es elegir el sistema de coordenadas adecuado para construir la malla que representará el espacio de nuestro problema físico. Aprovechando la simetría esférica del viento elegimos un sistema de coordenadas polar esférica (r, θ, φ) en nuestras simulaciones. Para optimizar el tiempo de cómputo dividimos la simulación numérica del MCE en dos etapas, siguiendo el procedimiento descrito en *García-Segura et. al.* (1996):

La *primera etapa* inicia en ZAMS, abarca toda la secuencia principal e incluye la etapa de SGR de las estrellas. Durante éstas etapas la estrella emite un viento estable y simétrico por lo que podemos reducir el problema a un tratamiento unidimensional con lo que ahorramos tiempo de computo, ya que el 90% del cálculo numérico se realiza en estas etapas. Esta simulación 1D corre sobre la coordenada r y los resultados pueden extrapolarse por simetría a θ y φ . Una vez que ha sido elegido el sistema de coordenadas, inicializamos *ZEUS 3-D* con un conjunto de condiciones y parámetros iniciales que establecen el problema que queremos analizar. Introducimos las condiciones iniciales del gas que rodea a la estrella: un medio frío ($T \approx 100K$), homogéneo y en reposo, con densidad uniforme $n_0 = 13 \text{ cm}^{-3}$ (*Willingale et.al.* 2002), y una densidad de energía inicial de $1 \times 10^{-13} \text{ ergs/cm}^3$. El viento estelar empieza a fluir en este medio.

Para simular el viento estelar pusimos en el origen de nuestra malla una fuente de masa con velocidad inicial v_∞ y flujo de masa $\dot{M}(t)$. Éstas y otras cantidades características de la estrella (como

$R(t), T_{eff}(t), L(t), v_{\infty}(t)$, etc...) son obtenidos de las secuencias evolutivas estelares calculadas con *STERN*. Estos valores se usan como condiciones de contorno internas en *ZEUS-3D* para simular el viento estelar, cuya densidad como función del tiempo está dada por:

$$\rho(t) = \frac{\dot{M}(t)}{4\pi r^2 v_{\infty}(t)} \quad (2.32)$$

Esta densidad cambia con el tiempo obedeciendo la evolución de la estrella central. La presión del MCE es térmica e isotrópica, y está relacionada con la densidad de energía del gas por medio de la ecuación de estado Ec. (2.33).

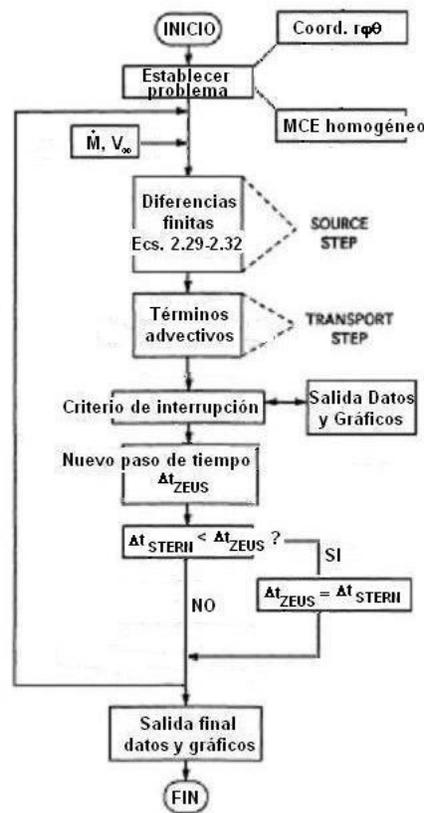


Figura 2.6. Diagrama de flujo esquemático de nuestro problema en *ZEUS-3D*.

Nótese que los valores que caracterizan al viento estelar $\dot{M}(t), v_{\infty}(t)$ son introducidos como condiciones de contorno recurrentes dentro del ciclo principal. Modificado de la Fig. 2. 5.

La Figura 2.6 muestra el diagrama esquemático de flujo de nuestro problema y las condiciones establecidas en *ZEUS-3D*. Nótese que los valores que caracterizan el viento estelar ($\dot{M}(t), v_{\infty}(t)$) se

introducen al inicio de cada ciclo principal como condiciones de contorno recurrentes. Debe notarse también que nuestro problema permite que los pasos de tiempo sean menores que los obtenidos con la condición de CFL, es decir que se ajustan a los pasos Δt obtenidos con *STERN*, asegurando así que las condiciones del viento estelar en cada tiempo t son ingresadas y utilizadas en todo momento para calcular la evolución del gas circunestelar.

En ésta primera etapa se estudió la evolución hidrodinámica en 1D del gas interior a los 50 pc que rodean a la estrella. Para representarlas usamos 1000 zonas en la dirección r , que corresponden a una resolución de 0.05 pc por zona. Aplicando *ZEUS-3D* obtuvimos gráficas unidimensionales de densidad de masa, densidad de energía, componentes de la velocidad (v_r), etc... como función del tiempo en cada punto del espacio que rodea a la estrella.

La *segunda etapa* inicia después de que la estrella abandona la zona de las SGR y dura hasta la explosión de SN. En ésta segunda parte las simulaciones fueron realizadas en una malla bidimensional sobre el plano meridional (r, φ) debido a que en las etapas post-SGR aparecen inestabilidades de Rayleigh-Taylor y/o Vishniac que producen flujos bidimensionales de masa (*García-Segura et.al.* 1996). La duración de las etapas post-RSG es mucho menor que las anteriores por lo que ahora únicamente seguimos la evolución del gas dentro de los 10 pc que rodean a la estrella central, considerando que al tratarse de fases más rápidas la estrella afecta una región de espacio mucho menor.

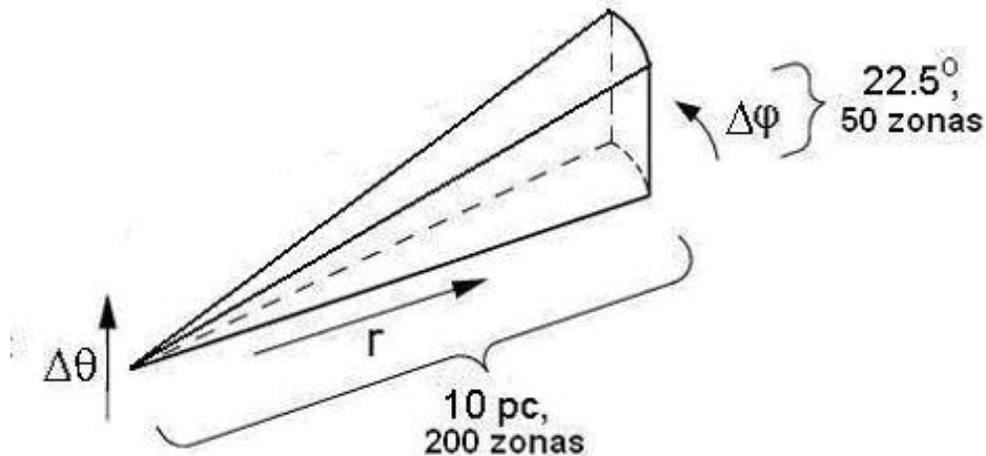


Figura 2.7. Figura esquemática de la celda bidimensional que usamos en la segunda parte de la simulación con *ZEUS-3D*. Utilizamos 50 zonas en la dirección altazimutal φ , cubriendo una región angular de 22.5° , y 200 zonas en la dirección r correspondientes a una región física de 10 pc. La resolución de cada celda en ésta malla bidimensional es de $0.025 \text{ pc} \times 0.45^\circ$.

La Figura 2.7 muestra un esquema de la región espacial en la que resolvimos ésta segunda parte del problema: para la simulación bidimensional usamos una zona en la dirección θ , 400 zonas en la dirección r y 50 zonas en la dirección ϕ . Las dimensiones físicas corresponden a una longitud radial de 10 pc X 22.5° en la dirección azimutal, con una resolución de 0.025 pc X 0.45° . La estrella se encuentra localizada en el origen de la malla y la velocidad inicial del viento únicamente tiene componente v_r .

Para establecer las condiciones iniciales en esta segunda etapa extrapolamos la densidad de masa, energía, velocidad, etc...de la malla 1D a su equivalente 2D al final de SGR, como se observa de la Figura 2.8. que muestra la distribución de la densidad del gas alrededor de la estrella de **23Mo** al final de la etapa de SGR. Para una discusión de ésta figura, ver el **Capítulo 4**. También se introdujeron variaciones aleatorias de 1% en la densidad, simulando cualquier componente inhomogénea que pudiera haber producido el viento de SGR.

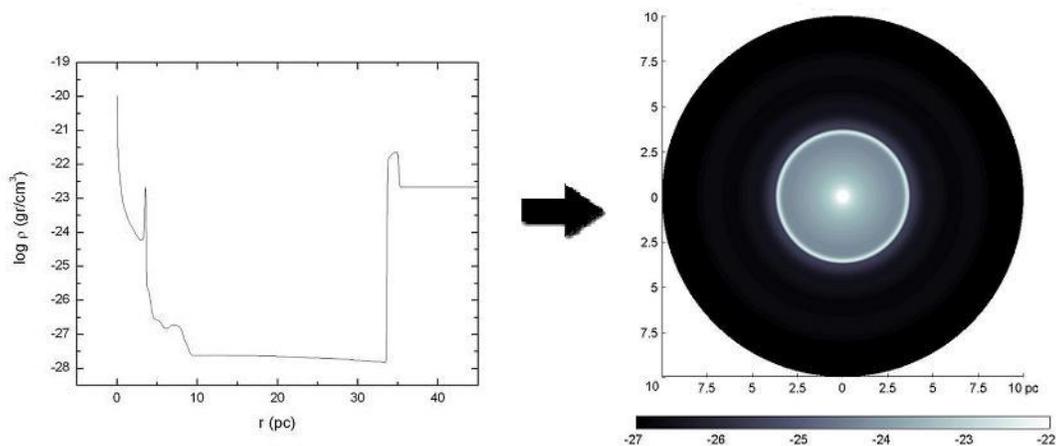


Figura 2.8. Los resultados unidimensionales se extrapolan a una malla 2D para realizar la segunda etapa de la simulación con mayor resolución de las regiones que rodean a la estrella central. En esta gráfica se muestra la extrapolación de la densidad unidimensional de masa de 1D a 2D, donde se muestra el valor de la densidad en escala de grises. En ambas figuras puede observarse la región de viento en expansión libre y el cascarón denso de SGR. Nótese que sólo se extrapolan los 10 pc que rodean la estrella central.

Las simulaciones con *STERN* y *ZEUS-3D* fueron llevadas a cabo en una supercomputadora *SGI Origin* de 8 procesadores (*Origin 2000*) del Instituto de Astronomía de la UNAM, sede Ensenada. El código *ZEUS-3D* está paralelizado y utilizó los recursos de los 8 procesadores de forma simultánea reduciendo significativamente el tiempo de cálculo, mientras que las secuencias estelares evolutivas obtenidas con *STERN* fueron obtenidos usando uno sólo de los procesadores, por lo que ocuparon mas tiempo de cómputo.

Capítulo 3

Modelos de evolución de estrellas en el rango de 23 a 33Mo.

Este capítulo contiene una breve revisión bibliográfica de la evolución de estrellas masivas y los principales parámetros físicos que las afectan, así como la descripción de los modelos de evolución estelar que obtuvimos para estrellas de **23, 28, 29, 30 y 33 Mo** (en ZAMS): diagramas HR, tipo y tiempos de evolución, abundancias interiores y superficiales, etc... En todas las secuencias evolutivas las estrellas incluyen un tratamiento específico de semiconvección y pérdida de masa, dos de los fenómenos que presentan más incertidumbre para los cálculos de evolución estelar. Para comparación también se construyó un modelo de 29Mo que incluye rotación (**29MoR**). Se discuten los resultados obtenidos y la relación que pudieran tener con Cas A.

3.1. La evolución de estrellas masivas.

Las estrellas masivas ejercen un fuerte impacto en la estructura y evolución del universo. Durante la mayor parte de su vida son fuentes de masa y radiación que modifican fuertemente las regiones que las rodean. Su corto tiempo de vida provoca que afecten “rápidamente” su entorno. También son la principal fuente de supernovas (SN) que inyectan gran cantidad de energía al medio circunestelar (MCE) junto con elementos químicos procesados en el interior de las estrellas antes y durante la explosión, en uno de los eventos más extremos que se dan en el universo.

Definimos una estrella masiva como la que tiene una masa mayor a 9 Mo en ZAMS (*Iben & Renzini* 1983). Su evolución está determinada por masa y composición química iniciales, donde ambas condiciones establecen la cantidad de H del que dispone la estrella para usarlo como combustible en sus reacciones termonucleares que modificarán la composición química estelar provocando que su estructura cambie con el tiempo. Las reacciones termonucleares también producen energía en el interior que es radiada hacia el espacio después de atravesar la estrella. La nucleosíntesis estelar

(quemado de elementos) se da a través de un proceso cíclico donde cada vez son construidos elementos mas pesados a partir de otros ligeros, que servirán de combustible para la siguiente etapa de quemado. Las estrellas $M > 11M_{\odot}$ pasan por seis etapas de quemado nuclear sucesivas en su núcleo: $H \rightarrow He \rightarrow C \rightarrow Ne \rightarrow O \rightarrow Si$ de forma no-degenerada (ver *Kippenhahn & Weigert 1990*), cada una de las cuales se enciende a una temperatura y densidad características.

Durante la Secuencia Principal (SP) una estrella masiva transforma principalmente $H \rightarrow He$ dentro de un núcleo caliente y convectivo, en una de las etapas más estables y de mayor duración en la vida total de la estrella. El proceso de quemado nuclear de H ocurre a través del proceso más eficiente a altas temperaturas: el ciclo CNO (ver detalles en *Kippenhahn & Weigert 1990*). Durante SP el cambio en la composición química por quemado de H se encuentra muy concentrado hacia el centro de la estrella debido a la fuerte dependencia del ciclo CNO a la temperatura, pero el material recién procesado y enriquecido de He se distribuye rápidamente por el núcleo convectivo produciendo un núcleo virtualmente homogéneo de He (que llamaremos *HeN*). Cuando el H central se agota cesan la convección y las reacciones nucleares de forma que la presión disminuye y provoca la contracción del *HeN* por acción de la gravedad, dejando tras de sí un gradiente en la composición química. La contracción del *HeN* incrementa su temperatura hasta que es lo suficientemente alta en su superficie para empezar a quemar el H inmediato, de forma que se enciende un cascarón de quemado de H envolviendo al *HeN*. El aumento en la temperatura en la base de la envoltente rompe con el equilibrio hidrostático, y la obliga a expandirse. El radio de la estrella aumenta mientras su temperatura superficial disminuye para conservar el equilibrio radiativo. Este proceso se refleja en el diagrama HR donde la estrella después de abandonar la franja de SP recorre una trayectoria horizontal hacia la región de las supergigantes rojas (SGR) en la escala de tiempo de Kelvin-Helmholtz a medida que la envoltente se expande. A medida que la estrella se acerca a la línea de Hayashi su envoltente se vuelve convectiva, penetrando cada vez a regiones mas profundas en masa y transportando elementos producidos en el núcleo estelar hasta la superficie, lo que se conoce como el primer proceso de *dragado*. El dragado convectivo lleva elementos químicos procesados en CNO a la superficie y los distribuye por toda la envoltente, donde son observados en la superficie de las estrellas (p. ej. *Kippenhahn & Weigert 1990*).

Mientras tanto, en el interior estelar el *HeN* continúa incrementando su temperatura al estar en contracción. En las estrellas masivas los electrones del núcleo se encuentran en un estado no-degenerado de modo que cuando la temperatura central alcanza cerca de $\sim 1.5 \times 10^8$ K se inicia la reacción 3α para fusionar $He \rightarrow {}^{12}C$. A partir de ese momento el núcleo estelar encuentra una nueva fuente de energía que detiene su colapso y la estrella alcanza un estado de equilibrio térmico e hidrostático, formando un núcleo convectivo de quemado de He. Este *HeN* es menos masivo que el núcleo anterior de quemado de H por lo que el quemado de He sólo dura una pequeña fracción del

tiempo que la estrella pasó en SP (~ 20%, también debido a la menor producción de energía por unidad de masa del quemado de He), aunque la duración exacta depende de la cantidad de He producido y mezclado en la estrella.

Dependiendo de la masa de la estrella durante el quemado de He se transforma en SGR y puede agotar todo el He central en esta zona del diagrama HR o volver de nuevo hacia el lado azul mientras hace uno o varios “rizos azules” [*blue loops*]. Los rizos azules ocurren cuando el *HeN* se expande por el aumento de la temperatura derivado de las reacciones nucleares o bien, por el aumento del peso molecular medio del material del núcleo. La expansión del núcleo provoca que la temperatura en la base de la envoltura de H disminuya y entonces se contrae, mientras que la temperatura efectiva (T_{eff}) de la estrella aumenta volviéndose más azul: la estrella abandona la zona roja y regresa hacia la izquierda en el diagrama HR. Una vez que se ha transformado cierta cantidad de He \rightarrow ^{12}C ($Y_C < 0.20$) el número de partículas disminuye y también la presión, el núcleo empieza a contraerse de nuevo, otra vez la envoltura de H se expande y la estrella vuelve nuevamente a la región roja del diagrama HR. Otros procesos alternativos que también producen rizos azules puede encontrarse en *Renzini et. al.* (1992), *Xu & Li* (2004).

El número y extensión de los rizos azules depende de la masa de la estrella en ZAMS, del mezclado estelar, la metalicidad y de las opacidades de la envoltura, la tasa de pérdida de masa (para estrellas con $M > 15 \text{ Mo}$), etc.. La extensión del rizo hacia las partes azules también depende fuertemente de la masa inicial (a mayor masa los rizos son más largos) y de la metalicidad de la estrella, observándose que a menor metalicidad los rizos son más azules. Sin embargo, *El Eid* (1995) encuentra que éste comportamiento no es sistemático y que son muchos los factores (y la combinación de ellos) que pueden modificar la extensión y luminosidad de los rizos azules.

Mientras tanto en el centro de la estrella, el quemado de He está produciendo principalmente ^{12}C y ^{16}O en proporción determinada por la temperatura central y la tasa $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ usada. La reacción dominante durante el quemado de He es $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$, pero cuando va aumentando la abundancia de ^{12}C gradualmente va tomando importancia la reacción $^{12}\text{C} + \alpha \rightarrow ^{16}\text{O}$. A medida de que el He se agota, la producción 3α de ^{12}C se vuelve menor a su tasa de destrucción por $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ por lo que la tasa de ésta última reacción se vuelve fundamental para el cociente de $^{16}\text{O}/^{12}\text{C}$ con que la estrella termina el quemado de He.

Con la producción de ^{12}C y ^{16}O durante el quemado de He se empieza a formar un núcleo de C-O (N_{CO}) que va creciendo a medida que el He se agota. A medida que este N_{CO} crece en tamaño nuevamente empieza a colapsar y aumentar su temperatura hasta llegar a $\sim 5 \times 10^8 \text{ K}$ donde eventualmente encenderá reacciones termonucleares en forma no degenerada para empezar una nueva etapa de quemado, esta vez de C que produce una gran cantidad de elementos como ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na , $^{23,24}\text{Mg}$, etc... Durante este quemado también se forma un cascarón de quemado de He que

rodea al N_{CO} (Tuchman et.al. 1979; Iben & Renzini 1983), de forma análoga al cascarón de quemado de H. A medida que el núcleo sigue quemando C el cascarón de He se mueve hacia afuera en masa, incrementando la masa del N_{CO} con ^{12}C y ^{16}O recién procesado. En muchos casos el cascarón de quemado de H continúa activo alrededor del cascarón de He.

Durante el quemado de C y posteriores, las pérdidas de energía por emisión de neutrinos se vuelven muy importantes, siendo en la mayoría de los casos mayores que la tasa de pérdida de energía por radiación (Chieffi et.al. 1998) causando que las etapas de quemado nuclear post-He tengan escalas de tiempo menores a las previas de H y He.

Al agotarse el C central un nuevo núcleo compuesto principalmente por ^{16}O y ^{20}Ne empieza nuevamente a contraerse hasta que enciende quemando Ne de forma hidrostática. La temperatura del núcleo (T_C) alcanza el orden de $\sim 10^9$ K, donde la temperatura exacta depende de varios parámetros, como la masa de la estrella y la densidad del núcleo. El quemado de Ne ocurre a través de un proceso de fotodesintegración cuando fotones de alta energía rompen el núcleo de ^{20}Ne a través de la reacción $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$. Durante ésta etapa también se produce ^{24}Mg a través de la reacción $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ y de otros elementos como ^{25}Mg , ^{23}Na , ^{27}Al , ^{29}Si a través de reacciones menores.

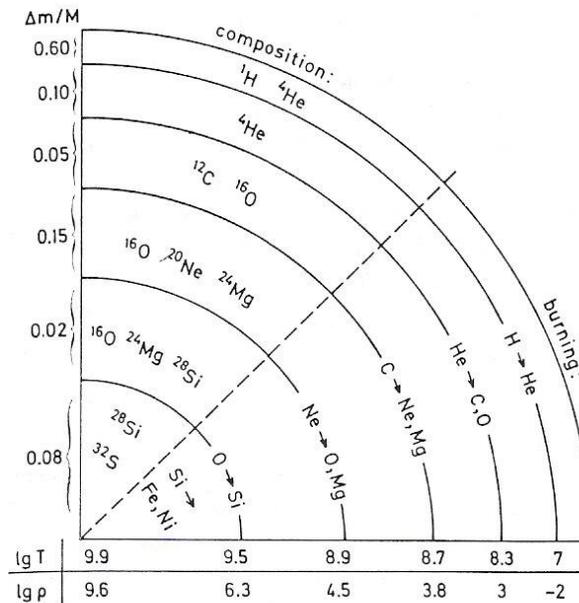


Figura 3.1. Diagrama esquemático de la estructura de "capas de cebolla" en el interior de una estrella masiva evolucionada que ha atravesado por varios ciclos sucesivos de quemado hidrostático en su núcleo $\text{H} \rightarrow \text{He} \rightarrow \text{C} \rightarrow \text{Ne} \rightarrow \text{O} \rightarrow \text{Si}$. Tomado de Kippenhahn & Weigert (1990).

Después del quemado de Ne, la región central de la estrella pasará a través de otros dos ciclos de procesamiento nuclear que continuarán modificando su estructura interna y externa: el quemado de O y

Si. Las etapas de quemado posteriores al Ne son muy rápidas ($\sim 10^1$ años) y las capas superiores de la estrella permanecen químicamente inalteradas a partir de ese momento, provocando que la estructura química superior de la estrella se “congele” a partir del quemado de Ne y sólo se modifique el interior estelar debido a procesamiento nuclear (*Thielemann et.al. 1996*).

El quemado de O ocurre cuando a $T_{8c} \sim 15$ K ($T_{8c} = T_c/10^8$) y produce principalmente isótopos de Si y S, además de trazas de ^{31}P , ^{36}Ar , ^{40}Ca . Posteriormente, el quemado de Si inicia cuando el núcleo de la estrella alcanza temperaturas de $T_{8c} > 20$ K donde fotones altamente energéticos provocan su fotodesintegración en una cascada de elementos y provocando la ocurrencia de otras reacciones nucleares de forma compleja. Un compendio muy completo de las reacciones nucleares involucradas en cada etapa de quemado termonuclear en el interior de estrellas masivas puede encontrarse en *Arnett (1996)*, *Chieffi et. al. (1998)*.

En forma general, el ciclo de quemado nuclear en el interior de las estrellas sigue el sencillo esquema descrito hasta ahora: quemado nuclear \rightarrow agotamiento del elemento \rightarrow contracción del núcleo formado por nuevos elementos \rightarrow encendido del nuevo núcleo. En ocasiones cada etapa de quemado también produce un cascarón de quemado que rodea al núcleo. El comportamiento específico de estos cascarones depende de una gran cantidad de situaciones y parámetros físicos como por ejemplo la fracción de elementos dentro de la estrella y/o el proceso de convección que experimenta. El quemado de elementos en el núcleo y/o en cascarones va dejando cáscaras de masa procesadas termonuclearmente de distinta composición química, donde los elementos mas pesados se concentran cada vez más hacia el centro de la estrella. Esta estructura se conoce como “*capas de cebolla*” (*Kippenhahn & Weigert 1990*). La Figura 3.1 fué tomada de su libro *Stellar Structure and Evolution* y muestra esquemáticamente la estructura de “*capas de cebolla*” del interior de una estrella masiva evolucionada.

Finalmente, al terminar con los ciclos termonucleares, el quemado de Si produce un conjunto de núcleos pesados alrededor del pico de ^{56}Fe (en la curva de la energía de amarre por nucleón) formando un “*núcleo de Fe*” (*FeN*) que contiene todos éstos elementos pesados. La fotodesintegración del Si no contribuye a la luminosidad de la estrella sino que absorbe una gran cantidad de energía, por lo que después del quemado de Si se detienen los procesos nucleares de quemado hidrostático en el centro de la estrella. Cuando la masa del *FeN* alcanza el límite crítico de Chandrasekhar empieza a colapsar por acción de la gravedad. El colapso de éste núcleo nuevamente incrementa su temperatura y desencadena la fotodesintegración del *FeN* a través de reacciones como $^{56}\text{Fe} + \gamma \rightarrow 13^4\text{He} + 4n$; $^4\text{He} + \gamma \rightarrow 2p^+ + 2n$, etc... las cuales también son endotérmicas y provocan una gran absorción de energía por la región central de Fe. Este proceso de fotodesintegración y el de neutronización ocasionan que la presión interior del *FeN* caiga enormemente acelerando su colapso y su desintegración en partículas α que formarán una estrella de neutrones mucho más pequeña que el

tamaño inicial del FeN . El colapso del FeN también detona la explosión de SN, que eyecta al espacio una gran cantidad de masa y energía.

3.1.1. La evolución de estrellas masivas con pérdida de masa y rotación.

La evolución descrita en la sección anterior ocurre en estrellas “ideales” que no rotan ni pierden masa. Sin embargo, como veremos a continuación, la rotación y pérdida de masa afectan radicalmente la estructura y evolución de la estrella.

Las primeras observaciones telescópicas hechas por Galileo Galilei mostraron un Sol en rotación y posteriores observaciones hechas por *F. Schlesinger* (1871-1943) llevaron a concluir que la rotación es un fenómeno común en muchas estrellas. La rotación estelar es un campo que ha tenido un estudio activo desde que *Shajn & Struve* (1929) desarrollaron un método para medir la rotación estelar que ha ayudado a medir la velocidad de rotación ($v \text{ sen } i$) de varios tipos y grupos de estrellas. *Fukuda* (1982) compiló un catálogo de velocidades de rotación para varios grupos estelares.

Algunas discrepancias encontradas entre los modelos estelares teóricos y las observaciones (como la abundancia de N y He en estrellas masivas, la distribución de estrellas en el diagrama HR, etc...) parecen indicar que las estrellas masivas están fuertemente influenciadas por la rotación y que éste fenómeno juega un rol crucial en la evolución estelar (*Heger et.al.* 2000; *Maeder & Meynet*, 2000). Los modelos computacionales muestran que la rotación en las estrellas afecta su estructura interna como consecuencia de distintos procesos de transporte y mezclado que aparecen detonados por la rotación (*Heger et.al.* 2000). Generalmente, la rotación estelar produce núcleos convectivos que son ligeramente mas grandes que los que no incluyen rotación, lo que incrementa la cantidad de material procesado en el núcleo de la estrella y produce estrellas con tiempos de vida más largos en SP (*Maeder & Meynet*, 2000; *Heger et.al.* 2000). También los HeN de estrellas en rotación son más masivos (*Sofia et.al.* 1994).

El mezclado rotacional tiene importantes efectos en la distribución de elementos químicos dentro de la estrella, donde por ejemplo provoca el enriquecimiento de $[N/H]$ en la superficie estelar en un factor 2-3 en una estrella tipo O con $V_{\text{rot}} \sim 200$ km/s. Este enriquecimiento superficial puede ocurrir desde SP y no a partir de el dragado en SGR, como ocurre con los modelos sin rotación (*Meynet & Maeder*, 2000). El aumento de metales en la superficie estelar incrementa la opacidad de la envoltura, modificando la evolución y la tasa de pérdida de masa de la estrella. La rotación estelar

ocasiona que la pérdida de masa sea mayor que en los casos sin rotación (*Friend & Abbott, 1986*). Una amplia discusión de los efectos de la rotación estelar puede encontrarse en *Heger et. al. (2000)*, *Heger & Langer (2000)*; *Maeder & Meynet (2000)*.

Otro fenómeno que modifica fuertemente la evolución estelar es la pérdida de masa. El viento estelar puede detectarse en radio por un exceso de la emisión libre-libre en la envoltura de las estrellas (*Panagia & Felli, 1975*). También observaciones espectroscópicas en UV de estrellas masivas hechas con *Copernicus* y el *IUE (International Ultraviolet Explorer)* indican que éstas estrellas están perdiendo masa en forma de vientos estelares (*de Loore et.al. 1977*). La pérdida de masa estelar no sólo ocurre por vientos estables sino también a través de eventos de eyección episódica tipo LBV (*Humphreys & Davidson, 1994*). La pérdida de masa también pueden ocurrir por interacción de la estrella con una compañera binaria que pierde masa a través del lóbulo de Roche. Cualquiera que sea el mecanismo de pérdida (o ganancia) de masa, ésta influenciará y determinará cual será la evolución de la envoltura estelar y de la estrella misma (*Chiosi & Maeder, 1986*).

Las estrellas masivas tienen vientos estelares muy intensos, con velocidades típicas de 10^3 km/s que pueden remover (o no) su envoltura de H. Después de SP la pérdida de masa se incrementa, pero si nuevamente no es lo suficientemente alta la estrella seguirá conservando su envoltura de H y finalizará su vida como SGR. Todas las estrellas masivas que *no* pierden masa o que no lo hacen a una tasa suficientemente alta tienen como precursora de supernova una SGR. Una tasa de pérdida de masa mayor favorece la evolución de la estrella post-SGR, donde lo que ocurre está determinado por una competencia entre la escala de tiempo de la pérdida de masa y la de quemado nuclear. En ocasiones la estrella pierde tanta masa que evoluciona nuevamente hacia el lado azul del diagrama HR sin haber llegado a convertirse en SGR. Si la estrella es muy masiva ($> 50M_{\odot}$) después de SP entra en una fase en la que experimenta violentos y esporádicos eventos de pérdida de masa, tipo LBV. Cuando ha perdido suficientemente masa como LBV, la estrella se convierte en una WR. Las estrellas menos masivas se convierten en WR cuando la mayor parte de la envoltura estelar se pierde en forma de viento denso durante SGR, sin haber pasado por etapa LBV. En todos los casos la transición a WR ocurre cuando el H de la envoltura estelar se reduce por debajo de cierto valor crítico (en nuestro caso, cuando la fracción de masa de H superficial cae por debajo del 40%, es decir, $X_S < 0.4$). La transición SGR \rightarrow WR no sucede para todas las estrellas masivas y hay una masa límite inferior para que ocurra. *Humphreys & Nichols (1985)* encuentran observacionalmente (basados en el estudio de diagramas HR de asociaciones estelares y cúmulos) que el límite inferior para que una estrella se convierta en WR post-SGR es de aproximadamente $30M_{\odot}$ (en ZAMS) y que el 80% de las WR provienen de estrellas con masas superiores a $50M_{\odot}$, posiblemente de estrellas LBV. También se ha encontrado que la duración de la fase WR depende de la masa estelar en ZAMS: a mayor masa mas larga es la etapa de WR (*Maeder & Meynet, 2000*). Todas las estrellas con $M > 30$ -

40 Mo presumiblemente explotan como SN siendo una WR, y dependiendo de la tasa de pérdida de masa lo harán como *WNL/WNE* ó *WC/WO*.

En resumen, después de perder la suficiente masa durante SGR las estrellas pueden evolucionar hacia otros tipos como: SGR con envoltentes pobres en H, variables LBV, supergigantes amarillas (SGAm), supergigantes azules (SGA), estrellas Wolf-Rayet (WR) ricas en H, estrellas de He (WNE), estrellas WC/WO, etc....Para una descripción de todos estos escenarios ver, por ejemplo, *Chiosi & Maeder* (1986).

Cuando no es por intercambio binario, la masa perdida por la estrella impacta sobre el MCE y lo transforma dinámicamente. En el **Capítulo 4** se describe en detalle ésta interacción y la evolución del gas que rodea a la estrella durante toda su vida, incluyendo la eyección de masa durante y después de su explosión como supernova.

3.1.2. La explosión de estrellas masivas como supernovas.

La forma en que mueren las estrellas masivas depende principalmente de la masa de su *HeN*, y la curva de luz que producen depende de su envoltente de H al momento de su muerte. Por encima de $M > 10$ Mo el proceso que detona la muerte estelar es el colapso de su núcleo [*core collapse*] que ocurre cuando el *FeN* de una estrella de 10 - 40 Mo alcanza una masa mayor al límite de Chandrasekhar y empieza a colapsar. Esto provoca que las capas superiores de la estrella también empiecen a caer hacia el centro a velocidades supersónicas. La formación de la estrella de neutrones central produce una gran cantidad de neutrinos [p. ej. a través de la reacción $p^+(e^-, \nu_e)n$] que interaccionan con la envoltente que cae, la cual es opaca a los neutrinos. El cambio súbito de la presión detiene el colapso del núcleo y produce ondas de sonido que construyen una poderosa onda de choque que atraviesa la envoltente de la estrella comprimiendo y calentando el material estelar a su paso, el cual será eyectado violentamente. Una descripción detallada de éste y otros procesos físicos que ocurren durante la explosión de una supernova puede encontrarse en *Woosley & Weaver* (1986).

Si la masa inicial de la estrella es menor de ~ 25 Mo, después de la explosión el núcleo interior se estabiliza formando una estrella de neutrones soportada por presión de los neutrones degenerados. Si la masa inicial es mayor, la presión de los neutrones degenerados no es suficiente para contrarrestar la gravedad del remanente y el núcleo se colapsa hasta formar un hoyo negro de forma directa. En otras ocasiones se forma una estrella de neutrones pero el material eyectado cae

nuevamente sobre el remanente recién formado, incrementando su masa y transformándola en hoyo negro por “caída” [*fallback*]. El remanente estelar que deja la explosión depende fuertemente de varias características de la estrella pre-SN como su metalicidad, la tasa de pérdida de masa, etc... (*Heger et al.* 2003, ver Figura 3.2).

Para estrellas muy masivas con masas entre $\sim 140 \text{ Mo} < M < 260 \text{ Mo}$ (correspondientes a *HeN* de $\sim 64 \text{ Mo}$ a $\sim 133 \text{ Mo}$) la explosión es detonada por un proceso distinto llamado “inestabilidad de pares” [*pair-instability*] (*Fowler & Hoyle* 1964) que puede producir la destrucción total de la estrella antes de completar sus ciclos de quemado hidrostático. Por encima de $\sim 260 \text{ Mo}$ las estrellas colapsan directamente como hoyo negro (*Heger & Woosley* 2002).

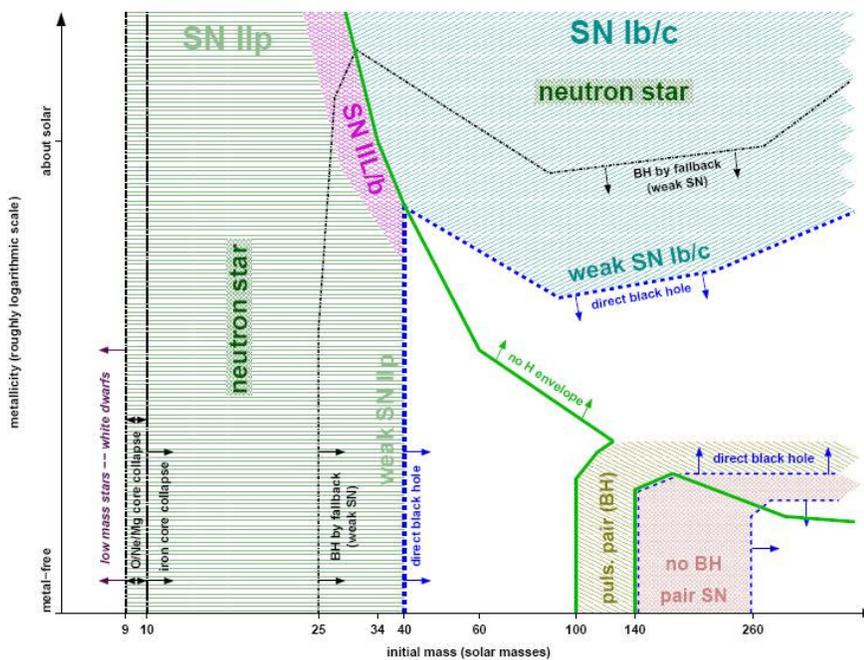


Figura 3.2. Tipos de SN producidos por estrellas masivas aisladas sin rotación como función de la metalicidad (eje y) y masa iniciales (eje x). Las zonas sombreadas producen el tipo de SN indicada. También indican el remanente estelar que queda tras la explosión. Tomado de *Heger et al.* (2003).

Durante la explosión de supernova el paso de la onda de choque aumenta la temperatura de las capas estelares que va recorriendo y va encendiendo transitoriamente la nucleosíntesis de elementos pesados en un proceso llamado “nucleosíntesis explosiva”. Los elementos químicos que serán quemados durante la nucleosíntesis explosiva dependen de la temperatura máxima que alcanza el material durante el paso de la onda de choque (ver p.ej. *Thielemann et al.* 1990). Cerca del centro de la explosión el incremento de temperatura es muy grande y permite el quemado total de Si,

produciendo elementos pesados como ^{56}Ni que al decaer en ^{56}Co - ^{56}Fe producen la cola de la curva de luz observada en algunas supernovas. La cantidad de ^{56}Ni producida depende de la masa de la estrella, la energía de la explosión, etc...

La temperatura del choque va disminuyendo a partir del centro por lo que dentro de la estrella quedan regiones en las que el Si no se quema totalmente, permaneciendo sin procesar grandes cantidades de Si, S, Ar, Ca y otros elementos del grupo de Fe que son observados en el material eyectado por las supernovas (p. ej. *Willingale et al.* 2002). En las regiones estelares mas externas la temperatura de la onda de choque es menor y sólo ocurren procesos de quemado explosivo de elementos más "livianos" como O - que produce una mezcla de O/Si con poco Fe -, y de Ne/C que produce O (p. ej. *Arnett* 1996). Elementos mas ligeros que el Ne apenas son afectados por nucleosíntesis explosiva (*Thielemann et.al.* 1996).

Todos los elementos que fueron procesados durante la onda de choque serán eyectados al espacio junto con los elementos producidos de forma hidrostática previos a la explosión. La cantidad de ^{56}Ni que será arrojado al espacio depende de la cantidad y profundidad de la masa eyectada, y puede ser determinado observacionalmente con la curva de luz de algunas supernovas (p. ej. *Woosley, Langer & Weaver* 1995). Muchos autores utilizan este parámetro para elegir la masa de corte en los modelos estelares que sirven de progenitor en sus simulaciones de supernovas (p. ej. *Thielemann et.al.* 1990).

3.1.3. Curvas de luz y espectros de *SN II* y *Ib/c*.

La curva de luz producida por una SN depende de varias características de la estrella precursora: la presencia (ó no) de una envoltente de H, el radio de la estrella, la energía de la explosión, la masa de ^{56}Ni producida por nucleosíntesis explosiva, etc... En general, las estrellas masivas aisladas producen curvas de luz tipo *SNII* y *SNIb/c* (*Woosley et.al.* 2002).

Al principio la curva de luz es producida por la radiación que emite la estrella justo en la explosión, cuando la onda de choque emerge en la superficie de la estrella. El material está altamente ionizado y la opacidad dominante es por dispersión electrónica. Cuando el material estelar se expande y empieza a enfriarse, la opacidad decae rápidamente produciendo emisión. Esta primera etapa es tan rápida – duró aproximadamente 3 minutos después de la explosión en 1987A (*Ensmann & Burrows* 1992) - que nunca ha sido directamente observada en ninguna supernova. Todas las SN han sido descubiertas cuando tienen un brillo considerable, por lo que sus curvas de luz empieza a trazarse cerca de la región de brillo máximo.

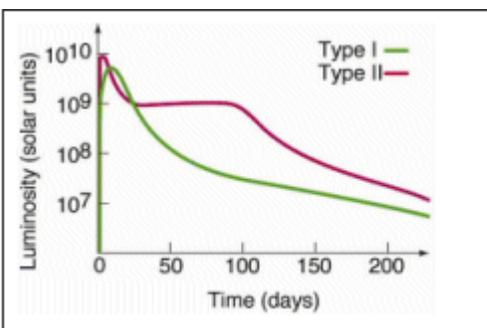


Figura 3.3. Curvas de luz típicas para SNI y SNIi. Tomado de Chaisson & McMillan (1995).

Si la estrella progenitora poseía una envoltura extendida y rica en H producirá una curva de luz tipo *IIp*, donde el “plateau” es generado cuando las zonas ricas en H se expanden y enfrían por debajo de los 5 500 K. El hidrógeno se recombina y libera la radiación atrapada en la envoltura. La duración del “plateau” es directamente proporcional a la masa de la envoltura y al radio de la estrella e inversamente proporcional a la energía de la explosión; mientras que la luminosidad es directamente proporcional al radio y a la energía (Popov 1993). A mayores radios estelares, los “plateaus” son más largos y brillantes.

Después de que termina la recombinación del H la curva de luz será potenciada por el decaimiento radioactivo del ⁵⁶Ni eyectado durante la explosión. Estrellas con $M > 12 M_{\odot}$ eyectan al menos $0.1 M_{\odot}$ de ⁵⁶Ni durante la explosión, el cual decae radioactivamente en ⁵⁶Co con una vida media de 6 días, depositando una energía de $5.9 \times 10^{48} \frac{\text{ergs}}{0.1 M_{\odot}}$. La siguiente etapa de decaimiento

radioactivo $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$ tiene una vida media de 77.3 días, y deposita una energía mayor de $1.3 \times 10^{49} \frac{\text{ergs}}{0.1 M_{\odot}}$. La energía del decaimiento de ⁵⁶Ni se emplea en expandir el gas interior de la SN, pero la del

decaimiento del ⁵⁶Co escapa del material y produce una “cola radioactiva” en la curva de luz. (Woosley et.al. 2002)

En los casos en que la estrella prácticamente no tiene envoltura de H se genera una curva tipo SNIb/c donde el decaimiento de ⁵⁶Co produce el pico máximo de intensidad y domina toda la curva de luz, como en el caso de 1987A. Generalmente se trata de estrellas que son *HeN* o bien núcleos de C/O, que al explotar tienen un radio muy pequeño (1 –10 R_{\odot}). Las curvas de las SNIb son muy regulares y angostas, provenientes de estrellas WR que al explotar tenían masas de 3 – 4 M_{\odot} (Langer, 1989). Si la WR tenía una masa mayor al momento de la explosión, las curvas son más débiles y anchas aunque conservan la misma forma. Estas estrellas también podrían ser los progenitores de

algunos “estallidos de rayos gamma” [*gamma-ray bursts, GRB*] (MacFadyen & Woosley 1999; Ramírez-Ruiz et.al. 2005). Las curvas de las *SNlc* son similares a las *Ib*, sólo que sus espectros no presentan línea en absorción de He $\lambda 5876$. La ausencia de esta línea podría explicarse por ausencia de He (la explosión de un núcleo C/O) o bien, que la energía de la radioactividad sea insuficiente para excitar los estados de transición del He (Eastman & Woosley 1991). En la Tabla 3.1. se describen el tipo de SN que se producirá dependiendo de la masa de la envoltente de H de la estrella precursora.

M_{env}	Tipo de SN
no	Ib/c
< 1Mo	IIb
2-3 Mo	IIIL
> 3 Mo	IIp

Tabla 3.1. Tipos de SN producidos dependiendo de la masa de envoltente de H de la estrella precursora. M_{env} es la masa de la envoltente de H. (Tomada de Heger et.al. 2003).

3.2. Simulaciones numéricas.

3.2.1. Modelos estelares sin rotación.

En esta sección presentamos la evolución de cinco estrellas con distintas masas iniciales: **23, 28, 29, 30 y 33 Mo**, desde ZAMS hasta el agotamiento del O central justo antes del encendido hidrostático de Si. También incluimos la evolución de una estrella de 29Mo (**29MoR**) *con rotación*, desde ZAMS hasta antes de encender Ne en su núcleo. Para calcular las secuencias de modelos evolutivos utilizamos el código de evolución estelar de Göttingen (*STERN*) que se describe en el **Capítulo 2** de esta tesis. Todos nuestros modelos tienen composición química inicial tipo solar ($X = 0.70$, $Y = 0.28$ y $Z = 0.02$) e incluyen pérdida de masa de acuerdo con *Nieuwenhuijzen & de Jager* (1990). Se ha usado el criterio de Ledoux para la convección estelar y los procesos de transporte convectivos y semiconvectivos son considerados como procesos difusivos de acuerdo con *Langer et. al.* (1985). Los modelos también incluyen sobremezclado [*overshooting*] porque los elementos convectivos ascendentes continúan moviéndose debido a la inercia, mas allá de la frontera de las zonas delimitadas por la condición $\nabla_{ad} - \nabla - \frac{\varphi}{\delta} \nabla_{\mu} \geq 0$. El valor de la longitud de mezcla es de $L / H_p = 1.0$ desde ZAMS hasta SGR, donde se cambia a $L / H_p = 2.5$ (ver **Capítulo 2**).

Las Figuras 3.3 – 3.6 muestran la trayectoria evolutiva de cada estrella en el diagrama HR donde también se marca con una etiqueta el inicio de cada etapa de quemado hidrostático. *STERN* no calcula quemado de Si por lo que la última etapa de quemado en todas nuestras estrellas es la del O. En las tablas del Apéndice A.1 - A.4 se resume la evolución de algunos parámetros importantes de las estrellas en función del tiempo, desde ZAMS hasta el último modelo que obtuvimos de cada una.

En esta sección se describen los resultados obtenidos. De ahora en adelante siempre que hagamos referencia a la estrella de **23Mo** nos referiremos a *la secuencia de modelos estelares cuya masa inicial en ZAMS es de 23Mo*. Lo mismo para el resto de las estrellas.

3.2.1.1. La estrella de 23Mo.

La Figura 3.4 muestra la trayectoria de la estrella de **23Mo** en el diagrama HR. La estrella inicia la SP con una luminosidad de $\log L/L_o \approx 4.82$, $T_{eff} = 36\ 000\ K$ y un $R_{eff} = 6.8\ R_o$. Permanece durante 6.379×10^6 años en la SP quemando H establemente en su núcleo a través del ciclo CNO. Durante éste tiempo la apariencia de la estrella varía, finalizando secuencia principal con una luminosidad $\log L/L_o = 5.07$, $T_{eff} = 27\ 080\ K$ y un $R_{eff} = 15.7\ R_o$. Durante SP la estrella perdió 0.76 Mo por viento estelar.

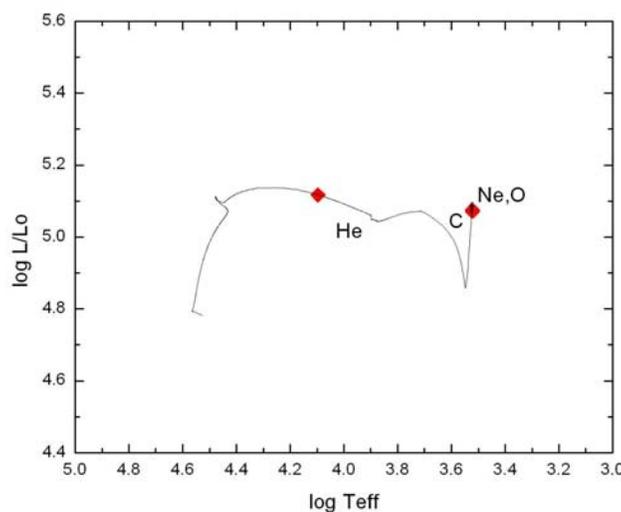


Figura 3.4. Diagrama HR de la estrella de **23Mo**, desde ZAMS hasta finalizar el quemado de O central. Los puntos rojos indican el inicio de cada una de las etapas de quemado hidrostático en el núcleo estelar.

Cuando la abundancia central de H cae por debajo de $X_C < 0.015$ (a $t = 6.3057$ M-años) la estrella forma un cascarón de quemado de H en $M(r)/M_o = 5.54$ que rodea al nuevo núcleo de He ($Y_C = 0.966$). El *HeN* empieza a contraerse por acción de la gravedad mientras las capas superiores estelares se expanden por el quemado de H en cascarón. El núcleo en contracción se calienta y la estrella enciende He central mientras todavía está en la parte azul del diagrama HR ($t = 6.3966$ M-años) cuando tiene un $\log L/L_o = 5.11$; $T_{eff} = 12\,600$ K y $R_{eff} = 79$ Ro. Durante el quemado central de He la estrella transforma principalmente ^4He en ^{12}C , que a su vez es transformado en ^{16}O vía la reacción $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ cuya importancia en la evolución de la estrella fue discutida en el **Capítulo 2**. Durante el quemado de He también es transformado ^{14}N en ^{22}Ne , y éste a su vez en ^{25}Mg vía la reacción $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$.

A partir de éste momento la estrella tiene dos fuentes de energía: el quemado de He en el núcleo y el cascarón convectivo de quemado de H, que sobrevive casi hasta el final de la vida de la estrella. Durante el quemado de He central la estrella aumenta dramáticamente su radio y sigue evolucionando hacia la zona de las supergigantes rojas (SGR) mientras atraviesa el diagrama HR desde la parte azul hacia la roja. A medida que la estrella se acerca a la línea de Hayashi la envoltura estelar se vuelve convectiva y empieza a penetrar en masa, empezando a transportar material que ha sido químicamente procesado durante el ciclo CNO. La profundidad a la que penetra la superficie convectiva depende de varios factores, entre ellos, de la longitud de mezcla. Durante este dragado de SGR la abundancia superficial de la estrella se modifica, aumentando el He y N y disminuyendo la proporción de H, C y O por dilución del material original con el nuevo, procesado durante CNO y que fue transportado por convección a la superficie. El viento estelar en SGR también se ve afectado por este incremento, presentando en su composición química el mismo cambio de la superficie estelar. Algunos autores consideran que el aumento en la metalicidad (y la opacidad) durante SGR es la causa del incremento de la tasa de pérdida de masa durante ésta etapa.

Al finalizar el quemado central de He queda un nuevo núcleo estelar formado principalmente por $Z(^{16}\text{O}) = 0.73$ y $Z(^{12}\text{C}) = 0.24$ que enciende C mientras la estrella todavía luce como SGR. El quemado central de C dura ~ 2500 años. Al final de éste quemado la masa del núcleo de *ONeMg* producido es de 2.16 Mo, confinado dentro de un radio de 0.038 Ro. La estrella nunca pierde masa suficiente y permanece el resto de su vida en la zona de SGR donde experimenta las últimas (y mas rápidas) etapas de procesamiento nuclear: quemado de Ne (durante ~ 3 años) principalmente a través de la reacción $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ y después de O (Figura 3.4).

Nuestra estrella de **23Mo** sólo desarrolla dos etapas evolutivas (SP y SGR) durante toda su vida. La Tabla A.1. muestra la evolución de sus características principales desde ZAMS hasta el último modelo que obtuvimos, que tiene una temperatura central de $T_{8c} = 18.7$ K y está quemando O en su núcleo. Debido a la rapidez del quemado de O y de Si (*Rolfs et. al.* 1988) nuestro último modelo está a

días antes del inicio del colapso de su núcleo. Las características externas de la estrella de este último modelo son las de precursor de SN. Durante toda SGR la tasa de pérdida de masa es alta ($\sim 10^{-5} \frac{\text{Mo}}{\text{año}}$ en promedio) y la estrella pierda casi el 40 % de su masa total, pero no fue suficiente para provocar evolución post-SGR. La masa de la envoltura de H se ha reducido de 16.6 a 6.8 Mo durante SGR y el viento eyectado ha modificado fuertemente el entorno estelar, como se verá en el **Capítulo 4**.

En resumen, la estrella de **23Mo** sigue la secuencia evolutiva:

$$\text{SP} \rightarrow \text{SGA} \rightarrow \text{SGR} \rightarrow \text{SN} \quad (3.1)$$

El precursor de su SN es una SGR de 13 Mo, con $\log L/L_{\odot} \approx 5.10$, $T_{\text{eff}} \sim 4\,000\text{ K}$ y $R_{\text{eff}} \sim 700 R_{\odot}$. Debido a su gran radio y a la envoltura de H que conserva ($M_{\text{env}} \sim 6.8\text{ Mo}$), tenemos una típica estrella progenitora de *SNIIp* de acuerdo con la Tabla 3.1.

3.2.1.2. La estrella de 28Mo.

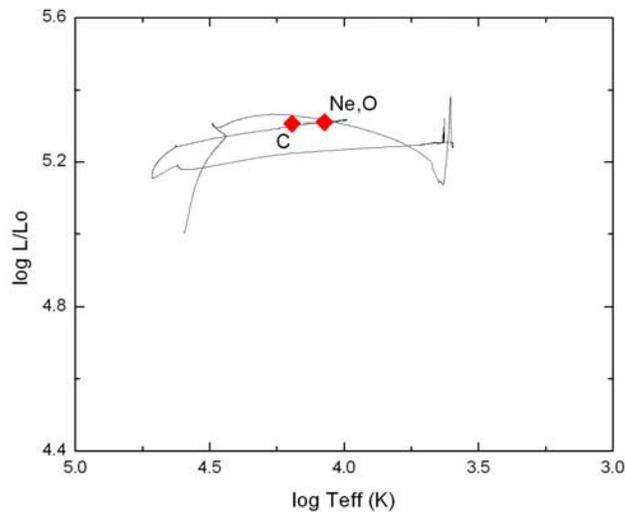


Figura 3.5. Diagrama HR de la estrella de **28Mo**, desde ZAMS hasta casi finalizar el quemado de O central. Los puntos rojos indican el inicio de cada una de las etapas de quemado hidrostático en el núcleo estelar. El punto de quemado de He no se incluye en la figura porque cae aproximadamente en el mismo punto del inicio de quemado de Ne, cuando la estrella pasa de la zona azul a la roja.

La estrella de **28Mo** inicia ZAMS con $L/L_o = 5.00$, $T_{eff} = 39\,200\text{ K}$ y un $R_{eff} = 6.9\text{ Ro}$. Permanece en SP durante 5.25 M-años quemando H en su núcleo, y después de formar un cascarón de quemado de H su envolvente se expande evolucionando hacia la zona de SGR. El encendido de He central ocurre todavía durante la fase azul del diagrama HR, cuando la estrella tiene una $\log L/L_o = 5.31$, $T_{eff} = 11\,457\text{ K}$ y un $R_{eff} = 115.67\text{ Ro}$.

Durante SGR la estrella pierde 16.8 Mo por un viento lento y denso ($\dot{M} \approx 5.6 \times 10^{-5} \frac{\text{Mo}}{\text{año}}$) y su luminosidad varía entre $\log L/L_o = 5.4$ a 5.1. El radio máximo que alcanza la estrella durante SGR es de $\sim 910\text{ Ro}$, con $T_{eff} \sim 4100\text{ K}$. También durante el dragado de SGR las abundancias superficiales de la estrella se empiezan a modificar.

Después de permanecer 3.3×10^5 años en SGR la estrella de **28Mo** evoluciona nuevamente hacia el lado azul del diagrama HR cuando el núcleo recibe un nuevo aporte de He. El aumento de He hace que el núcleo estelar aumente su producción de energía y su temperatura, por lo que empieza a expandirse y provoca el enfriamiento del cascarón de quemado de H que lo rodea. El cascarón de H se contrae al igual que la envolvente de la estrella, y la superficie se calienta mientras la estrella abandona SGR para iniciar una incursión a la parte azul del diagrama HR (*Renzini et.al.* 1992). Durante la incursión al azul disminuye nuevamente la tasa de pérdida de masa, mientras sigue el quemado de He central. Durante todo el proceso anterior la abundancia superficial cambia nuevamente, de forma que durante la incursión al azul está dominada por $X_S \approx 0.60$ y $Y_S \approx 0.38$. En ningún momento $X_S < 0.40$, por lo que formalmente hablando la estrella *nunca luce como una WR*. Estos modelos de estrellas azules provenientes de SGR brillantes han sido construidos por numerosos autores (p. ej. *Woosley et.al.* 1988; *Langer et.al.* 1989) para el precursor de SN1987A.

Cuando $Y_C < 0.15$ y se enciende He en cascarón, termina la incursión al azul y la estrella nuevamente evoluciona hacia el lado rojo del diagrama HR por segunda ocasión. Durante el regreso enciende C en el núcleo (durante ~ 1900 años), Ne (~ 7 años) y O de forma sucesiva como se observa en las etiquetas del diagrama HR (Figura 3.4). El último modelo calculado tiene una temperatura central de $T_{8c} = 19.9\text{ K}$ y está agotando rápidamente el O central, lo que nos indica que esta a días o meses de acabar su vida en un evento de colapso de núcleo.

La evolución secuencial seguida por la estrella de **28Mo** fue de:

$$\text{SP} \rightarrow \text{SGA} \rightarrow \text{SGR} \rightarrow \text{SGA} \rightarrow \text{SN} \quad (3.2)$$

El modelo final tiene una masa de 9.36 Mo y conserva una envolvente de H de 0.3 Mo cuya abundancia superficial final está dominada por He ($Y_S \sim 0.54$), H ($X_S \sim 0.44$) y N [$Z(N) \sim 0.09$]. Tiene

una luminosidad de $\log L/L_o = 5.30$, $T_{eff} = 11\,688\text{ K}$ y un $R_{eff} = 110\text{ Ro}$: antes de explotar como SN luce como una supergigante azul.

3.2.1.3. La estrella de 29Mo.

La estrella de **29Mo** tiene una luminosidad de $\log L/L_o = 5.04$, $T_{eff} = 39\,600\text{ K}$ y un $R_{eff} = 7\text{ Ro}$ en ZAMS. Su trayectoria evolutiva en el diagrama HR se muestra en la Figura 3.5. Permanece en SP por 5.09 M-años y al igual que las estrellas anteriores, después de formar un cascarón de quemado de H su envolvente se expande evolucionando hacia SGR. El encendido de He central en la estrella también ocurre en la región azul del diagrama HR cuando la estrella tiene luminosidad $\log L/L_o = 5.35$, $T_{eff} = 11\,296\text{ K}$ y un $R_{eff} = 123\text{ Ro}$. Durante SGR la estrella pierde 17 Mo en un viento denso y lento, llega a alcanzar un radio máximo de $\sim 1000\text{ Ro}$, $\log L/L_o \sim 5.35$ y T_{eff} tan bajas como $3\,800\text{ K}$. La pérdida de masa promedio es de $\dot{M} \sim 4.5 \times 10^{-5} \frac{\text{Mo}}{\text{año}}$.

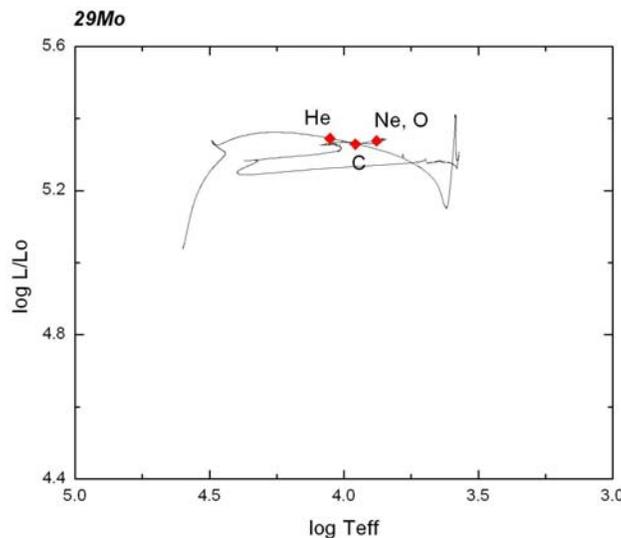


Figura 3.6. Diagrama HR de la estrella de **29Mo**, desde ZAMS hasta el quemado de O. Los puntos rojos marcan el inicio de cada etapa de quemado hidrostático en el núcleo.

La estrella de **29Mo** tiene una evolución muy similar a la de **28Mo**. Durante quemado de He en SGR recibe un nuevo aporte de He al núcleo que causa una incursión al lado azul del diagrama HR.

En la estrella de **29Mo** la incursión es “*menos*” azul porque la estrella pierde una mayor cantidad de masa durante SGR (*Renzini et. al*, 1992) y su *HeN* (9.3 Mo) es mas masivo que en la estrella de **28Mo** (8.97 Mo). En las Tablas 4.2 y 4.3 pueden observarse la diferencia que hay en la duración de cada etapa evolutiva entre las estrellas de **28** y **29Mo**. Se observa que la duración de SGR es mayor en la estrella de **29Mo**, y la duración de su incursión al azul es menor.

En la superficie de la estrella de **29Mo** nunca $X_S < 0.40$ y tampoco desarrolla fase WR. La estrella más azul obtenida de esta secuencia es una estrella con 10.3 Mo, $\log L/L_0 = 5.25$, $T_{eff} = 24\ 989$ K, $R_{eff} = 22.6$ Ro y $X_S \approx 0.6$, justo antes de iniciar nuevamente el camino hacia el rojo después del encendido de He en cascarón. Cuando el núcleo alcanza una $T_{8c} = 7.91$ K se enciende C durante 7500 años, seguido por el quemado de Ne (12 años) y O, como se indica en el diagrama HR (Figura 3.5). El último modelo calculado todavía está quemando O en el núcleo a una temperatura central de $T_{8c} = 20.1$ K, aunque las capas superiores ya han alcanzado su configuración química final desde el quemado de C.

La trayectoria evolutiva de la estrella de **29Mo** es casi la misma que la de la expresión (3.2), sólo que en este caso:

$$SP \rightarrow SGA \rightarrow SGR \rightarrow SGA \rightarrow SGAm \rightarrow SN \quad (3.3)$$

La estrella pre-SN tiene una masa de 9.95 Mo, una envolvente de H dominada por abundancias superficiales de $X_S = 0.46$, $Y_S = 0.52$, con una masa de 0.34 Mo. Tiene luminosidad de $\log L/L_0 = 5.34$, $T_{eff} = 7\ 509$ K y un $R_{eff} = 277.4$ Ro. En este caso la estrella pre-SN es una supergigante blanco-amarilla (SGAm).

3.2.1.4. La estrella de 30Mo.

La Figura 3.6 muestra el diagrama HR de la estrella de **30Mo** que permanece 4.959 M-años en SP y luego evoluciona hacia SGR encendiendo He a una $T_{eff} = 6\ 600$ K y $R_{eff} \sim 400$ Ro. La estrella permanece en la zona roja de SGR durante 2.94×10^5 años durante los cuales su pérdida de masa se incrementa de forma significativa y pierde aproximadamente el 60% de su masa total (18.3 Mo) en un viento denso y lento. Durante SGR la estrella llega a alcanzar un radio máximo de ~ 1000 Ro, $\log L/L_0$

~ 5.30 y T_{eff} tan bajas como 4000 K. En esta zona del diagrama HR la pérdida de masa promedio es de $6.6 \times 10^{-5} \frac{M_{\odot}}{\text{año}}$.

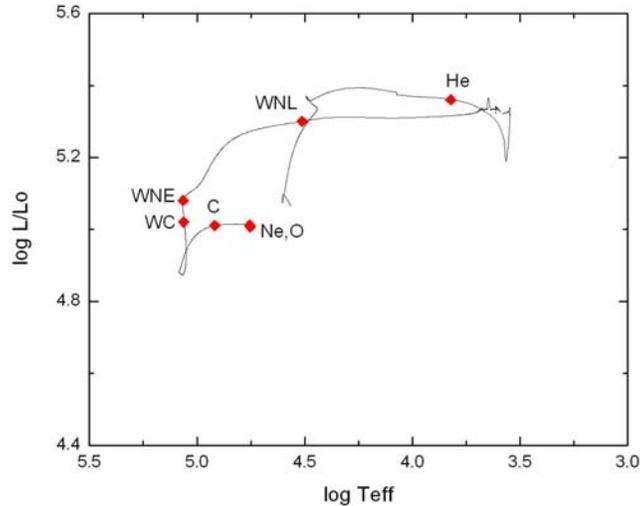


Figura 3.7. Diagrama HR de las secuencias de **30 M_{\odot}** , desde ZAMS hasta el quemado de O. Los puntos rojos marcan el inicio de cada una de las etapas de quemado hidrostático en el núcleo.

Durante SGR la estrella pierde tanta masa que empieza a desprendiéndose rápidamente de su envoltura de H, favoreciendo la evolución hacia la parte azul del diagrama HR mientras $X_S < 0.4$ y la estrella se transforma en WR. La transición ocurre en $t = 5.280$ M-años, cuando la estrella aún está quemando He en su núcleo ($Y_C=0.42$, $Y_S=0.58$), tiene una $T_{eff} = 32\,500$ K y un radio estelar de $14 R_{\odot}$. La estrella entra en la fase WR como una estrella *WNL*, exhibiendo en su superficie abundancias representativas del equilibrio CNO. Tiene una pérdida de masa muy intensa (*Langer* 1989) que desnuda rápidamente a la estrella, disminuyendo su masa y su luminosidad desde $\log L/L_{\odot} = 5.3$ hasta 4.85. La disminución tan pronunciada en la luminosidad se debe a la alta tasa de pérdida de masa de esta etapa (*Langer* 1989; Ec. 2.21), aunque estudios más recientes indican que las tasas de pérdida de masa en WR son menores por un factor 2-3 (*Hamann & Koesterke* 1998), así que en nuestro caso la pérdida de masa estaría sobreestimada y tenemos un límite máximo en la disminución de luminosidad, es decir, si la tasa de pérdida de masa durante WR es menor también será menor la disminución de la luminosidad que la obtenida en nuestra secuencia de modelos.

La etapa WR de la estrella puede dividirse en tres partes: en la primera sub-etapa (*WNL*) la estrella todavía presenta H superficial que va disminuyendo rápidamente y las velocidades de su

viento son muy altas, del orden de 10^3 km/s. Esta primera sub-etapa dura $\sim 4.2 \times 10^4$ años, a medida que la temperatura superficial aumenta rápidamente hasta alcanzar una máxima de $T_{eff} = 120\,000$ K. En este punto la estrella ya se ha desprendido de todo su H superficial ($Y_s = 0.98$) e inicia una segunda sub-etapa (*WNE*) que dura 5.8×10^4 años, donde su radio disminuye hasta $\sim 1 R_o$ y la tasa de pérdida de masa disminuye ligeramente. La estrella pierde $0.8 M_o$ en un viento igualmente rápido (ver Figura 4.6). El He superficial empieza a disminuir a medida que los productos del quemado 3α aparecen en su superficie y la abundancia superficial de C aumenta por arriba de un 3% en masa, etapa en la que se vuelve una *WC* cuya pérdida de masa aumenta con respecto a la etapa *WNE* pero luego disminuye a medida en que lo hace la masa de la estrella, según la Ec. (2.22).

Durante la etapa *WC* la estrella evoluciona a temperatura casi constante, y su luminosidad decrece porque el núcleo de C/O se apaga y empieza a contraerse. El aumento de la temperatura del núcleo provoca que se intensifique el quemado de He en cascarón y la luminosidad de la estrella aumenta ligeramente. La estrella empieza a crecer nuevamente y vuelve hacia el lado rojo del diagrama HR, pero con menor luminosidad. Este es el camino que sigue cuando enciende sucesivamente C (durante $\sim 8\,100$ años), Ne (~ 20 años) y O en su núcleo, como se indica en la Figura 3.7.

El último modelo calculado se encuentra detallado al final de la Tabla A.4 y en la Figura 3.19. Tiene una $T_{8c} = 20.7$ K y un núcleo de $\sim 1.6 M_o$ formado casi exclusivamente por Si y O, que todavía quema O en un cascarón que rodea al núcleo. Pronto encenderá el quemado de Si en su interior y está a días u horas antes de su explosión como supernova.

La trayectoria evolutiva seguida por la estrella de **30Mo**:

$$\mathbf{SP \rightarrow SGA \rightarrow SGR \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC \rightarrow SN} \quad (3.4)$$

La estrella pre-SN es una *WC* que ha perdido su envolvente de H ($X_s = 5 \times 10^{-10}$, $Y_s = 0.73$, $Z[C] = 0.18$) dejando expuesto el *HeN* parcialmente procesado por 3α . Tiene una masa de $5.85 M_o$, $\log L/L_o = 5.01$, $T_{eff} = 56\,862$ K y un $R_{eff} = 3.3 R_o$. Debido a la ausencia de H en su superficie, la curva de luz que producirá después de la explosión será de alguna clase *tipo SN Ib*.

3.2.1.5. La estrella de 33Mo.

La Figura 3.8 muestra el diagrama HR de la estrella de **33Mo** que permanece 4.607 M-años en SP y luego evoluciona hacia SGR. El quemado de He inicia cuando la estrella está en camino hacia la zona de las SGR, cuando $\log L/L_o = 5.454$, $T_{eff} = 9\,447\text{ K}$ y un $R_{eff} \sim 200\text{ Ro}$. La estrella alcanza SGR en $t = 4.6203\text{ M-años}$ y permanece en ella durante $\sim 1.7 \times 10^5$ años, con un aumento significativo en la tasa de pérdida de masa y la estrella pierde 19 Mo en un viento denso y lento. La pérdida de masa en promedio es de $1.05 \times 10^{-4} \frac{\text{Mo}}{\text{año}}$. Durante SGR la estrella llega a alcanzar un radio máximo de aproximadamente 1000 Ro y temperaturas superficiales de $\sim 4000\text{ K}$.

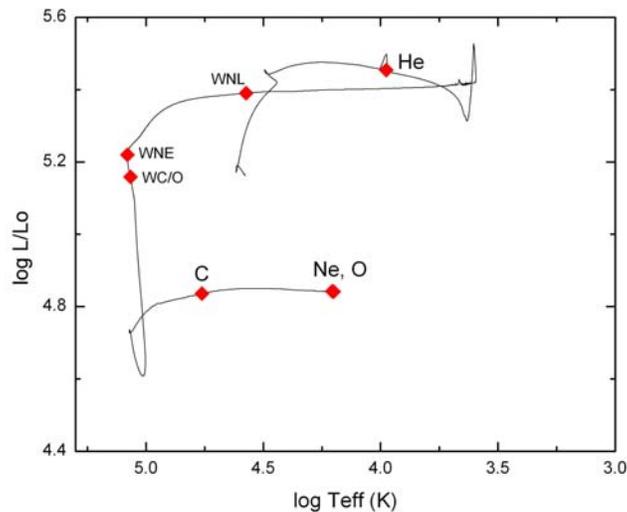


Figura 3.8. Diagrama HR de las secuencias de **33Mo**, desde ZAMS hasta el quemado de O. Los puntos rojos indican el inicio de cada una de las etapas de quemado hidrostático en el núcleo.

Después de SGR la estrella de **33Mo** también evoluciona hacia la parte azul del diagrama HR para transformarse en una estrella WR. La transición ocurre en $t \sim 4.794\text{ M-años}$, cuando la estrella aún está quemado He en su núcleo ($Y_c=0.642$, $Y_s=0.484$), tiene una $T_{eff} \approx 37\,000\text{ K}$ y $R_{eff} \approx 12\text{ Ro}$. La etapa WR de esta estrella también puede dividirse en tres partes: en la primera sub-etapa (*WNL*) la estrella todavía presenta H en su superficie que va disminuyendo rápidamente. *WNL* dura aproximadamente 3.6×10^4 años. Desde que inicia WR la temperatura superficial de la estrella se va incrementando rápidamente hasta que alcanza una temperatura efectiva máxima de $T_{eff} = 120\,000\text{ K}$ cuando ya ha perdido prácticamente toda su envoltura de H ($Y_s = 0.98$) y su radio ha disminuido a \sim

1 Ro. La segunda sub-etapa en WR (*WNE*) dura $\sim 3.6 \times 10^4$ años, durante los cuales la tasa de pérdida de masa disminuye ligeramente y la estrella pierde 0.8Mo por un viento rápido (ver Figura 4.7). Después Y_s también empieza a disminuir, a medida que el C y O superficiales aumentan por arriba de un 3% en masa, etapa en la que tenemos una estrella tipo *WC/WO*.

Durante *WC/WO* la estrella de **33Mo** evoluciona a temperatura casi constante mientras la luminosidad decrece. Poco antes de encender C, el cascarón de quemado de He expande las capas estelares superiores y la estrella empieza un último regreso hacia el lado rojo del diagrama HR durante la cual enciende C (~ 8700 años), Ne (~ 15 años) y O en su interior de manera sucesiva, como se indica en el diagrama HR.

El último modelo calculado ($T_{8c} = 22.8$ K) se encuentra detallado en la Tabla A.5 y Figura 3.20. La estrella luce superficialmente como una *WC/WO* y tiene un núcleo de aproximadamente 1.6 Mo compuesto casi exclusivamente de Si/O, que está a punto de encender el quemado de Si en su interior y a poco tiempo de su colapso gravitacional.

La trayectoria evolutiva seguida por la estrella de **33Mo** es:

$$\mathbf{SP \rightarrow SGA \rightarrow SGR \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC/WO \rightarrow SN} \quad (3.5)$$

La pérdida de masa ha llegado a remover la envolvente hasta tal profundidad que ha sido expuesto el cascarón de quemado de He donde la mayor parte del He ha sido procesado por 3α , causando que el C superficial sea mas abundante que el He y el O. No hay trazas de H, ni de N (que es rápidamente destruido a las temperaturas de la reacción 3α) en la superficie. Nuestro modelo final de la estrella de **33Mo** tiene 4.57 Mo, $R_{eff} = 36$ Ro y una temperatura superficial de 15 000 K. Debido a la ausencia de H y deficiencia de He en su superficie es posible que al explotar la curva de luz de la SN sea de subclase de *SN/c*.

3.2.1.6. Abundancias superficiales.

En esta sección describimos con mayor detalle la evolución de las abundancias estelares superficiales de cada una de nuestras estrellas. Los QSF de Cas A presentan una fuerte emisión de N cuya sobreabundancia indica que es material procesado durante durante el ciclo CNO y proviene de la estrella presupernova (*Peimbert & van den Bergh, 1971*), es decir, que no pertenecía al MIE. Un MCE enriquecido por N también se ha observado en otras SN, como en SN1987A (*Fransson et.al. 1989*). Algunos autores (*Chevalier, 1976*) han propuesto que los QSF de Cas A se formaron *antes* de la explosión de SN, por material eyectado desde la superficie estelar rica en N. *Kamper & van den Bergh*

(1985) con un estudio de movimientos propios, proponen que los QSF fueron eyectados $\sim 1.1 \times 10^4$ años antes de la explosión de SN. Algunos autores postulan que el progenitor de Cas A fue una estrella WR y que el material de los QSF fué perdido durante la etapa WN de la estrella (*Woosley et al.* 1993; *Vink et al.* 1996; *Willingale et al.* 2003) apoyados en las observaciones de algunas estrellas que muestran cascarones de material estelar formados durante WR (*Chu*, 1981) con radios típicos entre $R \sim 1 - 4$ pc, con grosores de $\Delta R \sim 0.01 - 0.2$ pc y $n_e \sim 10 - 100 \text{ cm}^{-3}$ (*Esteban et al.* 1993). Siguiendo esta teoría *García-Segura et al.* (1996) realizan simulaciones numéricas de la dinámica del MCE alrededor de las WR y concluyen que los QSF podrían haberse formado por la interacción de la onda de choque de la SN con un cascarón de WR previo a la explosión, si el cascarón WR fue eyectado $\sim 10^4$ años de la explosión de SN. Contrariamente *Chevalier & Oishi* (2003) postulan que no es necesaria una etapa WR para la formación de los QSF, sino que la progenitora fue una estrella SGR y que los QSF respresentan “grumos” en el viento de SGR que fueron eyectados al mismo tiempo que el viento lento y denso de la estrella, con un contraste de densidad de 10^3 . En nuestros modelos estelares buscamos las etapas de máxima abundancia superficial de N para compararlos con los QSF de Cas A que presentan una sobreabundancia de $N/H \sim 7-10$ (*Chevalier & Kirschner*, 1978). Si los QSF están formados con material estelar, es de suponer que dicho material fue eyectado por la envolvente de la estrella cuando presentaba ese cociente de abundancias.

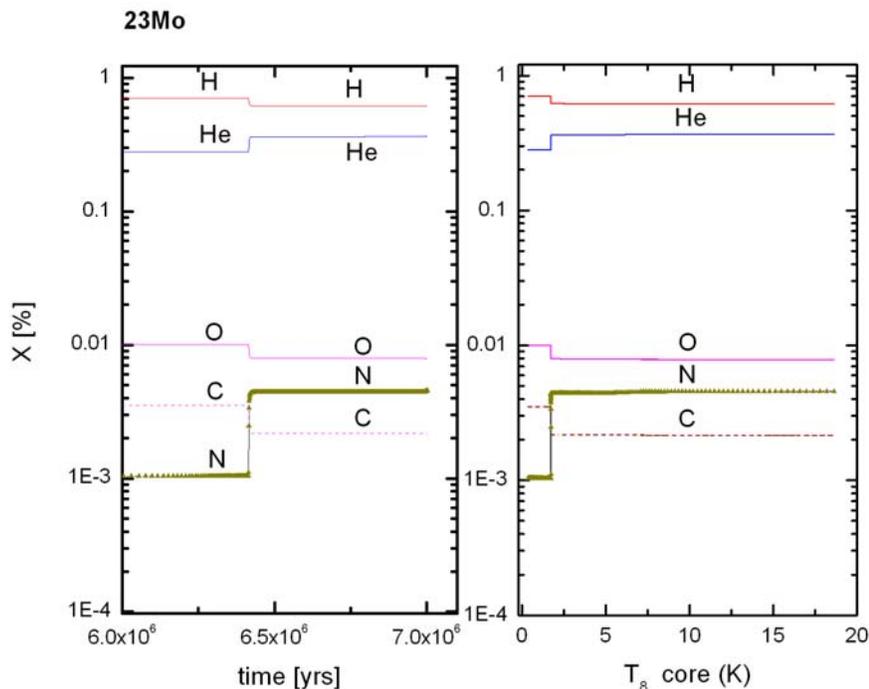


Figura 3.9. Evolución de las abundancias superficiales de la estrella de **23Mo**. La figura de la izquierda nos muestra el cambio de la fracción de masa de cada elemento (X %) como función del tiempo durante la vida de la estrella. Las abundancias anteriores a 6 M-años no se incluyeron porque son constantes. La figura de la derecha muestra la abundancia superficial como función de la temperatura central.

Las Figuras 3.9 a 3.15 muestran la evolución de la abundancias superficiales (fracción de masa $[X \ %]$) para cada estrella en función del tiempo y de la temperatura central del núcleo estelar. Con el fin de comparar las abundancias con las observaciones en Cas A se agruparon todos los isótopos de un mismo elemento bajo una sola etiqueta. *La abundancia de "He" se refiere a la suma de todos los isótopos de He.* Lo mismo para el resto de los elementos. $X(H) = 1.0$ indica que el 100% de la abundancia superficial es de H.

La Figura 3.8 muestra la evolución de las abundancias superficiales de H, He, C, N y O durante la vida de la estrella de **23Mo**. Las abundancias anteriores a $t = 6$ M-años no se incluyeron porque son constantes e iguales a los valores indicados al principio de la gráfica. Durante SP las abundancias superficiales apenas se modifican y sólo cambian hasta el dragado de SGR cuando el material procesado durante el ciclo CNO es llevado por la envolvente convectiva y aparece "instantáneamente" (~ 4000 años) en la superficie de la estrella. En la Figura 3.8 puede observarse al inicio de SGR el aumento en la proporción de He & N ($t = 6.414$ M-años). Debido a la eficiencia convectiva, la abundancia química de toda la envolvente se homogeniza.

Durante el dragado de SGR el H superficial disminuye en un 11.4 % con respecto a SP (de 0.70 a 0.62), al igual que también disminuye el O en $\sim 20\%$ (de 0.01 a 0.008) y el C (33 %, de 0.003 a 0.002). Estas abundancias se ven reducidas por la dilución del H, C y O iniciales con el material rico en He & N sintetizado en CNO que acarrea la zona convectiva desde el interior de la estrella. Por este mismo efecto la abundancia superficial de He & N aumenta. El He superficial aumenta en un 28 % (de 0.28 a 0.36), al igual que hay un gran incremento en la abundancia de N por un factor de 4 (de 0.001 a 0.004). Estas nuevas abundancias superficiales permanecen constantes durante SGR, hasta la explosión de SN. La estrella de **23Mo** nunca exhibe una superficie con alto cociente N/H cuya eyección (ya sea en forma de un viento suave o eyección episódica) pueda haber formado a los QSF ($N/H \sim 7-10$).

En la estrella de **28Mo** observamos que después SGR hace una incursión al azul para convertirse en SGA cuya temperatura superficial aumenta hasta que la estrella enciende He en cascarón justo antes de regresar al lado rojo del diagrama (ver Secc. 3.2.1.2). La Figura 3.9 muestra la evolución de sus abundancias superficiales: durante SP éstas permanecen constantes e iguales a los valores de ZAMS. Durante SGR las abundancias cambian a medida que el H, O y C disminuyen y el He y N aumentan por dragado, de forma similar a la estrella de **23Mo**. Las nuevas abundancias permanecen constantes en SGR por un tiempo de 0.3 M-años hasta que la estrella abandona la zona roja del diagrama HR y evoluciona de nuevo hacia el azul, modificando nuevamente las abundancias de su superficie. En $t = 5.591$ M-años otra vez disminuyen el H, O y C, mientras que aumentan el He y el N superficial. La estrella es una gigante azul que todavía está quemando He en su núcleo, posee una $T_{eff} = 24\ 000$ K y un radio de 23 R_{\odot} . En $t = 5.826$ M-años el N superficial se vuelve mas abundante

que el O, y en $t = 5.878$ M-años el He se vuelve mas abundante que el H. A partir de este momento la tendencia continúa y tanto la abundancia de N como la de He siguen aumentando hasta la muerte de la estrella.

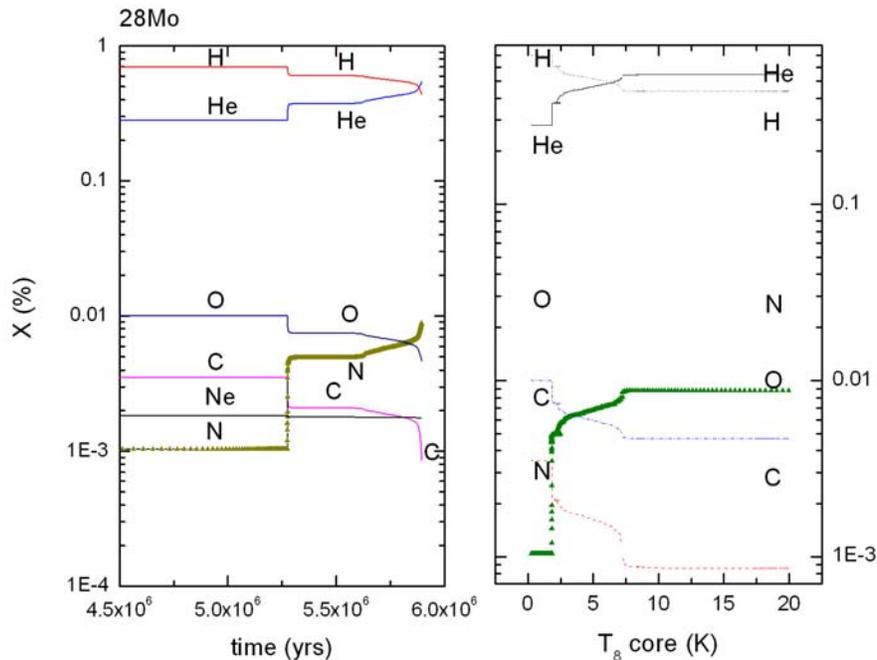


Figura 3.10. Evolución de las abundancias superficiales en la estrella de **28Mo**. La figura de la izquierda nos muestra el cambio de la fracción de masa de cada elemento (X %) como función del tiempo. El tiempo anterior a 4.5 M-años no se incluyó debido a que las abundancias son constantes. La figura de la derecha muestra la abundancia superficial en función de la temperatura central estelar.

El último modelo calculado de la estrella de **28Mo** (quemando O en su núcleo, $T_{8c} = 19.9$ K) conserva una envoltura poco extendida de He & H que es rica en He superficial ($Y_S = 0.53$), H ($X_S = 0.43$) y N ($Z[N] = 0.009$). La masa de esta envoltura es de $0.29M_{\odot}$, como se indica en el resumen de la Tabla 3.4.

La estrella de **29Mo** tiene una evolución similar a la de **28Mo**. La gráfica de sus abundancias superficiales se muestran en la Figura 3.11. Las abundancias iniciales de ZAMS permanecen constantes durante SP y se modifican hasta el primer dragado en SGR, permaneciendo nuevamente constantes durante esta etapa y durante la incursión al azul que realiza la estrella. Cuando la estrella finaliza su primera incursión al azul en $t = 5.567$ M-años las abundancias nuevamente empiezan a cambiar con la misma tendencia: aumento del He y N superficial, y una disminución de H, C y O. El modelo final de la secuencia de **29Mo** tiene una superficie dominada por He ($Y_S = 0.52$) y por H ($X_S = 0.46$). El siguiente elemento mas abundante es el N ($Z[N] = 0.008$), seguido por O y C (0.005; 0.001).

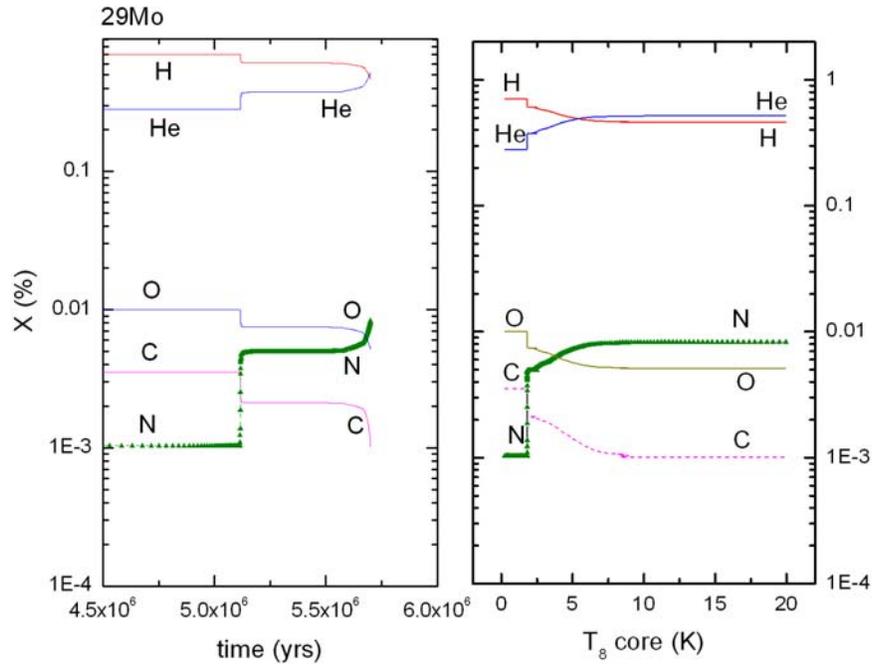


Figura 3.11. Evolución de las abundancias superficiales en la estrella de **29Mo**. La figura de la izquierda nos muestra el cambio de la fracción de masa de cada elemento (X %) como función del tiempo. El tiempo anterior a 4.5 M-años no se incluyó debido a que las abundancias son constantes. La figura de la derecha muestra la abundancia superficial en función de la temperatura central del núcleo estelar.

Las estrellas de **30** y **33Mo** desarrollan fase WR después de SGR. La Figura 3.12 muestra que las abundancias de ZAMS de la estrella de **30Mo** permanecen constantes durante SP y se modifican hasta el dragado de SGR, cuando la estrella está quemando He en el núcleo. Igual que en todos los casos, el He y N aumentan mientras que H, C y O disminuyen. La estrella se convierte en WR en $t = 5.280$ M-años (*WNL*), y la abundancia de He y N superficial empiezan a aumentar rápidamente debido a la alta tasa de pérdida de masa en WR que pela la estrella y expone cada vez mas sus capas interiores enriquecidas en He y N por los ciclos de quemado CNO del H quemado en cascarón. Esta tendencia continúa hasta $t = 5.329$ M-años donde el He y N alcanzan su abundancia máxima ($Y_S = 0.97$, $Z[N] = 0.013$) y el C, O sus abundancias mínimas. El H superficial se ha agotado completamente y estamos al inicio de la etapa *WNE*. A partir de este momento, el viento rápido de WR es rico en He y N.

Los cocientes observados en los QSF de CasA son $N/H \approx 7$ y $He/H \approx 3-5$ respecto al valor solar (*Chevalier & Kirschner, 1978*). La Figura 3.13 muestra la evolución de los cocientes $12 + \log(N/H)$ y $12 + \log(He/H)$ en la superficie de nuestra estrella de **30Mo**. Las flechas indican el tiempo en el que la estrella exhibe en su superficie los cocientes observados en los QSF de Cas A.

Puede notarse que ambos valores aparecen casi simultáneamente en la superficie estelar en $t = 5.321$ M-años, justo al inicio de *WNE*. A partir de entonces el valor de los cocientes aumenta, por lo que cualquier eyección de masa posterior a *WNE* contendrá al menos como límite inferior los valores observados por *KCh77*. Durante *WNE* el N y He empiezan a disminuir hasta que la superficie estelar aparece enriquecida por C y O, formando una estrella tipo *WC/WO*. En la Figura 3.12 (derecha) puede observarse que las abundancias superficiales permanecen constantes a partir del quemado de C y hasta el final de la vida de la estrella. Nuestro modelo final tiene una abundancia superficial dominada por He ($Y_s = 0.73$), C (0.18), O (0.07) y N (0.006).

La evolución de las abundancias superficiales en la estrella de **33Mo** se muestra en la Figura 3.14. Al igual que en los casos anteriores las abundancias originales se modifican durante el dragado de SGR, conservando la misma tendencia. Las nuevas abundancias se mantienen igualmente estables durante SGR, empezando a cambiar en $t = 4.789$ M-años poco antes de que la estrella se transforme en WR (*WNL*). El viento estelar intenso de WR desnuda la estrella haciendo que el H superficial desaparezca rápidamente ($\Delta t = 45\ 000$ años) a medida que la abundancia de N y de He alcanzan su máximo en $t = 4.831$ M-años, poco antes de que la estrella se transforme en *WNE*. Durante la fase de *WNL-WNE* la abundancia superficial de la estrella es dominada por He y N, por lo que el viento estelar es rico en éstos elementos, e igualmente serán si ocurren eyecciones episódicas de masa desde la superficie. En la Figura 3.15 se muestra la evolución de el cociente de $12 + \log(N/H)$ y $12 + \log(He/H)$ superficial de la estrella de **33Mo**. Las flechas indican el tiempo en el cual la estrella presenta los cocientes observados en los QSF $N/H \sim 7$ y $He/H \sim 3 - 5$ veces el valor solar (*KCh77*). Estos cocientes aparecen casi simultáneamente en la superficie estelar a $t = 4.829$ M-años, nuevamente cuando inicia la etapa *WNE*. Durante *WNE* la proporción de N y He empieza a disminuir a medida que aumentan el C y el O para formar una estrella *WC/WO*.

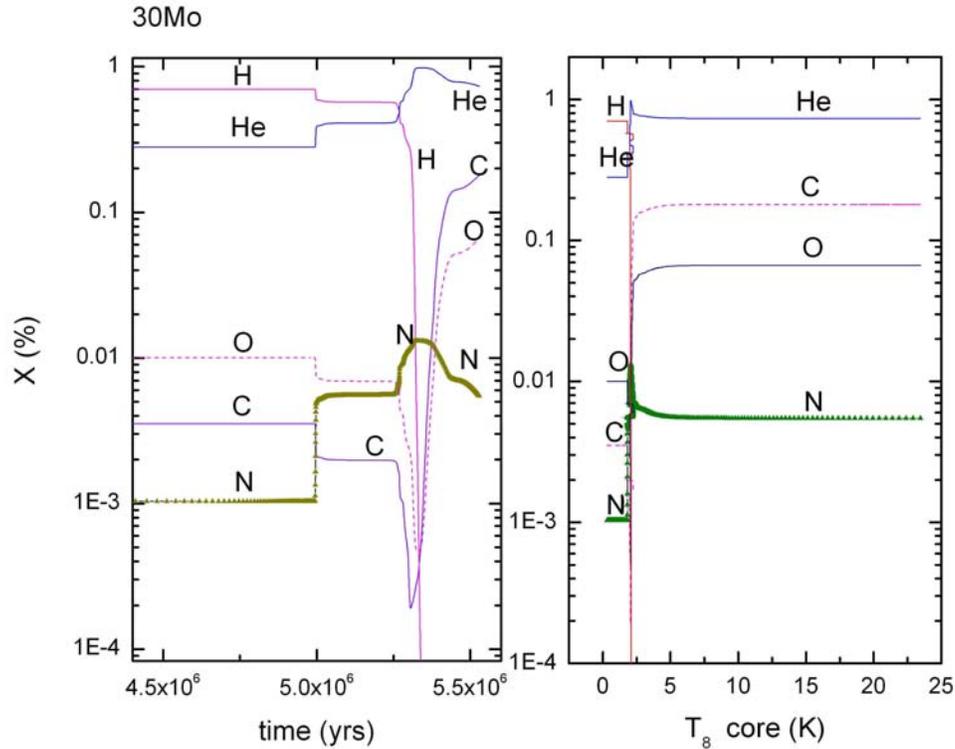


Figura 3.12. Evolución de las abundancias superficiales de la estrella de **30Mo**. La figura de la izquierda nos muestra el cambio de la fracción de masa de cada elemento (X %) como función del tiempo de vida de la estrella. El tiempo anterior a 4.5 M-años no se incluyó debido a que las abundancias son constantes. La figura de la derecha muestra la abundancia superficial como función de la temperatura central.

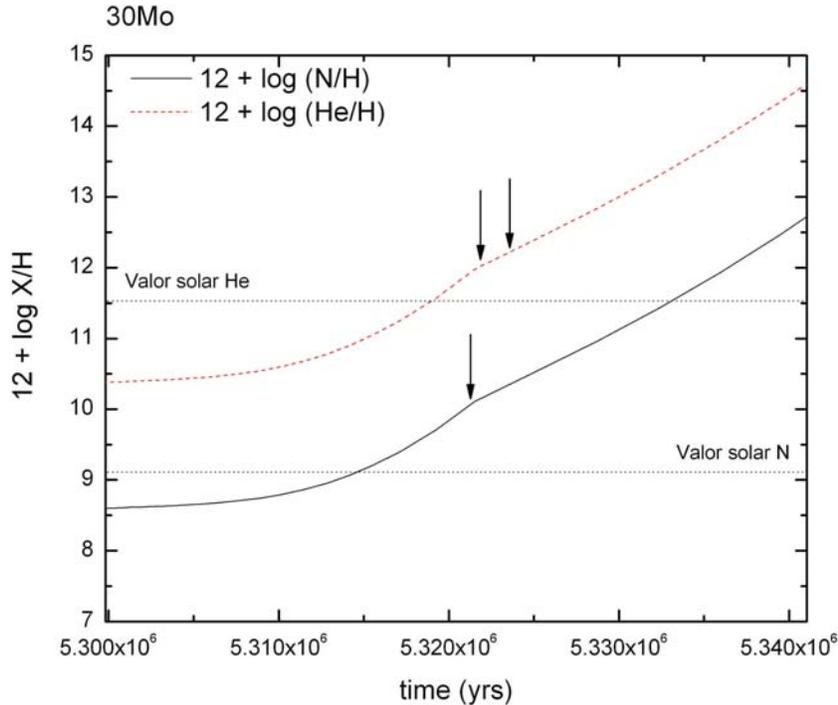


Figura 3.13. Evolución en el tiempo de la abundancia superficial de N con respecto al H: $12 + \log(N/H)$ y del He con respecto al mismo elemento: $12 + \log(He/H)$ para la estrella de **30Mo**. Únicamente se muestra el intervalo de tiempo donde se encuentran los valores observados por KCH77 en los QSF de Cas A. Las flechas indican el tiempo en el que éstos valores son observados en la superficie de nuestra estrella de **30Mo**. Los valores solares se muestran como referencia.

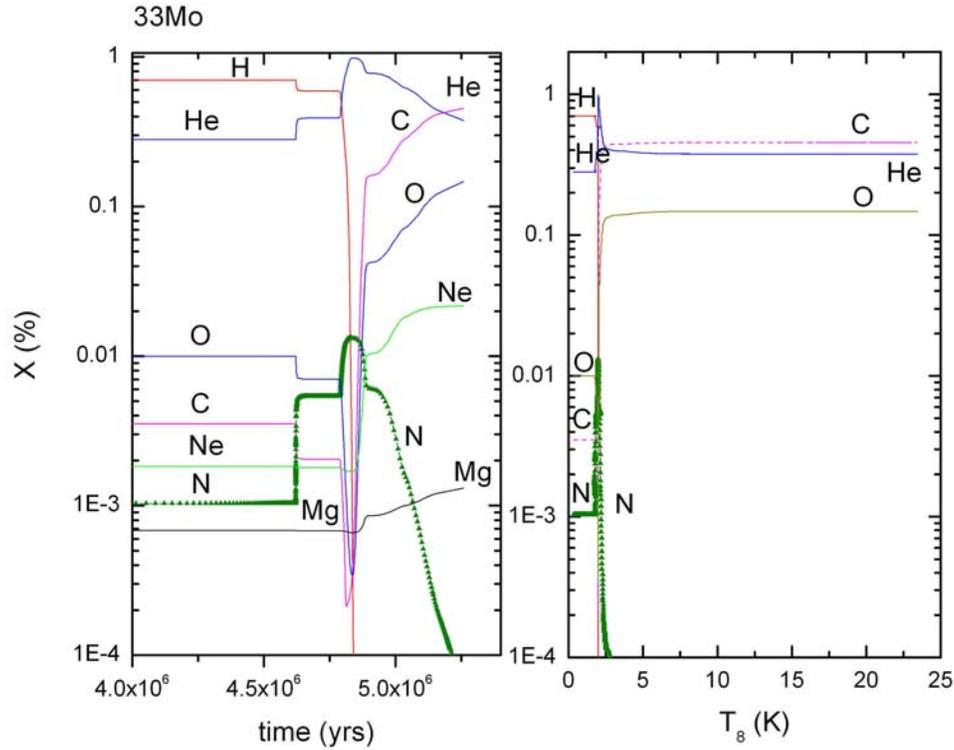


Figura 3.14. Evolución de las abundancias superficiales de la estrella de 33Mo en ZAMS. La figura de la izquierda nos muestra la evolución de la fracción de masa (X %) de cada elemento en función del tiempo durante toda la vida de la estrella. El tiempo anterior a 4.0×10^6 años no se incluyó debido a que las abundancias permanecen constantes. La figura de la derecha muestra la evolución de las mismas fracciones en función de la temperatura central de la estrella.

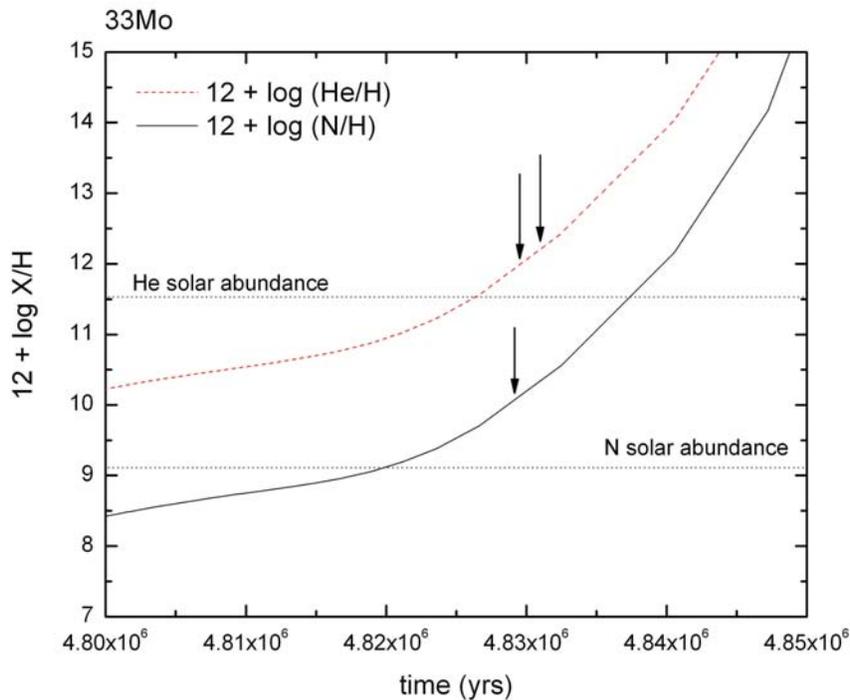


Figura 3.15. Evolución en el tiempo de la abundancia superficial de N con respecto al H: $12 + \log(N/H)$ y del He con respecto al mismo elemento: $12 + \log(He/H)$ para la estrella de **33Mo**.

Únicamente se muestra el intervalo de tiempo donde se encuentran los valores reportados por KCh77 en los QSF de CasA. Las flechas indican los tiempos en los cuales aparecen los referidos cocientes en la superficie de la estrella. Los valores solares se muestran como referencia.

En este caso la estrella pierde mayor cantidad de masa y la estrella se desnuda hasta una profundidad mayor, llegando a alcanzar capas donde hay una mayor fracción del material procesado por 3α . La abundancia superficial del modelo final aparece dominada por C (0.45), He (0.38) y O (0.15). En el caso de **33Mo**, el N ha desaparecido casi completamente de la superficie estelar debido a que es rápidamente destruido por las temperaturas de la reacción 3α .

El resumen de las abundancias pre-SN de cada estrella se muestra en la Tabla 3.2.

ABUNDANCIAS SUPERFICIALES FINALES					
Elementos	23Mo	28Mo	29Mo	30Mo	33Mo
H	0.622	0.430	0.461	--	--
He	0.364	0.534	0.520	0.732	0.382
C	0.002	0.003	0.001	0.182	0.455
N	0.004	0.009	0.008	0.006	--
O	0.008	0.022	0.005	0.075	0.157

Tabla 3.2. Fracción por masa de abundancias superficiales pre-SN de cada estrella. La etiqueta "He" se refiere a la suma de todos los isótopos de He. Lo mismo para el resto de los elementos.

3.2.1.7. Masas y abundancias finales.

Las Figuras 3.16 a 3.20 nos muestran la estructura radial (radio R , luminosidad L , densidad ρ y temperatura T) en función de la coordenada lagrangiana $M(r)$ en las estrellas de **23**, **28**, **29**, **30** y **33Mo**. Las gráficas corresponden a la estructura del último modelo obtenido de cada secuencia estelar. También muestran la estructura química radial en función de $M(r)$ al final de la vida de la estrella, donde se observa que todas las estrellas desarrollaron un núcleo de O/Si a punto de iniciar el quemado de Si, por lo que están a días u horas de su colapso.

La Figura 3.16 muestra la estructura estelar del último modelo de la estrella de **23Mo**. Posee un núcleo interno compuesto de O, C, Ne, Mg y Si [de ahora en adelante, núcleo de C/O (N_{CO})] de 2.2 Mo. Es un núcleo compacto cuya densidad va decreciendo a medida que se aleja del centro, de $\sim 10^6$ hasta $\sim 10^4$ gr/cm³, en un radio interior a 0.3 R_o ($\sim 2.09 \times 10^{10}$ cm). Rodeando el N_{CO} se encuentra una capa rica en He, C y O ("núcleo de Helio": HeN) hasta una $M(r) \sim 6.5$ Mo (la densidad de esta capa es de $\rho \sim 10^4$ gr/cm³). El HeN mide aproximadamente 1 R_o . El resto de la masa estelar (6.8 Mo) se encuentra como una envoltura muy extendida ($\sim 699 R_o$) y de muy baja densidad ($\sim 10^{-8}$ gr/cm³), compuesta principalmente de H y He.

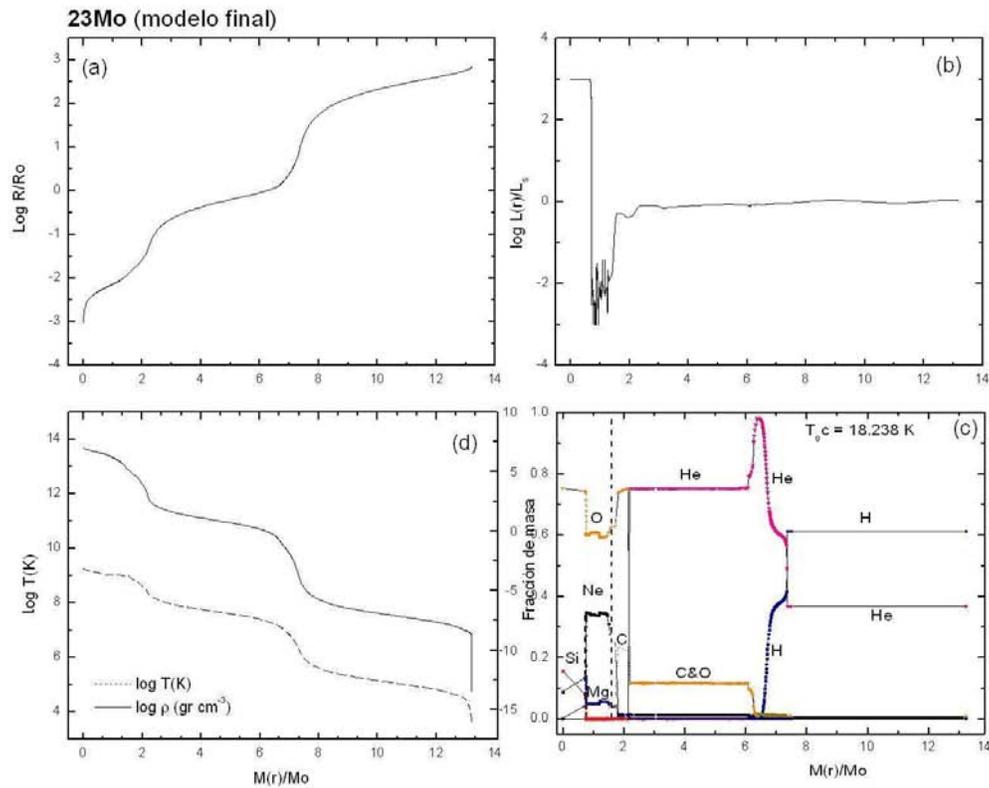


Figura 3.16. Estructura estelar del último modelo obtenido de la estrella de **23M_o**. Las gráficas están en función de la coordenada lagrangiana $M(r)$. En dirección de las manecillas del reloj: **(a)** Logaritmo del radio interior a $M(r)$; **(b)** Perfil de luminosidad $L(r) - M(r)$; **(c)** Abundancia de cada elemento (% fracción de masa). La etiqueta “C” se refiere a la suma de todos los isótopos de carbono; y lo mismo para los demás elementos. La línea punteada indica la masa de corte en $M(r)/M_{\odot} = 1.6$, según *Woosley et. al. (2002)*. La elección de la masa de corte se discute mas adelante en el texto. **(d)** Estructura radial del logaritmo de la densidad $\rho \text{ (g/cm}^3\text{)}$ y temperatura $T(K)$.

El último modelo de la estrella de **28M_o** muestra una estructura radial similar, con gradientes de densidad menos pronunciados, como se ve en la Figura 3.17. La estrella también está formada por un núcleo denso compuesto de O, C, Ne, Mg y Si (N_{CO}) cuya densidad va decreciendo a medida que se aleja del centro. La masa de este núcleo es de $\sim 3.37 M_{\odot}$ contenida en un radio de $0.09 R_{\odot}$, siendo más masivo y compacto que el del modelo de **23M_o**. Este núcleo aún está quemando de O en el centro, así como Ne en capa a partir de $M(r)/M_{\odot} = 1.8$. Mas allá del N_{CO} se encuentra una capa de He, C y O que todavía está quemando He. La extensión de esta capa es $\Delta M \sim 5.6 M_{\odot}$, es decir que la masa total del HeN es de aproximadamente $9 M_{\odot}$, confinado dentro de un radio de $\sim 2 R_{\odot}$. El resto

pertenece a una envoltante poco masiva de He & H, muy extendida y diluida ($M_{\text{env}} \sim 0.3 \text{ Mo}$, $\Delta R = 108 \text{ Ro}$), de densidad rápidamente decreciente.

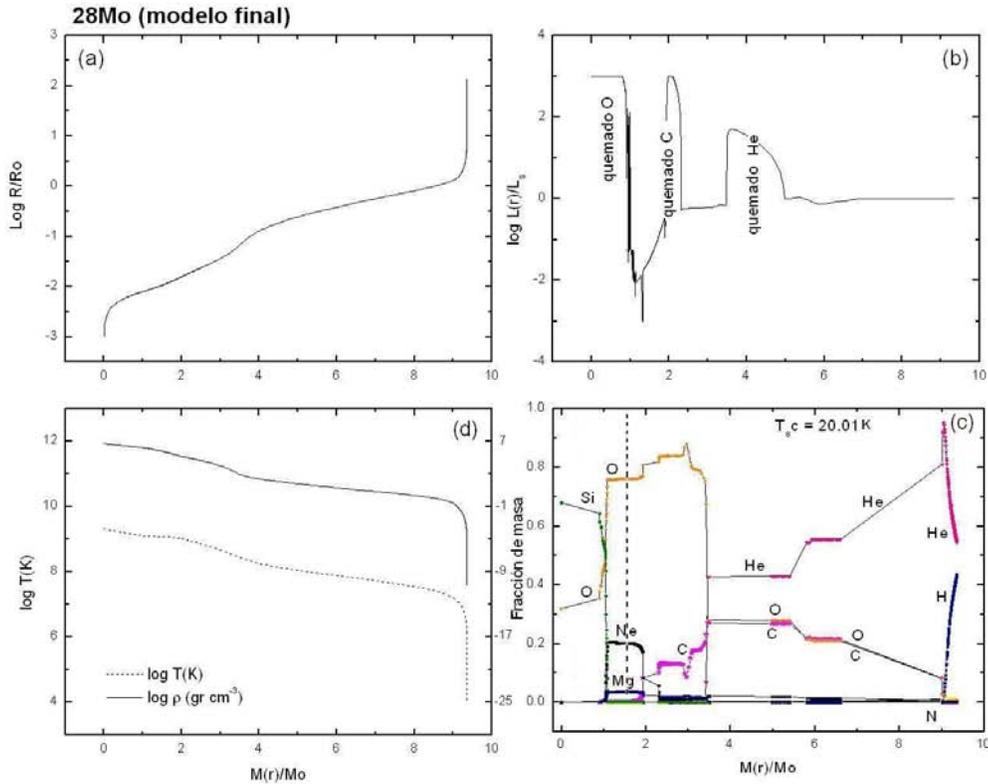


Figura 3.17. Estructura estelar del último modelo obtenido de la secuencia de **28Mo**. Las gráficas están en función de la coordenada lagrangiana de masa $M(r)$. En dirección de las manecillas del reloj: **(a)** Logaritmo del radio interior a $M(r)$; **(b)** Perfil de luminosidad $L(r) - M(r)$; **(c)** Abundancia de cada elemento (% fracción de masa). La etiqueta "C" se refiere a suma de todos los isótopos de carbono; y lo mismo para los demás elementos. La línea punteada indica la masa de corte en $M(r)/M_{\odot} = 1.5$, según *Woosley et. al.* (2002) **(d)** Estructura radial del logaritmo de la densidad $\rho (\text{g/cm}^3)$ y temperatura $T(\text{K})$.

La estrella final en la secuencia de **29Mo** (Figura 3.18) es muy similar a la de **28Mo**. Tiene aproximadamente la misma estructura química interna aunque el modelo final de **29Mo** sólo está quemando O en el núcleo y He en una capa localizada en $\Delta M(r) = 3.18$ a 5.60 Mo . El N_{CO} tiene una masa de 3.15 Mo (menor a la del modelo de **28Mo**), y la masa total del HeN es de $\sim 9.3 \text{ Mo}$. La envoltante rica en H y He es igualmente muy poco masiva, más extendida que la de **28Mo** y muy diluida ($M_{\text{env}} = 0.34 \text{ Mo}$, $\Delta R = 276 \text{ Ro}$).

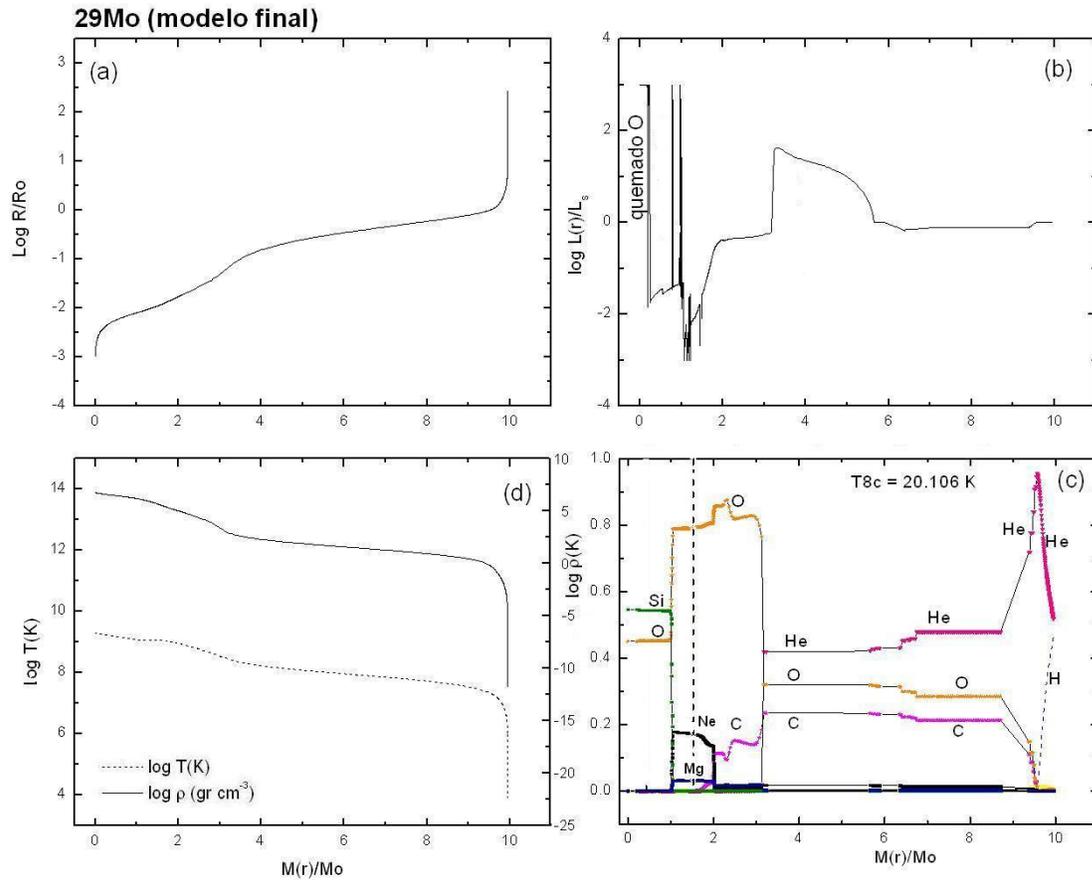


Figura 3.18. Estructura estelar del último modelo obtenido de la secuencia de **29Mo**. Las gráficas están en función de la coordenada lagrangiana de masa $M(r)$. En dirección de las manecillas del reloj: **(a)** Logaritmo del radio interior a $M(r)$; **(b)** Perfil de luminosidad $L(r) - M(r)$; **(c)** Abundancia de cada elemento (% fracción de masa). La etiqueta "C" se refiere a la abundancia total de todos los isótopos de carbono; y lo mismo para los demás elementos. La línea punteada indica la masa de corte en $M(r)/M_{\odot} = 1.53$, según *Woosley et. al. (2002)* **(d)** Estructura radial del logaritmo de la densidad ρ (g/cm^3) y temperatura T (K).

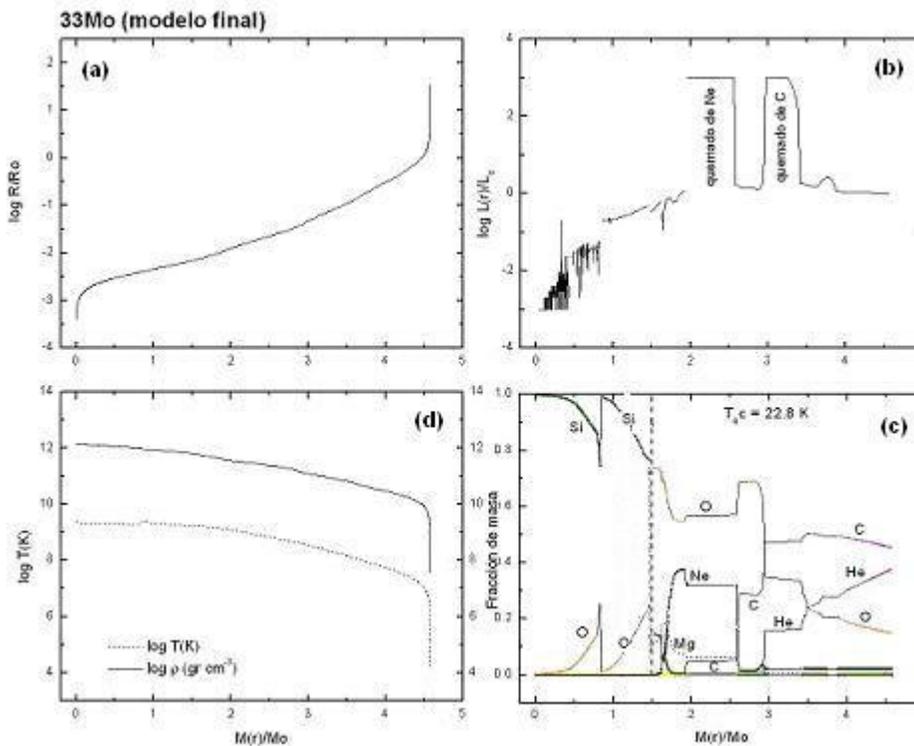
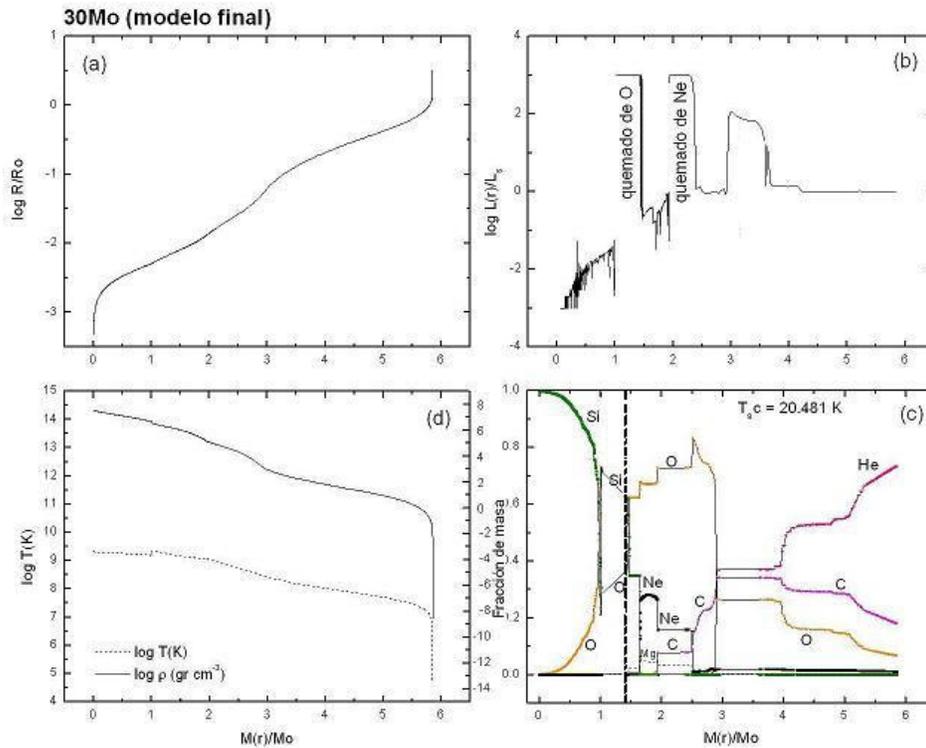


Figura 3.19. y 3.20. Estructura interior del último modelo obtenido en las secuencias de **30** y **33Mo**. En dirección de las manecillas del reloj: **(a)** Logaritmo del radio interior a $M(r)$; **(b)** Perfil de luminosidad $L(r) - M(r)$; **(c)** Abundancia de cada elemento (% fracción de masa). La línea punteada indica la masa de corte en $M(r)/M_{\odot} = 1.45$ para **30Mo** y **33Mo**, según *Woosley et. al.* (2002) **(d)** Estructura radial del logaritmo de la densidad ρ (g/cm^3) y temperatura T (K).

La estructura final en las estrellas de **30** y **33Mo** es distinta de las anteriores. En ambas estrellas tenemos un núcleo de O-Si de ~ 1.6 Mo. El modelo de **30Mo** todavía esta quemando O en el centro. La masa del N_{CO} es de ~ 2.9 Mo en ambos casos. Ambos también tienen una capa de quemado de Ne y otra más de quemado de C. La capa rica en He, C y O es muy extendida en ambos modelos, siendo éstos los elementos predominantes en la superficie de ambas estrellas. La mayor parte de la masa estelar se encuentra confinada dentro de $1 R_o$ (5.8 Mo en **30Mo**, 4.5 en **33Mo**) pero las envoltantes son distintas para cada caso: en la estrella de **30Mo** la envoltante es compacta de muy baja densidad y se extiende $\sim 2 R_o$. El modelo final es una estrella compacta y muy caliente, cuya abundancia superficial es dominada por He, C y O en ese orden. La envoltante poco densa de la estrella de **33Mo** es mas extendida que la del modelo anterior ($\sim 35 R_o$) y está compuesta mayormente por C, He y O en ese orden.

Todos estos resultados se resumen en la Tabla 3.3.

MODELOS FINALES						
M_{ZAMS}	Masa final	M_{HeN}	MN_{CO}	$T_{8c}(K)$	R_{fin}/R_o	$T_{eff}(K)$
23Mo	13.20	6.45	2.23	18.7	700	4 111
28Mo	9.36	8.97	3.37	21.0	100	11 688
29Mo	9.95	9.31	3.07	20.1	277	7 509
30Mo	5.85	5.85	2.86	22.3	3	57 430
33Mo	4.57	4.57	2.93	22.8	36	15 719

Tabla 3.3. Características finales en cada estrella. M_{ZAMS} es la masa en ZAMS de la estrella en masas solares, M_{HeN} es la masa del núcleo de He, MN_{CO} la masa de el nucleo de C/O y $T_{8c}(K) = T_c/10^8$ K, donde T_c es la temperatura central del núcleo. Las dos últimas columnas indican características superficiales de la estrella: su radio final (en radios solares) y su temperatura efectiva en K.

En el último modelo calculado todas las estrellas están a punto de que su núcleo colapse ($M_{HeN} > 2.5$ Mo) y eventualmente explotarán como SN. Dependiendo de la masa y de la estructura final de su envoltante darán lugar a una gama de curvas de luz características de diferentes SN. Por ejemplo, las estrellas de **23**, **28** y **29Mo** poseen H superficial y producirán curvas del tipo SNII, aunque la subclase específica estará determinada por la masa y el gradiente de densidad de su envoltante (M_{env}). Tendremos una *SNIIb* si $M_{env} < 1$ Mo; una *SNII-L* si $M_{env} \sim 2-3$ Mo y una *SNIIc – IIP* si $M_{env} > 5$ Mo (*Nomoto et.al.* 1996; *Heger et. al.* 2003; ver Tabla 3.1). Los modelos de **30** y **33Mo** no contienen H superficial. En la primera estrella el elemento mas abundante es el He, mientras que en la segunda

es el C. La explosión de una estrella de C/O ($M_{HeN} < 5M_{\odot}$) también será provocada por el colapso de núcleo y se observará como una supernova SN Ib/c (Nomoto et. al. 1996). Este será el caso de éstos dos modelos, y la curva de luz dependerá de la cantidad de He presente en su superficie. En la Tabla 3.4 se indica la probable curva de luz que producirán nuestras estrellas en la explosión de SN.

M_{ZAMS}	M_{env}/ M_{\odot}	Tipo SN
23 M_{\odot}	6.75	SNIIp
28 M_{\odot}	0.29	SNIIb
29 M_{\odot}	0.34	SNIIb
30 M_{\odot}	--	SNIIb
33 M_{\odot}	--	SNIIc?

Tabla 3.4. Masa de la envolvente estelar de H al momento del colapso del núcleo. M_{ZAMS} se refiere a la masa en ZAMS de la estrella. La masa de la envolvente M_{env} está en masas solares. En la última columna se indica el probable tipo de SN que dará lugar la explosión, basándonos en la masa de la envolvente.

La explosión de SN arroja al espacio una gran cantidad de material enriquecido con elementos químicos procesados y producidos en el interior estelar. Chevalier & Kirshner (1978) fueron los primeros en apuntar que las abundancias de S, Ar y Ca observadas en los FMKs (ver **Capítulo 1**) indican que ocurrió quemado de O en el interior de la estrella pre-SN, proponiendo que los FMKs de Cas A son formaciones de material producido durante el quemado de O/Si. Su composición química y altas velocidades indican que fueron eyectados por la estrella al momento de la explosión desde el núcleo o del manto desde una gran profundidad. Su alta densidad implica que han barrido poco material interestelar desde su eyección (comparado con su propia masa) y casi no están contaminados por el material que rodea la estrella (Peimbert & van den Bergh 1971) representando una muestra directa de las reacciones nucleares que tuvieron lugar en el interior estelar, por quemado hidrostático o por nucleosíntesis explosiva.

Debido a la inhomogeneidad química de los FMKs de CasA (Kirshner & Chevalier 1979) se cree que provienen de distintas regiones del interior estelar, siendo una muestra representativa de las abundancias del material a distintas profundidades desde donde fueron eyectados. Varios autores (p. ej. Johnston & Yahil 1984) han probado sus modelos de explosiones de supernova comparando abundancias teóricas con las observadas en Cas A. Estos y otros autores (p. ej. Thielemann et.al. 1990), también han incluido la modificación de las abundancias hidrostáticas por nucleosíntesis explosiva, donde el grado de modificación depende críticamente de las temperaturas alcanzadas

durante el paso de la onda de choque en las distintas regiones del interior estelar (ver Sección 3.1.2), aunque elementos mas ligeros que el Ne apenas son modificados por la energía de la explosión (*Thielemann et. al.* 1996; *Chieffi & Limongi* 2003).

Además de la nucleosíntesis explosiva los rendimientos químicos producidos por una supernova también dependen fuertemente de la masa de corte que separa la masa eyectada del remanente bariónico que deja la explosión. Algunos autores mencionan que realmente éste es el parámetro que afecta los rendimientos químicos finales (*Woosley et.al.* 1993), y no la nucleosíntesis explosiva. En Cas A fue descubierto un remanente estelar por *Tananbaum* (1999), como una fuente compacta de rayos-X cuya naturaleza aún está siendo discutida (p. ej. *Mereghetti et.al.* 2002; *Umeda et. al.* 2000).

En ésta tesis la evolución de la estrella no incluye las etapas de quemado hidrostático de Si, ni el mecanismo de la explosión o la nucleosíntesis explosiva. Las abundancias obtenidas de cada estrella en el último modelo que calculamos [Figuras 3.16 - 3.20(c)] todavía serán modificadas por el quemado hidrostático de Si y por la onda de choque de la explosión. En base a esto haremos una extrapolación aproximada de los rendimientos producidos por la explosión de nuestras estrellas para compararlos con las abundancias de los FMKs de Cas A.

El quemado hidrostático de Si ocurre en las regiones ricas en O de alta temperatura ($T_{8c} > 22$ K). En casi todas nuestras estrellas estas regiones son interiores a $M(r) < 1.5 M_{\odot}$, mas concentradas hacia el centro en las estrellas de menor masa. En estas zonas de quemado de Si es donde ocurre la producción de elementos del grupo de Fe que detonarán el colapso del núcleo.

El proceso de nucleosíntesis explosiva es extremadamente sensible a la temperatura, y éste es el parámetro determinante para determinar donde ocurre cada zona de quemado explosivo. Durante la explosión de la estrella hay una fuerte emisión de energía emitida desde el núcleo que atraviesa la estrella. La materia tras el frente de choque está fuertemente dominada por radiación (*Woosley & Weaver*, 1980) de forma que se puede igualar la energía de la supernova con la energía de radiación dentro del radio (R) del frente de choque (*Thielemann et. al.* 1990):

$$E_{SN} = \frac{4\pi}{3} R^3 a T^4$$

Donde a es la constante de densidad de radiación ($a = 7.5643 \times 10^{-16} \text{ J m}^{-3} \text{ K}^{-4}$). Tomando una energía de SN de $E_{SN} = 10^{51}$ ergs para la explosión de Cas A (*Willingale et.al.* 2003) resolvemos para R y encontramos la dependencia entre la temperatura del frente de choque y el radio R donde se ha alcanzado esa temperatura. Las regiones límite de la nucleosíntesis explosiva se muestran en la Tabla 3.5.

Elemento	T_9 (K)	r (cm)
Si	5	3.69×10^8
Inc Si	4	4.97×10^8
O	3.3	6.43×10^8
Ne/C	2.1	1.17×10^9

Tabla 3.5. La tabla indica los radios máximos en los que ocurre nucleosíntesis explosiva del elemento indicado en la primera columna, durante la explosión de una SN de 10^{51} ergs (*Thielemann et. al.*, 1990). La segunda columna muestra la temperatura en la que ocurre la nucleosíntesis explosiva en unidades de $T/10^9$ K. La última columna indica el radio estelar máximo en el cual ocurre la nucleosíntesis explosiva.

En las regiones donde la onda de choque eleva la temperatura por encima de 5×10^9 K el Si presente se agota completamente en un radio interior a < 3700 km y se producen núcleos del grupo de Fe (^{56}Ni , $^{57,58}\text{Ni}$, ^{55}Co , ^{54}Fe , $^{61,62}\text{Zn}$, ^{40}Ca , ^{44}Ti , ^{48}Cr y ^{52}Fe). El quemado incompleto de Si se lleva a cabo en las zonas donde el frente de choque eleva la temperatura en un rango de $5 \times 10^9 < T(r) < 4 \times 10^9$ K, lo que ocurre en un rango de $3700 < R < 4970$ Km. Después del quemado incompleto de Si permanecen el ^{28}Si y el ^{32}S que sirvieron como combustible, además de productos de la nucleosíntesis como ^{36}Ar y ^{40}Ca . También son producidas pequeñas cantidades de elementos del grupo de Fe. Las capas donde la temperatura alcanza valores de $\sim 3.3 \times 10^9$ K llevan a cabo el quemado explosivo de O, produciendo ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^{38}Ar y ^{34}S . También trazas de ^{33}S , ^{39}K , ^{35}Cl , ^{42}Ca y ^{37}Ar , cuya fracción de masa es menor de 10^{-2} . Las zonas que han alcanzado temperaturas sobre 2.1×10^9 K caen bajo un proceso combinado de quemado explosivo de Ne y C. Los principales productos son ^{16}O , ^{24}Mg y ^{28}Si , vía reacciones similares a las del quemado hidrostático $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ y $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}(\alpha, \gamma)^{28}\text{Si}$. También ^{27}Al , ^{29}Si , ^{32}S , ^{30}Si y ^{31}P . El quemado explosivo de C produce ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg , ^{25}Mg y ^{26}Mg . El quemado de Ne también produce cantidades sustanciales de ^{27}Al , ^{29}Si , ^{32}S , ^{30}Si y ^{31}P , mientras que el quemado de C aporta núcleos de ^{20}Ne , ^{23}Na , ^{24}Mg y ^{26}Mg . (*Nomoto et.al.* 1990)

Las regiones en las que ocurrirá nucleosíntesis explosiva de elementos como el Si, O y Ne/C en el interior de nuestras estrellas se indican en la Tabla 3.6, siguiendo el criterio de la Tabla 3.5. En estas regiones cambiarán las abundancia química por procesamiento termonuclear explosivo, por lo que los rendimientos hidrostáticos calculados sólo son límites superiores (o inferiores) dependiendo del quemado explosivo que tenga lugar.

REGIONES ESTELARES DE QUEMADO POR NUCLEOSÍNTESIS EXPLOSIVA						
Elemento	r (10^8 cm)	23Mo	28Mo	29Mo	30Mo	33Mo
Si	3.69	≤ 0.73	0.40	0.42	1.02	1.19
Si inc	4.97	0.98	0.76	0.81	≤ 1.44	1.55
O	6.43	1.28	1.17	1.23	1.65	1.77
Ne/C	11.7	1.72	1.94	1.99	≤ 2.09	< 2.21

Tabla 3.6. Regiones en las cuales ocurre nucleosíntesis explosiva en cada una de nuestras estrellas pre-SN, según el procedimiento descrito en *Thielemann et. al.* (1990). La coordenada de posición está en $M(r)/M_{\odot}$. P. ej. el quemado explosivo de Si afectará la estrella de **23Mo** en una zona interior a $M(r) \leq 0.73 M_{\odot}$, mientras que en la estrella de **28Mo** actuará hasta $M(r) = 0.40 M_{\odot}$.

En la Tabla 3.6 se observa que el procesado *explosivo* de Si, el incompleto de Si y el de O ocurre predominantemente en zonas interiores a $M(r) < 1.8 M_{\odot}$, al igual que el quemado hidrostático de Si. Las capas externas a $M(r) \approx 1.5 M_{\odot}$ sólo serán procesadas por quemado explosivo de Ne/C en los modelos de **23**, **28** y **29Mo**; y por el quemado explosivo de O y Ne/C en las estrellas de **30** y **33Mo**. Antes de analizar la consecuencia que tendrá el quemado explosivo en las abundancias hidrostáticas, es necesario establecer la masa de corte porque cualquier cambio en la composición química interior a esta masa (que permanece ligada en forma de remanente estelar después de la explosión) no afectará los rendimientos de la SN.

La determinación exacta de la masa del remanente requeriría la evolución de la estrella mas allá del quemado central de Si, incluyendo al colapso del núcleo y la explosión de SN, cálculos que no llevamos a cabo. Varios autores han llevado a cabo éstas explosiones pero la masa de corte aún sigue siendo un parámetro libre porque los modelos todavía no son capaces de reproducir totalmente las explosiones (*Janka et.al.* 2003). En otros modelos de explosiones la masa de corte ha sido elegida de distintas maneras: por ejemplo *Maeder* (1992), *Hirschi et. al.* (2004) eligen sus masas de corte en función de la M_{CO} de la estrella. Otros autores escogen la masa de corte de tal forma que la explosión arroje la cantidad de Ni necesaria para producir la curva de luz observada de las SN, como en el caso de 1987A (p. ej. *Thielemann et.al.* 1990). En el pasado varios autores han tomado indistintamente $1.5 M_{\odot}$ como la masa de corte para un gran rango de masas iniciales. En nuestro caso las masas de corte las tomaremos de modelos construidos por *Woosley et. al.* (2002) en función de la masa inicial de la estrella y su metalicidad. Sus resultados se resumen en la Figura 3.21, donde se muestra la región estelar interior al quemado de O en cascarón y la region del núcleo desleptonizado que forma cada

estrella. *Woosley et. al.* (2002) indican que el remanente estelar tras la explosión se encuentra entre estas dos regiones. En nuestro caso para cada una de nuestras estrellas, tomamos como masa de corte el tamaño del núcleo bariónico (Tabla 3.11). Estas masas de corte (M_{REM}) también están indicadas en las Figs. 3.16 – 3.20.

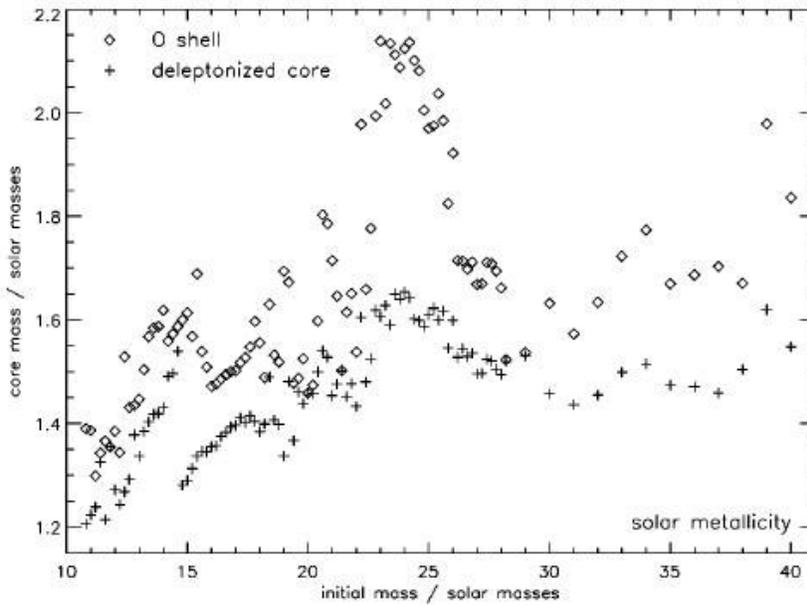


Figura 3.21. Masa final del núcleo de Fe y la localización del cascarón de quemado de O de un gran número de estrellas pre-supernova de metalicidad solar. La masa bariónica de la estrella de neutrones que queda como remanente cae dentro de estos dos límites. (Tomado de *Woosley et.al.* 2002)

M_{ZAMS}	M_{REM}/Mo
23Mo	1.60
28Mo	1.50
29Mo	1.53
30Mo	1.45
33Mo	1.50

Tabla 3.7. Masa de corte de cada una de nuestras estrellas (M_{REM}) tomada de acuerdo a *Woosley et.al.* (2002).

Las secuencias de modelos que construimos con *STERN* para cada masa estelar no calculan las abundancias de Ar, Ca y S (producidas por el quemado hidrostático de Si) y no podemos compararlas con las observadas en los FMKs de Cas A (*KCh77*). No obstante, *Chevalier & Kirshner*

(1979) también reportan abundancias para los elementos H, He, C, N, Ne, Mg con los cuales sí podemos comparar las abundancias de nuestras estrellas finales. Para esto hicimos un revisión radial de nuestras estrellas pre-SN a distintas profundidades, buscando las zonas donde se observen las abundancias tipo FMKs.

La Figura 3.22 muestra los cocientes de cada elemento (Ne, Mg, C, N y He) con respecto al O en el interior de nuestras estrellas. En la Tabla 3.8 puede observarse que los cocientes reportados por *Chevalier & Kirshner* (1979; reproducidos en la Tabla 1.1 de ésta tesis) se encuentran en casi todas nuestras estrellas a una masa interior a $M(r) \sim 2$ ó 3 Mo. Los cocientes de Mg/O y Ne/O tipo FMKs se encuentran muy concentrados hacia el interior de la estrella lo que confirmaría la hipótesis que la eyección de estas regiones internas formaron los FMKs. Los cocientes del plasma emitiendo en rayos X de Cas A reportados por *Vink et. al.* (1996) (Tabla 1.2 de ésta tesis) son similares a las que *Chevalier & Kirshner* (1979) encuentran en los FMKs ópticos.

Las regiones de nuestras estrellas donde se encuentran simultáneamente *todos* los cocientes tipo FMKs están en una masa interior a $M(r) < 0.39M_{\odot}$ en la estrella de **23Mo**, aunque el cociente de Mg/O siempre permanece alto y nunca es menor al límite (0.008) observado por *Chevalier & Kirshner* (1979). En las estrellas de **28** y **29Mo**, todos los cocientes se encuentran simultáneamente en la zona interior a $M(r) < 1.0$ Mo. Para la secuencia de **30Mo** ocurren en $M(r) < 1.3$ Mo. En la estrella final de **33Mo** los cocientes se encuentran en $M(r) < 1.5$ Mo excepto por el de N/O, puesto que prácticamente no hay N en el interior de ésta estrella y las únicas capas que lo contienen son las más externas.

De la Tabla 3.6 se observa que las regiones de nuestras estrellas que contienen cocientes tipo FMKs todavía serán procesadas por el quemado explosivo de O debido a la onda de choque de la SN. Esto producirá un agotamiento del O y Ne presente, y un aumento de la abundancia de Mg, por lo que nuestro cociente hidrostático de Ne/O es un límite superior, mientras que el de Mg/O aumentaría ligeramente por el quemado explosivo de O-Ne y sería un límite inferior. Sin embargo, esto sólo movería ligeramente hacia afuera los límites de masa donde encontramos los cocientes tipo FMKs sin afectar demasiado la discusión anterior.

Nuestros resultados confirman que el material que compone los FMKs fue procesado a grandes profundidades estelares, en nuestro caso en regiones interiores a $M(r) \sim 1.4$ Mo para la mayor parte de nuestras secuencias (**23**, **28** y **29Mo**). También pueden indicar cual de nuestras estrellas podría ser la progenitora del Cas A: en el caso de la estrella de **23Mo** con una masa de corte de $1.6M_{\odot}$, los valores de los cocientes tipo FMKs de Ne/O y Mg/O quedarían dentro del remanente estelar y no serían observados en el RSN. Tampoco en las de **28** y **29Mo**, porque los cocientes de Ne/O y Mg/O se observan a una masa interior $M(r) < 1M_{\odot}$ y quedarían dentro del remanente estelar al

momento de la explosión. Únicamente para las estrellas de **30** y **33 Mo** éstos cocientes podrán observarse en la masa que será eyectada.

En la discusión anterior hemos supuesto que no ha ocurrido mezclado entre las distintas capas estelares. Sin embargo, *Chevalier* (1976) mostró que durante la explosión de supernova la estrella es inestable a mezclado por Rayleigh-Taylor que se presentan entre las zonas densas internas y la envoltura de He (y H?), donde las inestabilidades crecen y provocan mezclado de los elementos de distintas capas estelares. La cantidad y eficiencia del mezclado depende de varios parámetros como el gradiente de densidad en la envoltura y del radio estelar, encontrándose que el mezclado es más fuerte para menores masas del *HeN* (*Nomoto* 1991).

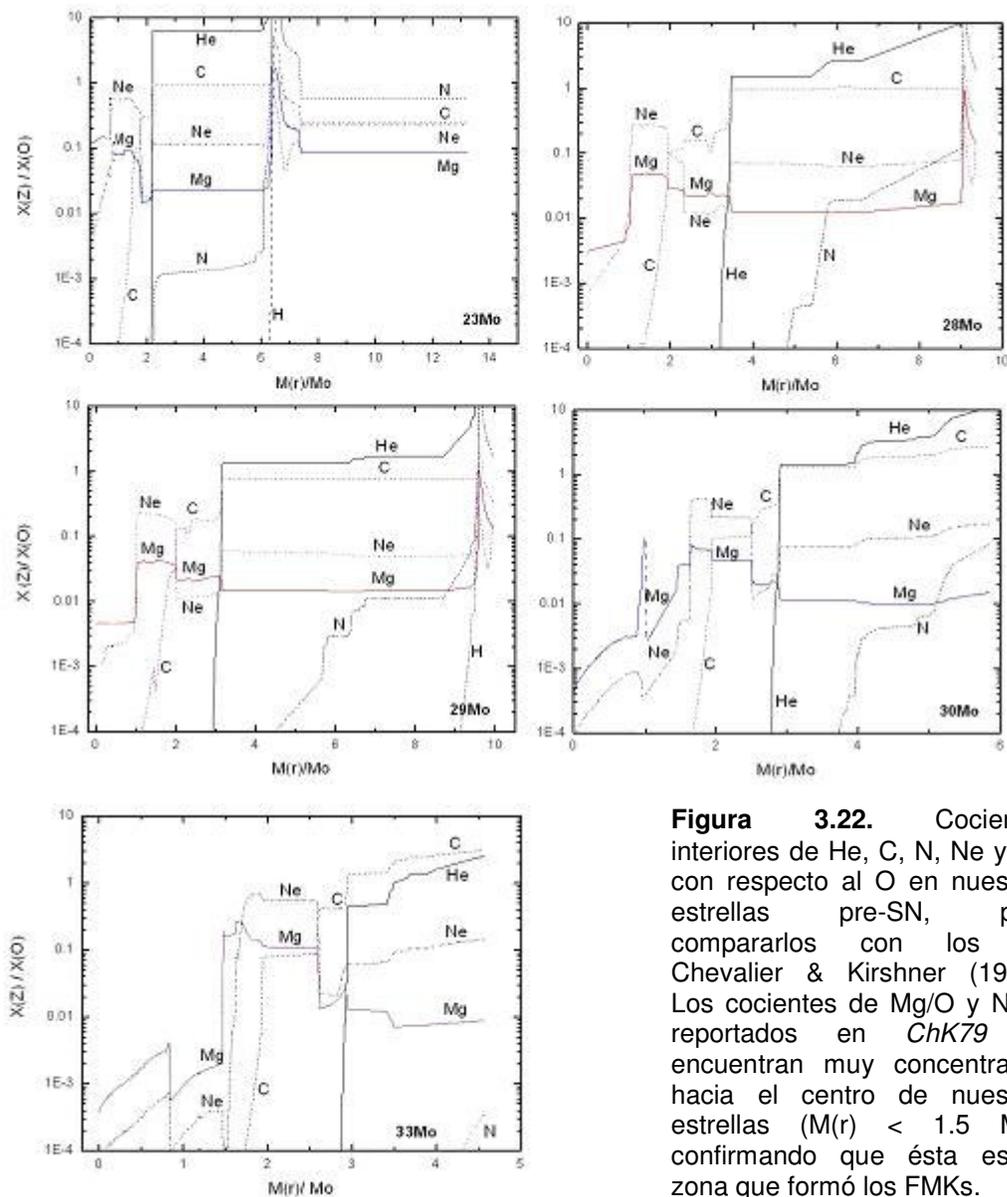


Figura 3.22. Cocientes interiores de He, C, N, Ne y Mg con respecto al O en nuestras estrellas pre-SN, para compararlos con los de *Chevalier & Kirshner* (1979). Los cocientes de Mg/O y Ne/O reportados en *ChK79* se encuentran muy concentrados hacia el centro de nuestras estrellas ($M(r) < 1.5 M_{\odot}$), confirmando que ésta es la zona que formó los FMKs.

Elemento	23Mo	28Mo	29Mo	30Mo	33Mo
C/O	< 1.35	< 1.74	< 1.64	< 1.85	< 1.89
N/O	< 2.26	< 4.57	< 3.18	< 2.82	---
Ne/O	< 0.39	< 1.0	< 0.98	< 1.64	< 1.62
Mg/O	---	< 1.0	< 0.98	< 1.29	< 1.47

Tabla 3.8. Masa interior a la cual se encuentran los cocientes reportados por *ChK79* en nuestras estrellas. La coordenada en posición es $M(r)/M_o$. Los valores de los cocientes de Ne/O y Mg/O encuentran simultáneamente solo en las zonas cercanas al núcleo. En la secuencia de **23Mo** la abundancia de Mg/O nunca disminuye a los valores observados en los FMKs. En el modelo final de **33Mo** prácticamente no hay N en el interior de la estrella.

Algunos autores han encontrado evidencia observacional de mezclado y/o inversión de las capas estelares en el SNR de Cas A (*Hughes et.al.* 2000). *Johnston & Yahil* (1984) discuten sobre la importancia del mezclado en Cas A y llegan a la conclusión de que los FMKs son “sólo una muestra” del manto estelar que refleja la composición particular de cada región, sin ninguna clase de mezclado. En el caso de nuestras estrellas de **30** y **33Mo** no se espera mezclado a gran escala por Rayleigh-Taylor porque éstas estrellas de C/O no poseen capa de H & He, y no hay discontinuidad en la densidad estelar (*Hachisu et.al.* 1991).

En las estrellas de **23**, **28** y **29Mo** el mezclado por Rayleigh-Taylor podría ser importante eyectando material de mayores profundidades que contenga cocientes tipo FMKs. Esto se vería apoyado por la presencia de Fe en Cas A que ha sido reportada por varios autores (*Hughes et.al.* 2000; *Hwang & Laming* 2003).

La masa total eyectada durante la explosión también puede darnos indicios de la masa del progenitor de Cas A. *Fabian et. al.* (1980) reportan una masa total radiando en rayos X igual o mayor a 15Mo. En trabajos más recientes de rayos X con datos de ASCA, *Vink et. al.* (1996) mencionan que la masa radiando en rayos X es de ~ 14Mo y que la masa eyectada fue de ~ 4 Mo con 2.6 Mo de O, siendo éste el elemento más abundante de la eyección. *Vink* (2003) encuentra que la masa eyectada durante la explosión es de 2-4Mo, con 1-3 Mo de O. En *Willingale et. al.* (2003) estiman que la masa total perdida por el progenitor previo a la explosión podría ser tan grande como ~ 20Mo y que de ésta aproximadamente 2.2 Mo fueron eyectadas durante la explosión con ~ 0.4 Mo eyectada en forma difusa con una velocidad inicial rms de ~ 15 000 km/s, mientras que los 1.8 Mo restantes fueron eyectados en forma de “nudos” con una velocidad inicial rms de ~ 2400 km/s. La masa barrida en el remanente es de aproximadamente 8-9 Mo (*Vink et.al.* 1996; *Willingale* 2003).

La masa total eyectada por nuestras estrellas durante la explosión fue calculada a partir de $M_{EY} = M_f - M_{REM}$, donde M_f es la masa final de la estrella pre-SN y M_{REM} es la masa de corte de cada estrella (tomada según *Woosley et.al.* 2002). También podemos calcular la masa de cada elemento (M_Z) que fue eyectado durante la explosión con la expresión:

$$M_Z = \int_{M_{REM}}^{M_f} X_Z(m_r) dm_r \quad (3.6)$$

En este trabajo sólo fué de interés calcular la masa eyectada de O (M_{Ox}) para compararla con las observaciones de rayos X y los resultados se muestran en la Tabla 3.9. En el **Apéndice A** se incluye una tabla de la masa eyectada de cada elemento (M_Z) por estrella.

M_{ZAMS}	M_{REM}/Mo	M_{EY}/Mo	M_{Ox}/Mo
23Mo	1.60	11.60	0.93
28Mo	1.50	7.86	2.77
29Mo	1.53	8.42	3.13
30Mo	1.45	4.40	1.51
33Mo	1.50	3.07	1.26

Tabla 3.9. Masa de corte de cada una de nuestras estrellas (M_{REM}) tomada de acuerdo a *Woosley et.al.* (2002). La segunda columna contiene la masa eyectada durante la explosión, y la tercera indica la masa de oxígeno eyectada.

Los valores M_{Ox}/Mo de la Tabla 3.9 son límites superiores porque el quemado posterior de O (hidrostático en las estrellas de **23-29 Mo** ó explosiva en todas) podría reducir la abundancia de éste elemento. Las estrellas que mejor ajustan la masa observada en rayos X por *Vink et. al.* (1996, 2003) y *Willingale et.al.* (2002, 2003) son las de **30** y **33Mo**. En ambos casos la masa eyectada cae en el rango de 3-5 Mo, que concide con la masa eyectada por una SNlb/c (2 – 4.4 Mo; *Hamuy* 2003) y con las estimaciones hechas en rayos X. También en ambos casos la masa eyectada de O es de 1.3–1.5, rango que cae dentro de los valores reportados observacionalmente.

Las masas eyectadas por las estrellas de **23 - 29 Mo** son mayores a las calculadas en Cas A. La masa eyectada de O caería apenas dentro del rango reportado, por debajo del límite inferior.

3.2.2. Modelos con rotación.

La evolución y la estructura estelar son fuertemente afectadas por rotación (*Heger et.al.* 2000; *Maeder & Meynet* 2000) por lo que para comparación construimos una secuencia de modelos evolutivos que incluyen *rotación* en una estrella de 29Mo en ZAMS. Tomamos la velocidad de rotación inicial en ZAMS de 200 km/s, que es un valor típico de rotación (*Fukuda* 1982). Con esta velocidad inicial obtuvimos velocidades rotacionales estelares de ~ 210 km/s en SP, $\sim 0 - 30$ km/s en SGR y de $0 - 10$ km/s en las siguientes etapas. La secuencia de modelos inicia en ZAMS y llega hasta el agotamiento del C central. El modelo de 29Mo con rotación llega al punto de encender C en cascarón alrededor de su núcleo de O/Ne/Mg pero a partir de ése momento el cálculo se detiene por inestabilidades numéricas.

La rotación estelar provoca que la estrella se comporte cómo si tuviera una masa ligeramente menor en SP. En consecuencia a éste comportamiento, el tiempo de vida de la estrella disminuye. También provoca que inicie mas temprano la fase WR (si sucede) que en la misma estrella sin rotación (*Maeder & Meynet* 2004). La masa inicial mínima para que una estrella se convierta en WR tambien disminuye con la rotación (*Heger et.al.* 2000). En nuestro caso observamos que la estrella de 29Mo sin rotacion no desarrolla fase WR mientras que la de 29Mo con rotacion sí. A partir de ahora para referirnos a los modelos con rotación usaremos la etiqueta **29MoR**.

La Figura 3.23 muestra el diagrama HR de la estrella de **29MoR**, el cual puede ser comparado con la estrella sin rotación de la Figura 3.6.

3.2.2.1. La estrella de 29MoR.

La Figura 3.23 muestra la trayectoria evolutiva de la estrella de **29MoR** en el diagrama HR, y la Tabla A.4 contiene la evolución de algunas de sus características mas relevantes. La estrella inicia SP con una luminosidad de $\log L/L_0 = 5.04$, $T_{eff} \sim 39\,600$ K y un $R_{eff} = 7 R_0$, prácticamente las mismas características del modelo sin rotación. La velocidad de rotación en ZAMS es de 220 km/s. Inicialmente la estrella empieza a quemar H en un núcleo convectivo de 15.4 Mo que va disminuyendo en masa conforme avanza el quemado de H. La estrella permanece 5.113 M-años en SP para después evolucionar hacia SGR en 16,000 años. Antes de alcanzar SGR el núcleo enciende He en $t = 5.1291$ M-años en la parte azul del diagrama HR, cuando la estrella tiene una $\log L/L_0 = 5.35$, $T_{eff} \sim 11\,150$ K,

$R_{\text{eff}} = 127 R_{\odot}$ y $V_{\text{rot}} = 120 \text{ km/s}$. La velocidad de rotación disminuye por conservación de momento angular de una envoltura en expansión (Heger & Langer 2000). En estos modelos el mezclado rotacional es ligeramente inhibido por gradientes en el peso molecular μ (Heger & Langer 2000) y en esta primera etapa la evolución es muy similar al caso sin rotación. Esto hace que la parte inicial del diagrama HR (SP) prácticamente no cambie respecto al caso sin rotación, aunque la estrella con rotación es ligeramente menos luminosa durante SP por la reducción de la gravedad superficial efectiva. Al finalizar SP la luminosidad aumenta por encima del caso sin rotación, debido al mayor peso molecular medio de la estrella (μ) y también porque posee un mayor núcleo convectivo (Heger et al. 2000).

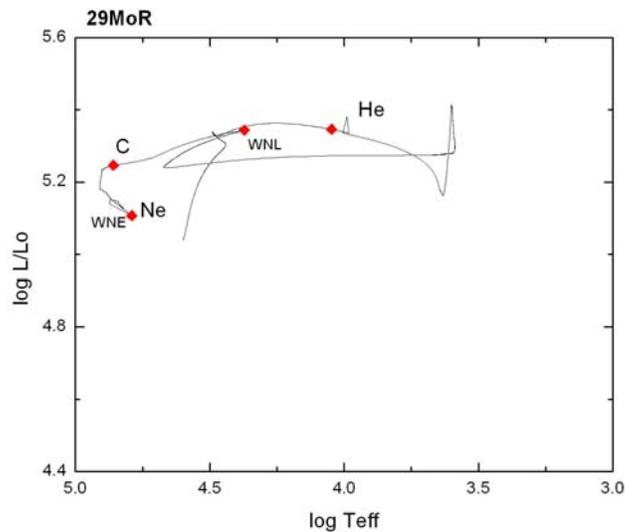


Figura 3.23. Diagrama HR de las secuencias de **29MoR**, desde ZAMS hasta el agotamiento central de C y quemado de C en cascarón. Los puntos rojos indican el inicio de cada una de las etapas de quemado hidrostático.

La estrella permanece 2.58×10^5 años en SGR y pierde $17.12 M_{\odot}$ mientras quema He en su núcleo establemente. Después de SGR la estrella evoluciona hacia la parte azul del diagrama HR cuando el mezclado transporta He fresco al HeN y la producción de energía y temperatura nuclear aumentan. El mezclado y el transporte de elementos dentro de la estrella se eficienta por rotación provocando que los perfiles de densidad cambien radicalmente respecto al caso sin rotación (Heger & Langer, 2000). En nuestras estrellas el mezclado rotacional se ve parcialmente inhibido por la presencia de gradientes en μ y por la baja velocidad de rotación. En estrellas con rotaciones mas

rápidas, los eventos de mezclado son mas intensos y los cambios en la composición química son muy pronunciados (*Heger et. al. 2000*).

La incursión al azul de la estrella de **29MoR** es más luminosa y “más azul” que la contraparte sin rotación porque su *HeN* es mas masivo y produce una mayor cantidad de energía y aumento en la temperatura. El mezclado rotacional hace mas eficiente el mezclado del núcleo con sus alrededores y el *HeN* recibe mas combustible que en el caso sin rotación. El mezclado rotacionalmente inducido produce los mismos efectos que un alto sobremezclado sin rotación (*Heger et.al. 2000*). La estrella mas azul post-RSG de esta primera incursión azul tiene 10.07 Mo, $\log L/L_o = 5.24$, $T_{eff} = 46\ 929\ K$ y un $R_{eff} = 6.3\ R_o$. La masa del *HeN* es de 9.48 Mo, ligeramente mas masivo que el de la estrella de **29Mo** sin rotación.

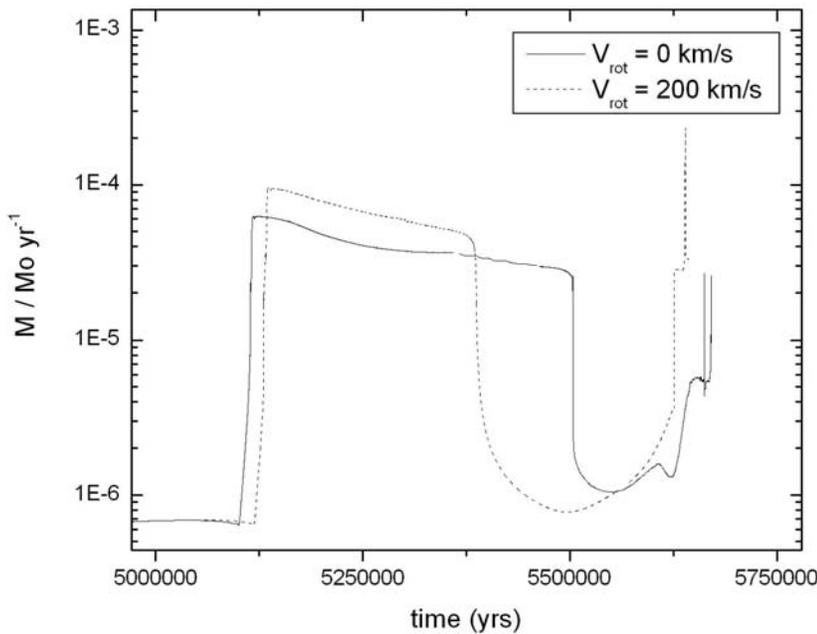


Figura 3.24. Tasa de pérdida de masa (en masas solares por año) en las estrellas de **29Mo** y **29MoR**. La línea negra indica la pérdida de masa de la estrella sin rotación, según Nieuwenhuijzen & de Jager (1990) Ec. (2.18). La línea roja es la pérdida de masa de la Ec. (2.21) cuando la estrella tiene una velocidad de rotación de 200 km/s en ZAMS.

Cuando el He central se agota se enciende He en cascarón y la estrella termina su incursión al azul e inicia su regreso hacia la zona roja. La abundancia de H superficial (X_s) cae por debajo del 40% en masa y la estrella se convierte en WR como resultado de la pérdida de masa y/o del mezclado (*Langer 1987*). La transición incrementa aún mas la pérdida de masa y la estrella detiene su camino hacia el rojo para volver nuevamente hacia la parte azul del diagrama HR convertida en *WNL* en $t = 5.6262\ M\text{-años}$. Al inicio de WR el He central ya está agotado ($Y_c = 10^{-17}$) y la estrella está quemando He en cascarón porque consumió todo el tiempo de quemado de He como SGR y como SGA durante la incursión al azul. Debido a esto la estrella enciende quemado de C poco después que se transforma en *WNL*, reduciendo con esto el tiempo que pasará como WR. En total, la estrella permanece como

WNL por 1.33×10^4 años y luego se transforma en *WNE* a una edad de $t = 5.6395$ M-años, en la parte final del quemado hidrostático de C. El tiempo total que la estrella permanece quemando C en su núcleo es de 5700 años. Después del agotamiento nuclear de C, *STERN* cae en inestabilidades numéricas y el programa termina.

La estrella de **29MoR** sigue la siguiente secuencia evolutiva en el diagrama HR:

$$\mathbf{SP \rightarrow SGA \rightarrow SGR \rightarrow SGA \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow ?? \rightarrow SN} \quad (3.6)$$

En el último modelo calculado se ha agotado el C central dejando un núcleo apagado de O/Ne/Mg y en contracción para encender Ne. La estrella tiene una masa de 9.28 Mo, $T_{8c} = 12.08$ K, $T_{\text{eff}} \sim 66\ 130$ K, $R_{\text{eff}} \sim 2$ Ro. El núcleo de O/Ne/Mg tiene una masa de 2.34 Mo y rodeándolo hay un cascarón de quemado de C en $M(r) = 2.34$ y otro de He en $\Delta M(r) = 2.4 - 7$ Mo. Después del quemado de C los procesos de mezclado inducidos por rotación dejan de ser importantes (*Heger et.al.* 2000) y las capas externas prácticamente han alcanzado una configuración química que solo será modificada por el desnudamiento de la estrella por la elevada tasa de pérdida de masa. Las escalas de tiempo de los quemados faltantes son mas cortas que el tiempo de reacción de la envolvente estelar y a partir de la ignición central de Ne la localización de la estrella en el diagrama HR no varía (ver Figuras 3.4 – 3.8). La tasa de pérdida de masa en WR es muy intensa, pero la estrella está muy cerca de su final ($\sim 3-7 \times 10^2$ años) y la masa que perderá durante este tiempo prácticamente es despreciable ($\sim 10^{-3}$ Mo).

Las Figuras 3.25 y 3.26 muestran la evolución de las abundancias superficiales en la estrella de **29MoR**. Las abundancias iniciales permanecen constantes durante SP. Durante el dragado de SGR las abundancias superficiales empiezan a cambiar cuando se enriquecen con elementos producidos durante CNO. Durante SGR las abundancias superficiales permanecen constantes en $X_S = 0.61$, $Y_S = 0.37$, $Z[\text{O}] = 0.007$, $Z[\text{N}] = 0.005$ y $Z[\text{C}] = 0.002$.

Las abundancias cambian nuevamente cuando la estrella abandona SGR e inicia su incursión al azul aumentando nuevamente el He & N, mientras disminuyen el H, C y O. Al inicio de WR el cambio en las abundancias sigue la misma tendencia pero es mas pronunciado por la mayor pérdida de masa de la envolvente que va desnudando la estrella de forma eficiente hasta descubrir regiones con material enriquecido por quemado de He.

Durante la envolvente de H desaparece en forma de viento y la abundancia de He & N disminuye mientras que las abundancias de C y O aumentan. En la Figura 3.25 (derecha) puede observarse que las abundancias superficiales siguen cambiando durante el inicio y parte del quemado nuclear de C, contrario a lo que ocurre en los modelos sin rotación. Esto sucede porque la estrella enciende C durante *WNL*, mientras que en las estrellas sin rotación éste quemado y los posteriores

ocurren cuando la estrella es ya una *WC/WO*. En el caso de estrellas con rotación puede observarse que la estructura química final de la envoltura no queda determinada a partir del *inicio* de quemado de C, como ocurre en los casos sin rotación.

Durante la fase *WNL-WNE* la abundancia superficial de la estrella está dominada principalmente por He y N, por lo que el cascarón formado por el viento rápido de WR será rico en éstos elementos. En la Figura 3.26 se muestra la evolución de el cociente superficial de $12 + \log(N/H)$ y $12 + \log(He/H)$ en la estrella de **29MoR**. Las flechas indican el tiempo en el cual la superficie de la estrella presenta los cocientes observados en los QSF de Cas A por *KCh77*. Los cocientes aparecen casi simultáneamente en la superficie estelar en $t = 5.640$ M-años, justo al inicio de la etapa *WNE*.

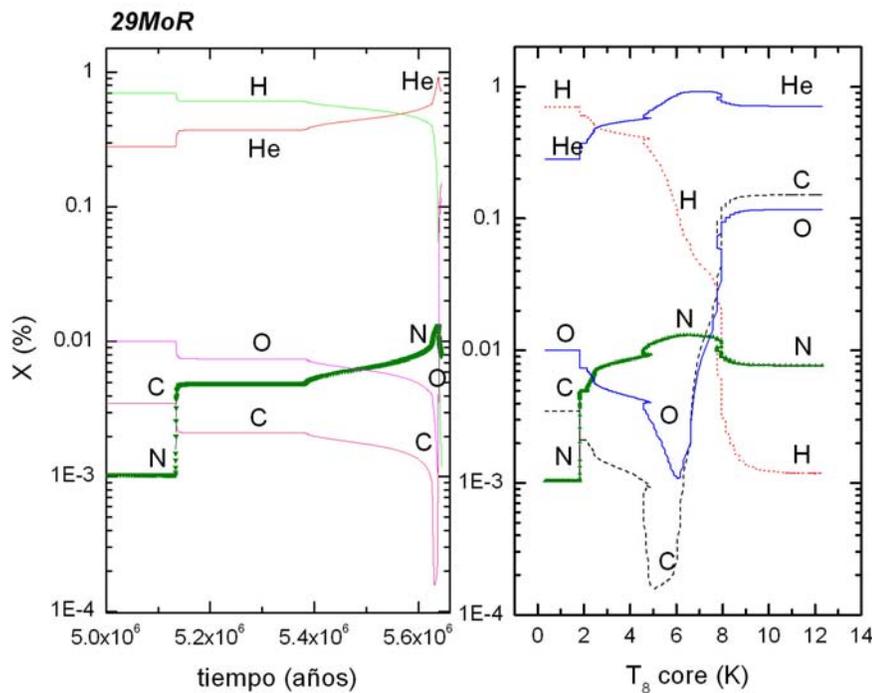


Figura 3.25. Evolución de las fracción de masa superficial de la estrella de **29MoR** (velocidad de rotación de ~ 200 km/s en ZAMS). La figura de la izquierda nos muestra la evolución temporal de la abundancia en fracción de masa (X %) de cada elemento durante toda la vida de la estrella. Las abundancias anteriores a 5.0×10^6 años no se incluyeron debido a que permanecen constantes. La figura de la derecha muestra la misma evolución, ahora como función de la temperatura central de la estrella. Nótese la diferencia con la Figura 3.10.

El último modelo estelar calculado de **29MoR** tiene una envoltura de $M_{env} = 0.2$ Mo rica en He ($Y_S = 0.72$), C (0.15) y O (0.12). Presenta muy poco N (0.007) y el H prácticamente ha desaparecido de la superficie ($X_S < 10^{-3}$). Comparando estas abundancias con las de la estrella de **30Mo** (la de **29Mo** no desarrolla fase WR para comparación) observamos que prácticamente presentan la misma abundancia

superficial de Y_s , pero el modelo de **29MoR** es menos abundante en C (0.15 vs. 0.18) y mas abundante en O, casi por un factor 2 (0.12 vs. 0.07). En las estrellas con rotación aparecen nuevos procesos e inestabilidades que hacen mas eficiente el mezclado de elementos en regiones que en los modelos sin rotación aparecen establemente estratificadas (*Heger et.al.* 2000).

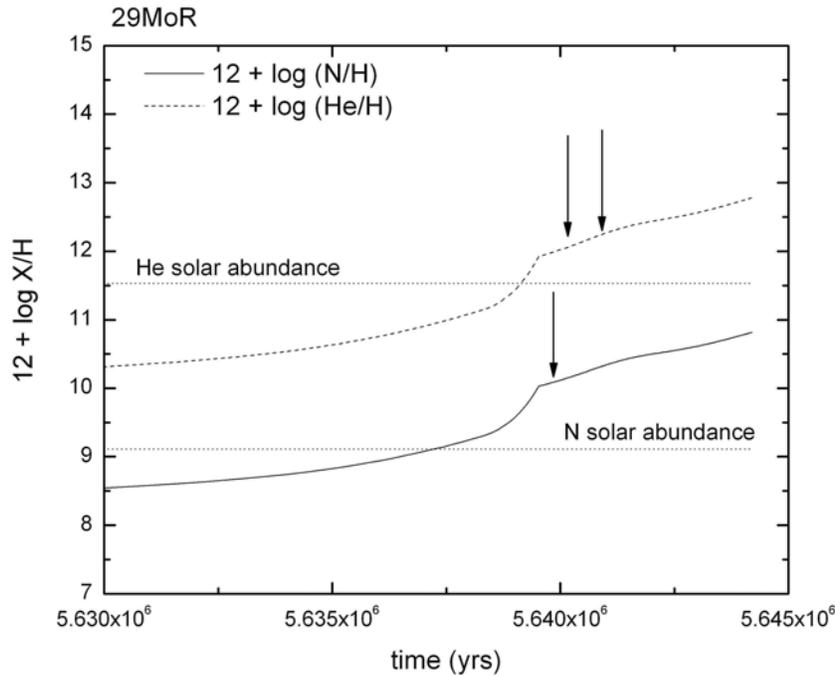


Figura 3.26. Evolución en el tiempo de la abundancia superficial de N con respecto al H: $12 + \log(N/H)$ y del He con respecto al mismo elemento: $12 + \log(He/H)$ para la estrella de **29MoR**. Únicamente se muestra el intervalo de tiempo donde se encuentran los valores reportados por *KCh77* en los QSF de CasA. Las flechas indican los tiempos en los cuales aparecen los referidos cocientes en la superficie de la estrella. Los valores solares se muestran como referencia.

3.3. Resumen y conclusiones.

En éste capítulo construimos modelos evolutivos de estrellas de **23, 28, 29, 30 y 33Mo** en ZAMS sin rotación, y para una estrella de 29Mo con velocidad de rotación inicial de 200 km/s (**29MoR**) que producen un amplio rango de progenitores de SN. La estrella de **23Mo** finaliza su vida como SGR; la de **28Mo** como SGA y la de **29Mo** como SGAm, ambas después de haber realizado una incursión al azul post-SGR. Las de **29R, 30 y 33Mo** terminan su vida como distintas clases de WR. En todos los casos comparamos los rendimientos químicos de la explosión y la composición química del viento estelar con las abundancias observadas en Cas A para identificar la estrella precursora. Hemos supuesto que el progenitor de este SNR fue una estrella aislada debido a que no hay evidencia de otra estrella cercana al centro de la explosión de Cas A, donde sólo se observa una sola fuente puntual de

rayos X (*Tananbaum 1999; Thorstensen et.al. 2001*) que es identificado como el remanente estelar tras la explosión. Sin embargo, escenarios de precursores binarios para Cas A han sido explorados recientemente en *Young et.al. (2005)*

En nuestro conjunto de estrellas, la de **23Mo** termina su vida como SGR. Su masa final es de 13.2 Mo, de las cuales 6.75 Mo pertenecen a una envoltura extendida compuesta por H, He, O, N & C en ése orden de abundancia. *Chevalier & Oishi (2003)* proponen éste tipo de progenitor para Cas A, pero en su caso una SGR formada por una estrella de $\sim 17\text{Mo}$.

Nuestra estrella de **23Mo** nunca pierde su envoltura de H a pesar de la alta tasa de pérdida de masa en SGR, y el N siempre permanece en su superficie en la cuarta posición por abundancia. La longitud de mezcla que usamos en esta estrella fue de $L/H_p = 1.5$ desde ZAMS, pero en SGR se modificó a $L/H_p \sim 2.0$ para evitar inestabilidades numéricas, lo que provocó que durante SGR haya un mayor mezclado de la envoltura convectiva con el material procesado en CNO a mayores profundidades, por lo que nuestras estrellas presentan una mayor abundancia de He & N en su superficie comparada con modelos estelares de menores L/H_p . La rotación estelar rápida produce un efecto similar (*Heger et.al. 2000*) ocasionando el incremento del cociente N/H en un factor 2-3 en estrellas con $V_{\text{rot}} \sim 200$ km/s con respecto a los modelos sin rotación, y en 6-10 para estrellas con $V_{\text{rot}} \sim 300 - 400$ km/s (*Heger & Langer 2000*); incremento que ocurre gradualmente desde SP y no sólo en SGR, es decir, la abundancia de N aumenta en las estrellas con alta rotación pero sólo los modelos sin rotación (o con bajas V_{rot}) muestran el aumento “instantáneo” de N en SGR debido al dragado. El enriquecimiento de N es más fuerte en las estrellas de mayor masa inicial (*Heger & Langer 2000*).

Nuestra SGR nunca se deshace completamente de su envoltura de H y aún con el efecto de alto mezclado y/o sobremezclado, su abundancia de N nunca es mayor a la del H. Es poco probable que la eyección de masa desde la superficie de una SGR *sin rotación* forme nódulos con un alto cociente N/H, tipo QSF.

Comparando también los rendimientos de la estrella de **23Mo** con las abundancias de los FMKs (*KCh77*) observamos que cocientes tipo FMKs sólo se encuentran en las capas más profundas de la estrella de **23Mo** [en $M(r)$ interiores a 0.39Mo], donde la explosión con una masa de corte de 1.6Mo los dejaría dentro del remanente estelar y no podrían ser observados en la masa eyectada por la explosión.

Las estrellas de **28** y **29Mo** finalizan su vida como SGA y SGAm, respectivamente. Ambas finalizan con una envoltura poco masiva de He & H ($\sim 0.3\text{Mo}$), compuesta por He, H, N, O y C en orden de abundancia. Los NKs observados por *Fesen (2001)* parecen estar formados por material que indican que la envoltura estelar de la precursora era rica en N y deficiente en H al momento de la explosión y que fueron eyectadas a muy altas velocidades. Esta es la composición química final de la

envolvente de nuestras estrellas de **28** y **29Mo** que podrían provocar estructuras con abundancias tipo NKs.

Para comparar las abundancias con los QSF tenemos que varios autores concuerdan con que fueron eyectados $\sim 10^4$ años antes de la explosión (*van den Bergh & Kamper* 1985; *García-Segura et.al.* 1996), que en nuestras estrellas de **28** y **29Mo** sucede cuando eran SGA a punto de encender C central después de su máxima incursión al azul. En ese momento la abundancia de H superficial en ambas estrellas era prácticamente la misma que la de He (~ 0.5) y estaba disminuyendo, mientras que el N era el tercer elemento en abundancia en la superficie estelar. Sin embargo, en ese momento el cociente N/H siempre es menor al valor solar y la abundancia de N/H nunca es tan alta como la observada en los QSF. La envolvente de H nunca desaparece y la explosión de ambas estrellas dará curvas de luz tipo *SNIIb*. Posiblemente si ponemos a rotar rápidamente a las estrellas, conseguiríamos mayores cocientes N/H (tipo QSF?) y también una mayor pérdida de masa, aunque probablemente la evolución de ambas estrellas se alteraría significativamente llegando hasta a convertirse en WR inmediatamente después de SGR, sin explotar como SGA.

En las estrellas de **28** y **29Mo** los cocientes tipo FMKs se encuentran en las regiones interiores a 1Mo. Con una masa de corte de $\sim 1.5\text{Mo}$ en ambos casos, el material que contiene cocientes tipo FMKs quedarían en el interior del remanente estelar, a menos que haya ocurrido un fuerte mezclado entre las regiones interiores y el material eyectado como parece indicar la presencia de Fe en los nudos de Cas A (*Hughes et.al.* 2000; *Hwang & Laming* 2003), lo que sugieren que la eyección de material ocurrió desde capas muy profundas después de ser sometido a un fuerte mezclado macroscópico no-homogéneo (por ejemplo, debido a inestabilidades de Rayleigh-Taylor durante la explosión). Simulaciones de este proceso muestran que una explosión asimétrica - como parece ser el caso de Cas A, - desarrollan “dedos torcidos” de material rápido eyectado desde grandes profundidades que atraviesan la envolvente menos densa. Este podría ser el origen de los FMKs cuya inhomogeneidad en abundancias (*Kirshner & Chevalier* 1979) podría indicar que fueron eyectados en forma de nódulos tipo “metralla” rápida característicos de distintas profundidades dentro de la estrella (*Johnston & Yahil* 1984). Los nódulos FMKs rompieron la envolvente estelar y el material menos denso que se encontraba “por encima” pudo haber caído para formar el remanente estelar (*Chevalier* 2005). Esto explicaría la eyección de material tipo FMKs en las estrellas de **28** y **29Mo** donde los cocientes se observan a profundidades interiores a la masa de corte tomada en éste trabajo. Sin embargo, debido al tratamiento de quemado puramente hidrostático de las estrellas en ésta tesis y a la incertidumbre de los procesos de mezclado durante la explosión, concluimos que las abundancias tipo FMKs no pueden ser usadas con nuestros modelos para determinar una masa en el precursor.

Finalmente, analizando las estrellas de **30** y **33Mo** observamos que el viento intenso de WR desnuda la estrella de su envolvente de H y deja al descubierto el *HeN*. La estrella se transforman en

WR al tiempo que su superficie exhibe simultáneamente los cocientes N/H y He/H observados en los QSF (ver Figura 3.13 y 3.15) por lo que eyección de material desde la superficie de la WR antes de la explosión podría formar estas estructuras. Existe la posibilidad de que la pérdida de masa en las WR ocurra en forma episódica en forma de nódulos además del viento suave (*Smith et.al.* 1988), por lo que una eyección episódica en forma de nódulos de baja velocidad al inicio de WNE ($\sim 2 \times 10^5$ años antes de la explosión) podría haber producido características tipo QSF. El viento rápido de WR también provoca la formación de un cascarón denso (*García-Segura et.al.* 1996) formado del material estelar que se está perdiendo desde la superficie de la estrella, como se observa alrededor de algunas WR (*Chu* 1981; *Esteban et.al.* 1992). Varios autores observan que algunos cascarones alrededor de WR están enriquecidos con N y He por grandes factores con respecto al valor solar (*Kwitter* 1984; *Rosa* 1987) lo que se ve confirmado por nuestros modelos estelares, pues cualquier emisión de masa superficial durante WR y posterior contendrá al menos como límite inferior los cocientes observados por *KCh77*. Sin embargo, hay que notar que en nuestras estrellas de **30** y **33Mo** la etapa WR inicia $\sim 2.5 \times 10^5$ años antes de la explosión de SN y los cascarones WR serán muy extendidos (como se verá en el **Capítulo 4**).

Adicionalmente, también comparamos los rendimientos químicos en las estrellas de **30** y **33Mo** con las abundancias de los FMKs. Aunque concluimos que el tratamiento usado con nuestros modelos estelares no es suficiente para usar las abundancias tipo FMKs para poner una masa del precursor, es interesante hacer notar que en la estrella de **30Mo** los cocientes de los FMKs se encuentran en las zonas interiores a $M(r) < 1.3 \text{ Mo}$, mientras que en la estrella de **33Mo** están en $M(r) < 1.5 \text{ Mo}$. La masa de corte en ambos casos es de 1.45 Mo , por lo que en estas estrellas los cocientes de los FMKs podrán observarse en la masa que será eyectada. En el caso de las estrellas de **30** y **33Mo** no se espera mezclado a gran escala por Rayleigh-Taylor porque no poseen capa de H & He, y no hay discontinuidad en la densidad estelar (*Hachisu et.al.* 1991).

Sin embargo, también hay que apuntar que en la estrella de **33Mo** todo el material pre-SN ya ha sido procesado a temperaturas tan o más altas que las del quemado 3α , de modo que el N prácticamente se ha agotado en su totalidad y para ésta estrella es un problema explicar el N observado en los FMKs, y aún mas, en los NKs. Cualquier estrella con masa superior a **33Mo** presentará el mismo inconveniente.

Finalmente, tenemos que las estrellas de **30** y **33Mo** no conservan su envoltente de H y la curva de luz en la explosión de SN será tipo SNIb/c. Durante la explosión serán eyectadas menos de 5 Mo (Tabla 3.9) lo que concuerda con las observaciones de *Vink et.al.* (1996), *Vink* (2003), *Willingale et.al.* (2003).

Por último, la estrella de **29MoR** es similar a las dos anteriores porque desarrolla una fase WR post-SGR. Sin embargo su fase WR no ocurre inmediatamente después de SGR como en las estrellas

de **30** y **33Mo**, sino que antes la estrella de **29MoR** realiza una incursión al azul post-SGR similar a la de la estrella de **29Mo** sin rotación. Esto causa que la estrella de **29MoR** gaste todo su tiempo de quemado central de He en SGR y en SGA durante la incursión al azul. Al iniciar WR el He central de la estrella de **29MoR** ya está agotado ($Y_C = 10^{-17}$), pero todavía está quemando He en cascarón. La estrella enciende el quemado central de C durante *WNL*, en donde dura $\sim 5\,700$ años quemando C. El C central se agota mientras la estrella es *WNL* y está en proceso de encender Ne en el núcleo. Aunque el programa termina en este punto por inestabilidades numéricas, de las escalas de tiempo características se infiere que la estrella está aproximadamente a $\sim 10^2$ años de su explosión como SN.

Analizando las abundancias superficiales observamos que cuando la estrella de **29MoR** se transforma en *WNE* su superficie exhibe simultáneamente los dos cocientes N/H y He/H tipo QSF (ver Figura 3.26), al igual que las estrellas de **30** y **33Mo**. En la estrella de **29MoR** la fase *WNE* inicia $\sim 5\,000$ años antes de nuestro último modelo (ocurrido en un tiempo del orden de 10^2 años antes de la explosión).

Debido a que la evolución de la estrella de **29MoR** sólo llega a la etapa previa al encendido de Ne central no es posible obtener rendimientos confiables pre-SN para compararlos con los FMKs. Sin embargo los resultados más importantes de la estrella de **29MoR** se derivan de la evolución de su MCE, que se discutirá con detalle en el **Capítulo 4**.

Capítulo 4

Dinámica del MCE alrededor de las estrellas de 23-33 Mo.

En éste capítulo se presenta una breve revisión bibliográfica de las soluciones analíticas de la interacción del viento estelar con el MCE y mencionaremos las fases de la formación “clásica” de un RSN. Simulamos numéricamente ambos procesos alrededor de las estrellas que estudiamos en el **Capítulo 3** y mostramos los resultados obtenidos, destacándose que la evolución hidrodinámica del MCE depende fuertemente de la evolución estelar a través de los parámetros del viento y de la duración de cada etapa. Se discute la formación de cascarones durante cada etapa evolutiva y su dinámica global, incluyendo la explosión de la SN y la interacción de la masa y energía eyectadas con el MCE.

4.1. Viento estelar en secuencia principal.

La pérdida de masa afecta significativamente la evolución de una estrella masiva (*Chiosi & Maeder* 1986). Una de las formas en que una estrella masiva puede perder de pérdida de gran cantidad de masa es a través de sus poderosos vientos, que impactan directamente sobre el medio circumestelar (MCE) modificándolo química y dinámicamente. La dinámica de ésta interacción depende de diversos factores como la velocidad, temperatura y masa del viento, las inhomogeneidades locales y/o el gradiente de densidad del MCE, el flujo de fotones ionizantes de la estrella, la tasa de enfriamiento del gas, los procesos de transferencia de calor y evaporación de masa, la presencia de campos magnéticos, etc... Incluir todos estos procesos en un estudio completo resulta en un problema de gran complejidad que no puede resolverse sólo de forma analítica. Para conocer con mayor detalle la dinámica de la interacción del viento con el MCE es necesario recurrir a las simulaciones numéricas como se hace en ésta tesis.

Los primeros intentos antes de que hubiera computadoras suficientemente capaces para resolver el problema en toda su complejidad fueron hechos de forma analítica proponiendo un

escenario muy simplificado que sólo arroja soluciones aproximadas al problema real. Sin embargo, estas soluciones analíticas son muy útiles a la hora de comprender la física básica de la interacción y para confrontar y entender los resultados numéricos. Por ésta razón, antes de presentar nuestros resultados numéricos discutiremos brevemente las soluciones analíticas encontradas por otros autores.

En primera aproximación se propone un escenario idealizado: un viento estelar fuerte y homogéneo que interactúa con un medio de densidad uniforme y constante que rodea a la estrella. Estos primeros escenarios simplificados fueron explorados por primera vez en las soluciones analíticas de *Pikel'ner* (1968) que obtienen una primera solución ideal donde el viento estelar barre una cavidad en la que se expande libremente (región [a] de la **Figura 4.1**) que termina en un choque terminal que desacelera al viento y produce una burbuja de viento chocado y caliente (región [b]). La presión térmica de la burbuja caliente barre el MCE que la rodea y forma un cascarón denso de gas interestelar (zona [c]).

Otro tipo de soluciones analíticas autosimilares también fueron obtenidas por *Castor et.al.* (1975) y *Weaver et.al.* (1977) que resolvieron la dinámica del MCE durante las etapas adiabáticas iniciales, las etapas intermedias radiativas y las avanzadas en la evolución, donde incorporan conducción de calor y la evaporación de material de una región a otra y obtienen soluciones unidimensionales que no involucran inestabilidades dinámicas. En sus soluciones pueden identificarse tres etapas “ideales” (*Weaver et.al.* 1977):

1) El viento inicial que emite la estrella en SP interacciona directamente con un MCE de densidad constante. La evolución es tan rápida que las pérdidas radiativas son despreciables y el sistema se expande adiabáticamente. El viento libre de la estrella tiene un perfil de densidad $\rho \sim r^{-2}$ que termina en un choque terminal adiabático (R_1) representado por un salto en la densidad que separa el viento libre de la estrella (región [a]) de una burbuja de gas caliente chocado (región [b]). La posición del choque adiabático R_1 crece en el tiempo de acuerdo con:

$$R_1 \approx 0.74 \left(\frac{\dot{M}}{\rho_o} \right)^{3/10} V_v^{1/10} t^{2/5} \quad (4.1)$$

Dentro de la burbuja la presión es casi uniforme (la velocidad del sonido en esta región es casi la misma que la del viento) y los valores de velocidad, densidad y presión interna de la burbuja son uniformes:

$$V = 0.2 \frac{V_v R_1^2}{r^2} \quad (4.2)$$

$$\rho \approx 0.35 \frac{\dot{M}}{R_1^2 V_v} \quad (4.3)$$

$$P \approx 0.07 \frac{\dot{M} V_v}{R_1^2} \quad (4.4)$$

válidos entre R_1 y R_c . V_v es la velocidad del viento estelar. Estas ecuaciones son el resultado de las condiciones de salto de un choque fuerte, junto con la ecuación de conservación de la masa.

La burbuja de gas chocado se encuentra rodeada por un cascarón de gas interestelar barrido. Usando la ecuación de movimiento y la de conservación de la energía, se obtiene que la posición externa (R_2) del cascarón avanza en el MCE de acuerdo con (*Castor et. al.* 1975):

$$R_2(t) = 0.88(L_v / \rho_o)^{1/5} t^{3/5} \quad (4.5)$$

$$R_c \approx 0.86 R_2 \quad (4.6)$$

$L_v = \frac{1}{2} \dot{M}_v V_v^2$ es la luminosidad mecánica del viento es, ρ_o es la densidad inicial del MCE y t es el tiempo. La proporción R_c / R_2 se mantiene prácticamente constante en esta etapa. Estas expansiones vienen de considerar conservación de energía, momento y masa.

La energía mecánica inyectada por el viento se distribuye de diferente forma en cada región: $E_b \approx \frac{5}{11} L_v t$; corresponde a la región [b], casi toda en forma de energía térmica ya que la energía cinética es prácticamente nula. La otra parte $E_c \approx \frac{6}{11} L_v t$ se haya contenida en el cascarón externo: 40 % en forma de energía cinética y 60% en forma de energía térmica.

Esta es la llamada *etapa de expansión adiabática* y es de muy corta duración, típicamente del orden de 10^3 - 10^4 años (*Falle* 1975).

2) En la segunda etapa las pérdidas radiativas de la región [c] se vuelven comparables a las de la energía inyectada por el viento y el proceso de enfriamiento causa que el cascarón se vuelva *visible* en óptico. El gas empieza a enfriarse y presenta una importante caída en la presión interna. La discontinuidad de contacto R_c se aproxima cada vez mas a R_2 y el cascarón [c] colapsa, haciéndose visible en el óptico.

La masa del cascarón externo está determinada por la cantidad de gas barrido:

$$M_c = \frac{4}{3} \pi R_2^3 \rho_o \quad (4.7)$$

En esta etapa, $R_1 < R_c \approx R_2$ y la burbuja de viento chocado sirve de conducto para transferir la energía cinética del viento hacia el cascarón externo. El viento chocado todavía se expande de forma adiabática. En esta segunda etapa R_2 sigue creciendo con la misma dependencia en el tiempo de la etapa anterior, solo que a una tasa menor:

$$R_2(t) = 0.76 \left(\frac{L_v}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{3/5} \quad (4.8)$$

3) En la tercera etapa la región [b] empieza a enfriarse radiativamente y la burbuja también colapsa ($R_1 \approx R_2$) dejando que el viento de la estrella interactúe directamente con el cascarón externo. Ésta etapa es la de *conservación del momento*. El radio externo del cascarón cambia de acuerdo con:

$$R_2(t) = 0.99 \left(\frac{L_v}{\rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2} \quad (4.9)$$

Los cálculos de *Weaver et. al.* (1977) indican que durante la mayor parte de la vida de la estrella la luminosidad radiativa es menor que la mecánica ($L_{rad} \leq L_v$) por lo que comúnmente no se observa esta última etapa alrededor de las estrellas, como ocurre en nuestro caso.

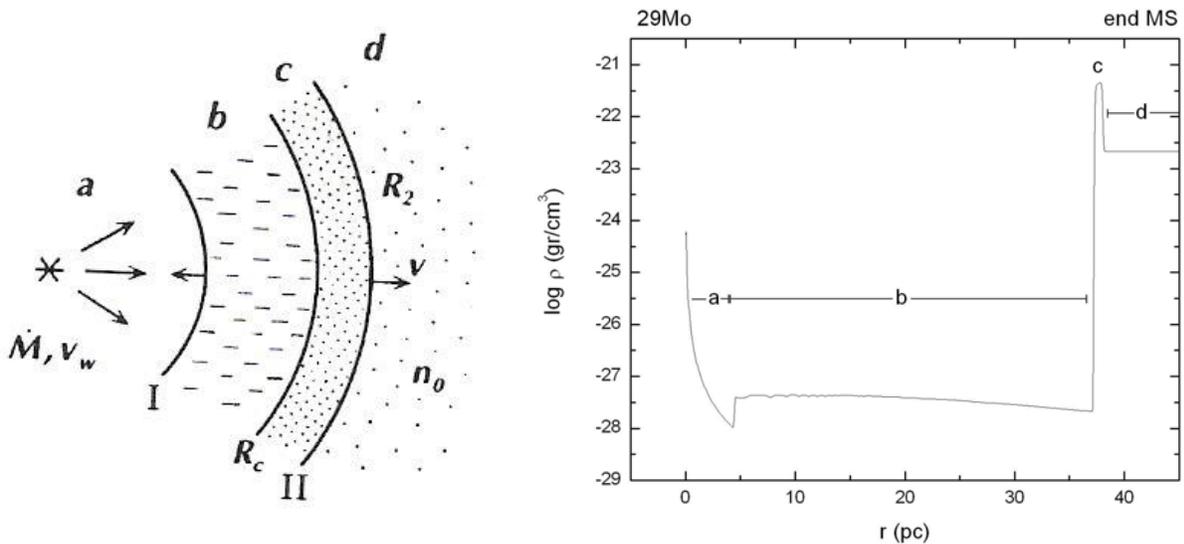


Figura 4.1. La formación de un cascarón de MCE barrido por el viento estelar. La zona [a] es donde el viento de la estrella se expande libremente. En [b] tenemos una burbuja de viento chocado de alta temperatura y desacelerado, que se expande por el aumento de presión térmica. La región [c] corresponde al cascarón formado por gas barrido del MCE. I y II son los frentes de choque en reversa y directo, respectivamente. En la figura de la derecha se muestra una gráfica unidimensional de la densidad contra posición ($\log \rho$ vs. r) al final de SP en la estrella de **29Mo**. Pueden identificarse cada una de las zonas esquematizadas en la figura de la izquierda.

Estos modelos autosimilares de *Weaver et. al.* (1977) no incluyen muchas situaciones físicas presentes en los cascarones reales. Por ejemplo, la mayoría de las estrellas masivas tipo O generalmente ocurren en cúmulos de estrellas que están muy cercanas a otras y el MCE de una es fuertemente afectado por el de sus vecinas. O bien, las estrellas en movimiento supersónico producen un choque de proa que modifica esta estructura de cascarón (*Chevalier & Liang* 1989). Además de éstos, hay otros procesos físicos que no pueden tratarse sólo con soluciones analíticas autosimilares.

Al igual que sucedió en el campo de la evolución estelar, con la aparición de procesadores matemáticos cada vez mas rápidos recientemente se ha puesto especial énfasis en la simulación numérica de la interacción del viento estelar y su entorno incluyendo nuevos escenarios físicos, y calculando no solamente soluciones unidimensionales, sino en dos y tres dimensiones. *Rozyczka & Tenorio-Tagle* (1985) realizaron la simulación numérica de la interacción del viento estelar con un MCE ligeramente inhomogéneo (a pequeña escala) y encontraron que las inhomogeneidades no afectaban la evolución dinámica global de la interacción, ni daban lugar a fragmentación de los cascarones. Otros autores también utilizan la simulación numérica para el estudio de cascarones circumestelares (p. ej. *Brighenti et.al.* 1995; *García-Segura et.al.* 1995, 1996, etc...) que incluyen inhomogeneidades en densidad, inestabilidades, vientos episódicos, flujos de masa, etc... Todos los estudios concuerdan con que los cascarones creados durante SP son estables aunque muy grandes y difusos por lo que prácticamente no hay detección observacional de ellos.

4.2. El viento en SGR y post-SGR.

Las soluciones anteriores sólo describen el comportamiento del MCE cuando sólo es afectado por un viento uniforme sin aceleración. En el modelo analítico de *Weaver et. al.* (1977) descrito en la sección anterior no considera una velocidad del viento variable (y en consecuencia, L_v , variable) como ocurre realmente en la mayoría de las estrellas masivas. Generalmente, después de SP una estrella masiva evoluciona hacia SGR donde la tasa de pérdida de masa es mucho mayor y el viento es lento y denso. El nuevo viento lento interactúa con el medio esquematizado en la Figura 4.1. La situación ha sido explorada numéricamente por ejemplo en *D'Ercole* (1992) incluyendo conducción de calor entre los cascarones que se forman.

A diferencia del viento de SP, el viento libre de SGR es mas denso y más lento, por lo que la presión dinámica del viento disminuye. El choque terminal adiabático pierde su posición de equilibrio y empieza a moverse hacia la estrella, hasta que la presión dinámica del nuevo viento se iguala con la presión térmica de la region $[b]$ y se encuentra una nueva posición de equilibrio y empieza a formarse

un nuevo cascarón con la masa del el viento chocado de SGR (que llamaremos *cascarón SGR*, región [c'] de la Figura 4.2) cuando la presión dinámica del viento se iguala con la presión térmica de la región [b]. Este cascarón es hidrodinámicamente estable (*García-Segura et.al.* 1996).

Al final de SGR tendremos dos cascarones densos alrededor de la estrella separados por una región menos densa y caliente de viento chocado de SP. El radio del cascarón SGR está determinado por la duración de la etapa SGR y por el balance de la presión dinámica del viento de SGR con la presión térmica del gas chocado de SP, así como de otros parámetros como puede ser la conducción térmica entre cascarones (*D'Ercole* 1992), etc...

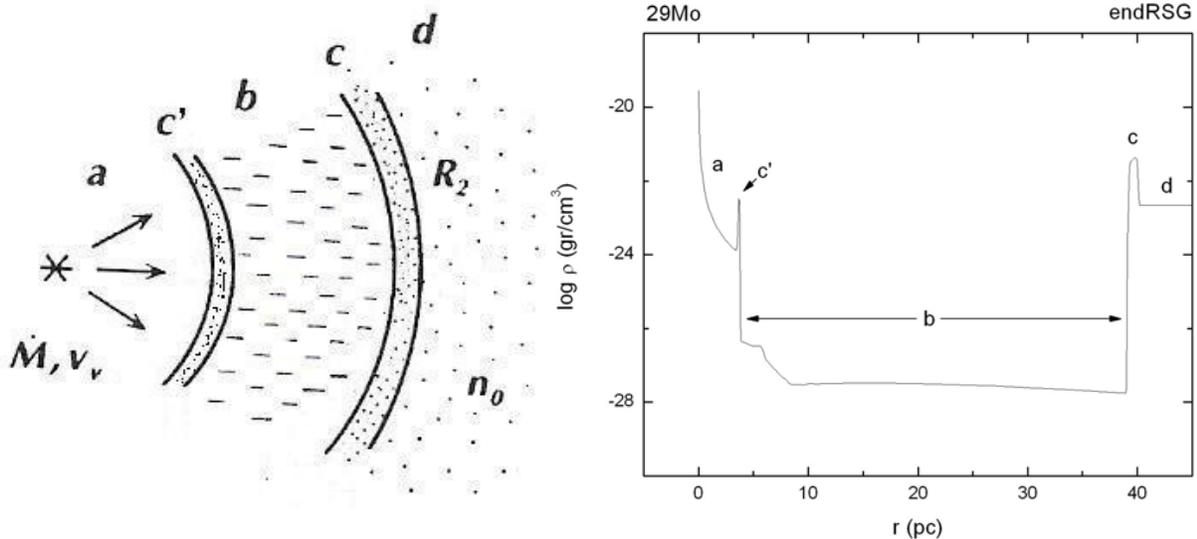


Figura 4.2. Izquierda: La formación del cascarón SGR dentro de la burbuja de SP. Las etiquetas son las mismas que en la Figura 4.1, donde añadimos la zona [c'] correspondiente al cascarón SGR que está separado del cascarón SP por la región [b] de viento chocado. La distancia entre los dos cascarones no está a escala. Nótese que el viento de SGR interactúa directamente con el cascarón que forma. **Derecha:** Gráfica unidimensional de la densidad contra posición ($\log \rho$ vs. r) al final de SGR en la estrella de **29Mo**. Pueden identificarse los dos cascarones y el resto de las zonas esquematizadas en la figura de la izquierda.

La evolución post-SGR de la estrella (si ocurre) depende de su masa en ZAMS, metalicidad, convección, etc... Algunas estrellas masivas después de pasar por todos los ciclos de quemado explotan como *SNII* durante SGR, y la explosión impacta directamente sobre la estructura de doble cascarón (SP + SGR) fomado previamente por la estrella. En las estrellas mas masivas (> 20 -25Mo) generalmente ocurre evolución post-SGR y la estrella evoluciona nuevamente hacia el lado azul del diagrama HR (haciendo una o varias incursiones al azul) y aumenta la velocidad del viento estelar

(~ 500 km/s) modificando nuevamente el MCE. Las estrellas finalmente explotan como SN en algún punto de éstas incursiones como *supergigante azul* (SGA) tal como ocurrió en el caso de 1987A (Arnett et.al. 1989) o nuestra estrella de **28Mo**. Otras estrellas después de SGR se transforman directamente en WR, despojándose de su envolvente de H a través de un viento muy masivo y rápido (del orden de 2000 km/s) que impacta sobre el MCE. También pueden ocurrir otros tipos de evolución estelar, que no incluiremos en nuestra discusión porque no pertenecen a los casos desarrollados por nuestra muestra de estrellas.

Independientemente de que la estrella se convierta en SGA o WR, en cualquiera de estas dos etapas se genera nuevamente un viento rápido supersónico que forma un nuevo cascarón dentro del viento de lento de SGR. El proceso de formación de éste cascarón (por la interacción de dos vientos, un primer viento lento de velocidad V_1 y otro segundo más rápido V_2) puede encontrarse en Chevalier e Imamura (1983). Durante esta tercera etapa de nuevo viento rápido se forma un tercer cascarón (que llamaremos *cascarón azul* cuando es formado por el viento de SGA y *cascarón WR* cuando es formado por el viento de WR). La velocidad del cascarón SGA es significantivamente más grande que la de viento de SGR, donde su velocidad está dada por:

$$V_{3C} \approx \left(\frac{\dot{M}_A V_A^2 V_R}{3 \dot{M}_R} \right)^{1/3} \quad (4.12)$$

donde \dot{M}_A, V_A es la pérdida de masa y la velocidad del viento en la fase rápida y el subíndice R se refiere a la parte roja (viento lento). La formación del cascarón WR también ha sido estudiada de forma numérica (ver p. ej. García-Segura & Mac Low 1995). El cascarón WR tiene muy altas velocidades comparadas con la velocidad del cascarón de SGR, por lo que crece mas rápidamente y colisiona con éste. Las circunstancias y consecuencias de esta colisión pueden ser encontradas en García-Segura et. al. (1996).

4.3. El remanente de supernova (RSN).

Algunas estrellas masivas después de cumplir su ciclo de vida hasta agotar su combustible central, explotan como SN. Durante la explosión la envolvente de la estrella es acelerada y las regiones externas alcanzan velocidades de $\sim 2 \times 10^4$ km/s mientras que las regiones internas tienen velocidades de $\sim 5\,000$ km/s, con un perfil de velocidades aproximadamente lineal. Teóricamente la energía liberada por una SN es del orden de 10^{53} ergs de los cuales aproximadamente 10^{51} ergs se

transfieren al MCE en forma de energía cinética por la eyección al espacio de una gran cantidad de masa a altas velocidades. El resto de la energía se pierde en forma de neutrinos.

El material eyectado por la SN se expande supersónicamente produciendo una onda de choque *directa* (de radio R_d) que barre el MCE. También se crea un choque en reversa (R_r) de baja velocidad que va termalizando el material estelar eyectado (*Chevalier* 1982). La masa eyectada por la explosión que tiene alta densidad y energía está confinada dentro de ambos frentes de choque. La onda de choque directa barre el MCE y, si se desarrollan inestabilidades, lo mezcla con la masa eyectada por la SN (M_e), produciendo un remanente de supernova (RSN) que está formado por ambos materiales. La cantidad de material barrido por la onda de choque (M_b) depende de la densidad del MCE y del radio R_d del frente de choque.

En el escenario más simple podemos suponer que una estrella explota como SN en un MCE homogéneo de densidad constante y que el choque es totalmente esférico. Aunque éste escenario está sobresimplificado, describe de forma general los efectos físicos asociados a la formación de un SNR.

En este caso, pueden distinguirse tres estados de la evolución del remanente. Durante la primera fase de la explosión tenemos la *expansión libre* donde $M_e / M_b \gg 1$ y la velocidad de la masa eyectada es casi constante e igual a $V_e = r/t$. El perfil de densidad en la parte externa de la supernova puede describirse como $\rho \propto r^{-n}$, donde el valor de n depende básicamente del tipo de supernova (*Chevalier & Soker* 1989), mientras que el perfil interno es casi plano y se describe con densidad prácticamente constante. Este perfil de densidades es modificado a medida que interactúa con el MCE.

A medida que el frente de choque avanza aumenta M_b y cuando $M_e / M_b \ll 1$ el remanente se frena considerablemente, y R_d cae a velocidades menores (~ 300 km/s). Las pérdidas radiativas todavía no son importantes y el RSN todavía continúa en una etapa de *expansión adiabática* que puede ser descrita con soluciones autosimilares (*Sedov* 1959; *Chevalier* 1982) para el caso de un MCE uniforme. Durante ésta fase se conserva la energía del SNR, su radio crece como $R \sim t^{2/5}$ y la velocidad del choque decae como $\dot{R}_d \sim t^{-3/5}$. Durante la etapa adiabática aproximadamente el 70% de la energía está en forma térmica y 28 % en forma cinética (*Chevalier* 1974).

La expansión adiabática del RSN continúa hasta que los procesos de enfriado se vuelven eficientes y el remanente entra en la siguiente fase, donde las pérdidas radiativas se vuelven importantes. La evolución después de que el remanente se vuelve radiativo es descrita por el modelo de "barredora-de-nieve" [*snowplow*] de *Cox* (1972) en donde el remanente radiativo contiene dentro material caliente y de baja densidad que todavía se expande adiabáticamente. En ésta etapa el material que atraviesa el frente de choque comprime y forma un cascarón de gas que se desplaza

hacia afuera, barrido por la expansión del choque. El radio del choque crece a una tasa de $R_d \sim t^{2/7}$ y $\dot{R}_d \sim t^{-5/7}$ (McKee & Ostriker 1977). Después de ésta última etapa la expansión continúa hasta que la velocidad del remanente cae a una velocidad del orden de la velocidad del sonido del MIE, con el material eyectado llegando a alcanzar dimensiones de decenas a cientos de pc.

Además de las soluciones autosimilares se ha hecho una gran cantidad de análisis numérico para modelar la interacción del material eyectado por la SN con el medio interestelar con un variado número de distintas condiciones iniciales (p. ej. *Chevalier* 1974; *Cioffi et al.* 1988; *Chevalier & Liang* 1989; *Dwarkadas* 2005). Estas simulaciones numéricas cubren situaciones mas allá de las soluciones analíticas permitiendo explorar las mas variadas configuraciones del MCE, además de numerosos procesos físicos relevantes como el enfriamiento por presencia de polvo, campos magnéticos, flujos de masa, desarrollo de inestabilidades, etc... En estrellas masivas la onda de choque de SN interactuará con la estructura cascarones descrita en la Sección 4.2 (también ver p. ej. *Dwarkadas* 2005) y se desviará de éste esquema simplificado. Las propiedades dinámicas de la interacción dependen principalmente de los cocientes entre la masa eyectada y barrida en los cascarones (M_e / M_b) y de la velocidad del frente de choque (\dot{R}_d).

Chevalier & Liang (1989) discuten la interacción de la explosión de una SN con cascarones formados por una SGA. El material eyectado por la SN tiene un perfil de densidad $A r^{-n}$ en su parte mas externa y es aproximadamente constante en la región interna. Esta masa eyectada interactúa primero con el viento libre de la estrella SGA. Generalmente, la masa del viento libre es mucho menor que la masa eyectada por lo que para fines dinámicos el material de la SN se expande libre en ésta primera zona, hasta que alcanza la burbuja de viento de SGA chocado que antecede al cascarón azul. La interacción con la burbuja crea una estructura de doble choque que es descrita por soluciones autosimilares (*Chevalier* 1982a). El incremento de la presión en ésta zona causa un incremento en la temperatura produciendo un aumento en la emisión de rayos X posterior al impacto (*Dwarkadas* 2005). La onda de choque forma un nuevo choque transmitido que se propaga supersónicamente en la burbuja mientras se va desacelerando y eventualmente choca al cascarón azul. Cuando el frente de choque directo se encuentra con ésta discontinuidad en densidad (el cascarón azul es mas denso que la burbuja de gas chocado) gran parte de la energía cinética se convierte en energía térmica y la presión post-choque se incrementa sustancialmente hasta que el frente de choque atraviesa el cascarón, o hasta que la transferencia de energía de la SN al cascarón se vuelve importante (*Chevalier & Liang* 1989).

Observacionalmente hablando, se encuentra que algunos SNR muestran estructuras simétricas tipo cascarón con un espectro dominado por emisión térmica. Emiten en numerosas líneas de óptico, rayos X y rayos γ a partir de los cuales se pueden inferir características de la explosión. *Weiler &*

Sramek (1988) basados en observaciones de los RSN en las Nubes de Magallanes de *Mathewson et al.* (1983) han agrupado los RSN en cinco categorías generales que incluyen a casi todos los RSN observados hasta la fecha, donde al parecer cada uno de ellos es el resultado de diferentes mecanismos físicos (o evolutivos) que los produjeron (*van den Bergh* 1986). Algunos autores han buscado la posible conexión entre las distintas clases de SN, sus estrellas precursoras y los RSN y aunque se ha hecho un gran avance en este campo de estudio todavía quedan muchos problemas por ser resueltos.

4.4. Simulaciones numéricas.

En esta sección simulamos numéricamente la interacción del viento emitido por nuestras estrellas de **23**, **28**, **29**, **29R 30** y **33Mo** con el medio que las rodea desde ZAMS hasta incluso la explosión de SN y la propagación del material eyectado en el MCE. Hemos hecho un tratamiento simplificado suponiendo que inicialmente (en ZAMS) la estrella está rodeada por un MCE de densidad uniforme donde empieza a fluir un viento estelar isotrópico y homogéneo. No se ha incluido la presencia de campos magnéticos ni la conducción de calor y/o masa entre las distintas regiones.

Durante cada etapa evolutiva las estrellas desarrollan distintos tipos de vientos que afectan de distinta forma al MCE. Para hacer las simulaciones usamos la tasa de pérdida de masa y la velocidad del viento estelar obtenidas con *STERN* para cada estrella (en función del tiempo) como condiciones de contorno en el código magnetohidrodinámico (MHD) *ZEUS-3D*, que es usado para el tratamiento y la modelación dinámica de flujos astrofísicos y ha sido derivado de *ZEUS-2D*, desarrollado en el *National Center for Supercomputing Applications* de la Universidad de Illinois en Urbana-Champaign (NCSA) por *Stone & Norman* (1992a,b) y que fue descrito en el **Capítulo 2** de ésta tesis. Aprovechando las simetrías del problema utilizamos *ZEUS-3D* de forma unidimensional y/o bidimensional dependiendo de la etapa que nos interesa estudiar. Por simplicidad, dividimos el cálculo numérico en cuatro etapas: secuencia principal (SP), supergigante roja (SGR), supergigante azul ó WR (SGA-WR) y finalmente, supernova (SN).

Las Figuras 4.3 – 4.8 presentan la pérdida de masa y la velocidad terminal del viento estelar en cada etapa de la vida de nuestras estrellas como función del tiempo. En cada figura se distinguen claramente las distintas etapas evolutivas de las estrellas:

1) Primero SP, caracterizada por una pérdida de masa que crece lentamente en el tiempo a medida que aumenta el radio efectivo y disminuye la temperatura de la estrella. La tasa de pérdida de

masa en ésta etapa está determinada principalmente por los parámetros estelares, de acuerdo a *Nieuwenhuijzen & de Jager* (1990).

2) Después de SP la estrella se convierte en SGR donde aumentamos al doble la tasa de pérdida de masa de la Ec. (2.18), adoptando el criterio establecido en *García-Segura et. al.* (1996) (ver **Capítulo 2**). Este importante incremento en la tasa de pérdida de masa ocasiona que SGR se distinga claramente de SP en las Figuras 4.3 – 4.8. Durante SP la estrella sólo pierde una pequeña fracción de su masa (menos de el 10%, dependiendo de la masa inicial de la estrella) mientras que durante SGR la pérdida de masa es mucho mayor por medio de un viento lento (~ 10 km/s) y denso.

3) Después de SGR las estrellas siguen distintas evoluciones: la de **23Mo** explota como SGR, las de **28** y **29Mo** realizan una incursión azul post-SGR y las de **29R**, **30** y **33Mo** se transforman en estrellas WR antes de explotar como SN. Después de SGR las estrellas continúan perdiendo masa por un viento caracterizado por tasa de pérdida de masa, velocidad y temperatura característicos \dot{M} , V y T_V . Las Tablas 4.1 – 4.6 hacen un resumen de la masa perdida y de las características del viento estelar durante cada etapa evolutiva.

23Mo				
	Duración			
Etapa	(10 ⁶ años)	M/Mo (año ⁻¹)	ΔM (Mo)	V (km/s)
SP	6.374	1.3 X 10 ⁻⁷	0.81	2 000
SGR	0.622	1.7 X 10 ⁻⁵	8.96	260(*)

Tabla 4.1. Duración de cada etapa evolutiva en la estrella de **23Mo**. Las características del viento producido durante cada etapa se obtuvieron con *STERN*: tasa de pérdida de masa en masas solares por año, masa total del viento perdido y velocidad. La etiqueta (*) indica que esta velocidad se cambiará en las simulaciones hidrodinámicas del MCE. Ver texto para detalles.

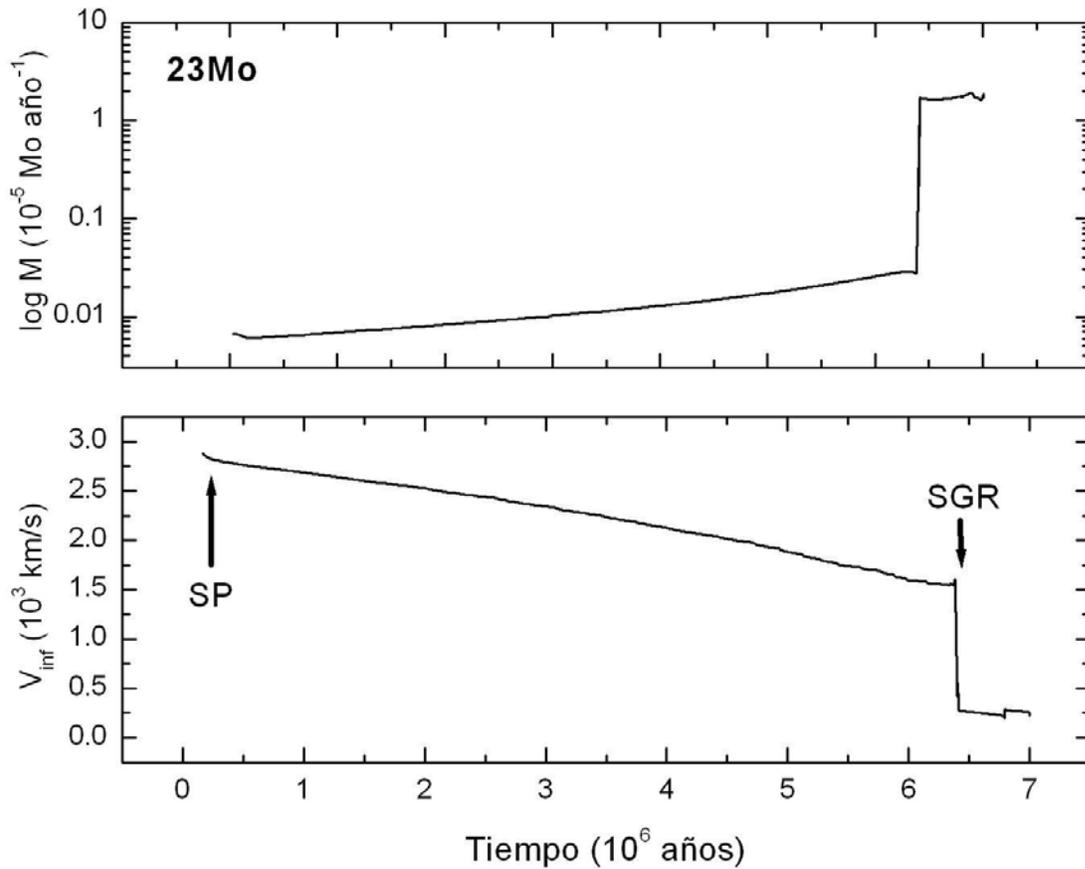


Figura 4.3. Arriba: Logaritmo de la tasa de pérdida de masa en función del tiempo para la estrella de **23 Mo**. Abajo: Velocidad del viento estelar. Las flechas marcan el inicio de la etapa indicada en la etiqueta, donde se distingue claramente las dos etapas por las que pasa la estrella de **23Mo** antes de explotar como SN. Las características del viento en cada etapa se encuentran en la Tabla 4.1.

28Mo				
<i>Etapas</i>	<i>Duración</i> (10 ⁶ años)	<i>M/Mo</i> (año ⁻¹)	ΔM (Mo)	<i>V</i> (km/s)
SP	5.252	2.8×10^{-7}	1.39	2 000
SGR	0.313	5.4×10^{-5}	16.85	250(*)
SGA	0.303	1.1×10^{-6}	0.33	400

Tabla 4.2. Duración de cada etapa evolutiva en la estrella de **28Mo**. Las características del viento producido durante cada etapa se obtuvieron con *STERN*: tasa de pérdida de masa en masas solares por año, masa total del viento perdido y velocidad. La etiqueta (*) indica que esta velocidad se cambiará en las simulaciones hidrodinámicas del MCE. Ver texto para detalles.

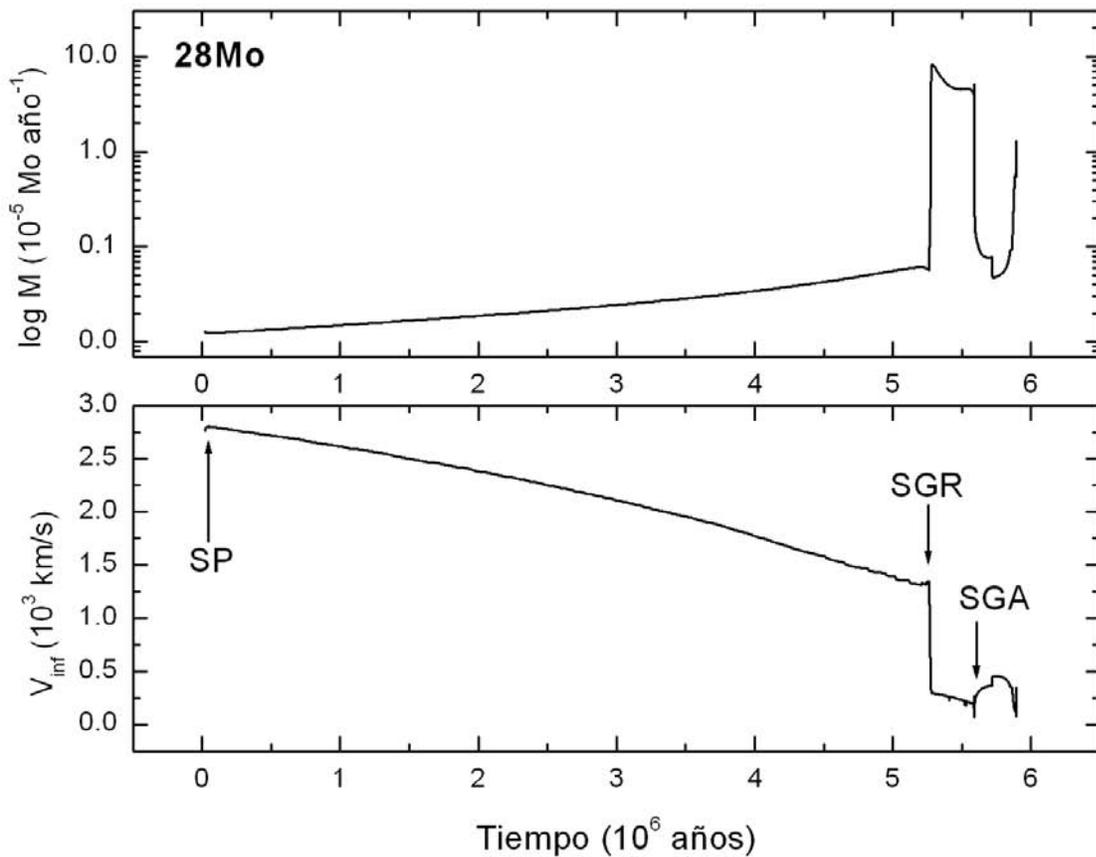


Figura 4.4. *Arriba:* Logaritmo de la tasa de pérdida de masa en función del tiempo para la estrella de **28Mo**. *Abajo:* Velocidad de éste viento estelar. Las flechas marcan el inicio de la etapa indicada en la etiqueta, donde se distingue claramente las etapas que desarrolla la estrella de **28Mo** antes de explotar como SN. Las características del viento en cada etapa se encuentran en la Tabla 4.2.

29Mo				
<i>Etapa</i>	<i>Duración</i> (10 ⁶ años)	<i>M/Mo</i> (año ⁻¹)	ΔM (Mo)	<i>V</i> (km/s)
SP	5.100	3.3 X 10 ⁻⁷	1.53	2000
SGR	0.309	5.3 X 10 ⁻⁵	16.37	250(*)
SGA	0.218	5.2 X 10 ⁻⁷	0.27	600

Tabla 4.3. Duración de cada etapa evolutiva en la estrella de **29Mo**. Las características del viento producido durante cada etapa se obtuvieron con *STERN*: tasa de pérdida de masa en masas solares por año, masa total del viento perdido y velocidad. La etiqueta (*) indica que esta velocidad se cambiará en las simulaciones hidrodinámicas del MCE. Ver texto para detalles.

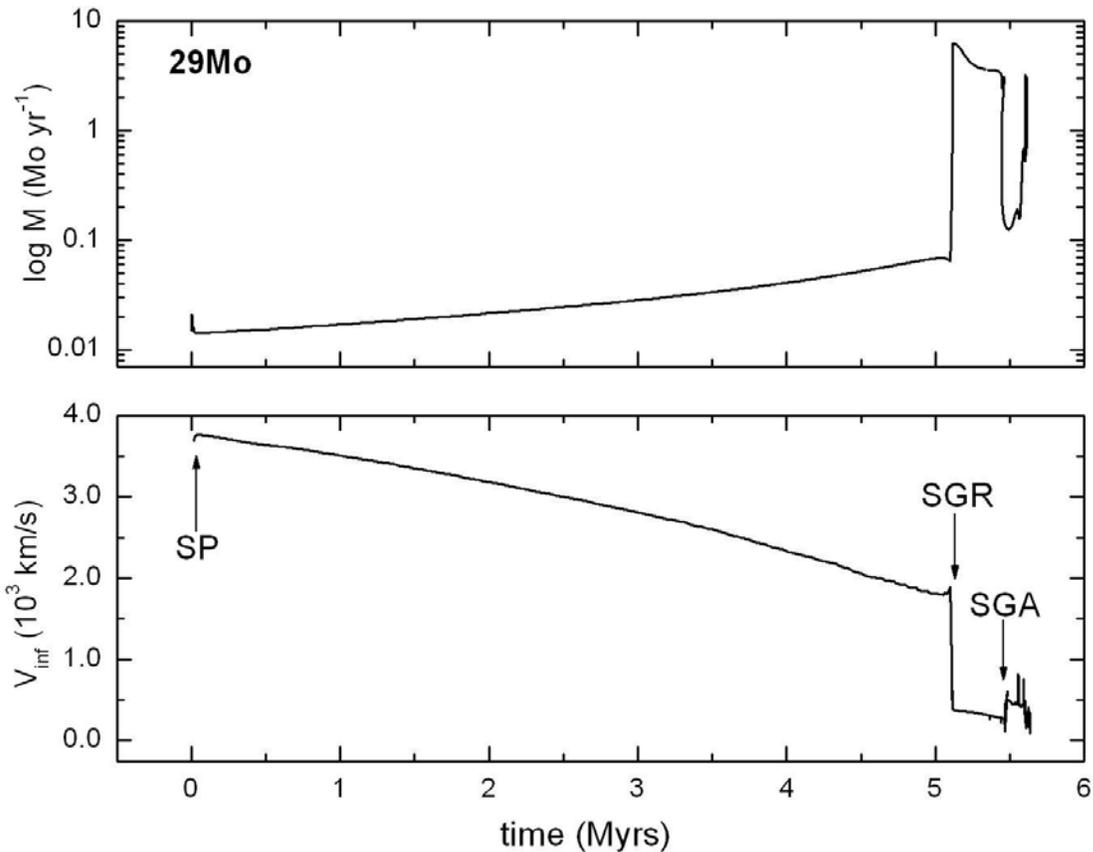


Figura 4.5. *Arriba:* Logaritmo de la tasa de pérdida de masa en función del tiempo para la estrella de **29Mo**. *Abajo:* Velocidad de éste viento estelar. Las flechas marcan el inicio de la etapa indicada en la etiqueta, donde se distingue claramente las etapas que desarrolla la estrella de **29Mo** antes de explotar como SN. Las características del viento en cada etapa se encuentran en la Tabla 4.3.

29MoR				
<i>Etapa</i>	<i>Duración</i> (10 ⁶ años)	<i>M/Mo</i> (año ⁻¹)	ΔM (Mo)	<i>V</i> (km/s)
SP	5.113	3.5 X 10 ⁻⁷	1.57	2000
SGR	0.258	6.7 X 10 ⁻⁵	17.12	250(*)
SGA	0.238	7.7 X 10 ⁻⁷	0.34	750
WNL	0.013	2.8 X 10 ⁻⁵	0.38	1200
WNE	0.005 (**)	3.3 X 10 ⁻⁵	0.23	800

Tabla 4.4. Duración de cada etapa evolutiva en la estrella de **29MoR**. Las características del viento producido durante cada etapa se obtuvieron con *STERN*: tasa de pérdida de masa en masas solares por año, masa total del viento perdido y velocidad. La etiqueta (*) indica que esta velocidad se cambiará en las simulaciones hidrodinámicas del MCE. La duración marcada con (**) es un límite inferior. Ver texto para detalles.

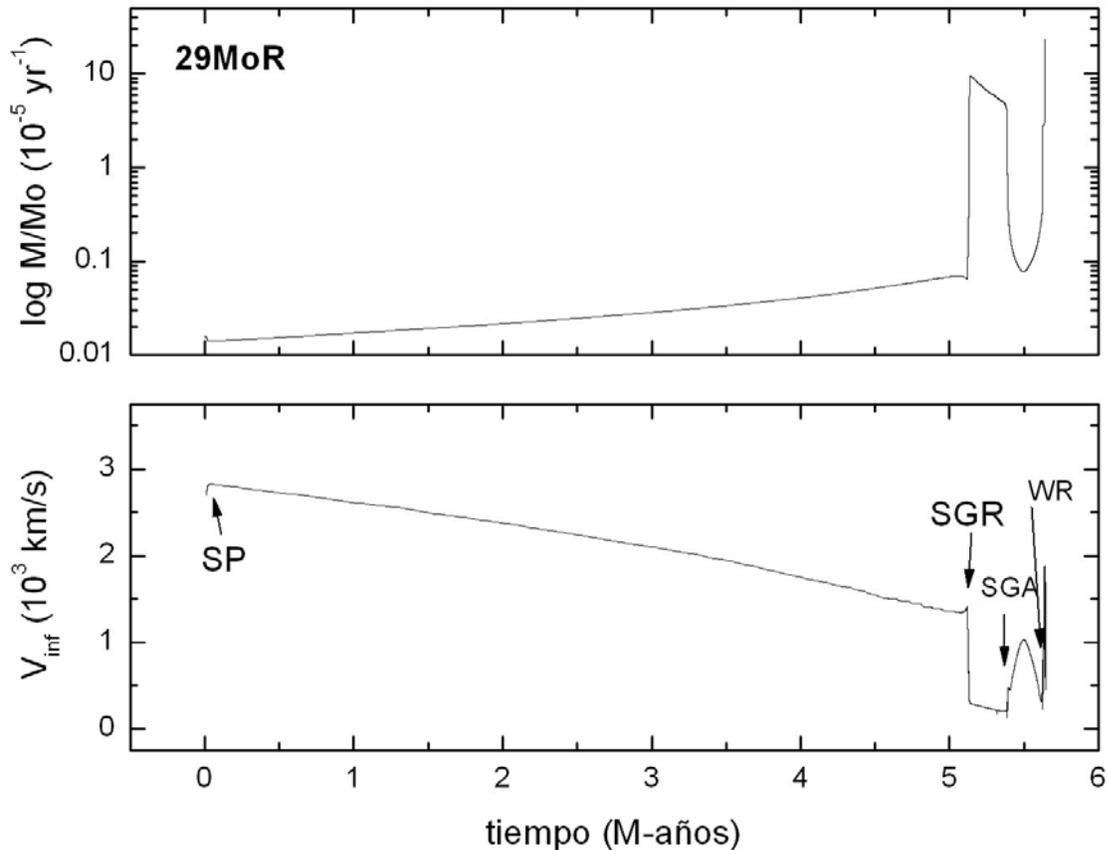


Figura 4.6. *Arriba:* Logaritmo de la tasa de pérdida de masa en función del tiempo para la estrella de **29MoR**. *Abajo:* Velocidad de éste viento estelar. Las flechas marcan el inicio de la etapa indicada en la etiqueta, donde se distingue claramente las etapas por las que pasa la estrella de **29MoR** antes de explotar como SN. Las distintas etapas de WR (WNL/WNE) suceden muy próximas y sólo se indica su inicio aproximado, siendo mas claras en la gráfica superior. Las características del viento en cada etapa se encuentran en la Tabla 4.4.

30Mo				
Etapa	Duración (10⁶ años)	M/Mo (año⁻¹)	ΔM (Mo)	V (km/s)
SP	4.959	4.6 X 10 ⁻⁷	1.67	1000
SGR	0.294	6.4 X 10 ⁻⁵	18.3	250(*)
WNL	0.042	2.8 X 10 ⁻⁵	1.15	1000
WNE	0.058	1.3 X 10 ⁻⁵	0.75	1000
WC/WO	0.149	1.6 X 10 ⁻⁵	2.23	1000

Tabla 4.5. Duración de cada etapa evolutiva en la estrella de **30Mo**. Las características del viento producido durante cada etapa se obtuvieron con *STERN*: tasa de pérdida de masa en masas solares por año, masa total del viento perdido y velocidad. La etiqueta (*) indica que esta velocidad se cambiará en las simulaciones hidrodinámicas del MCE. Ver texto para detalles.

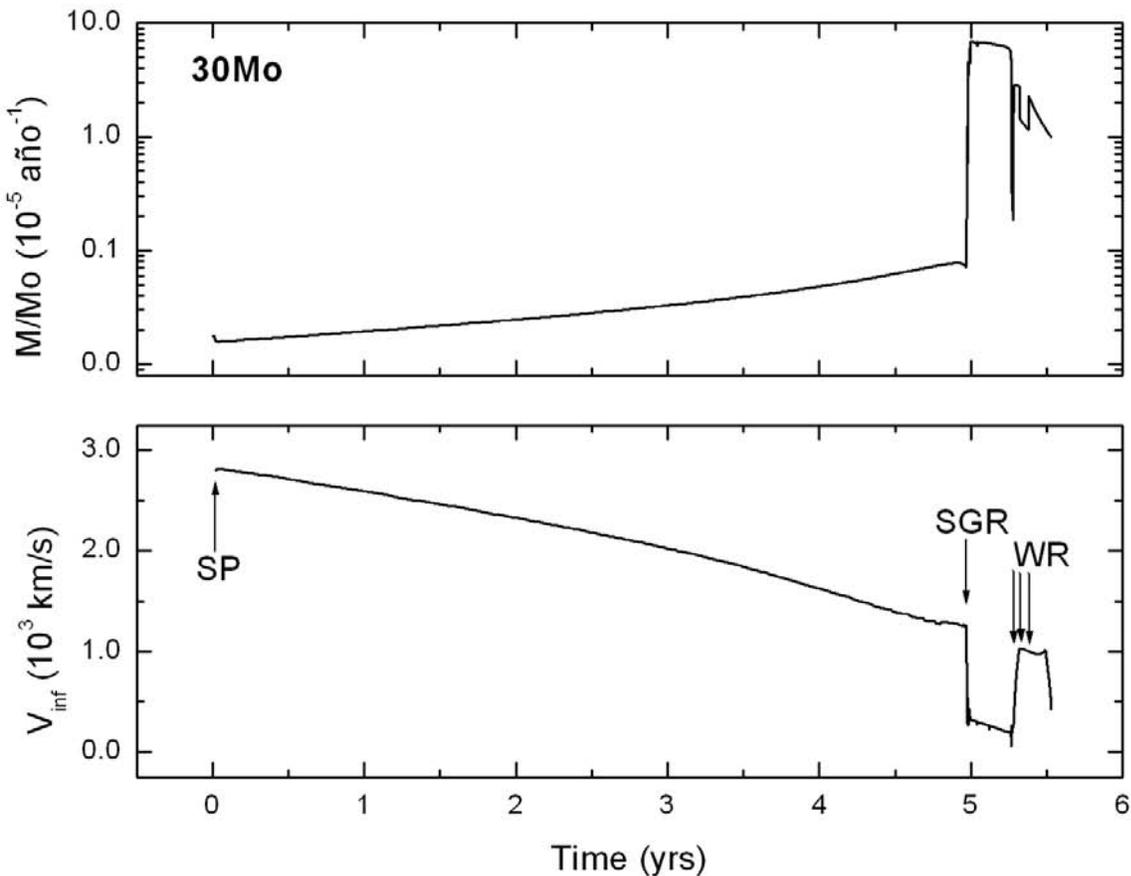


Figura 4.7. *Arriba:* Logaritmo de la tasa de pérdida de masa en función del tiempo para la estrella de **30Mo**. *Abajo:* Velocidad de éste viento estelar. Las flechas marcan el inicio de la etapa indicada en la etiqueta, donde se distingue claramente las etapas por las que pasa la estrella de **30Mo** antes de explotar como SN. Las distintas etapas de WR (WNL – WNE – WC/WO) suceden muy próximas y sólo se da su inicio aproximado, siendo mas claras en la gráfica superior. Las características del viento en cada etapa se encuentran en la Tabla 4.5.

33Mo				
<i>Etapa</i>	<i>Duración</i> (10^6 años)	<i>M/Mo</i> (año^{-1})	ΔM (<i>Mo</i>)	<i>V</i> (km/s)
SP	4.607	4.1×10^{-7}	2.16	2000
SGR	0.172	1.1×10^{-4}	18.9	250(*)
WNL	0.036	2.8×10^{-5}	1.00	1000
WNE	0.036	2.2×10^{-5}	0.80	1000
WC/WO	0.394	1.0×10^{-5}	5.46	1000

Tabla 4.6. Duración de cada etapa evolutiva en la estrella de **33Mo**. Las características del viento producido durante cada etapa se obtuvieron con *STERN*: tasa de pérdida de masa en masas solares por año, masa total del viento perdido y velocidad. La etiqueta (*) indica que esta velocidad se cambiará en las simulaciones hidrodinámicas del MCE. Ver texto para detalles.

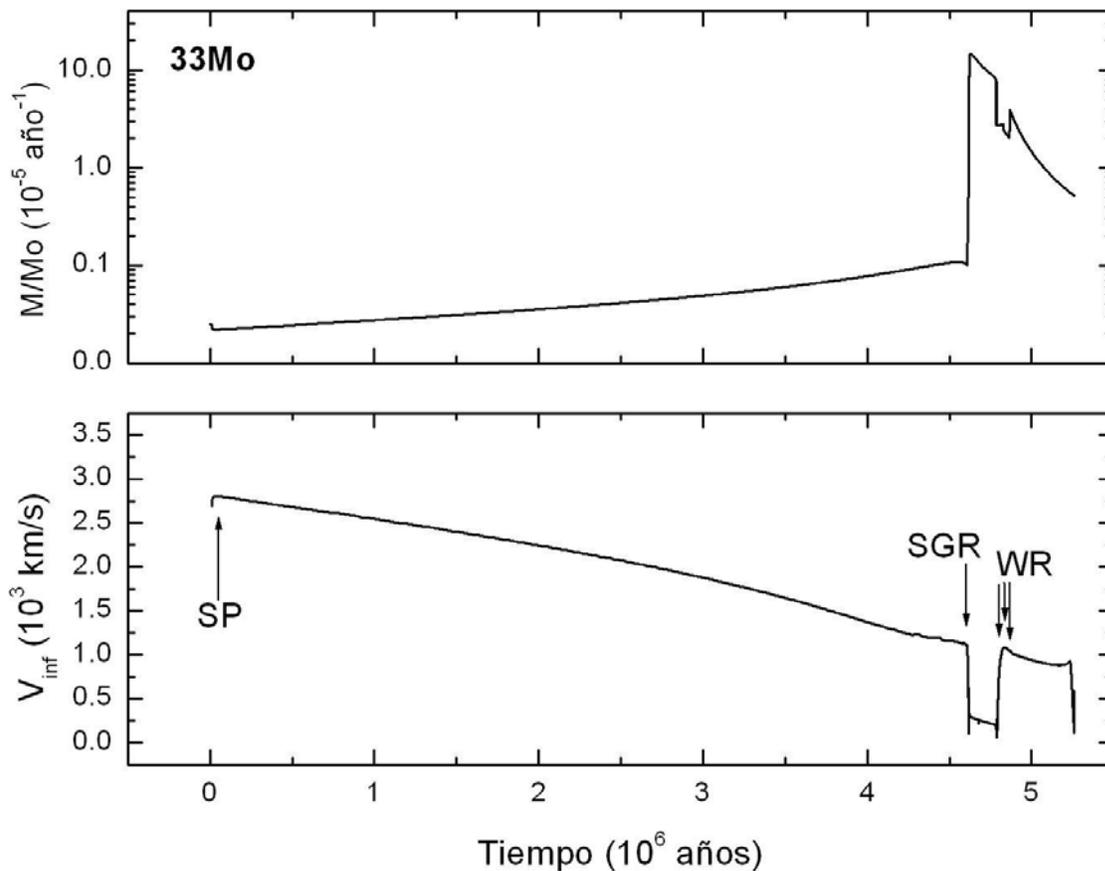


Figura 4.8. Arriba: Logaritmo de la tasa de pérdida de masa como función del tiempo para la estrella de **33Mo**. Abajo: Velocidad de éste viento estelar. Las flechas marcan el inicio de la etapa indicada en la etiqueta, donde se distingue claramente las etapas por las que pasa la estrella de **33Mo** antes de explotar como SN. Las distintas etapas de WR (WNL – WNE – WC/WO) suceden muy próximas y sólo se da su inicio aproximado, siendo mas claras en la gráfica superior. Las características del viento en cada etapa se encuentran en la Tabla 4.6.

4.4.1. Secuencia principal.

Las Figuras 4.3 – 4.8 muestran la velocidad del viento y tasa de pérdida de masa que obtuvimos con *STERN* para cada estrella. Inicialmente todas tienen un comportamiento común: primero un viento de SP rápido y poco masivo, con tasas de pérdida de masa del orden de $\sim 10^{-7}$ Mo/año y velocidades que inician en poco más de 2000 km/s y decrecen hasta 1300 km/s hacia el final de SP. En las Tablas 4.1 – 4.6 indicamos solo valores “promedio” para cada etapa. Después, durante SGR, la tasa de pérdida de masa se incrementa en aproximadamente 2 órdenes de magnitud y aparece un viento muy masivo, de baja velocidad y denso. Estos dos vientos modifican el medio circunestelar como se describió en la **Sección 4.2.**, donde las posiciones de los cascarones de SP y de SGR dependen de los valores típicos de \dot{M}_v , V y T_V de cada estrella. Después de SGR la evolución del MCE depende fuertemente de la evolución de la estrella central como se irá mencionando en cada caso.

En esta sección calculamos numéricamente la evolución dinámica del MCE en SP suponiendo que las estrellas desarrollan un viento estable. La simulación numérica de ésta fase se hizo en 1D porque el comportamiento dinámico de las estructuras y/o cascarones formados es estable (*García-Segura et.al.* 1996).

La malla que usamos para la simulación numérica en SP (para todas las estrellas) es unidimensional (1D) y euleriana, y aprovechamos la simetría polar-esférica para realizar la simulación sólo como función de la coordenada radial. Usamos condiciones de frontera reflejantes en la coordenada radial interna, mientras que la condición de frontera exterior es de flujo libre (ver **Capítulo 2, Sección 2.2**). Durante SP la estrella posee un viento denso que suponemos esféricamente simétrico cuya tasa de pérdida de masa se incrementa gradualmente mientras que disminuye la velocidad del

viento, produciendo una luminosidad mecánica $L_v = \frac{1}{2} \dot{M}_v V_v^2$ aproximadamente constante para cada estrella. Debido a esto podemos comparar la evolución de nuestro cascarón SP con las soluciones analíticas de *Weaver et. al.* (1977), descritas en la **Sección 4.1**. Las soluciones analíticas permiten encontrar el radio del choque externo (R_2) en función de la luminosidad mecánica L_v , la densidad del medio interestelar ρ_o y la duración t de SP utilizando la Ec. (4.8). En la Tabla 4.7 se muestran los parámetros obtenidos analíticamente al final de SP en nuestras estrellas, donde supusimos $\rho_o = 13 \text{ cm}^{-3}$ (*Willingale et.al.* 2002). El valor de R_2 es la posición analítica del cascarón externo de SP, mientras que R_N indica el resultado que obtuvimos de la simulación numérica con *ZEUS-3D*.

M/M_{\odot}	$t_{SP} (10^6 \text{ años})$	$L_V (10^{35} \text{ ergs})$	R_{1N}	R_2	R_{2N}
23	6.374	1.8	3.6	31.3	33.1
28	5.252	3.4	4.2	31.7	33.6
29	5.094	3.9	4.3	31.2	33.9
29R	5.113	4.1	4.4	32.1	34.0
30	4.959	4.3	4.6	32.0	34.0
33	4.607	5.5	4.7	32.2	34.5

Tabla 4.7. Duración de SP en nuestra muestra de estrellas. Durante SP la luminosidad mecánica (L_V) de la estrella permanece prácticamente constante y la tabla indica un valor promedio. La Ec. (4.8) del modelo adiabático de *Weaver* (1977) nos da la posición R_2 final del cascarón de SP. El valor R_{2N} es el obtenido con el cálculo numérico. R_1 es el radio de la cavidad de viento libre al final de SP. Todas las posiciones están en parsecs.

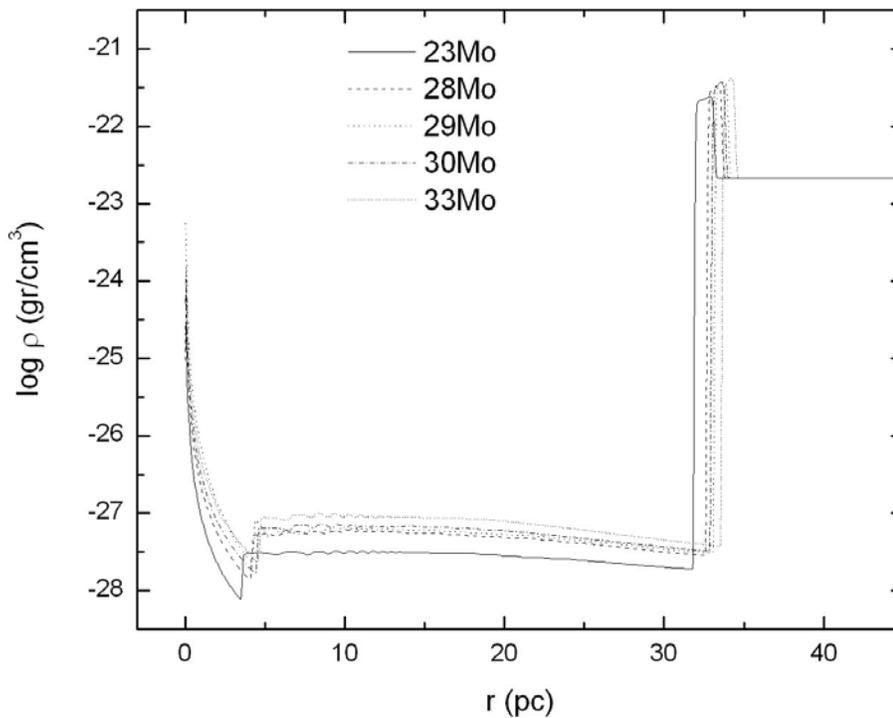


Figura 4.9. Logaritmo de la densidad vs. distancia del MCE al final de SP. La simulación fue hecha de 0 a 50 pc en la dirección radial, en una malla de 1000 zonas. Cada zona corresponde a una resolución espacial de 0.05 pc.

En la Figura 4.9 se muestra el logaritmo de la densidad del MCE al final de SP. La simulación fue hecha en una malla de 1000 zonas en la dirección radial de 0 a 50 pc, donde cada zona

corresponde a una resolución espacial de 0.05 pc. La localización final del cascarón de SP depende de la masa inicial de cada estrella (luminosidad mecánica) y su posición se muestra en la Tabla 4.7 (R_{2N}). En todos los casos el valor analítico (R_2 de la Tabla 4.7) concuerda aproximadamente bien con el valor de la simulación numérica. La discrepancia se debe a que el cascarón externo nunca se enfría por debajo de 10^4 K (ésta es la temperatura de enfriamiento de corte en ZEUS) y por lo tanto el frente de choque y la discontinuidad de contacto nunca se acercan lo suficiente para formar un cascarón delgado en el sentido de *Weaver et. al.* (1977), así que nuestros cascarones numéricos son mas gruesos y $R_{2N} > R_2$.

4.4.2. Etapa de SGR.

Después de SP todas nuestras estrellas se convierten en SGR. Para simular la evolución dinámica del MCE en esta segunda etapa también utilizamos una malla euleriana unidimensional con las mismas características que la de SP, considerando que en SGR la formación de estructuras también es estable (*García-Segura et.al.* 1996). La velocidad del viento de las SGR es muy incierta y no existen valores teóricos (p. ej. *Dupree* 1986) por lo que al introducir la velocidad del viento en *ZEUS-3D* usamos una velocidad típica de 10 km/s de viento de SGR, que es consistente con los valores observados usados por otros autores (*Chevalier & Oishi* 2003; *Dwarkadas* 2005) y que sirve como cota inferior. Durante SGR aumenta drásticamente la densidad del viento estelar por el incremento en la pérdida de masa y

la disminución de su velocidad, de acuerdo con $\rho = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 V_\infty}$.

M/M_o	t_{SGR} (10⁶ años)	R_{SGR} (pc)
23	0.622	3.5
28	0.324	3.4
29	0.313	3.3
29R	0.258	3.1
30	0.294	2.7
33	0.172	2.5

Tabla 4.8. La tabla contiene la duración en SGR de cada estrella y la posición del cascarón SGR al final de ésta fase. Este segundo cascarón se forma por la interacción del viento denso de SGR con la burbuja de viento chocado de SP.

La duración del viento de SGR es diferente en cada estrella (de 1 a 6×10^5 años) pero el impacto que ocasiona en el MCE es similar en todos los casos. La evolución durante esta etapa también fue descrita de forma esquemática en la **Sección 4.1.2**. En la Figura 4.10 se muestra el logaritmo de la densidad del medio que rodea a cada estrella al final de SGR, donde cada tipo de línea indica una estrella distinta. La posición final del cascarón de SGR en cada estrella se indica en la Tabla 4.8, donde puede observarse que los cascarones más extendidos son producidos por las estrellas menos masivas. Esto es consecuencia del tiempo que la estrella permanece en SGR: las estrellas menos masivas tienen etapas de SGR más largas que favorecen la formación de cascarones más extendidos. En la gráfica puede observarse también que el viento de SGR de las estrellas más masivas también es el más denso.

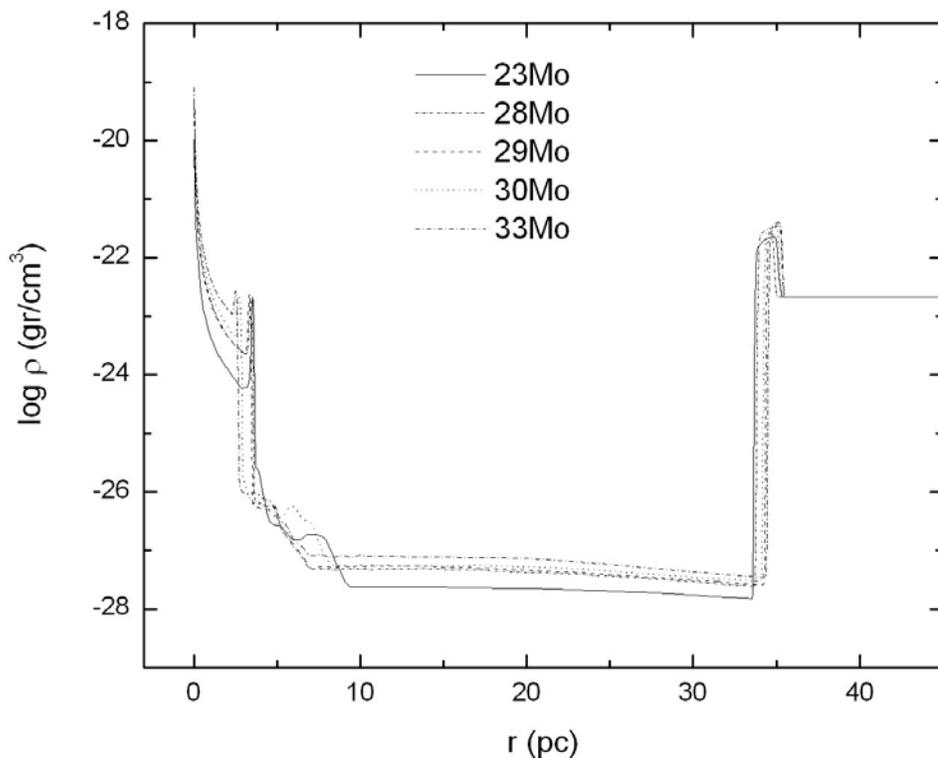


Figura 4.10. Logaritmo de la densidad del MCE en función de la distancia a la estrella central. Se muestra la estructura del MCE al final de SGR. La simulación fue hecha en la dirección radial de 0 a 50 pc con una malla de 1000 zonas, donde cada zona corresponde a una resolución espacial de 0.05 pc. Puede observarse la posición del cascarón de SGR y la alta densidad del viento libre de SGR producido por la estrella.

4.4.3. Etapa post-SGR.

Después de SGR la evolución de nuestras estrellas sigue diferentes trayectorias en el diagrama HR dependiendo principalmente de su masa en ZAMS. Hemos dividido nuestra muestra de estrellas en tres grupos para analizar su etapa post-SGR: **1)** La estrella de **23Mo** que explota como SN durante SGR; **2)** Las estrellas de **28** y **29Mo** que después de SGR hacen una incursión al azul y, **3)** Las estrellas de **29R**, **30** y **33Mo** que terminan su vida como WR después de permanecer $\sim 10^5$ años en ésta fase.

4.4.3.1. La estrella de 23Mo.

La estrella de **23Mo** es una SGR cuando explota como SN, por lo que únicamente realizamos unidimensionalmente la simulación numérica de la evolución de su MCE. Al momento de la explosión de SN, el MCE consiste en un viento de SGR en expansión libre contenido dentro de un cascarón SGR de 3.5 pc de radio. Fuera del cascarón se encuentra la burbuja de gas chocado de SP y mas allá ($R \sim 33pc$), el cascarón de SP.

Simulamos la explosión de SN haciendo un acercamiento de los 10 pc internos que rodean inmediatamente a la estrella extrapolando el medio unidimensional pre-SN obtenido al final de SGR a una malla bidimensional donde detonaremos la explosión. Seguiremos sólo la evolución de la explosión durante las primeras fases, cuando el radio de influencia de la onda de choque de la SN es menor a éstos 10 pc. El cascarón de SGR también se encuentra dentro de ésta región y una de las finalidades de ésta tesis es describir la interacción de la onda de choque de la SN con el MCE inmediato, para comparar nuestros resultados con el SNR de Cas A cuyo cascarón de emisión principal mide menos de 5pc. Para la SN colocamos en la posición de la estrella (origen de la malla) como condición inicial una región sobre-presurizada de muy alta energía y densidad, cuya velocidad inicial está determinada por la energía de la explosión de forma $V = (2E_{SN}/M_{ey})^{1/2}$. La energía total involucrada (térmica + cinética) es de 1×10^{51} ergs (*Willingale et. al. 2003*) y la cantidad de masa eyectada es de 11.6Mo (Tabla 3.12).

La simulación es bidimensional previniendo la aparición de inestabilidades durante la colisión de la onda de choque de la SN con el cascarón de SGR. Por simplicidad asumimos que la explosión es simétricamente esférica. La Figura 4.11 muestra en 2D (escala de grises) el logaritmo de la densidad del MCE dentro de los 10pc que rodean a la SGR al final de su vida. La malla bidimensional usada para la simulación numérica tiene un tamaño de 200 X 50 zonas, correspondientes a una región física de 10 pc X 22.5° (resolución de 0.05 pc en la dirección radial y 0.45° en la dirección azimutal) y para

representarla en las figuras de ésta tesis la repetimos periódicamente hasta completar una circunferencia.

Justo antes de la explosión el cascarón SGR se encuentra a una distancia de 3.5 pc, tiene una masa de $\sim 3.14 \text{ Mo}$, y prácticamente está en reposo con respecto al medio que la rodea, es decir, se ha igualado la presión dinámica del viento con la presión térmica de la burbuja de SP. La masa del viento libre de SGR es de $\sim 5.8 \text{ Mo}$.

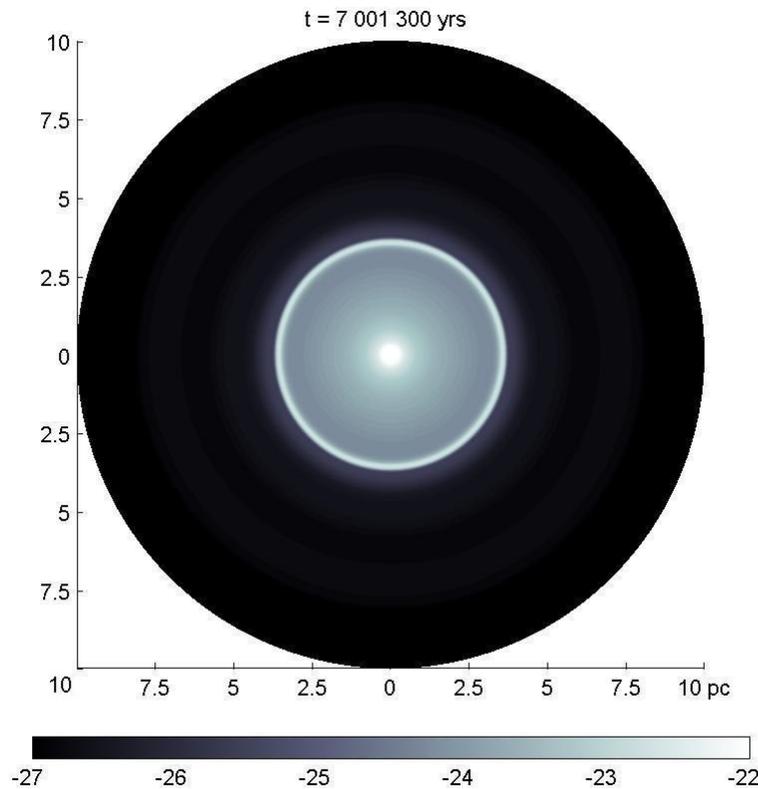


Figura 4.11. Logaritmo en escala de grises de la densidad del MCE que rodea a la estrella SGR de **23Mo** al final de su vida. La densidad está en gr/cm^3 . Puede observarse el viento libre ($\rho \sim r^{-2}$) que rodea a la estrella y también el cascarón SGR a una distancia de 3.5pc, con una masa de 3.14Mo y una densidad máxima de $2.07 \times 10^{-23} \text{ gr/cm}^3$. La burbuja de gas chocado de SP rodea al cascarón. Éste es el medio que recorrerá la masa eyectada por la SN y la onda de choque de la explosión.

Diversos autores (*Jones, et.al.* 1981; *Chevalier* 1982) proponen que el perfil de densidad de la masa eyectada (eyecta) de SN decae como $\rho = A r^{-n}$ donde A es un valor que depende de varios factores, como la energía cinética total E de la explosión y la masa eyectada por la estrella M_e . n es un

parámetro que depende del tipo de SN. En nuestra explosión el perfil de densidad de la SN está determinado libremente por la expansión hidrodinámica del material eyectado y presenta un perfil $\rho \sim r^{-10.2}$ que fue obtenido por inspección de nuestra SN a 167 años después de la explosión ($t_{\text{SN}} = 167$ años) y que encontramos similar al propuesto por *Matzner & McKee* (1999) para éste tipo de SN.

La Figura 4.12 (izquierda) muestra en escala de grises (2D) la evolución temporal de la densidad del MCE ($\log \rho$) alrededor de la estrella a partir la explosión. El primer gajo ($t_{\text{SN}} = 0$ años) es el que se encuentra a la extrema derecha (en dirección de las 3 horas si el círculo fuera un reloj) y la evolución sigue en el sentido contrario a las manecillas del reloj, con $\Delta t = 167$ años. La velocidad inicial del choque directo producido por la SN de **23Mo** es de 4,200 km/s y la masa eyectada es 11.6 Mo, que es mayor que la masa del viento libre de SGR con la que está interactuando. La flecha señala la distribución del MCE ($\log \rho$) alrededor de la estrella de **23Mo** en $t_{\text{SN}} = 334$ años, es decir, aproximadamente la edad actual de Cas A. La Figura 4.12 (derecha) muestra un corte unidimensional de la densidad del MCE marcado por la flecha (arriba) y también la velocidad del gas circunestelar (abajo).

Con datos de *Chandra X-Ray Observatory* y con *Hubble Space Telescope (HST)* se ha encontrado la posición de los choques directos y de reversa en Cas A. *Gotthelf et. al.* (2001) usando observaciones de *Chandra* encuentran que la posición del choque directo está en $R_d = 153'' \pm 12''$ (2.5 ± 0.2 pc, con la distancia de 3.4 kpc) y el choque en reversa está en $R_r = 95'' \pm 10''$ (1.7 ± 0.2 pc), con $R_r \sim 0.68 R_d$. Comparando éstas observaciones con nuestras simulaciones de la explosión de nuestra estrella de **23Mo** en $t_{\text{SN}} = 334$ años encontramos que nuestro frente de choque directo está en $R_d = 2.2$ pc, tiene una velocidad de 4000 km/s y ha chocado 3.6Mo del viento de SGR. El choque en reversa está en 1.7 pc dando un cociente $R_r/R_d \sim 0.77$, ligeramente mayor al observado en Cas A.

Cuando el frente de choque golpea el cascarón (~ 830 años después de la explosión) su velocidad se ha frenado a un 80% (de 4,200 a 3,600 km/s). La onda de choque se divide en una parte transmitida en el cascarón y otra parte se refleja (choque en reversa) debido al súbito aumento en la presión del cascarón (*Chevalier & Liang* 1989). La posición de ambos frentes de choque (directo y en reversa) durante la colisión se muestra en la Figura 4.13: (abajo) en $t_{\text{SN}} = 835$ años el frente de choque se encuentra en una posición de 4 pc y el choque en reversa está en 3.4 pc. La velocidad del material chocado del cascarón es de 2000 km/s en promedio.

Mientras el frente de choque atravieza el cascarón su velocidad cae dramáticamente, mientras el material eyectado empuja el cascarón de SGR que empieza a expandirse y aumenta su radio. El frente de choque tarda en atravesar el cascarón aproximadamente el tiempo que éste duplica su tamaño (*Dwarkadas* 2005) que en nuestro caso ocurre en $t_{\text{SN}} \sim 1,500$ años (ver **Apéndice B**). Cuando aparece del otro lado el choque directo empieza a frenarse en la burbuja de alta presión de viento chocado de SP debido a la gran cantidad de masa barrida. En la misma Figura 4.13 (arriba) se

muestra la densidad del cascarón chocado, donde el pico mas bajo corresponde a material eyectado chocado que cascarón SGR sin fragmentarlo.

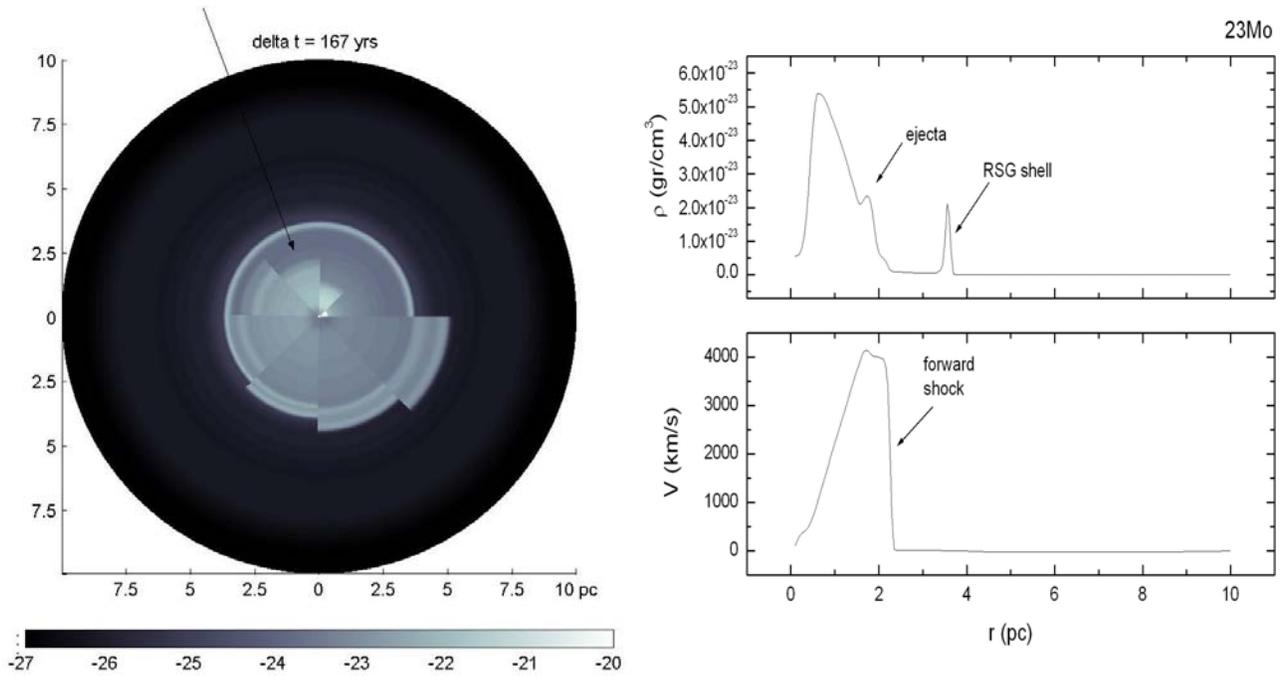


Figura 4.12. Izquierda: Evolución del MCE alrededor de la estrella de **23Mo**. El medio pre-SN es el mostrado en la dirección de las 3 horas si el círculo fuera un reloj, y la evolución sigue la dirección contraria a las manecillas. La flecha indica la distribución del MCE en $t_{SN} = 334$ años. La densidad está en gr/cm^3 . **Derecha arriba:** Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial que atraviesa el cascarón ($t_{SN} = 334$ años). **Derecha abajo:** Velocidad del MCE como función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 2.2 pc ($t_{SN} = 334$ años).

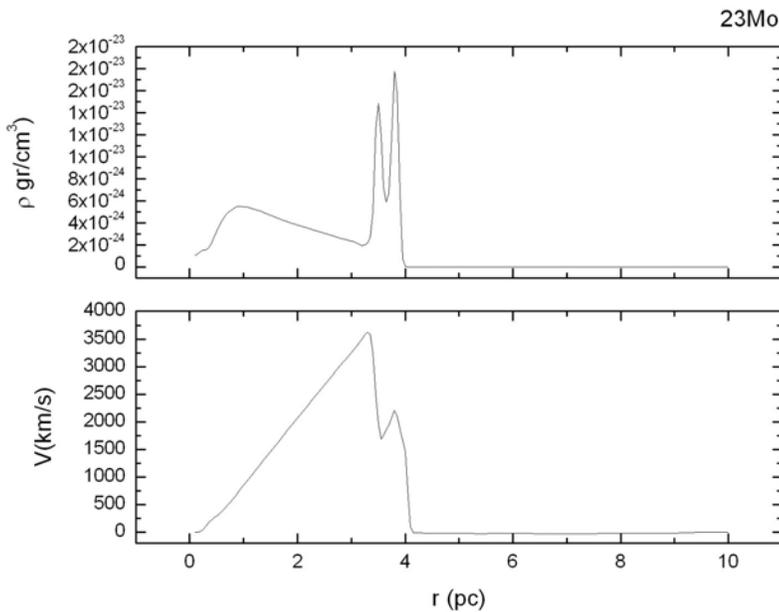


Figura 4.13. Arriba: Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial en $t_{SN} = 835$ años, cuando la masa eyectada golpea el cascarón SGR y empieza a empujarlo. **Abajo:** Velocidad del MCE en función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 4pc ($R_d/R_r \sim 0.85$).

El aumento de la velocidad lleva el cascarón de SGR a una distancia de 4.3 pc en $t_{SN} = 1000$ años y aún continua moviéndose. El pico mas alto de la misma figura es el material del cascarón de SGR que ha sido arrastrado y llevado por la onda de choque.

En éste punto la masa eyectada es todavía mayor que la masa barrida y la evolución continuará hasta que el remanente entre en la fase Sedov, donde “olvidará” que tuvo lugar la interacción con el cascarón SGR (*Dwarkadas 2005*).

4.4.3.2. Las estrellas de 28 y 29Mo.

Después de SGR las estrellas de **28** y **29Mo** evolucionan de nuevo hacia la parte azul del diagrama HR en donde explotan como SN, de forma igual a SN1987A (*Arnett et. al. 1989*).

Para simular numéricamente la etapa post-SGR de estas estrellas usamos nuevamente una malla bidimensional que hace un acercamiento a la zona interna de 10 pc que rodean la estrella central. El cálculo se hace en dos dimensiones por la aparición de inestabilidades de Rayleigh-Taylor y/o Vishniac que producen flujos de masa que ya no están restringidos en una dimensión (*García-Segura et.al., 1996*). El tamaño de la malla es de 200 X 50 zonas correspondientes a una región física de 10 pc X 22.5° , con una resolución de 0.05 pc en la dirección radial y 0.45° en la dirección azimutal. Nuevamente supusimos simetría esférica del viento estelar. Las condiciones iniciales de nuestro cálculo se consiguieron extrapolando los resultados 1D de los modelos unidimensionales al final de SGR a una malla bidimensional, de manera similar a *García-Segura et. al. (1996)*. Nuestros cálculos en 2D inician al final de SGR, cuando el cascarón SGR ha alcanzado ya una posición prácticamente de equilibrio.

La Figura 4.15 muestra la evolución post-SGR del MCE alrededor de la estrella de **28Mo** y la Figura 4.16 muestra lo mismo para la estrella de **29Mo**. Ambas estrellas comparten la misma dinámica en la evolución de su MCE aunque en diferentes escalas. El primer gajo de la derecha (marcado con flecha) de las Figuras 4.15 – 4.16 ocurre a $t = 5\,590\,530$ años en la estrella de **28Mo** y a $t = 5\,533\,351$ años en la estrella de **29Mo**. En ambos casos es la edad de la estrella al final de SGR. Posteriormente el MCE se modifica por la interacción del viento rápido post-SGR con el de SGR y su evolución se muestra en la secuencia de gajos, en sentido contrario a las manecillas del reloj a partir del modelo marcado con la flecha.

En el primer gajo puede observarse el viento denso de SGR que rodea a la estrella ($\rho \sim r^{-2}$) y la posición del cascarón de SGR a una distancia de 3.4 pc de la estrella de **28Mo** y a 3.3 pc en la estrella de **29Mo**. La velocidad del viento de SGR es de 10 km/s, y en la incursión al azul post-RSG la

velocidad aumenta rápidamente (Figuras 4.4 y 4.5) hasta alcanzar un valor máximo en el rango de 450 – 500 km/s. Los vientos de SGA tienen velocidades de ~550 km/s (Chevalier & Fransson 1987). La interacción de este viento moderadamente rápido (supersónico) con el viento lento de SGR ($\rho \sim r^{-2}$) produce un frente de choque en el viento denso de SGR y nuevamente produce una burbuja de viento chocado caliente (ahora de SGA) que empuja el medio interior y forma un nuevo cascarón (*cascarón azul*). La dinámica de la burbuja de gas chocado depende de la naturaleza del choque interno que detiene el viento rápido de la estrella. Si el choque es radiativo el viento barre directamente al cascarón de SGR, pero si es adiabático la presión térmica de la burbuja de viento chocado es la que barre el cascarón (Weaver *et.al.* 1977), como ocurre en nuestro caso. La interacción de dos vientos de distintas velocidades produce varias zonas claramente identificadas en la Figura 4.14: primero la región de viento rápido en expansión libre de baja densidad que termina en un choque que produce una burbuja de gas chocado de SGA y forma el cascarón azul que está separado del cascarón de SGR por el viento denso de SGR.

Las Figuras 4.15 y 4.16 muestran como se forma el cascarón azul cuando aumenta la velocidad del viento post-SGR, formando un nuevo cascarón mas interno (el *tercero* si consideramos el cascarón de SP y de SGR). La formación de éste cascarón azul ha sido ampliamente estudiada de forma analítica por Chevalier & Imamura (1983), Chevalier & Liang (1989).

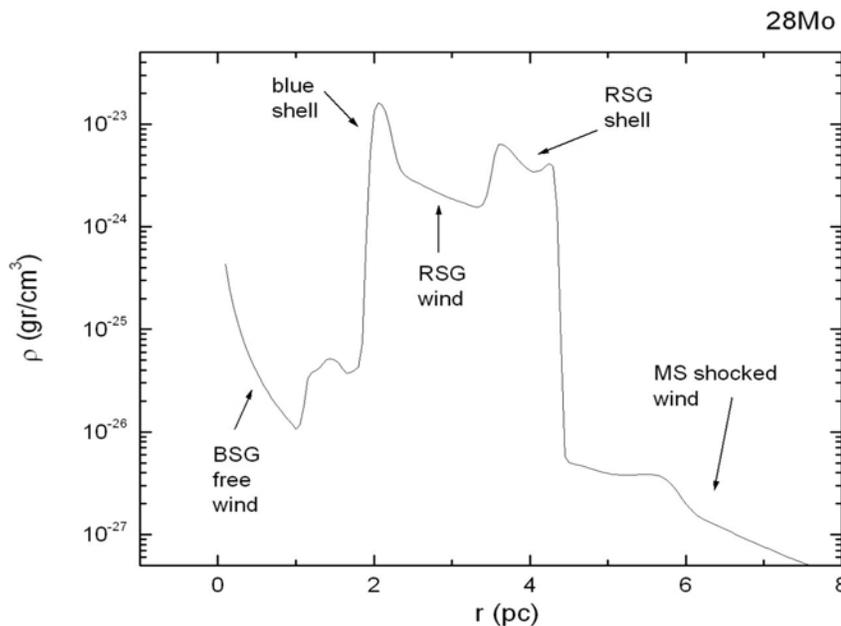


Figura 4.14. Densidad del medio circunestelar durante SGA. Rodeando inmediatamente a la estrella se encuentra la zona de viento rápido de SGA ($v \sim 500$ km/s) que se expande libremente, hasta el choque terminal que indica el inicio de la burbuja de gas SGA chocado. También puede identificarse el cascarón azul separado por el viento de SGR del cascarón SGR, el cual es menos denso y más lento.

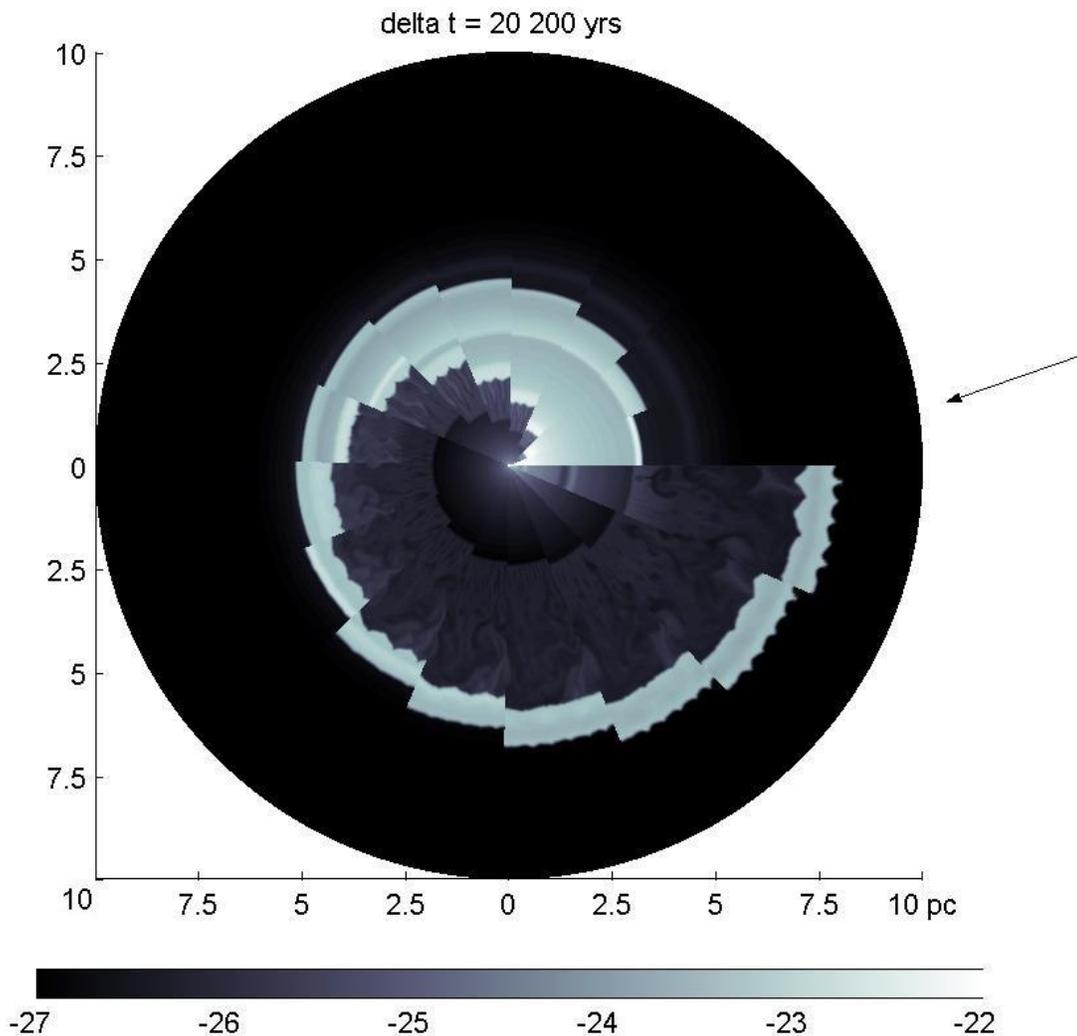


Figura 4.15. Evolución post-SGR del MCE de la estrella de **28Mo**. Cada gajo en la figura muestra la posición del cascarón de SGR y la formación y evolución del *cascarón azul* formado por el viento rápido de SGA. El primer gajo (indicado por la flecha) ocurre en $t = 5\,590\,530$ años, al final de SGR. Cada gajo sucesivo (en contra de las manecillas del reloj) ocurre a un incremento de $\Delta t = 20\,200$ años. El último gajo ocurre en $t = 5\,893\,256$ años que corresponde a la edad de nuestro modelo final en *STERN*, cuando la estrella de **28Mo** está quemando O en su centro y está a pocos días antes de su explosión como SN. Este es el MCE que recorrerá la onda de choque de la SN (ver Figura 4.16). La simulación fue hecha con una malla de 200×50 zonas correspondientes a una región física de $10 \text{ pc} \times 22.5^\circ$ con una resolución de 0.05 pc en la dirección radial y 0.45° en la dirección azimutal.

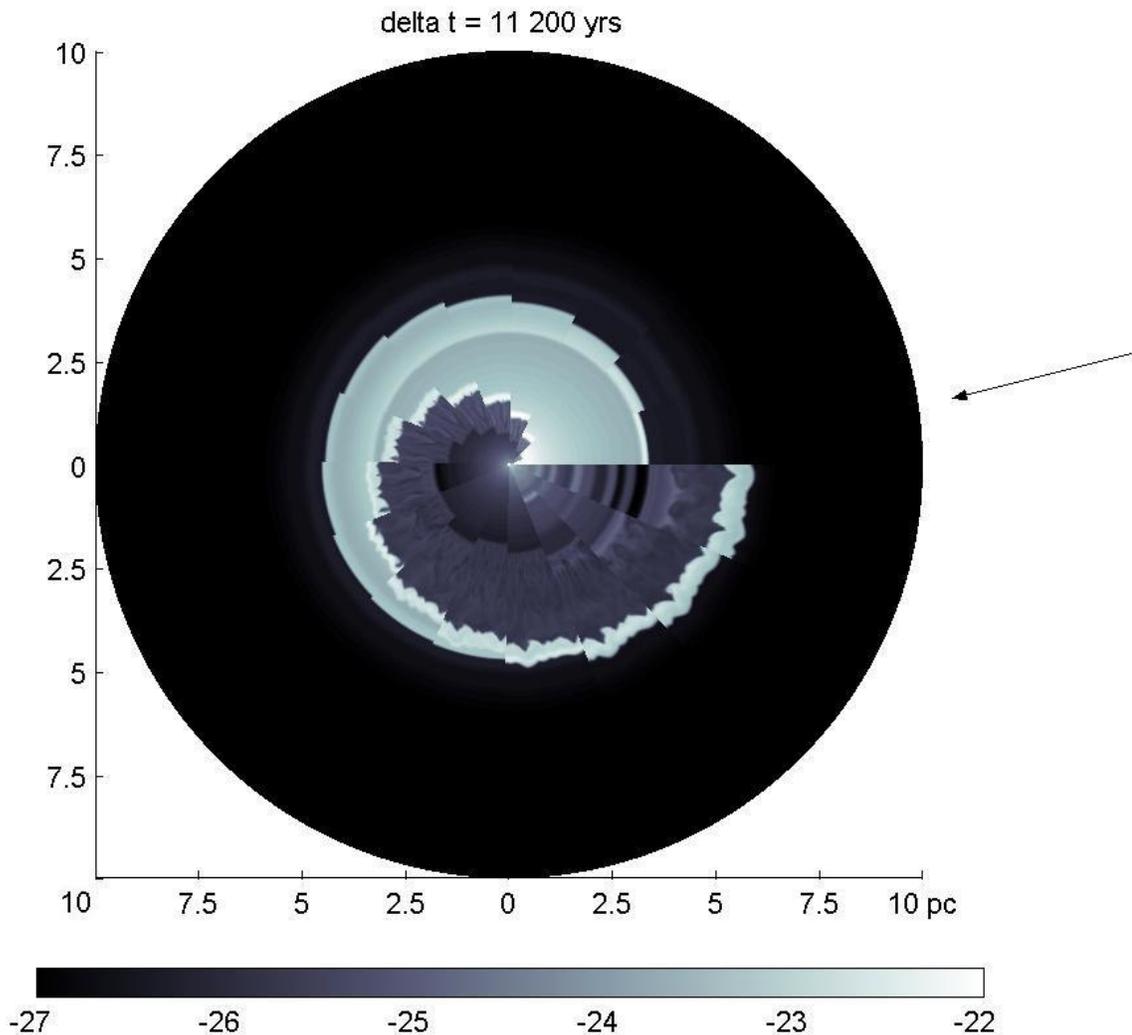


Figura 4.16. Evolución post-SGR del MCE de la estrella de **29Mo**. Cada gajo de la figura muestra la posición del cascarón de SGR y la formación y evolución del *cascarón azul* formado por el segundo viento rápido de SGA. El primer gajo (indicado por la flecha) ocurre en $t = 5\,533\,351$ años, al final de SGR. Cada gajo sucesivo (en contra de las manecillas del reloj) ocurre a un incremento de $\Delta t = 11\,162$ años. El último gajo ocurre a $t = 5\,700\,379$ años que corresponde a la edad de nuestro modelo final en *STERN* de la estrella de **29Mo**, cuando está quemando O en su centro y está a pocos días antes de su explosión como SN. Este es el MCE que recorrerá la onda de choque de la SN (ver Figura 4.16). La simulación fue hecha con una malla de 400×50 zonas correspondientes a una región física de $10 \text{ pc} \times 22.5^\circ$ con una resolución de 0.025 pc en la dirección radial y 0.45° en la dirección azimutal.

El cascarón (*azul*) recién formado desarrolla inestabilidades dinámicas (*Ryu & Vishniac 1988*) y aparecen inestabilidades de Rayleigh-Taylor cuando es acelerado por la burbuja de viento chocado de menor densidad. Dentro de la burbuja de gas chocado de SGA también se forman vórtices de gas cuando el material de la burbuja colisiona con la pared de alta densidad del cascarón azul recién formado.

Las inestabilidades de Rayleigh-Taylor del cascarón azul crecen a medida que aumenta el radio del mismo, pero no son suficientemente intensas para fragmentarlo. La velocidad del cascarón azul es mayor que la velocidad del cascarón SGR. Utilizando la expresión (4.12) y los datos de las Tablas 4.2 – 4.3 obtenemos velocidades de 32 km/s para el cascarón de la estrella de **28Mo** y 35 km/s para la de **29Mo**. En las simulaciones la velocidad del cascarón azul es de ~ 35 km/s para el modelo de **28Mo**, y ~ 40 km/s para el de **29Mo** poco después de su formación, consistentes con los valores obtenidos de la Ec. 4.12 (*Chevalier 1988*). Como el cascarón azul es más rápido que el de SGR (que está prácticamente en reposo) ambos cascarones coexisten separados por el viento de SGR durante $\sim 140,000$ años en la estrella de **28Mo** y $\sim 110,000$ años en la de **29Mo**, hasta que el cascarón azul alcanza al de SGR y colisionan. El cascarón azul es 2.6 veces mas denso (en la zona de máxima densidad) que el cascarón de SGR por lo que al momento de la colisión el cascarón azul actúa como una “pared barredora” y ambos se unen formando un nuevo cascarón mas masivo con doble pico de densidad que empieza a moverse en conjunto hacia afuera a una velocidad de ~ 18 km/s llevado por la presión térmica del gas chocado del viento de SGA. Cuando éste nuevo cascarón azul + SGR empieza a moverse en el interior de la burbuja menos densa del gas chocado de SP donde también aparecen inestabilidades de Rayleigh-Taylor en el otro extremo del nuevo doble cascarón. A pesar de éste fenómeno, las inestabilidades no fragmentan el cascarón y permanece continuo hasta el final de la vida de las estrellas.

La posición final de este único cascarón es de 7.4 ± 0.2 pc en la estrella de **28Mo**. Tiene una masa de ~ 17.2 Mo y una densidad máxima de $\rho \sim 6.5 \times 10^{-24}$ gr/cm³. Para la estrella de **29Mo** la posición final del cascarón es de 6.0 ± 0.4 pc, una masa de ~ 16.6 Mo y una densidad máxima de $\rho \sim 8 \times 10^{-24}$ gr/cm³. La masa del viento libre de SGA es menor a 0.05Mo, en ambos casos. Las Figuras 4.17 muestran la forma y posición final del cascarón azul + SGR al final de la vida de ambas estrellas, que representan el MCE pre-SN. Puede observarse que el cascarón azul de la estrella de **28Mo** tiene un radio mayor que el de **29Mo** debido a que la duración del ciclo azul fue mayor.

Para éstas estrellas también hicimos la simulación bidimensional de la eyección de masa por la explosión de SN usando la misma simetría y dimensiones que usamos durante la etapa azul. Tomamos como MCE pre-SN la última simulación obtenida al final de la vida de las estrellas (Figuras 4.17). Nuevamente colocamos en el origen de la malla una zona de 6 celdas de radio muy densa, de alta energía y sobre-presurizada cuya velocidad está determinada por la energía de la explosión.

Tomamos 1×10^{51} ergs como la energía de la explosión y la masa eyectada por la supernova se tomó de la Tabla 3.12: 7.86Mo en la estrella de **28Mo** y 8.42Mo en la de **29Mo**.

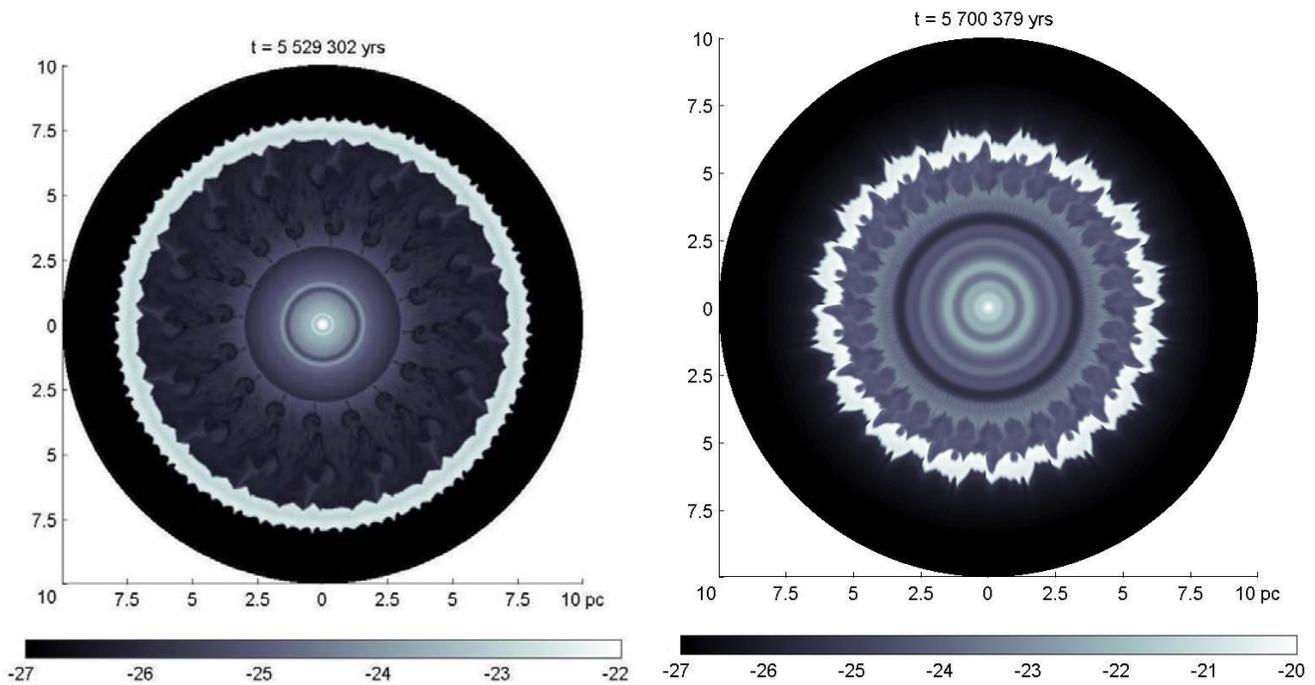


Figura 4.17. Logaritmo de la densidad del MCE que rodea a la estrella en escala de grises. *Izquierda:* Estado pre-SN de la estrella de **28Mo**; *Derecha:* lo mismo para la estrella de **29Mo**. Nótese la diferencia en la magnitud de la densidad de cada cascarón. Este es el medio que recorrerá la onda de choque de la explosión y la masa eyectada por la SN.

La Figura 4.18 y 4.20 (izquierda) muestran en escala de grises (2D) la evolución temporal del MCE ($\log \rho$) alrededor de la estrella de **28Mo** (Fig. 4.18) y de **29Mo** (Fig. 4.19) durante la eyección de masa por la SN. El primer gajo ($t_{\text{SN}} = 0$ años) es el que se encuentra a la extrema derecha (en dirección de las 3 horas si el círculo fuera un reloj) y cada gajo en sentido contrario a las manecillas del reloj representa la densidad del MCE cada $\Delta t = 167$ años después del previo. La velocidad inicial del choque directo producido por la SN es de 8,000 km/s y se va desacelerando a medida de que el frente de choque recorre el MCE. La flecha indica la distribución de masa ($\log \rho$) alrededor de la estrella en $t_{\text{SN}} = 334$ años (**28Mo** en la Figura 4.18 y **29Mo** en la 4.20), es decir aproximadamente en la edad actual de Cas A. A la derecha se muestra un corte unidimensional del gajo marcado ($t_{\text{SN}} = 334$ años) de la densidad y la velocidad del gas circunestelar en función de la posición.

En la estrella de **28Mo**, 334 años después de la explosión de SN la onda de choque está en 3.3 pc y empieza a interactuar con la burbuja de gas chocado de SGA después de haber chocado todo el viento libre de SGA ($< 0.1\text{Mo}$) prácticamente sin ser desacelerada. La colisión del frente de choque de la SN con la discontinuidad en ρ del choque terminal del viento de SGA (inicio de la burbuja SGA) produce un choque directo que se transmite en la burbuja y un choque reflejado que se propaga en reversa hacia la fuente de la explosión. La colisión produce un súbito aumento en la presión de la zona que ocasiona un incremento de temperatura y un aumento en la emisión de rayos X (*Dwarkadas 2005*).

La onda de choque directa que se propaga en la burbuja de viento chocado golpea el cascarón azul + SGR en $t_{\text{SN}} = 1100$ años, con una velocidad de 6,500 km/s. Nuevamente la onda de choque se divide en una parte que se transmite en el cascarón mientras el resto se refleja en un choque en reversa. La posición de ambos frentes de choque (directo y en reversa) durante la colisión se muestra en la Figura 4.19: (abajo) después de ~ 1670 años el choque directo ha atravesado el cascarón, tiene una velocidad de ~ 2000 km/s y se encuentra en una posición de 8.5 pc mientras que el choque en reversa está en 6.7 pc. La velocidad promedio del material entre los frentes de choque es de 800 km/s. En la misma Figura 4.19 (arriba) se muestra la densidad del cascarón chocado donde el pico mas bajo corresponde a material del cascarón azul+SGR chocado por la explosión. Inicialmente, la colisión transmite una gran cantidad de momento al cascarón y lo acelera sin fragmentarlo. El cascarón es fragmentado 2 500 años después de la explosión (ver Figuras en el Apéndice B.2). El segundo pico mas alto de la Figura 4.19 (arriba) es el material de la masa eyectada combinado con el cascarón de SGR que ha sido arrastrado y llevado por la onda de choque.

Por otra parte en la estrella de **29Mo** la onda de choque de la SN transmitida en la burbuja de SGA golpea el cascarón ~ 830 años después de la explosión con una velocidad de 6,000 km/s. En este caso el cascarón está mas cercano, pero la masa eyectada por la SN es mas masiva y su velocidad es menor a la de la estrella de **28Mo**. La formación de un nuevo frente de choque directo que se transmite y otro en reversa se muestra en la Figura 4.21: (abajo) después de ~ 1170 años el choque directo ha atravesado el cascarón después de fragmentarlo. El choque tiene una velocidad de $\sim 3,200$ km/s y se encuentra en una posición de 7.1 pc mientras que el choque en reversa está en 5.5 pc. y está termalizando el material de la masa eyectada. Después de 4, 840 años el choque en reversa alcanza el centro después de haber termalizado todo el material de la masa eyectada (ver figuras del **Apéndice B**). La velocidad promedio del material entre los frentes de choque en $t_{\text{SN}} = 1170$ años es de 500 km/s.

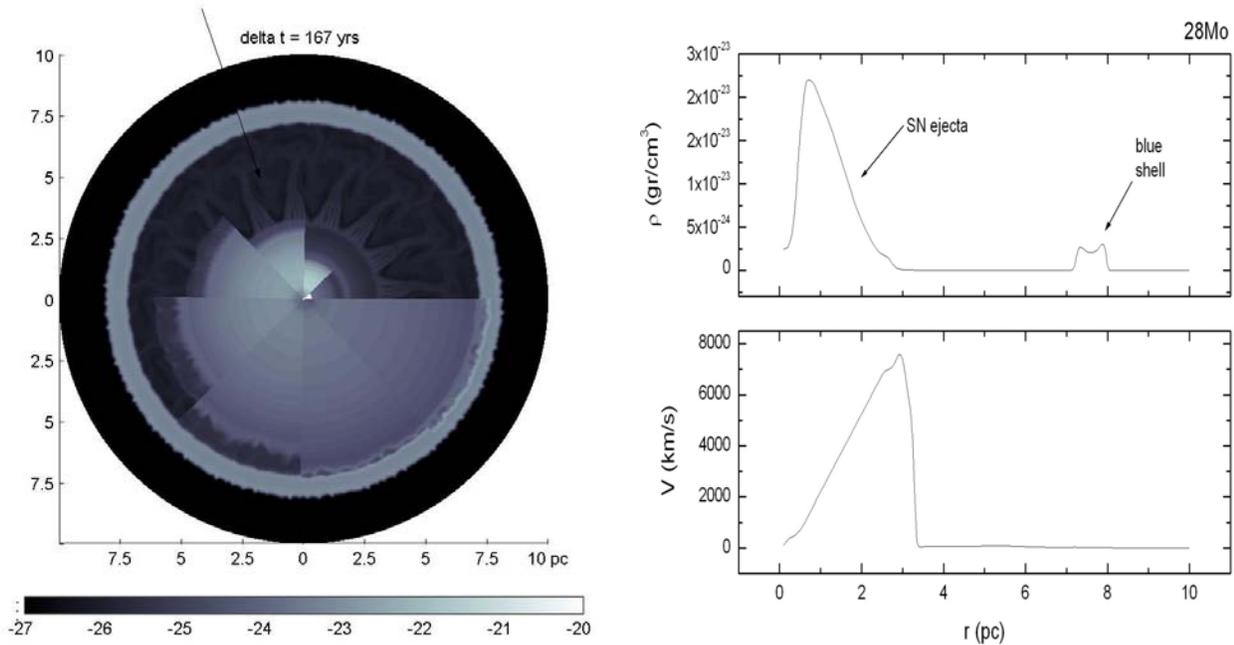


Figura 4.18. Izquierda: Evolución del MCE alrededor de la estrella de **28Mo**. El medio pre-SN es el mostrado en dirección de las 3 horas si el círculo fuera un reloj, y la evolución sigue la dirección contraria a las manecillas. La flecha indica la distribución del MCE a 334 años después de la explosión de SN. La densidad está en gr/cm^3 . **Derecha arriba:** Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial que atraviesa el cascarón. **Derecha abajo:** Velocidad del MCE como función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 3.3 pc.

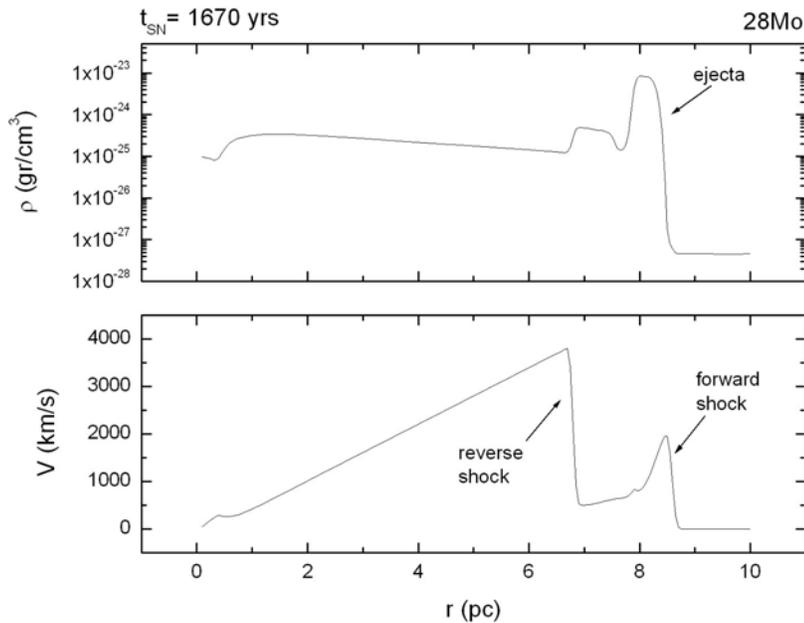


Figura 4.19 Arriba: Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial en $t_{\text{SN}} = 1670$ años. Puede observarse que la masa eyectada se ha combinado con el cascarón azul+RSG. **Abajo:** Velocidad del MCE en función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 8.5pc y el choque en reversa a 6.7pc ($R_r/R_d \sim 0.79$). La velocidad del material entre los frentes de choque es de ~ 800 km/s.

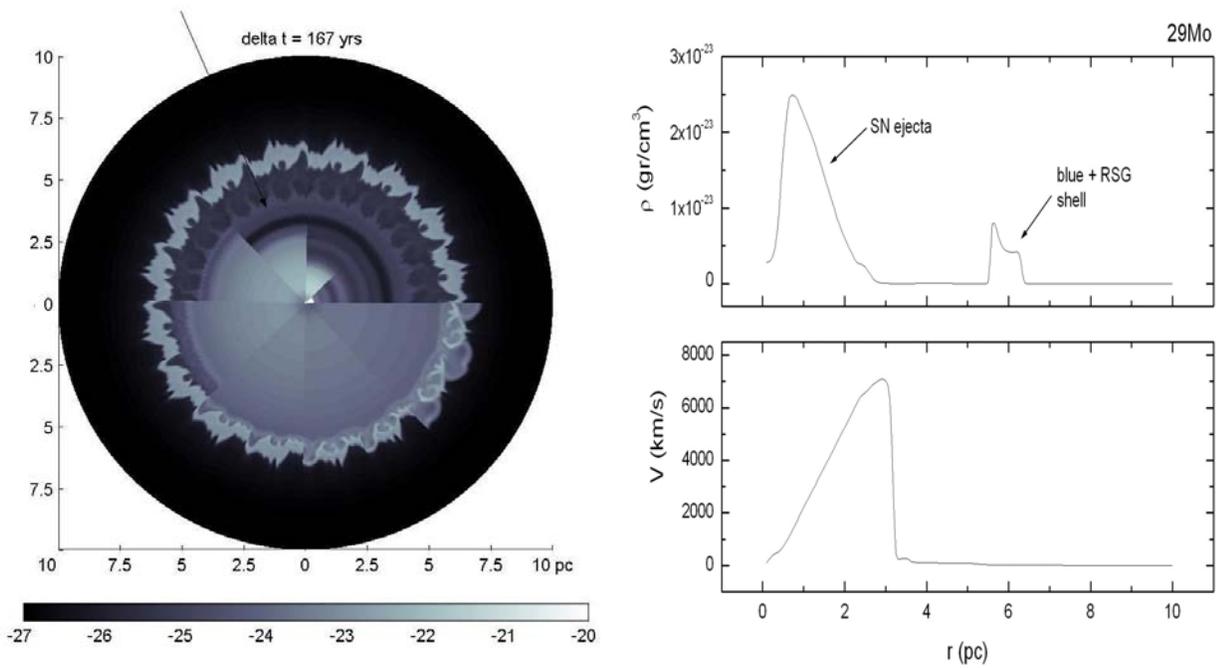


Figura 4.20. Izquierda: Evolución post-SN del MCE alrededor de la estrella de **29Mo**. El medio pre-SN es el mostrado en dirección de las 3 horas si el círculo fuera un reloj, y la evolución sigue la dirección contraria a las manecillas. La flecha indica la distribución del MCE a 334 años después de la explosión de SN. La densidad está en gr/cm^3 . **Derecha arriba:** Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial que atraviesa el cascarón. **Derecha abajo:** Velocidad del MCE como función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 3.1 pc. En el modelo de $t_{\text{SN}} = 1170$ años (abajo), puede observarse que la onda de choque ya ha pasado y fragmentado el cascarón azul + SGR.

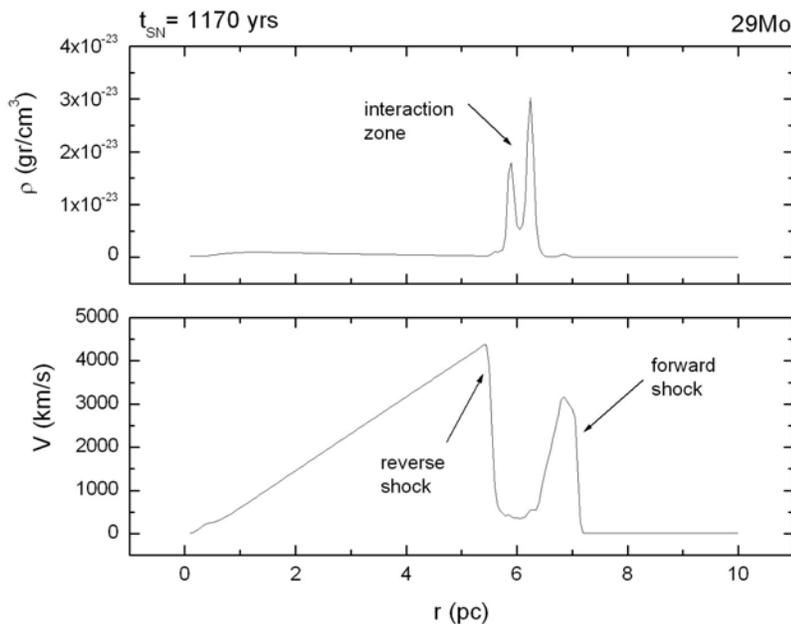


Figura 4.21 Arriba: Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial 1170 años después de la explosión de SN. La masa eyectada ha atravesado el cascarón azul+RSG y lo ha fragmentado.

Abajo: Velocidad del MCE en función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 7.1pc y el choque en reversa a 5.5pc ($R_r/R_d \sim 0.77$). La velocidad del material entre los frentes de choque es de ~ 500 km/s.

En la misma Figura 4.21 (arriba) se muestra en una gráfica unidimensional la densidad de la zona de interacción en $t_{SN} = 1\ 170$ años en donde no puede distinguirse el material del cascarón del material eyectado por la SN porque la zona ha sido fragmentada y presenta flujos bidimensionales, por lo que la densidad de la Fig. 4.21 (arriba) sólo es representativa de *un corte* sobre la línea de visión. Sin embargo, puede observarse que la interacción acelera los fragmentos del cascarón azul+RSG después de que ha sido atravesado y fragmentado por la onda de choque.

4.4.3.3. Las estrellas de 29R, 30 y 33Mo.

Las estrellas de **29R**, **30** y **33Mo** desarrollaron fase WR después de SGR. En las tres estrellas se realizaron las mismas simulaciones numéricas post-SGR que inician poco antes de que las estrellas desarrollen el viento de WR, pero que en ésta ocasión el viento es mucho mas rápido que el producido por las estrellas que incursionaron al azul sin convertirse en WR. Los vientos son distintos no sólo por su velocidad (el viento de SGA es de ~ 550 km/s, mientras que la de WR es de ~ 2000 km/s) sino también por su composición química y densidad, siendo mayor la tasa de pérdida de masa en WR. Como consecuencia de esta diferencia en las propiedades de los vientos la evolución del MCE que rodea a las estrellas de **29R**, **30** y **33Mo** es distinto a las de **28 - 29Mo**.

En la estrella de **29MoR** la posición del cascarón de SGR al inicio de WR está en 3.2pc, mientras que en las estrellas de **30** y **33Mo** está aproximadamente a 2.5 pc de la estrella central (Tabla 4.8). Las Figuras 4.22 – 4.24 muestran la evolución del MCE post-SGR en las tres estrellas. El primer gajo (en dirección de las 3 horas) indica la posición del “modelo cero” que representa el MCE al final de SGR, donde se observa el viento lento y denso de SGR que rodea a la estrella ($\rho \sim r^2$) y la posición del cascarón SGR. Cuando la estrella se convierte en WR emite un viento rápido que barre el viento denso de SGR y comienza a formar un cascarón WR que inicialmente se expande a una velocidad de 100 km/s en promedio, siendo mas rápido que el cascarón de SGR. La evolución de estos cascarones WR formado por el “modelo de tres vientos” ya ha sido discutido en *García-Segura et.al.* (1996). Al igual que en los casos de SGA el cascarón rápido de WR desarrolla inestabilidades dinámicas tipo Rayleigh-Taylor y/o Vishniac, cuya longitud va creciendo rápidamente (*García-Segura & MacLow* 1995). La luminosidad mecánica del viento de WR es mayor y la velocidad del cascarón WR es más rápida (además que sus cascarones SGR están mas cerca) que el cascarón azul, por lo que la colisión con el cascarón SGR ocurre a un tiempo menor. El cascarón WR también posee una cantidad mayor de energía y el choque produce que el material con mayor inercia fracture y sobrepase el cascarón SGR, ingresando en la burbuja chocada de SP. La colisión de los dos cascarones produce la fragmentación del cascarón SGR, aumentando la densidad en determinadas zonas para formar

nódulos de material denso que terminan siendo acelerados en la burbuja de viento chocado de SP, y la región de viento libre de WR avanza rápidamente hasta alcanzar la región de los nódulos fragmentados cuya frontera interior también se ve acelerada después de la fragmentación. En el caso de la estrella de **33Mo** puede observarse que en $t = 4\,884\,569$ años la región de viento libre de la WR colisiona directamente con los nódulos, que pasan de ser acelerados por el viento chocado subsónico a serlo por el viento libre supersónico. Esto ocasiona la aparición de choques de proa alrededor de los nódulos más densos.

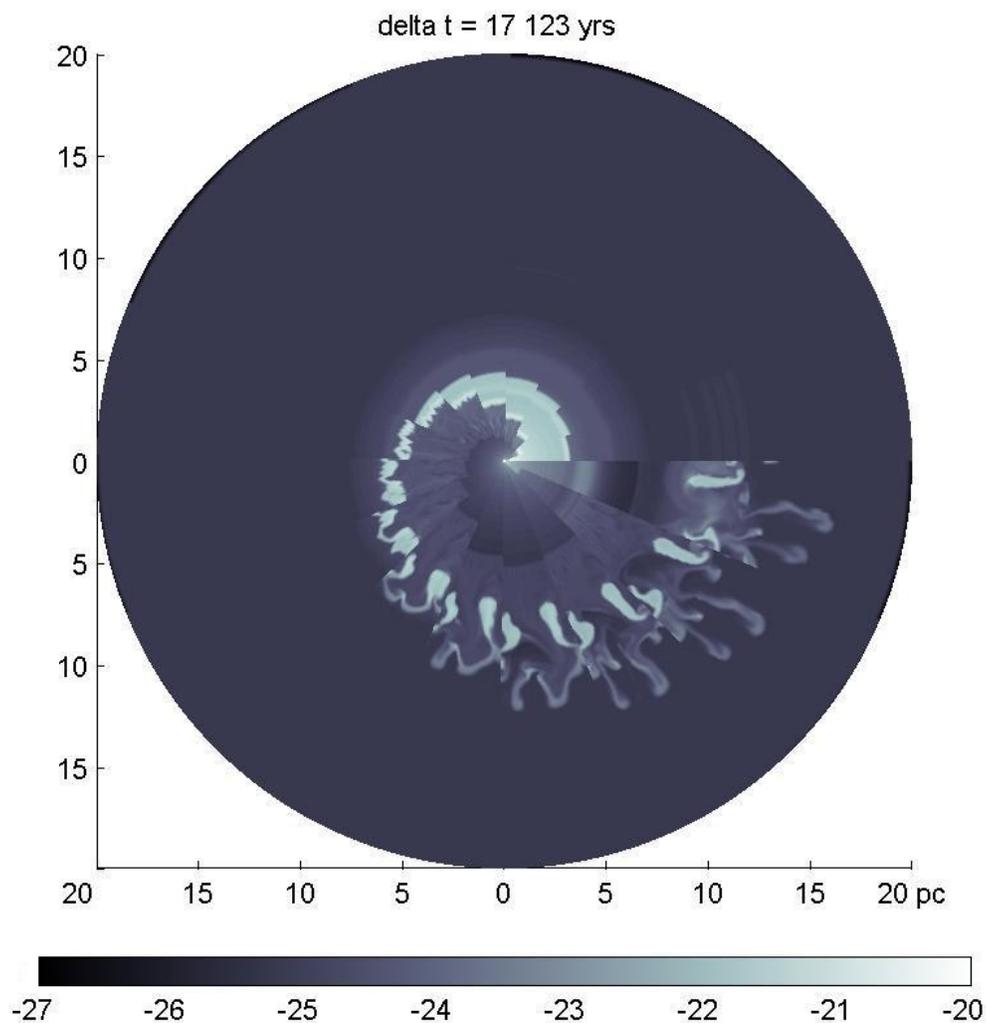


Figura 4.22. Cada gajo de la figura muestra la posición del cascarón de SGR y la formación del cascarón WR por el viento rápido de la estrella de **29MoR**. El primer gajo ocurre a $t = 5\,387\,355$ años, al final de SGR. Cada gajo sucesivo (en contra de las manecillas del reloj) ocurre en $\Delta t = 17\,123$ años. El último gajo ocurre a $t = 5\,644\,200$ años, al final de la vida de la estrella central. Nótese que esta simulación incluye los 20pc que rodean la estrella central, y que los nódulos densos permanecen dentro de los 10 pc mientras que el gas menos denso fluye más rápidamente formando “dedos” que llegan hasta 5 pc más allá.

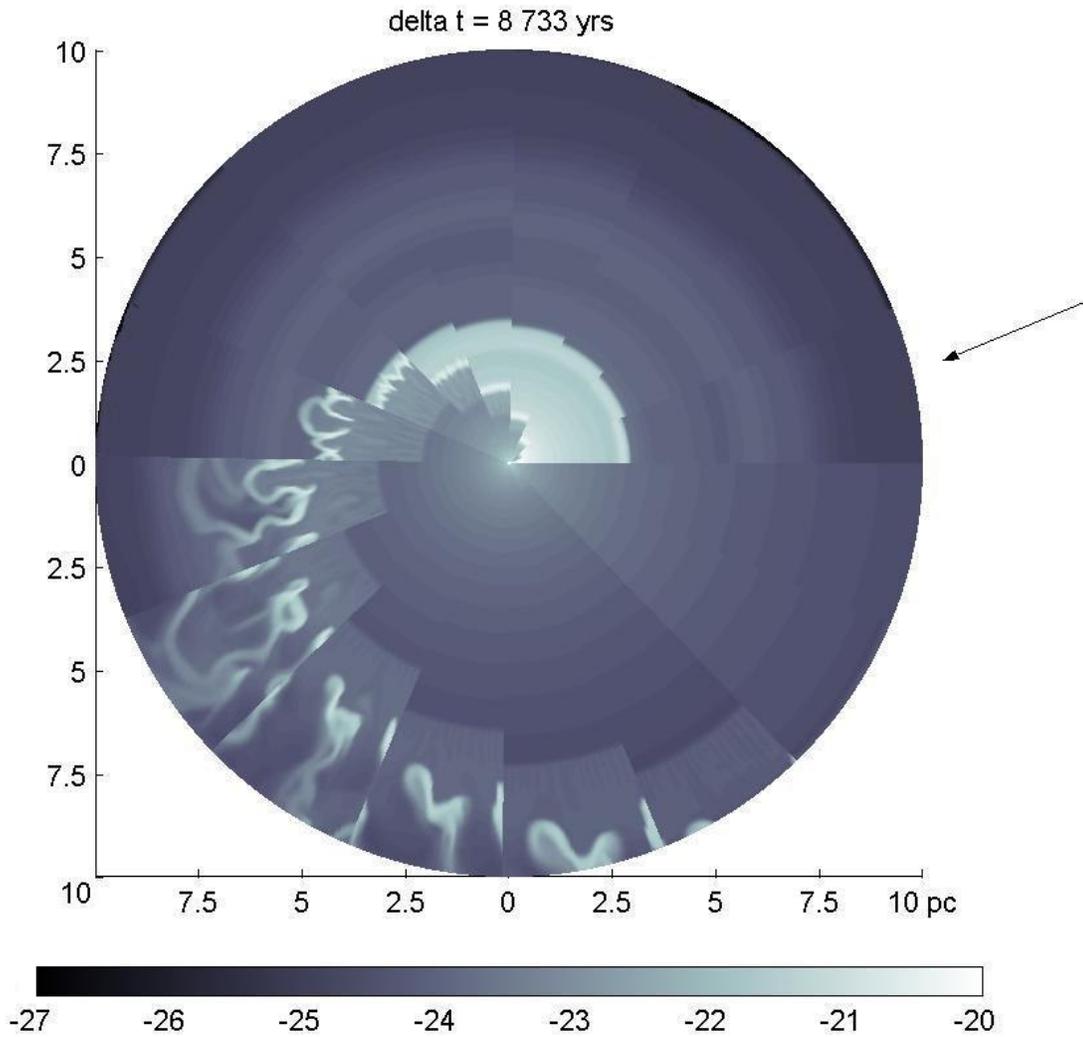


Figura 4.23. Los gajos de la figura muestran la posición del cascarón de SGR y la formación del cascarón WR por el viento rápido de la estrella WR de **30Mo**. El primer gajo marcado con la flecha ocurre a $t = 5\,267\,318$ años, al final de SGR. Cada gajo sucesivo (en contra de las manecillas del reloj) avanza $\Delta t = 8\,733$ años respecto al previo. El último gajo ocurre en $t = 5\,398\,313$ años, cuando el cascarón fragmentado (WR+SGR) crece mas de $R = 10$ pc. En este momento la estrella está quemando He en su núcleo y todavía restan 130 000 años hasta su explosión como SN.

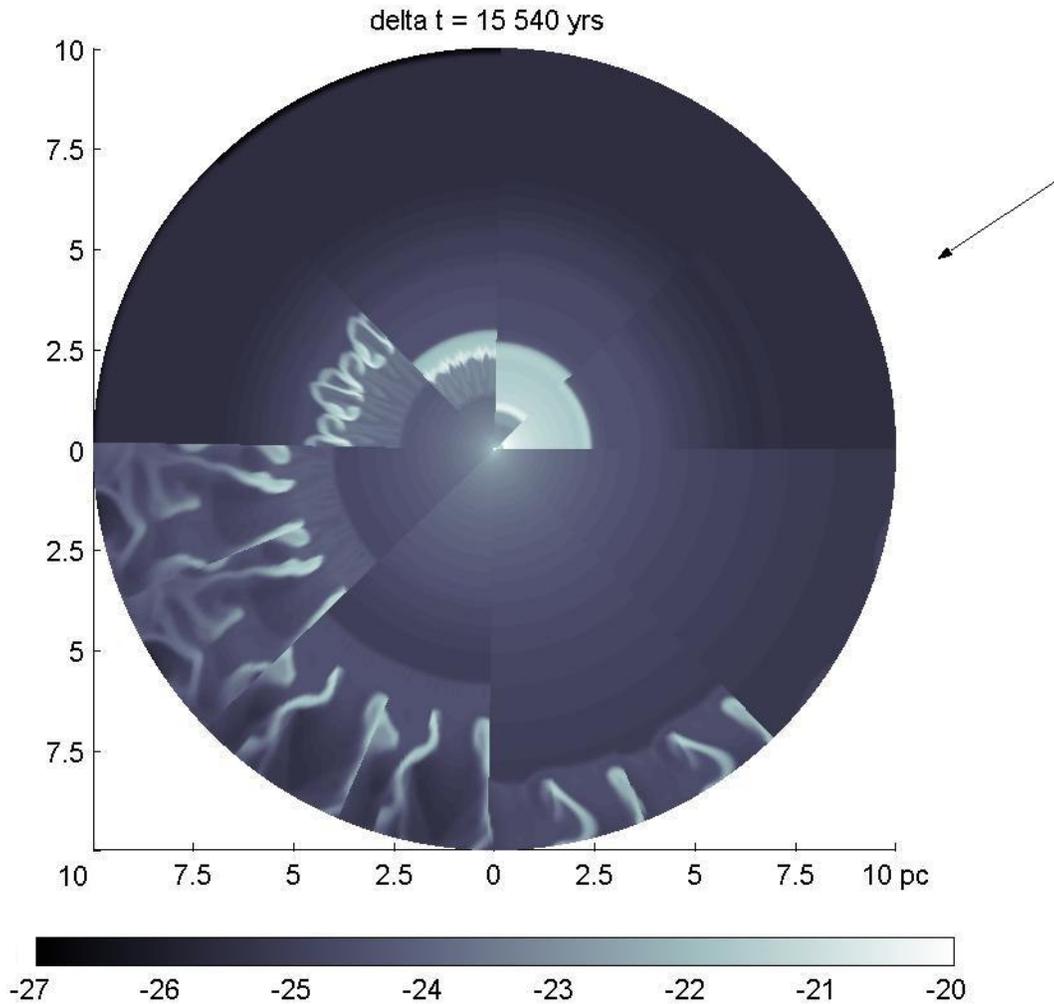


Figura 4.24. Los gajos de la figura muestran la posición del cascarón de SGR y la formación del cascarón WR por el segundo viento rápido de la estrella WR de **33Mo**. El primer gajo marcado con la flecha ocurre a $t = 4\,791\,325$ años, al final de SGR. Cada gajo sucesivo (en contra de las manecillas del reloj) avanza $\Delta t = 15\,540$ años respecto al previo. El último gajo ocurre en $t = 4\,900\,105$ años, cuando el cascarón fragmentado (WR+SGR) crece más de $R = 10$ pc. En ese momento la estrella está quemando He en su núcleo y todavía restan $\sim 359\,000$ años para su explosión como SN.

Durante la colisión los cascarones se mezclan y algunas regiones que aumentan su densidad por encima de $\rho > 1.67 \times 10^{-24} \text{ gr/cm}^3$ adquieren el aspecto de nódulos ópticos. Además también hay arrastre de material que se alinea con el viento rápido de WR hacia fuera, formando líneas de gas en forma de “dedos”. En la Figura 4.22 puede observarse que el tamaño de los “dedos” de material menos denso y rápido puede llegar hasta 15 pc mientras los nódulos más densos están a una distancia menor, de 10 pc. Es decir, después de la colisión el material de los cascarones WR+SGR se distribuye inhomogéneamente llegando a cubrir en forma turbulenta una esfera de radio interior de 10 pc y radio exterior ~ 15 pc en el caso de la estrella de **29MoR**. Estos nódulos densos recuerdan a los QSF de Cas A debido a su baja velocidad ($\sim 100 \text{ km/s}$), alta densidad (contraste $\sim 10^3$ de los nódulos más densos respecto a su medio circundante) y rodeados por gas más rápido, cuya velocidad es del orden de $\sim 800 - 1000 \text{ km/s}$. Debido a que éstos nodulos son producto de la fragmentación del cascarón de SGR + WR su composición química es rica en N y He, con cocientes que pueden ser tan grandes como los observados en los QSF de Cas A. En la Figuras 3.12, 3.14 y 3.24 puede observarse que nuestras estrellas de **29R**, **30** y **33Mo** alcanzan superficialmente una abundancia tipo QSF al principio de WR, por lo que se espera que el cascarón de WR contenga estos valores como mínimo. La masa del cascarón fragmentado (WR+SGR) en la estrella de **29MoR** es de 17.9Mo; en la de **30Mo** es de 22.2Mo y en la de **33Mo** es de ~ 26 Mo.

En las Figuras 4.22 - 4.24 puede observarse que la colisión y fragmentación de los cascarones (WR + SGR) ocurre aproximadamente en 5 pc para todas nuestras estrellas. La colisión acelera el material y debido a la alta luminosidad mecánica del viento de WR los nódulos avanzan hasta una distancia de 10pc al final de la vida de la estrella de **29MoR**, mientras que los dedos de material rápido llegan a extenderse hasta 20pc. En cambio al final de la vida de las estrellas de **30** y **33Mo** el material que las rodea se extiende una mayor distancia, con los nódulos densos localizados en 20-25 pc y los “dedos” de material llegan a alcanzar el cascarón de SP que se encuentra a ~ 35 pc (Figura 4.9). En Cas A los QSF se encuentran a una distancia promedio mucho menor, de 1.9 pc (del centro de la explosión).

Sin embargo, en la estrella de **29MoR** puede observarse la formación de una subestructura tipo cascarón en $R \sim 3.8$ pc (Figura 4.25). Esta subestructura fue formada por la interacción del viento rápido de WR con el viento previo más lento de SGA (ambos supersónicos). La densidad máxima de este “cascarón” es de $8 \times 10^{-26} \text{ gr/cm}^3$, con un $\Delta R = 0.6$ pc y aunque su densidad está por debajo del límite para ser observado radiativamente es un indicativo del tipo de estructuras que pueden formarse en el MCE poco antes de la explosión como respuesta a los cambios evolutivos de la estrella central. La velocidad de éste último “cascarón” es de $\sim 700 \text{ km/s}$.

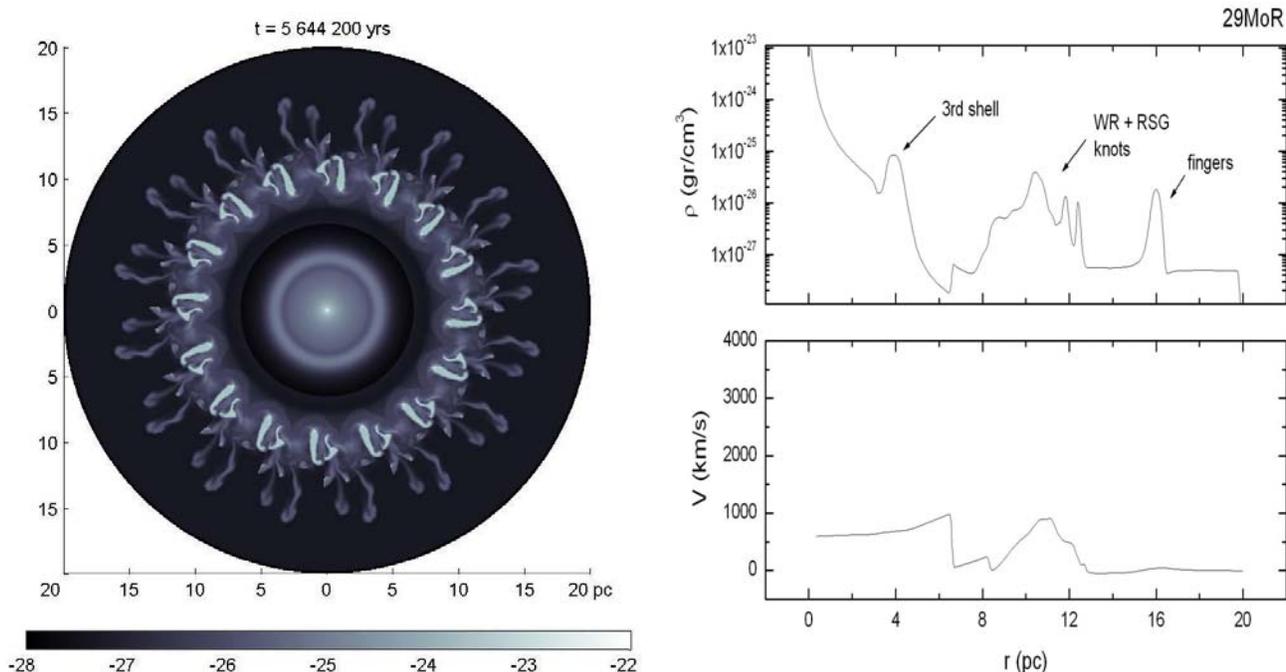


Figura 4.25. Izquierda: Logaritmo de la densidad del MCE pre-SN que rodea a la estrella de **29MoR** en escala de grises. La densidad está en gr/cm^3 . **Derecha arriba:** Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial que atraviesa el cascarón. Nótese la estructura mas interna tipo cascarón formado por la interacción del viento rápido de WR con el más lento de SGA (ambos supersónicos) que está a una distancia de 3.8 pc y tiene una densidad máxima de $8 \times 10^{-26} \text{ gr/cm}^3$. **Derecha abajo:** Velocidad del MCE como función de la distancia. Puede observarse que la velocidad del cascarón más interior es de aproximadamente 700 km/s.

Para la explosión de la SN en éstas estrellas precursoras WR, únicamente realizamos la simulación numérica en la de **29MoR**, dentro de los 20 pc que rodean la estrella central. En la dirección azimutal nuevamente la región cubierta es de 22.5° . La malla 2D tiene un tamaño de 400 X 50 zonas, que corresponden a la misma resolución espacial de la simulación numérica de las estrellas de **23**, **28** y **29Mo** ($0.05 \text{ pc} \times 0.45^\circ$). La Figura 4.26 (izquierda) muestra la interacción de la onda de choque de la SN con el MCE que rodea a la estrella de **29MoR**. El primer gajo ($t_{\text{SN}} = 0$ años) es el que se encuentra a la extrema derecha (en la dirección de las 3 horas si el círculo fuera un reloj) y la evolución sigue en el sentido contrario a las manecillas del reloj, cada una $\Delta t = 334$ años después que la anterior. La masa eyectada por la SN es de 8.4Mo , con una energía de 1×10^{51} ergs.

La flecha indican la distribución de masa ($\log \rho$) alrededor de la estrella de **29MoR** en 334 años después de la explosión. En la misma Figura 4.26 (derecha) se muestra un corte unidimensional de la

densidad y la velocidad en función de la posición del MCE indicado por la flecha. La velocidad del choque directo a $t_{SN} = 334$ años es de 6,800 km/s en $R_d = 3.1$ pc.

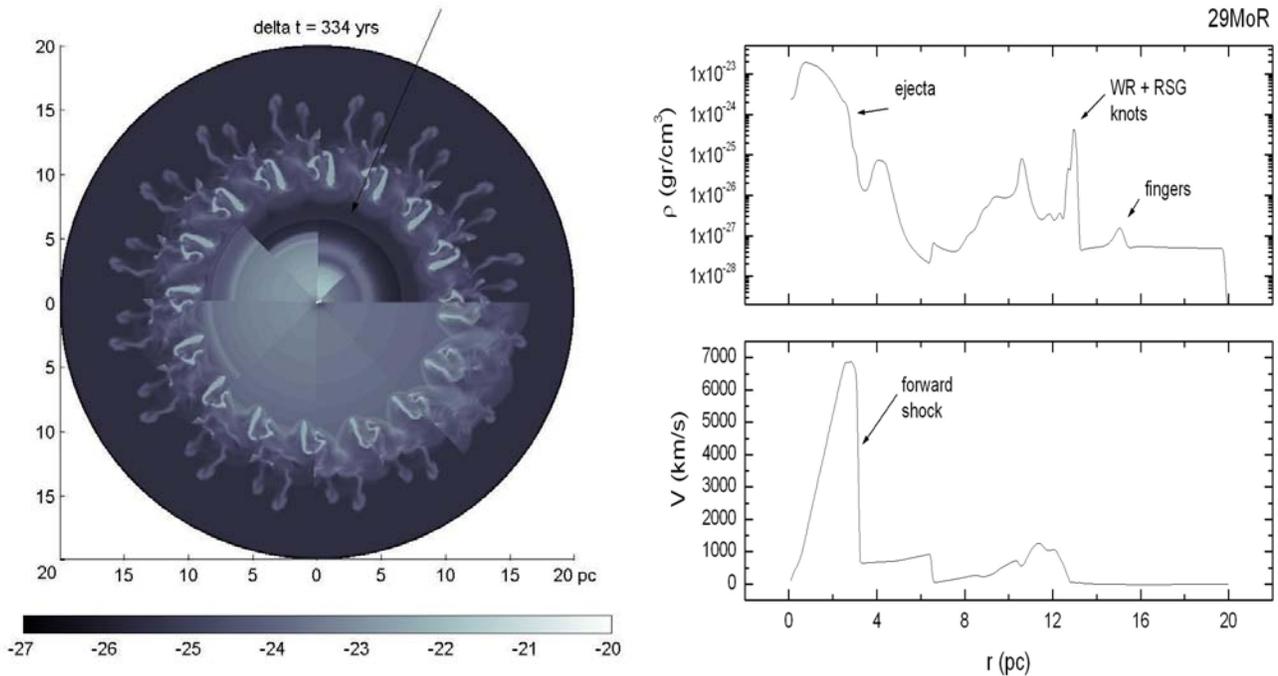


Figura 4.26. *Izquierda:* Evolución post-SN del MCE alrededor de la estrella de **29MoR**. El medio pre-SN es el mostrado en dirección de las 3 horas si el círculo fuera un reloj, y la evolución sigue la dirección contraria a las manecillas. La flecha indica la distribución del MCE a 334 años después de la explosión de SN. La densidad está en gr/cm^3 . *Derecha arriba:* Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial que atraviesa el cascarón. Nótese que la fragmentación del cascarón rompe la simetría esférica y mas allá de 5 pc el perfil lineal de la densidad *depende* de la posición que atraviesa la línea de corte. *Derecha abajo:* Velocidad del MCE como función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 3.1 pc.

La onda de choque golpea la estructura tipo cascarón más interior en $t_{SN} = 400$ años aproximadamente y el choque directo comprime y se transmite a través de ella, llegando a alcanzar densidades de $8 \times 10^{-25} \text{gr}/\text{cm}^3$ después de la colisión. Durante la interacción también se produce un choque en reversa. Como el material eyectado por la SN es mucho mas masivo que el de éste sub-cascarón ($< 0.5\text{Mo}$) la masa eyectada lo barre mientras el frente de choque directo lo comprime y atravieza, apareciendo del otro lado en $t_{SN} = 500$ años donde seguirá chocando el MCE. Después de 650 años el frente de choque directo se encuentra a una distancia de 5.5 pc, mientras el choque en reversa está en 4.7pc ($R_r / R_d = 0.85$), con el material chocado del sub-cascarón entre ambos frentes de choque (ver Figura 4.27).

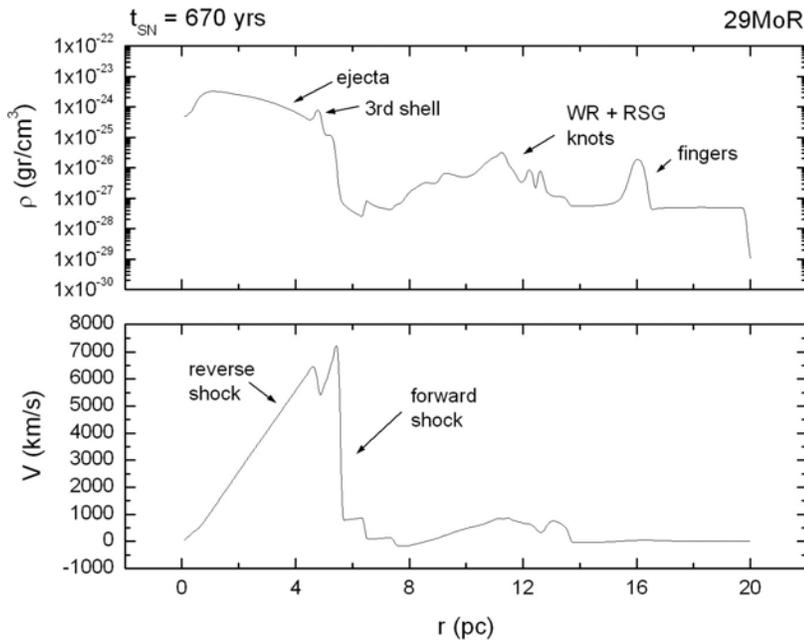


Figura 4.27 Arriba: Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial en $t_{SN} = 670$ años. Puede observarse la posición del tercer cascarón entre los frentes de choque y que el frente de choque directo ya ha atravesado el cascarón.

Abajo: Velocidad del MCE en función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN en 5.5pc (con una velocidad de 7 200 km/s) y el choque en reversa a 4.7pc ($R_r/R_d \sim 0.85$).

El cascarón sigue expandiéndose barrido por la masa eyectada y finalmente, la onda de choque que lo antecede golpea los nódulos mas densos del cascarón fragmentado. La colisión ocurre en $t_{SN} \sim 1670$ años con una velocidad de 5,500 km/s. En las zonas donde la onda de choque se encuentra con los nódulos densos aparece un nuevo frente de choque que se transmite por ellos, mientras aparece un choque en reversa. La estructura de choques transmitidos y en reversa en esta región es altamente complicada porque la densidad de la zona no es uniforme y los choques interaccionan unos con otros de forma caótica. De forma general, la posición de los frentes de choque “promedio” (directo y en reversa) durante la colisión se muestran en la Figura 4.28 sobre una línea de visión que no incluye ningún fragmento denso: (abajo) después de ~ 2340 años el choque directo ha atravesado el cascarón en las regiones sin nódulos, tiene una velocidad de ~ 6000 km/s y se encuentra en una posición de 15.7 pc mientras que el choque en reversa está en 10 pc. Si el corte se hubiera incluido un fragmento mayor, la velocidad y posición del choque transmitido sería menor. La velocidad del material entre los frentes de choque “promedio” es muy variable debido a la naturaleza fragmentada del material, llegando a ser de 3000-4500 km/s en el material poco denso, mientras que en los nódulos mas densos es de 500 – 800 km/s. En la misma Figura 4.28 (arriba) se muestra la densidad del cascarón chocado: el pico mas bajo corresponde a material del MCE chocado donde puede verse el material de la masa eyectada y la complicada zona de interacción que presentan la onda de choque y los nódulos fragmentarios.

Cuando la onda de choque colisiona con el cascarón fragmentado transmite una gran cantidad de su energía a los nódulos. Si la onda de choque se vuelve radiativa su velocidad decrece notablemente y la aceleración de los nódulos no es muy grande. En el caso de la SN de la estrella de **29MoR** puede observarse (**Apéndice B**) que los nódulos no avanzan mucho desde su posición inicial.

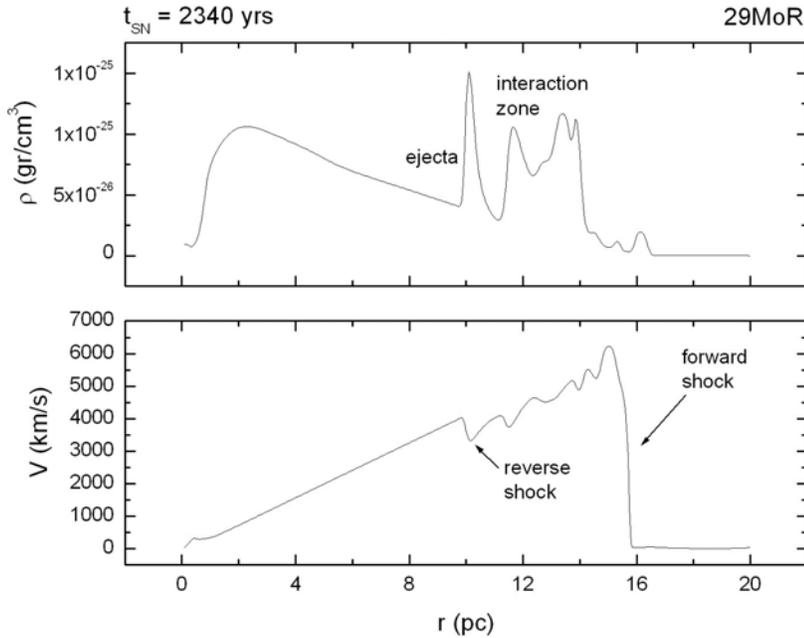


Figura 4.28 Arriba: Densidad vs. distancia sobre una línea de visión radial en $t_{SN} = 1170$ años. Puede observarse que la masa eyectada atraviesa el cascarón azul+RSG, y lo fragmenta.

Abajo: Velocidad del MCE en función de la distancia. Puede observarse el choque directo de la SN a 15.7pc y el choque en reversa a 10pc ($R_r/R_d \sim 0.64$). La velocidad del material entre los frentes de choque es muy variable y depende de la densidad del material, llegando a ser de 4000-5000 km/s en el material poco denso, mientras que en los nódulos mas densos es de 500 – 800 km/s.

4.5. Discusión.

En este capítulo simulamos numéricamente la evolución temporal del MCE en nuestras estrellas de **23, 28, 29, 29R, 30 y 33Mo**, desde ZAMS hasta el final de su vida incluyendo la eyección de masa de alta velocidad por la SN.

Inicialmente, todas las estrellas desarrollan un viento estable en SP cuya pérdida de masa y velocidad va variando en el tiempo, de forma que su luminosidad mecánica permanece aproximadamente constante durante SP. Este viento produce una burbuja de viento chocado, que al expandirse barre el MIE y forma un cascarón estable. Los cascarones más extensos son producidos por las estrellas que tienen mayor L_V (las más masivas).

Después de SP el viento continúa modificando el MCE de distintas formas, dependiendo de las etapas evolutivas que desarrolla la estrella central. En base a éste criterio, nuestra muestra estelar puede agruparse en tres conjuntos distintos: las que finalizan su vida como SGR (**23Mo**), las que

presentan evolución post-SGR y mueren como SGA o SGAm (**28** y **29Mo**) o bien, como WR (**29R**, **30** y **33Mo**). Ésta diferencia en las evolución estelar tiene una gran repercusión en el MCE.

La secuencia evolutiva de la estrella de **23Mo** es SP → SGR → SN. Durante SP forma un cascarón muy extendido de 33.1 pc de radio que encierra el viento libre supersónico de la estrella y a una burbuja muy extensa de viento de SP chocado, a alta presión y temperatura. En SGR la velocidad del viento estelar cae abruptamente de 10^3 a 10 km/s y la tasa de pérdida de masa aumenta de forma significativa (Figuras 4.3 – 4.8) produciendo un viento muy denso que forma un segundo cascarón (*cascarón SGR*). El cascarón SGR refleja la abundancia química superficial de la estrella en ésta etapa y está enriquecido con elementos químicos producidos en el ciclo CNO y que fueron transportados a la superficie de la estrella por dragado estelar.

El viento de SGR no produce una burbuja de viento chocado, sino que el viento libre es el que barre y forma directamente el cascarón SGR cuya posición está determinada por una competencia entre la presión dinámica del viento y la presión térmica de la burbuja de viento chocado de SP. En nuestro caso, obtuvimos $R_{SGR} = 3.5$ pc al final de la vida de la estrella de **23Mo**. Éste cascarón es dinámicamente estable con $\Delta R = 0.4$ pc, donde no hay que olvidar que estamos modelando el caso ideal de un viento simétricamente esférico y sin eyecciones episódicas de masa (situación cuestionable en las etapas SGR y WR donde la pérdida de masa puede ocurrir en forma de eyecciones episódicas además del viento suave [*Pismis et.al.* 1977; *Smith et.al.* 1988]). La masa final del cascarón SGR es de 3.1Mo, y la del viento libre es de ~ 5.8 Mo. Éste es el único caso donde el material eyectado por la SN interactuará con el perfil muy denso ($\rho \sim r^{-2}$) del viento SGR, que se extiende desde la estrella hasta el cascarón SGR. Durante la explosión de SN de la estrella de **23Mo** son eyectadas al espacio 11.6Mo (Tabla 3.12) con un perfil de velocidades lineal. El frente de choque interactúa inicialmente con el viento libre de SGR a una velocidad inicial de 4,200 km/s, y el material eyectado va detrás a menor velocidad. En $t_{SN} = 334$ años (aproximadamente la edad actual de Cas A) el frente de choque directo apenas se ha desacelerado ($\sim 4\,000$ km/s), está en $R_d = 2.2$ pc y el

material eyectado todavía está en expansión libre $\left(\frac{M_{ey}}{M_b} = \frac{11.6Mo}{3.6Mo} \approx 3.2 \right)$. La posición del choque en reversa está en 1.7 pc, reproduciendo aproximadamente bien las posiciones de los frentes de choque observadas en Cas A (*Gotthelf et. al.* 2001)

La colisión del frente de choque directo y el cascarón de SGR ($R_{SGR} = 3.5$ pc) ocurre en $t_{SN} = 830$ años, cuando la velocidad del choque directo ha caído a $\dot{R}_d \sim 3,600$ km/s. Durante la colisión se forma un nuevo frente de choque directo que se transmite en el interior del cascarón y un choque reflejado (reversa) que se propaga hacia el centro de la explosión, chocando el material de la masa

eyectada. Este choque en reversa es débil y viaja hacia atrás en un sentido lagrangiano, aunque para un observador externo el sistema entero se expande hacia fuera como puede verse en el **Apéndice B**.

A medida que el choque directo atraviesa el cascarón, lo comprime y calienta de forma que se presenta un gran aumento en la luminosidad de rayos X. Durante este tiempo el RSN tendrá una emisión de rayos X tipo “doble cascarón” con doble pico de emisión, donde un pico corresponde al frente de choque y el otro pico corresponde a la posición del choque en reversa reflejado por la colisión (*Dwarkadas 2005*).

Mientras el frente de choque atravieza el cascarón su velocidad cae dramáticamente y el material eyectado empuja el cascarón de SGR, que aumenta su radio. El frente de choque tarda en atravesar el cascarón aproximadamente el tiempo que éste duplica su tamaño (*Dwarkadas 2005*) que en nuestro caso ocurre en $t_{SN} \sim 1,500$ años (ver **Apéndice B**). Cuando aparece del otro lado, el choque directo empieza a frenarse al entrar en la burbuja de alta presión de viento chocado de SP, a medida que barre mas masa. Después de un tiempo el remanente “olvida” que interaccionó con un cascarón y prosigue con sus siguientes etapas evolutivas. Nuestra simulación computacional sólo cubre hasta 10 pc y $t_{SN} = 5\,000$ años, por lo que no alcanzamos a observar cuando el RSN entra en la fase Sedov.

Por otro lado, las estrellas de **28** y **29Mo** hacen una incursión al azul post-SGR. Su trayectoria evolutiva en el diagrama HR es SP \rightarrow SGR \rightarrow SGA \rightarrow (SGAm, en la de **29Mo**) \rightarrow SN. En SGR forman un cascarón estacionario a una distancia aproximada de 3.3pc, pero durante la incursión al azul el viento de ambas estrellas nuevamente aumenta su velocidad hasta alcanzar velocidades de ~ 400 -500 km/s. En contraste, la tasa de pérdida de masa disminuye respecto a la de SGR en un orden de magnitud y el nuevo viento rápido es menos denso. Este viento de SGA nuevamente es supersónico y produce un choque terminal casi adiabático y una burbuja de gas chocado de SGA cuya expansión construye un nuevo cascarón (*cascarón azul*, ver Figura 4.16) de viento SGA chocado y barrido de SGR. La composición química del cascarón azul es una mezcla del viento de SGA y de la última etapa del viento SGR, y se va enriqueciendo con elementos pesados a medida que prosigue la evolución de la estrella central (ver **Capítulo 3**).

El cascarón azul desde su formación se ve afectado por inestabilidades de Rayleigh-Taylor que van creciendo en intensidad conforme el cascarón se expande. El cascarón azul eventualmente alcanza al cascarón SGR estacionario y colisionan. El primer cascarón (azul) barre al segundo (SGR) y ambos se unen y siguen expandiéndose a una velocidad menor a medida que las inestabilidades crecen aún más, aunque no lo suficiente para fragmentar al nuevo cascarón.

Las Figuras 4.17 muestran la posición del cascarón azul+SGR al final de la vida de las estrellas de **28** y **29Mo**. En ellas puede observarse un cascarón inestable pero continuo que encierra al viento libre supersónico de SGA y a la burbuja de viento SGA chocado. La masa eyectada durante la explosión de estas estrellas cae en el rango de 7-9Mo e inicialmente interaccionará con el viento

libre de SGA, que es muy poco masivo ($< 0.1 \text{ Mo}$). La velocidad inicial del choque directo de la SN es de 8,000 km/s y en $t_{\text{SN}} = 334$ años (la edad de Cas A) ya ha atravesado toda la zona de viento libre y se encuentra en el salto en densidad del inicio de la burbuja de viento de SGA chocado (Figuras 4.18 y 4.20) que se encuentra a una distancia de 3pc en la estrella de **28Mo** y en 3.6pc en la estrella de **29Mo**. La zona de viento libre de la estrella de **29Mo** es más extendida porque al final de su vida la velocidad de su viento es mayor que la de **28Mo**, y por lo mismo, la luminosidad mecánica y el momento que transporta también es mayor.

El frente de choque de la SN alcanza el cascarón azul+SGR en $t_{\text{SN}} = 1100$ años en la estrella de **28Mo** y en $t_{\text{SN}} = 830$ años en la estrella de **29Mo**. Aunque la velocidad de R_d es aproximadamente la misma en ambos casos, el cascarón de **29Mo** está más cerca de la explosión. La colisión comprime el material del cascarón y produce un súbito aumento de la presión y temperatura, que ocasiona emisión de rayos X. El RSN evoluciona de forma similar al *Caso 2* descrito en *Dwarkadas* (2005), en nuestro caso con $\Lambda \equiv \frac{\text{masa del cascarón}}{\text{masa eyectada}} \sim 2.1$. El choque de SN pierde una gran cantidad de energía

al colisionar con un cascarón tan masivo, de forma que el choque transmitido en el cascarón se debilita grandemente. La transferencia de momento del frente de choque al cascarón causa que el remanente entero se expanda hacia fuera, mientras el choque en reversa tiene altas velocidades hacia el centro de la estrella.

En el caso de la estrella de **28Mo**, la transferencia de momento acelera el cascarón al principio de la colisión pero no lo fragmenta. Sin embargo, la aceleración aumenta la longitud de las inestabilidades del cascarón, que finalmente terminan por fragmentarlo en $t_{\text{SN}} = 2\,500$ años, cuando tiene un radio de ~ 10 pc. Cerca de $t_{\text{SN}} = 4800$ años el choque en reversa alcanza el centro del remanente.

La longitud de las inestabilidades en el cascarón azul+SGR de la estrella de **29Mo** son más grandes y se fragmenta sólo 300 años después de que el frente de choque lo impacta. Se transfiere una gran cantidad de momento al cascarón que empieza a desplazarse hacia fuera mientras se rompe, y los nódulos fragmentarios producidos tienen un complicado perfil de velocidades y densidades. El choque directo es debilitado por la colisión y fragmentación y su velocidad se ve grandemente disminuida, mientras que el choque en reversa alcanza el centro de la explosión en $t_{\text{SN}} = 4\,840$ años. Después de 5 000 años todavía permanece material del cascarón en forma de nódulos dentro de los 10pc que rodean el centro de la explosión (**Apéndice B**). En éste caso, la fragmentación temprana del cascarón causa que la masa eyectada por la SN fluya más fácilmente por las regiones fracturadas, en donde tampoco el frente de choque disminuye tanto su velocidad. Esto puede modificar grandemente la forma y evolución del remanente de SN.

Finalmente, nuestra muestra contiene al grupo de de estrellas de **29R**, **30** y **33Mo**. La secuencia evolutiva de estas estrellas es SP → SGR → WR → SN (ver **Capítulo 3** para los detalles de cada estrella en particular). Todas forman un cascarón de radio mayor a 33 pc en SP y un cascarón SGR de 3 pc o menos. Cuando la estrella evoluciona hacia WR el nuevo viento supersónico (con velocidades 10^3 km/s) y poco masivo (la pérdida de masa es menor que la de SGR en un factor de 2-4) nuevamente produce un choque terminal cuasi-adiabático que crea una burbuja de gas chocado y un cascarón WR.

Desde su formación el cascarón WR también desarrolla inestabilidades dinámicas tipo Rayleigh-Taylor y/o Vishniac, cuya longitud va creciendo rápidamente (*García-Segura et.al.* 1996). Posteriormente, la colisión del cascarón WR con el de SGR comprime y fragmenta ambos cascarones, formando nódulos de material denso que continúan siendo acelerados por la burbuja de gas chocado primero, y directamente por el viento de WR después. En todas estas estrellas la fragmentación de los cascarones (WR + SGR) ocurre a una distancia mayor a 5 pc, cuando todavía faltan 10^5 años para la explosión de SN por lo que los nódulos continúan avanzando hasta alcanzar una distancia mayor a 10 -25 pc, dependiendo de la masa inicial de la estrella. Los dedos de material rápido llegan a extenderse aún más, hasta 20 -35pc. El espectro de densidades y velocidades de estos nódulos es muy variado, dándole al MCE un aspecto anisotrópico en densidad. Los nódulos fragmentadrios tendrán una composición química resultado de la mezcla de ambos cascarones en colisión (WR + SGR): es decir, material rico en H & He de la superficie de la SGR y otro enriquecido en He & N, pero pobre en H, reflejo de la composición química de la superficie de la WR.

Cuando la estrella central explota el frente de choque directo interactúa directamente con el viento libre de WR que rodea a la estrella central. Este viento es poco masivo, por lo que el material eyectado por la SN se mueve en expansión libre y el frente de choque apenas se desacelera. La simulación de la explosión únicamente la realizamos en la estrella de **29MoR**, en donde la onda de choque golpea a los fragmentos del cascarón en $t_{SN} \sim 1670$ años, con una velocidad de 5,500 km/s. En las regiones donde la onda de choque se encuentra con los nódulos más densos transmite un nuevo frente de choque, a la par que aparece un choque en reversa. La velocidad de transmisión depende de la densidad del material, por lo que la estructura de choques transmitidos y en reversa en esta región es altamente complicada por la inhomogeneidad de la zona, de forma que los choques interaccionan unos con otros de forma turbulenta. Puede obtenerse una posición y velocidades “promedio” del frente de choque directo y reflejado, pero varía grandemente de una zona a otra por la naturaleza fragmentada del material. La velocidad del material entre los frente de choque llega a ser de 3 000-4 500 km/s en las regiones poco densas, mientras que en los nódulos mas densos es de 500 – 800 km/s. Cuando la onda de choque colisiona con el cascarón transmite una gran cantidad de su energía

cinética a los nódulos. Si los nódulos son muy densos, la onda de choque se vuelve radiativa, su velocidad decrece notablemente y nódulos se aceleran poco.

La siguiente tabla resume el tipo de cascarón producido por cada estrella, su masa y la distancia a la que se encuentra al momento de la explosión de la SN:

Estrella	Cascarón (tipo)	Radio (pc)	Masa (Mo)
23Mo	SGR	3.5	3.1
28Mo	Azul+SGR	7.4	17.2
29Mo	Azul+SGR	6.0	16.6
29MoR	WR+SGR	10-15	17.9
30Mo	WR+SGR	> 30	22.2
33Mo	WR+SGR	> 30	26.1

Contrastando nuestros resultados con otros trabajos sobre Cas A, encontramos que podemos comparar los de nuestra estrella de **23Mo** con el trabajo de *Chevalier & Oishi* (2003) que proponen como precursor de Cas A a una SGR. Ellos encuentran que las propiedades dinámicas y la emisión de Cas A sugieren que está interactuando con un viento denso de supergigante roja (más denso que el de WR) que explicaría la gran cantidad de MCE chocado y la tasa de expansión media del frente de choque. Encontramos que nuestra estrella de **23Mo** explota como SN cuando es una SGR y el MCE que la rodea está formado por el viento denso y el cascarón SGR. En $t_{SN} = 334$ años el frente de choque directo está en $R_d = 2.2$ pc, tiene una velocidad de 4000 km/s y ha chocado 3.6Mo del viento de SGR. El choque en reversa está en 1.7 pc, dando un cociente de $R_r/R_d \sim 0.77$. El choque directo observado en Cas A está en una posición de $R_d = 2.5 \pm 0.2$ pc (*Gotthelf et.al.* 2001) con una velocidad de $\sim 5\,000$ km/s (*Vink et.al.* 1998; *DeLaney & Rudnick* 2003) y el choque en reversa esta en $R_r = 1.6$ pc. Con estos datos el cociente R_r/R_d de Cas A es de 0.68, el cual aproximamos con nuestra simulación. Dinámicamente, nuestros resultados concuerdan con los observados en Cas A y son consistentes con los obtenidos por *Chevalier & Oishi* (2003).

Por otra parte, la interacción de la onda de choque de la SN con los cascarones azules (**28** y **29Mo**) es sustancialmente distinta. La masa eyectada durante la SN (7-8Mo) es menor a la masa del cascarón que las rodea, e inicialmente la masa eyectada interactuará con el viento libre de SGA que es muy poco masivo (< 0.1 Mo). La velocidad inicial del choque directo es de 8,000 km/s y en $t_{SN} = 334$ años (la edad de Cas A) el choque directo ya ha recorrido toda la zona de viento libre y se encuentra con el salto de densidad del inicio de la burbuja de gas chocado de SGA. Los perfiles de densidad y velocidades del material en esta etapa se muestran en las Figuras 4.18 y 4.20: el frente de choque

directo está aproximadamente en $R_d \sim 3$ pc, con una velocidad mayor a 7 000 km/s y el choque en reversa esta en ~ 2.4 pc ($R_r/R_d \sim 0.8$). La masa chocada es apenas la del viento libre de SGA que es menor a $0.1M_\odot$, en gran contraste a la gran cantidad de masa chocada observada en Cas A.

Para ajustar las observaciones e incrementar la cantidad de masa chocada, *Borkowski et. al.* (1996) proponen que el progenitor de Cas A es una SGA cuyo cascarón (formado de la interacción del viento de SGA con el previo de SGR) se encuentra a una distancia de sólo 1.6 pc de la estrella central, con una densidad de $n = 15 \text{ cm}^{-3}$ y una masa de $4.6 M_\odot$; condiciones que logran argumentando que el viento de SGA inició 4.8×10^4 años antes de la explosión. En su trabajo, la onda de choque de la explosión se propaga rápidamente en la región de viento libre y luego se frena por la interacción con el cascarón circunestelar denso. Estando este cascarón mas cerca, será chocado por la SN en épocas más tempranas. Como la masa eyectada es menor a la del cascarón la colisión de ambos produce una fuerte compresión, aumento en la emisión de rayos X y un rápido choque en reversa, termalizando rápidamente la masa eyectada por la SN (ver **Apéndice B**). Con éstas condiciones reproducen el perfil de velocidades de Cas A en $t_{SN} = 334$ años, suponiendo que la masa eyectada por su supernova es de $3M_\odot$, y que el frente de choque ya ha chocado todo el cascarón que rodea la estrella y ha aparecido del otro lado.

En nuestra estrella de **29Mo** encontramos que 4.5×10^4 años después del inicio del viento de SGA (aproximadamente a la misma edad de los cálculos de *Borkowski*), el cascarón azul está a una distancia de 1.6 pc y el de de SGR a 3.5 pc (ver Figura 4.29). La masa aproximada de nuestro cascarón azul es de $\sim 2.05 M_\odot$. Este MCE nuestro es muy similar al considerado en *Borkowski et. al.* (1996) como el medio circundante pre-SN de Cas A. La eyección de $3M_\odot$ por una SN en este MCE con una velocidad de inicial de $V = 20,000$ km/s, reproduce bien los resultados unidimensionales de *Borkowski et. al.* (1996) con la diferencia que en nuestra simulación la onda de choque fragmenta el cascarón azul que es menos masivo y más delgado. Este cascarón será golpeado y barrido por la onda de choque de la SN, reproduciendo las características cinemáticas observadas en Cas A, incluyendo la gran cantidad de masa chocada observada.

Sin embargo, notamos que para nuestra SGA de **29Mo** el cascarón azul tiene un radio de 1.6 pc cuando la estrella central todavía está quemado He en su núcleo ($Y_c = 0.12$) y *aún le restan 1.2×10^5 años de vida*. Este tiempo que resta de su evolución es la causa de que nuestros cascarones sean más extendidos, porque nuestras estrellas tienen tiempo adicional para que su cascarón azul crezca y llegue a barrer al de SGR. Para que nuestros cascarones azules se encuentren a una distancia menor o igual a 1.9 pc en el momento de la explosión debe ocurrir que: (a) la duración de la etapa SGA sea de 10^4 años; o bien que (b) que la duración de SGA sea de 10^5 años pero que la velocidad del cascarón azul sea mucho menor (~ 10 km/s). La etapa de SGA de nuestras estrellas de **28** y **29Mo** dura 10^5 años. El tiempo podría acortarse si la estrella realizara varias incursiones al azul post-SGR,

regresando a la parte roja después de cada una de ellas. Durante cada una de estas incursiones habría alternancia entre un el viento rápido y el viento lento, que producirían varios cascarones anidados. *N. Langer* ha obtenido un comportamiento evolutivo de éste tipo en una estrella de 20Mo con metalicidad LMC que propone como precursor de 1987A (*Langer et.al.* 1989). Nosotros hemos obtenido un comportamiento similar para una estrella de **27Mo** con metalicidad solar en la que incluimos rotación, que no presentamos en ésta tesis y que se discutirá en un trabajo posterior.

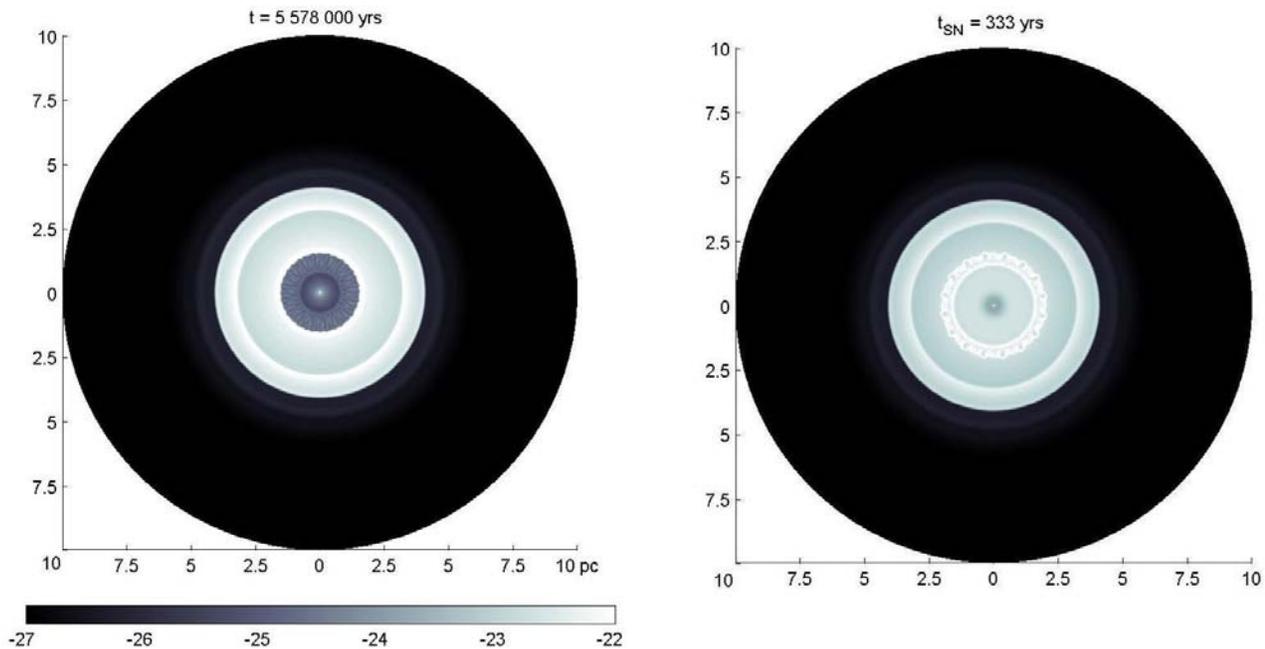


Figura 4.29. A la izquierda: Densidad ($\log \rho$) del MCE de nuestra estrella de **29Mo** a 4.5×10^4 años después del inicio del viento de SGA (aproximadamente el mismo tiempo de *Borkowski et. al.* 1996) donde se observa que el cascarón azul está a una distancia de 1.6 pc y el de de SGR a 3.5 pc. La parte interior de éste MCE es similar al considerado en *Borkowski et. al.* (1996) como el medio circundante durante la SN de Cas A. En cambio, a nuestra estrella todavía le restan 1.2×10^5 años de vida. **Derecha:** Estructura en densidad de la interacción de una masa eyectada de 3Mo con el cascarón azul a $t_{SN} = 334$ años, tomando como medio pre-supernova la figura de la izquierda. Puede observarse que el cascarón azul empieza a fragmentarse (ζ estructuras tipo QSF?), el frente de choque directo está en una posición de $R_d = 2pc$ y el de reversa en $R_r = 1.5 pc$ ($R_r/R_d = 0.75$), reproduciendo aproximadamente bien las posiciones de los frentes de choque observados en Cas A (*Gotthelf et.al.* 2001). El cascarón SGR todavía no ha sido alcanzado por la onda de choque.

La otra opción para lograr cascarones azules más pequeños es que fueran más lentos, lo que sucedería si la tasa de pérdida de masa en SGR fuera mayor a la considerada en nuestros cálculos (ver Ec. 4.12) o bien, que la tasa de pérdida de masa de SGA fuera menor. Un efecto combinado de ambas opciones nos daría cascarones azules mas lentos que se localizarían mas cerca de la estrella en el momento de la SN, como el anillo observado alrededor de 1987A (*McCray* 1993). En un trabajo futuro se explorará ésta posibilidad.

Finalmente, las estrellas de **29R**, **30** y **33Mo** desarrollan cascarones WR que debido a su alta velocidad colisionan con el de SGR durante la vida de la estrella, mezclándose y fragmentándose por el crecimiento de sus inestabilidades de Rayleigh-Taylor. Varios autores han propuesto una WR como precursor de Cas A basados en las abundancias químicas de los QSF (*Peimbert 1971; Fesen et.al. 1987*). En *García-Segura et.al. (1996)* se explora numéricamente el MCE de ésta propuesta, - para el caso de una WR de **35Mo** - encontrándose que para que ajuste con las observaciones de Cas A es necesario que la etapa WR tenga una duración del orden de $\sim 10^4$ años.

En nuestras estrellas las etapas WR duran 10^5 años y los nódulos fragmentarios se encuentran a gran distancia de la estrella central (15-30 pc) en el momento de la explosión de SN. Interior a estos cascarones fragmentarios se encuentra el viento libre de WR que es muy poco denso y que en algunos casos está interaccionando directamente con los fragmentos del cascarón, produciendo choques de proa. Después de $t_{SN} = 334$ años, el frente de choque directo de la SN de **29MoR** se encuentra en $R_d = 3.1$ pc, pero esta posición puede variar dependiendo de la velocidad inicial del choque. La cantidad de viento chocado es todavía menor que en el caso de las SGA.

La velocidad del frente de choque producido por la SN es de 8,000 km/s, y alcanza al cascarón fragmentado aproximadamente 2,000 años después de la explosión. La interacción del frente de choque de la SN con los nódulos fragmentarios del cascarón WR+SGR producen en cada nódulo choques transmitidos de menor velocidad (la velocidad depende de la densidad del material), mientras que en las zonas de menor densidad la caída en la velocidad del frente de choque no es tan grande. Cada colisión produce también su respectivo choque en reversa con velocidades distintas, lo que causa que la distribución de velocidades de la zona sea altamente complicada porque la densidad del material no es uniforme y los choques interaccionan unos con otros de forma turbulenta. Debido a su naturaleza fragmentada, la velocidad del material chocado es muy variable llegando a ser de 3000 - 4500 km/s en el material poco denso, mientras que en los nódulos mas densos es de 500 – 800 km/s. Hay que recordar que estas simulaciones sólo se hicieron para la estrella de **29MoR**.

Cuando la onda de choque colisiona con el cascarón fragmentado transmite una gran cantidad de su energía cinética a los nódulos. Si la densidad de los nodulos causa que la onda de choque se vuelva radiativa, la energía se disipa, su velocidad decrece notablemente y la aceleración de los nódulos no es muy grande. Observaciones en rayos X de Cas A muestran que existen nódulos exteriores con una tasa de expansión media de 0.2 ± 0.01 % año⁻¹ que están relacionadas con la expansión del choque directo. Interior a esto se observan otros nódulos con emisión débil de rayos X (asociados a los QSF) que tienen un comportamiento mas caótico, con grandes variaciones en las tasas de expansión y algunos movimientos aparentemente hacia adentro, los cuales son consistentes con una onda de choque expandiéndose e interactuando con un medio nudoso no-uniforme (*DeLaney et.al. 2004*). Estas observaciones concuerdan con la apariencia caótica de nuestro cascarón WR+SGR

fragmentado después de que el frente de choque interactúa con él, donde los nódulos chocados más densos y lentos recuerdan a los QSF. Sólo que en las estrellas de **29MoR** están situados en $R \sim 15$ pc. En el caso de las estrellas de **30** y **33Mo** los nódulos estarían a distancias mucho mayores.

Mención aparte merece el hecho de que la estrella de **29MoR** produzca un *último* cascarón por la interacción del viento rápido de WR, con el viento previo (más lento) de SGA. Como la etapa de WR es corta, éste cuarto cascarón no crece mucho en tamaño y se encuentra a una distancia de $R \sim 3.8$ pc al momento de la explosión. Aunque su densidad no es muy alta ($\sim 8 \times 10^{-26}$ gr/cm³) y es muy poco masivo ($< 0.5M_{\odot}$), es indicativo del tipo de estructuras que pueden formarse en el MCE poco antes de la explosión en respuesta a los cambios evolutivos de la estrella central. En este caso, es claro que la rotación estelar cambia las escalas de tiempo evolutivas de la estrella y generalmente también toda su evolución (hay que recordar que la estrella de **29Mo** no forma WR, mientras que la de **29MoR** sí lo hace). Es necesario explorar diversos escenarios de estrellas en rotación a distintas velocidades para reducir su duración en las últimas etapas como WR.

Este último cascarón es chocado durante los primeros años ($t_{SN} \sim 400$ años) y la colisión podría haber ocurrido antes si la velocidad de la onda de choque fuera ligeramente mayor o si el cascarón hubiera estado más cerca de la estrella. Después de la colisión, cuando el frente de choque ha atravesado el cascarón tenemos una situación que recuerda mucho al SNR de Cas A: los QSF podrían ser la emisión en óptico del cuarto cascarón chocado que está entre el frente de choque que ha aparecido del otro lado (y está siendo acelerado por el gradiente de densidad) y el choque en reversa que está termalizando la masa eyectada.

Volviendo a los cascarones WR, tenemos que al igual que en el caso de las SGA, también puede conseguirse que la velocidad del cascarón WR sea menor si aumentamos la tasa de pérdida de masa en SGR (ver Ec. (4.12)), o bien, disminuimos la tasa de pérdida de masa de WR. Esto último parece estar de acuerdo con las observaciones (*Hamann & Koesterke* 1998) que reducen la tasa de pérdida de masa de WR en un factor 2-3 respecto a la utilizado en éste trabajo. Un efecto combinado entre el aumento de \dot{M}_R y disminución de \dot{M}_{WR} produciría cascarones WR más lentos y, por lo mismo, menos extendidos.

Capítulo 5

Resultados y conclusiones.

El objetivo de ésta tesis es explicar los datos observacionales del SNR Cas A como resultado de la explosión de una estrella masiva que tuvo diversas fases de pérdida de masa previas a la SN. Para esto calculamos modelos evolutivos de estrellas en el rango de **23 - 33Mo** con metalicidad solar, desde ZAMS hasta el quemado hidrostático de O en su núcleo, en las que se incluyó pérdida de masa por medio de un viento uniforme cuyos principales parámetros (\dot{M} , v_{∞}) son calculados por el código de evolución estelar en base a características de la estrella en cada etapa. El rango de masas estudiado cae dentro del propuesto por varios autores como la masa del precursor de Cas A (*Fesen, Becker & Blair 1987; García-Segura et.al. 1996*). Este remanente se caracteriza por tener un anillo de emisión intensa en varias longitudes de onda asociado al MCE chocado por la SN, por lo que también construimos modelos numéricos de la evolución del MCE (su interacción con el viento estelar durante cada etapa evolutiva) para explicar sus características morfológicas y cinemáticas.

Cas A es el prototipo de los SNR jóvenes y ricos en oxígeno, de cual se ha determinado su abundancia química a partir de observaciones en óptico y en otras longitudes de onda (*ChK79, Vink et. al. 1996, Fesen 2001*). En Cas A se ha observado sobreabundancia de elementos producidos en las últimas etapas de quemado estelar por el quemado hidrostático de O (Si, S, Ca, Ar), lo que indica que se trata de un RSN proveniente de un progenitor masivo ($M > 10M_{\odot}$, *Chevalier 1981*) y que el material que vemos expuesto fue eyectado desde regiones muy profundas de la estrella progenitora.

Cas A ha sido observado en prácticamente todas longitudes de onda, desde el radio (p. ej. *Fabian et. al. 1980; Braun et. al. 1987*) hasta en altas energías de rayos- γ de TeV (*Aharonian et. al. 2001*) lo que lo convierte en uno de los mejores “laboratorios” astronómicos para estudiar una gran variedad de fenómenos físicos (ver **Capítulo 1**) que se dan durante la explosión de la SN y la subsecuente evolución del RSN. Las restricciones observacionales para determinar el precursor de Cas A son muchas, pero las mas fuertemente establecidas son las abundancias químicas observadas en los QSF, NKs y FMKs; la presencia de un remanente estelar en el centro del SNR y los límites observacionales de masa eyectada, barrida y chocada, así como la posición del frente de choque.

Cada uno de éstas observaciones limita fuertemente la masa del precursor, tal como se discute en *Young et. al. (2005)*.

A continuación haremos un resumen general de los principales resultados obtenidos en ésta tesis para después hacer la comparación con las observaciones de Cas A que limitan fuertemente la masa de su precursora, con la finalidad de encontrar el modelo estelar que ajuste mejor a todas las observaciones.

5.1. Resultados generales.

En ésta tesis combinamos tratamientos numéricos que generalmente se usan de forma separada. Usamos el código de evolución estelar de Göttingen (*STERN*, ver **Capítulo 2**) para construir un conjunto de modelos evolutivos de probables precursoras con masas de **23, 28, 29, 30 y 33 Mo**. El límite superior de éste rango fue tomado de acuerdo a *García-Segura et. al. (1996)* usando la hipótesis de que el precursor de Cas A fue una WR mientras que el límite inferior nos asegura tener al menos una estrella que explote como supergigante roja (SGR), cubriendo el espectro de posibles precursores. Es ampliamente conocido que las estrellas de metalicidad solar con masa menor a $\sim 25\text{Mo}$ tienen precursoras de SN a una SGR y que durante la explosión eyectan al espacio una gran cantidad de masa ($>10\text{Mo}$), mientras que las WR descendientes de estrellas con masas iniciales $M > 35\text{Mo}$ eyectan una masa menor por la intensa pérdida de masa post-SGR. El comportamiento evolutivo de las estrellas entre 20-35 Mo es altamente dependiente de parámetros estelares como la pérdida de masa, convección, la tasa de rotación, etc..., situación que se ve confirmada en nuestros modelos.

Además, hemos supuesto que el precursor de Cas A fué una estrella aislada apoyados en las observaciones de rayos-X del *Chandra* que sólo detectan una fuente puntual en el centro del RSN, identificado como el remanente estelar de la explosión (*Tananbaum 1999*). Sin embargo, escenarios de precursores binarios para Cas A han sido discutidos recientemente en *Young et. al. (2005)*.

Todas nuestras estrellas tienen composición química inicial tipo solar ($X = 0.70$, $Y=0.28$ y $Z = 0.02$), incluyen pérdida de masa y sólo en uno de los casos (**29MoR**) incluimos rotación estelar. En cada estrella obtuvimos las abundancias químicas superficiales como función del tiempo t durante toda la vida estelar y la estructura química interna final, además de la pérdida de masa y velocidad del viento en cada etapa evolutiva. Para lograr mayor consistencia entre la evolución estelar y la del medio que rodea a la estrella conectamos ambos resultados al usar la pérdida de masa y velocidad del viento obtenidos con *STERN* como condiciones de contorno en el código magnetohidrodinámico *ZEUS-3D*, usado para el tratamiento y modelado dinámico de flujos astrofísicos (descrito en el **Capítulo 2**) con el

fin de simular numéricamente la interacción del viento estelar con el MCE, desde ZAMS hasta la muerte de la estrella (las primeras etapas en 1D y las post-SGR en 2D) incluyendo la eyección de masa e inyección de energía cinética por la SN, hasta $t_{SN} = 5000$ años.

En el **Capítulo 3** de ésta tesis presentamos detalladamente la evolución de cada una de nuestras estrellas y en el **Apéndice A** se hace un resumen de la evolución en el tiempo de los principales parámetros estelares en cada etapa así como la estructura de abundancias químicas de nuestras estrellas al final de cada ciclo de quemado nuclear.

En resumen, la trayectoria evolutiva de cada estrella en el diagrama HR fue:

23Mo :	SP → SGA → SGR → SNIIp
28Mo :	SP → SGA → SGR → SGA → SNIIb
29Mo:	SP → SGA → SGR → SGA → SGAm → SNIIb
29MoR:	SP → SGA → SGR → SGA → WNL → WNE → ?? → SN?
30Mo:	SP → SGA → SGR → WNL → WNE → WC → SNIb
33Mo:	SP → SGA → SGR → WNL → WNE → WC/WO → SNIc

El tipo de SN asignado a cada estrella depende principalmente de la masa y tamaño de su envoltante final y de la cantidad de H presente en ella, según el criterio definido en *Heger et. al.* (2003). La masa de la envoltante final de cada estrella se indica en la Tabla 3.4, donde se advierte que la única que termina con una envoltante muy masiva (6.7Mo) rica en H es la SGR de **23Mo**. El resto de las estrellas finaliza con envoltantes deficientes en H y menos masivas (~0.3Mo en **28** y **29Mo**) o bien, como núcleos desnudos de He ó C/O, sin presencia de H (**30** y **33Mo**). Para las abundancias superficiales al final de la vida de cada estrella puede consultarse la Tabla 3.2.

En el **Capítulo 4** de la tesis usamos la pérdida de masa y velocidad del viento estelar obtenida con STERN para simular numéricamente la interacción del viento con un MCE inicialmente uniforme y homogéneo ($n_0 = 13 \text{ cm}^{-3}$ *Willingale et.al.* 2002). La inyección de masa y energía por vientos modifica la distribución del MCE, formando burbujas de viento chocado y cascarones densos de gas barrido que rodean la estrella. De nuestras simulaciones se desprende que el tiempo que las estrellas pasan en cada etapa evolutiva y su tiempo de vida total tiene una amplia repercusión en el tamaño y dinámica de las burbujas y cascarones, y en todo el MCE de forma general. Todas nuestras estrellas producen un cascarón de SP con radios mayores a 33pc (Tabla 4.7) y un segundo cascarón SGR de mucho menor radio (Tabla 4.8) cuya posición depende de la masa inicial de la estrella. Estos cascarones de SP y SGR son hidrodinámicamente estables (*García-Segura et.al.* 1996) y entre ambos se desarrolla una burbuja cuasi-adiabática de viento chocado de SP, a alta presión y temperatura.

Por su trayectoria evolutiva, la estrella de **23Mo** sólo forma éstos dos cascarones y un viento lento y denso que la rodea al momento de su muerte. La composición química de este viento y la del cascarón SGR es la abundancia superficial típica de SGR (ver Figura 3.9) rica en H. Cuando la SN explota en éste medio durante la colisión entre el frente de choque directo recorre la región masiva de viento libre de SGR frenándose mientras barre masa, hasta que golpea el cascarón de SGR ($R_{SGR} = 3.5$ pc) donde el frente de choque directo se transmite en el interior del cascarón y un choque reflejado (reversa) se propaga hacia el centro de la explosión, chocando el material de la masa eyectada. A medida que el choque directo atraviesa el cascarón, lo comprime y calienta de forma que se presenta un gran aumento en la luminosidad de rayos X. Durante este tiempo el RSN tendrá una emisión de rayos X tipo “doble cascarón” con doble pico de emisión, donde un pico corresponde al frente de choque y el otro pico corresponde a la posición del choque en reversa reflejado por la colisión (*Dwarkadas* 2005). Mientras el frente de choque atraviesa el cascarón su velocidad cae dramáticamente y el material eyectado empuja el cascarón de SGR, que aumenta su radio. El frente de choque tarda en atravesar el cascarón aproximadamente el tiempo que éste duplica su tamaño. Cuando aparece del otro lado, el choque directo debilitado continúa frenándose al entrar en la burbuja de alta presión de viento chocado de SP, a medida que barre mas masa. Después de un tiempo el remanente “olvida” que interaccionó con un cascarón y prosigue con sus siguientes etapas evolutivas.

Las estrellas de **28** y **29Mo** además de producir cascarones SP y SGR, también construyen un tercer cascarón (*azul*) creado por la interacción del viento rápido post-SGR con el previo, más lento. Desde su formación el cascarón azul está sometido a inestabilidades de Vishniac y/o Rayleigh-Taylor, cuya longitud depende de parámetros del viento estelar. El cascarón azul es rápido (~ 40 km/s) y eventualmente colisiona con el cascarón SGR, barriéndolo para formar un cascarón más masivo y extendido donde la longitud de las inestabilidades crece. Este nuevo cascarón (*azul + SGR*) alcanza radios mayores a 5pc y, a pesar de estar perturbado por las inestabilidades de Rayleigh-Taylor, permanece contínuo hasta la explosión de la SN. El material del cascarón es abundante en H porque la mayor parte del material del que está compuesto fue eyectado en el viento de SGR, aunque también presenta (en menor proporción) abundancias típicas de las SGA. El viento libre de SGA está enriquecido por He & N (ver Figuras 3.9 y 3.10) y aunque es deficiente en H, éste todavía es un constituyente importante del viento. Al momento de la explosión la superficie estelar de ambas SGA es rica en He, H & N, en ése orden.

Cuando la estrella explota y el frente de choque de la SN alcanza el cascarón azul+SGR la colisión comprime el material del cascarón y produce un súbito aumento de la presión y temperatura, que ocasiona emisión de rayos X. El choque pierde una gran cantidad de energía al colisionar con un cascarón tan masivo, de forma que el choque transmitido en el cascarón se debilita grandemente. La

transferencia de momento del frente de choque al cascarón causa que el remanente entero se expanda hacia fuera, mientras el choque en reversa tiene altas velocidades.

En el caso de la estrella de **28Mo**, la transferencia de momento acelera el cascarón al principio de la colisión pero no lo fragmenta. Sin embargo, la aceleración aumenta la longitud de las inestabilidades del cascarón, que finalmente terminan por fragmentarlo. En cambio, la longitud de las inestabilidades en el cascarón azul+SGR de la estrella de **29Mo** son más grandes y se fragmenta poco tiempo después de que el frente de choque lo impacta. Se transfiere una gran cantidad de momento al cascarón que empieza a desplazarse hacia fuera mientras se rompe, formando nódulos fragmentarios con un complicado perfil de velocidades y densidades. El choque directo es debilitado por la colisión y fragmentación y su velocidad se ve grandemente disminuida. En éste caso, la fragmentación temprana del cascarón causa que la masa eyectada de la SN fluya más fácilmente por las regiones fracturadas, en donde tampoco el frente de choque disminuye tanto su velocidad. Esto modifica grandemente la forma y evolución del remanente de SN.

Las estrellas de **29MoR**, **30** y **33Mo** después de formar su cascarón SGR barren un tercer cascarón WR con el viento rápido post-SGR. Este cascarón es muy rápido ($V \sim 10^2$ km/s) y colisiona con el cascarón SGR poco después de haberse formado. Desde su formación el cascarón se ve afectado por inestabilidades acopladas de Vishniac y/o de Rayleigh-Taylor que pueden fragmentarlo aún antes de su colisión con el cascarón SGR (*García-Segura et.al.* 1995). En nuestro caso la fragmentación ocurre poco después de la colisión, provocando en los cascarones una apariencia nudosa, con flujos de masa caóticos que tienen perfiles de velocidad no uniforme y una complicada estructura de choques directos y en reversa. La composición química de este cascarón fragmentado es la abundancia de la estrella en SGR, enriquecido con elementos de la WR de material procesado durante CNO y posteriormente por 3α , a medida que el desnudamiento de la estrella por vientos llega a capas más profundas. Al momento de la fragmentación la energía mecánica inyectada por el viento de la WR todavía es grande, de forma que los cascarones fragmentados son empujados hacia fuera y llegan a alcanzar radios mayores a 15 -30 pc al momento de la SN.

Cuando la estrella explota como SN la interacción del frente de choque recorre la región poco masiva de viento de WR prácticamente en expansión libre, debido a la baja densidad del viento de WR hasta que finalmente alcanza los nódulos fragmentados del cascarón WR+SGR y se producen en cada nódulo choques transmitidos cuya velocidad depende de la densidad del material, con su respectivo choque en reversa de distintas velocidades. La anisotropía en densidad de la zona ocasiona una distribución de velocidades altamente inhomogénea. La velocidad del material chocado es muy variable, cayendo en el rango de ~ 700 km/s (nódulos densos) hasta 3000 -4500 km/s del material menos denso. Esta simulación sólo se hizo para la estrella de **29MoR**. Cuando la onda de choque colisiona con el cascarón fragmentado transmite una gran cantidad de momento y energía cinética a

los nódulos. Si su densidad es suficiente grande para que la onda de choque se vuelva radiativa la energía se disipa por éste mecanismo y la velocidad del choque transmitido decrece notablemente y la aceleración de los nódulos no es grande.

5.2. Comparación con Cas A.

En el **Capítulo 3** obtuvimos y comparamos las abundancias químicas de cada estrella con las observadas en Cas A, sobre todo con las características más prominentes en el óptico: los QSF y FMKs, cuyas abundancias están bien determinadas observacionalmente. A continuación se presentan los resultados obtenidos.

5.2.1. Los FMKs.

De la comparación entre los cocientes H/O, He/O, C/O, N/O, Ne/O y Mg/O observados en los FMKs de Cas A (*KCh77*) y los cocientes hidrostáticos finales en el interior de nuestras estrellas (ver Figura 3.22) observamos que los cocientes tipo FMKs sólo están presentes en las capas más profundas [en $M(r)$ interiores a $0.39M_{\odot}$] de la estrella de **23 M_{\odot}** , en $M(r) < 1M_{\odot}$ de las estrellas de **28** y **29 M_{\odot}** y en $M(r) < 1.3 - 1.5$ en las de **30 M_{\odot}** y **33 M_{\odot}** , respectivamente. Los cocientes que obtuvimos pueden variar por nucleosíntesis explosiva durante la SN, pero observamos que éste proceso sólo mueve ligeramente hacia afuera los límites de masa donde encontramos los cocientes tipo FMKs. Una masa de corte de $\sim 1.5M_{\odot}$ dejaría las abundancias tipo FMKs dentro del remanente estelar en las estrellas de **23**, **28** y **29 M_{\odot}** , y sólo los veríamos en la eyección de masa de las estrellas de **30** y **33 M_{\odot}** . Este simple argumento se modifica si consideramos la gran abundancia de Fe observada de la emisión de rayos X de Cas A (*Hughes et.al.* 2000; *Hwang & Laming* 2003) y la inversión espacial de Fe y Si (*Hughes et.al.* 2000) que parecen indicar que el material de la SN fue eyectado desde grandes profundidades después de ser sometido a un fuerte mezclado macroscópico no-homogéneo (por ejemplo, debido a inestabilidades de Rayleigh-Taylor durante la explosión). Simulaciones de este proceso muestran que una explosión asimétrica - como parece ser el caso de Cas A, - desarrolla “dedos torcidos” rápidos de material eyectado desde grandes profundidades que atraviesan la envoltura menos densa, lo que puede ser el origen de los FMKs cuya inhomogeneidad en abundancias (*Kirshner & Chevalier* 1979) podría indicar que fueron eyectados en forma de nódulos tipo “metralla” rápida característicos de distintas profundidades dentro de la estrella (*Johnston & Yahil*

1984) que no fueron mezclados. Los nódulos FMKs rompieron la envoltura estelar y el material menos denso que se encontraba “por encima” pudo haber caído para formar el remanente estelar (Chevalier 2005). Esto explicaría la eyección de material tipo FMKS en las estrellas de **28** y **29Mo** donde los cocientes se observan a profundidades que caen dentro de la masa de corte tomada en este trabajo. Por esto, las abundancias tipo FMKs no pueden ser usadas con nuestros modelos para determinar una masa en el precursor. Para hacerlo se requiere de modelos numéricos de la explosión que incluyan diferentes geometrías y energías durante la SN, y que tomen en cuenta nucleosíntesis explosiva y las inestabilidades dinámicas que tienen lugar durante la explosión, lo que va mucho más allá del tratamiento hidrostático que se le dio a las estrellas en ésta tesis. Trabajos en este sentido aplicados a Cas A (Johnston & Yahil 1984; Young et al. 2005) dan una masa de precursor de ~25 Mo.

Usando masas de corte en nuestras SN de acuerdo con Woosley et al. (2002) obtenemos la cantidad de masa eyectada por la estrella durante la explosión. La de **23Mo** explota como SGR, eyectando una gran cantidad de masa (11.6 Mo) principalmente de He (6.09 Mo), H (3.85 Mo) y O (0.93 Mo). Las de **28** y **29Mo** eyectan entre 7 – 8.5Mo, principalmente He, O, C e H (0.21 Mo), en ese orden. Las de **30Mo** y **33Mo** eyectan entre 3 -4.5Mo de material deficiente en H (1.33×10^{-9} Mo) y rico en O (> 1 Mo), He y C. Para ver la cantidad de masa eyectada de cada elemento durante la explosión, puede consultarse el **Apéndice A**.

La masa eyectada por nuestras estrellas es comparable a la eyectada en otros eventos de SN, como el caso de SN2005bf que posiblemente tuvo como precursora a una WR deficiente de H superficial y que eyectó ~ 7Mo durante la explosión (Tomimaga et al. 2005). En nuestro caso, comparamos la masa eyectada por nuestras estrellas con la determinada observacionalmente para Cas A que es de 2 -4Mo (Vink et al. 1996; Willingale et al. 2002), de las cuales 1 -3Mo serían de O. La baja cantidad de masa eyectada observada en Cas A sólo ajusta con la masa eyectada por nuestras estrellas de **30** y **33Mo**. Sin embargo, los métodos usados para determinar la masa eyectada en SNR CasA son altamente dependientes del modelo utilizado (Young et al. 2005), lo que podría mover el límite para incluir mayores masas eyectadas tipo las obtenidas con las estrellas de **28** y **29Mo**.

5.2.2. Los QSFs.

La intensa emisión de radio y rayos X en Cas A sugieren que la estrella precursora perdió una gran cantidad de masa, ya sea en forma de un viento suave o en forma de eyecciones episódicas, desde antes de explotar como SN. Los vientos estelares provocan que la estrella pierda una fracción de su masa inicial que depende de su metalicidad y masa iniciales (en ZAMS). Weaver et al. (1977), Chevalier & Liang (1989), etc... indican que la interacción de un viento estelar intenso con un MCE

inicial uniforme y homogéneo produce la creación de burbujas de viento chocado y de varios cascarones (SP, SGR y azul ó WR) en cada etapa evolutiva, alrededor de la estrella central. La abundancia química de las estructuras formadas por el viento estelar debe ser un reflejo de las abundancias superficiales de la estrella en cada etapa en la que el viento fue eyectado para producirlas.

Utilizamos las abundancias químicas superficiales de nuestras estrellas para compararlas con las de los QSF, que parecen estar formados por material perdido desde la superficie de la estrella aproximadamente 10^4 años antes de la explosión (*van den Bergh & Kamper* 1985). Varios autores han propuesto que el precursor del Cas A fue una estrella WR y que el material de los QSF fué perdido durante la etapa WN de la estrella (*Woosley et. al.* 1993; *Vink et. al.* 1996; *Willingale et. al.* 2003) posiblemente en forma de un cascarón denso eyectado pre-SN (*García-Segura et. al.* 1996) que emite en óptico después de ser chocado por la SN. Otros proponen que se trata de eyecciones episódicas de material superficial de una SGR con un contraste de densidad de 1000 con respecto al viento suave (*Chevalier & Oishi* 2003). Los QSF de Cas A presentan una sobreabundancia de He/H $\sim 3 - 5$ y N/H ~ 10 con respecto al valor solar (*Chevalier & Kirschner* 1978). Si están formados con material estelar es de suponer que dicho material fue eyectado por la envolvente de la estrella cuando presentaba éste cociente de abundancias.

Aproximadamente 10^4 años antes de la explosión cada una de nuestras estrellas se encontraba en una distinta etapa evolutiva: la de **23Mo** era una SGR cuyos cocientes superficiales eran N/H ~ 0.06 y He/H ~ 0.02 el valor solar. A pesar de que la superficie de una SGR se ve enriquecida con He & N de material procesado en CNO y llevado hasta la superficie por dragado, debido a la gran cantidad de H de la envolvente la abundancia superficial estelar de nuestra SGR nunca luce cocientes tipo QSF. Por otra parte, las estrellas de **28Mo** y **29Mo** eran SGA 10^4 años antes de la explosión (de distintas T_{eff}), ambas con cocientes similares (N/H ~ 0.13 ; He/H ~ 0.03). La cantidad de He y de N presente en la superficie de éstas estrellas sigue en aumento a medida que el H de su envolvente disminuye, pero las estrellas no pierden totalmente el H de su envolvente y los cocientes de N/H & He/H *nunca* son tan altos como los observados en los QSF.

De la comparación con las estrellas WR observamos que 10^4 años antes de la explosión la estrella de **30Mo** era una WR con cocientes N/H y He/H $> 10^6$, al igual que la estrella de **33Mo**. En esa época ambas son núcleos desnudos de He que han perdido prácticamente todo su H superficial y lucen cocientes N/H y He/H extremadamente altos. Sin embargo hay que señalar que las estrellas de **30** y **33Mo** sí presentan abundancias superficiales tipo QSF que ocurren al inicio de su fase WNE, aproximadamente 10^5 años antes de la explosión. Si la masa que forma los QSF fue eyectada durante ésta etapa el inicio de WNE ($\sim 10^5$ años previo a la SN) la gran velocidad del material en WR ($\sim 1000 - 2000$ km/s) la llevaría a una distancia aproximada de 2 -4 pc, pero el cascarón WR ya se encontraría

en $R > 10$ pc de la estrella central (ver Figura 4.23 – 4.24). Si la eyección de masa fue episódica y nudosa, como parecen indicar algunas observaciones de WR (*Smith et.al.* 1988) y exhibir un alto contraste de densidad con respecto al viento suave, éste material eyectado se encontraría a una distancia de ~ 2 pc y podría observarse como los QSF después de ser chocado por la SN. Si éste fuera el caso en SNR CasA entonces la onda de choque todavía no interacciona con el cascarón fragmentado de WR que rodea a la estrella y que se encuentra a una distancia mucho mayor ($R > 10$ pc).

Mencionaremos aparte a la estrella de **29MoR** que 10^4 años antes de nuestro *modelo final* es una WR (WNL) con cocientes superficiales de $N/H = 0.43$ y $He/H = 0.09$, que aumentan muy rápidamente a medida que la WR va perdiendo el H superficial. Posteriormente también la estrella de **29MoR** presenta abundancias superficiales tipo QSF al inicio de su fase WNE, lo que en ésta estrella ocurre en 5×10^3 años antes del modelo final, que obtuvimos cuando se ha agotado el C del núcleo y está a punto de encender Ne. Si consideramos que a la estrella le restan menos de 1000 años después de agotar C, observamos cocientes tipo QSF en la superficie de la estrella de **29MoR** aproximadamente 6×10^3 años antes de la explosión. Sin embargo, la etapa de viento rápido inicia inmediatamente después de que la estrella abandona la zona SGR del diagrama HR y el cascarón WR ya se encuentra a una distancia $R > 10$ pc cuando la estrella exhibe en su superficie cocientes tipo QSF.

5.2.3. Los NKs.

Hay alrededor de 4 docenas de nudos ricos en N en Cas A, llamados NKs (*Fesen*, 2001) que debido a la alta velocidad que presentan ($\sim 9\,000$ km/s) se presume que pertenecieron a la envolvente de la estrella expulsada durante la explosión. Debido a que el N es un enfriador muy eficiente, la eyección de material rico en N se enfría rápidamente y forma nudos. *Young et. al.* (2005) mencionan que debido a la alta abundancia de N de los NKs y su deficiencia de H ($N/H\alpha \sim 10 - 30$ veces el valor solar) la estrella precursora debió haber perdido $> 90\%$ de su envolvente de H y dejar expuesto su núcleo de He sin que haya sido totalmente procesado por el ciclo 3α , cuya temperatura destruye el N estelar.

Nuestra estrella de **23Mo** termina con una envolvente muy masiva de H & He donde el N es el cuarto elemento en abundancia. Debido a su gran cantidad de H es poco probable que ocurra eyección de características tipo NK como las observadas por *Fesen* (2001).

Las estrellas de **28** y **29Mo** terminan su vida como SGA / SGAm. Al momento de la explosión la superficie estelar de ambas estrellas es rica en He, H & N (en ese orden), con envolventes poco

masivas ($\sim 0.3M_{\odot}$). La eyección a altas velocidades de ésta envolvente durante la explosión podría dar lugar a características similares a los NKs (*Fesen 2001*) observados en Cas A, formados por la condensación del N cercano a la superficie de sus envolventes deficientes en H y poco masivas.

Las estrellas de **29R** y **30Mo** se deshacen totalmente de las envolventes de H, aunque conservan N en su superficie en abundancias menores al He, C y O. La masa final de la estrella de **33Mo** ha sido totalmente procesada por 3α y no contiene N en ella. Es decir, todos los modelos de precursores de WR de masa mayor a **33Mo** no contendrían N para formar características tipo NK.

5.2.4. La interacción de la onda de choque con el MCE.

Diferentes autores ha propuesto distintos escenarios para la explosión de la estrella que produjo a Cas A. Estos escenarios pasan por tener como estrella precursora a una SGR (*Chevalier & Oishi, 2003*), una SGA (*Borkowski et. al. 1996*) o una WR (*García-Segura et.al. 1996*). A continuación discutiremos éstos tres escenarios con los resultados obtenidos en el **Capítulo 4** de ésta tesis.

Chevalier & Oishi (2003) han propuesto que el precursor de Cas A es una SGR, como es el caso de nuestra estrella de **23Mo**. El MCE que la rodea está formado por el viento denso y el cascarón SGR. De los resultados de nuestras simulaciones observamos que en $t_{SN} = 334$ años el frente de choque directo está en $R_d = 2.2$ pc, tiene una velocidad de 4000 km/s y ha chocado $3.6M_{\odot}$ del viento de SGR. El choque en reversa está en 1.7 pc, dando un cociente de $R_r/R_d \sim 0.77$. El choque directo observado en Cas A está en una posición de $R_d = 2.5 \pm 0.2$ pc (*Gotthelf et.al. 2001*) con una velocidad de ~ 5000 km/s (*Vink et.al. 1998; DeLaney & Rudnick 2003*) y el choque en reversa esta en $R_r = 1.6$ pc. El cociente R_r/R_d de Cas A es de 0.68, el cual aproximamos con nuestra simulación. Dinámicamente, nuestros resultados de la evolución de la onda de choque de la estrella de **23Mo** concuerdan con las observaciones de Cas A y con los obtenidos por *Chevalier & Oishi (2003)*.

Otros autores (*Borkowski et. al. 1996*) proponen una SGA como precursor de Cas A, con un cascarón azul situado a 1.6pc de distancia de la SN. Éste cascarón será golpeado y barrido por la onda de choque de la SN, reproduciendo las características cinemáticas observadas en Cas A incluyendo la gran cantidad de masa chocada observada. En ésta tesis reproducimos los resultados de *Borkowski et. al. (1996)* usando sus mismas condiciones iniciales, donde observamos que la colisión de la onda de choque de una SN con un cascarón azul tan cercano a la explosión provoca su fragmentación y arrastre, lo que podría formar objetos tipo QSF. El frente de choque directo en Cas A

se encuentra a una distancia de 2.5 pc, mientras que los QSF se encuentran a 1.9 -2 pc (en promedio) del centro de la explosión, lo que indica que ya han sido golpeados por el frente de choque directo y éste le ha transferido parte de su energía y momento, para aparecer después del otro lado, lo que indica que la masa eyectada es menor a la masa del cascarón (*Dworkadas 2005*). Sin embargo, para que nuestros cascarones azules se encuentren a una distancia menor o igual a 1.9 pc en el momento de la explosión debe ocurrir que (a) la duración de la etapa SGA sea de 10^4 años; o bien que (b) la duración de SGA sea de 10^5 años, pero que la velocidad del cascarón sea mucho menor (~ 10 km/s). La duración de la etapa de SGA de estas dos estrellas (**28** y **29Mo**) es de 10^5 años. El tiempo podría acortarse si la estrella realizara varias incursiones al azul post-SGR, regresando a la parte roja después de cada una de ellas. Durante cada una de estas incursiones habría alternancia entre un el viento rápido y el viento lento, que producirían varios cascarones anidados. *N. Langer* ha obtenido un comportamiento de este tipo en una estrella de 20Mo, con metalicidad LMC que propone como precursor de 1987A (*Langer et. al. 1989*). Nosotros hemos obtenido un comportamiento similar para una estrella de **27Mo** con metalicidad solar en la que incluimos rotación, que no presentamos en ésta tesis y que se discutirá en un trabajo posterior.

La otra opción para lograr cascarones azules más pequeños es que éstos fueran mas lentos, lo que sucedería si la tasa de pérdida de masa en SGR fuera mayor a la considerada en nuestros cálculos (ver Ec. 4.12) o bien, que la tasa de pérdida de masa de SGA fuera menor. Un efecto combinado de ambas opciones nos daría cascarones azules más lentos, que se localizarían mas cerca de la estrella en el momento de la SN, como el anillo observado alrededor de 1987A (*McCray 1993*). En un trabajo futuro se explorará ésta posibilidad.

Otros autores han propuesto una WR como precursor de Cas A. El cascarón WR se ve afectado por inestabilidades acopladas de Vishniac y/o de Rayleigh-Taylor que fragmentan el cascarón poco después de su colisión con el SGR, produciendo en los cascarones una apariencia nudosa con flujos de masa caóticos que tienen perfiles de velocidad no uniforme y una complicada estructura de choques directos y en reversa. Al final de la vida de la estrella el cascarón fragmentado (WR + SGR) se encuentra distribuido en una distancia de 15 -30 pc para la estrella de **29MoR**, y más allá para las estrellas mas masivas. La composición química de éstos nódulos es la abundancia de la estrella en SGR, enriquecido además con elementos de la WR de material procesado por CNO y posteriormente por 3α .

La interacción del frente de choque de la SN con los nódulos fragmentarios del cascarón WR+SGR producen en cada nódulo choques transmitidos de menor velocidad (dependiendo de la densidad del material), y también un respectivo choque en reversa de distintas velocidades ocasionando una distribución de velocidades altamente complicada en la zona. La velocidad del material chocado es muy variable, cayendo en el rango de ~ 700 km/s (nódulos densos) hasta 3000 -

4500 km/s del material menos denso. Esta simulación sólo se hizo para la estrella de **29MoR**. Cuando la onda de choque colisiona con el cascarón fragmentado transmite una gran cantidad de momento y energía cinética a los nódulos de forma que si su densidad es suficiente para que la onda de choque se vuelva radiativa la energía se disipa, la velocidad del choque transmitido decrece notablemente y la aceleración de los nódulos no es grande. Observaciones en rayos X de Cas A muestran que existen nódulos exteriores con una tasa de expansión media de $0.2 \pm 0.01 \text{ \% año}^{-1}$ que están relacionadas con la expansión del choque directo. Interior a ellos se observan otros nódulos con emisión débil de rayos X (asociados a los QSF) que tienen un comportamiento mas caótico, con grandes variaciones en las tasas de expansión y algunos movimientos aparentemente hacia adentro, los cuales son consistentes con una onda de choque en reversa e interactuando con un medio nudoso no-uniforme (*DeLaney et.al.* 2004). Estas observaciones concuerdan con la apariencia caótica de nuestro cascarón fragmentado WR+SGR después de que el frente de choque interacciona con él, donde los nódulos chocados mas densos y lentos recuerdan a los QSF, sólo que en nuestra simulación de la estrella de **29MoR** están situados en $R \sim 15 \text{ pc}$, mientras que en Cas A se localizan a 1.9 pc . En el caso de las estrellas de **30** y **33Mo** los nódulos estarían a distancias mucho mayores.

En este caso, al igual que en con las SGA, también puede conseguirse que la velocidad del cascarón WR sea menor si aumentamos la tasa de pérdida de masa en SGR (Ec. 4.12), o bien, disminuimos la tasa de pérdida de masa en WR. Esto último parece estar de acuerdo con las observaciones (*Hamann & Koesterke* 1998) que reducen la tasa de pérdida de masa de WR en un factor 2 -3 respecto a la utilizada en éste trabajo, lo que disminuiría la velocidad inicial del cascarón WR a un 70% de la que obtuvimos. Un efecto combinado entre el aumento de \dot{M}_R y disminución de \dot{M}_{WR} produciría cascarones WR mas lentos y, por lo mismo, menos extendidos. Actualmente estamos explorando ésta posibilidad y los resultados se darán a conocer en un trabajo futuro.

5.3. Conclusiones.

1. El modelo SGR pre-SN (**23Mo**) reproduce relativamente bien la posición del frente de choque directo y en reversa provocado por la explosión de la SN y ajusta en la gran cantidad de masa chocada, pero no puede explicar los altos cocientes N/H y He/H de los QSF. Si el progenitor del Cas A fué una SGR debería detectarse la presencia de H en gran parte del remanente, incluyendo en la masa eyectada chocada por el choque en reversa de la SN. Las abundancias superficiales de la pre-SN de **23Mo** tampoco puede explicar el origen de los NKs, debido a la gran cantidad de H de su envolvente.

En ésta estrella las abundancias tipo FMKs se encuentran a muy grandes profundidades ($M(r) < 0.4M_{\odot}$) y no podrían observarse en la masa eyectada, aunque como ya mencionamos éste argumento no tiene suficiente peso por el tratamiento de quemado puramente hidrostático dado a las estrellas en ésta tesis. Otro problema de un precursor tipo SGR es la gran cantidad de masa eyectada durante la explosión, que excede en más de 50% a la mas alta estimación observacional.

2. Los modelos azules pre-SN (**28** y **29Mo**) son los mejores candidatos a producir características tipo NKs como resultado de la condensación del N cercano a la superficie de sus envoltentes deficientes en H y poco masivas. Estos modelos también presentan cocientes tipo FMKs muy cerca del límite de su masa de corte que podrían verse en la masa eyectada de alta velocidad durante la explosión. Sin embargo, los precursores azules nunca presentan cocientes tipo QSF en su superficie. La cantidad de masa eyectada por éstas estrellas es ligeramente alta comparada con las restricciones observacionales, pero podría quedar dentro de las incertidumbres de los modelos usados para determinarla.

El problema de los precursores azules para ajustar a Cas A es que su viento es menos denso y mucho menos masivo que el de SGR, por lo que el frente de choque directo de la SN a una distancia de 2.5 pc – como en Cas A - habría chocado muy poca masa como para explicar las observaciones. La cantidad de masa chocada podría aumentar si el cascarón azul estuviera mas cerca de la estrella central, lo que se lograría si fuera mas lento que el calculado con nuestros modelos (como el observado en 1987A) o la tasa de perdida de masa en SGR fuera mayor a la usada en éste trabajo, que puede ser posible debido a las grandes incertidumbres observacionales de la determinación en la tasa de pérdida de masa de las SGR.

Tsunemi et. al. (1996) con observaciones de rayos-X de *TENMA* y sin suponer equilibrio de ionización (caso mas probable para SNR jóvenes), encuentran que la masa chocada que radía en rayos-X de Cas A es tan baja como $2.4M_{\odot}$, lo que favorece los modelos de estrellas en el rango de **28-29Mo** como probables precursoras. Sin embargo, la baja cantidad de masa chocada medida con *TENMA* no ha sido confirmada en estudios posteriores de rayos-X en Cas A y la mayoría de los trabajos concuerdan con que la masa radiando en rayos-X es tan grande como 10-15 M_{\odot} (*Fabian et.al.* 1980; *Jansen et.al.* 1988; *Willingale et. al.* 2003).

3. Los modelos WR pre-SN de **29R** y **30Mo** pierden totalmente su envoltente de H pero permanecen con N y podrían producir características tipo NKs. También presentan abundancias tipo FMKs por encima de la masa de corte que serían fácilmente detectadas en la masa eyectada. Ambas estrellas terminan con baja masa pre-SN, por lo que la cantidad de masa eyectada ajustaría bastante bien a la determinación observacional de Cas A. Adicionalmente, las tres estrellas exhiben cocientes

tipo QSF al inicio de WNE cuya eyección episódica en forma de nudos podría dar lugar a objetos tipo QSF. Los nódulos pudieron haber sido eyectados a baja velocidad al inicio de WNE ($\sim 10^5$ años antes de la explosión) de forma que avanzaron cierta distancia antes de la explosión y luego fueron acelerados por su interacción con la onda de choque de la explosión para alcanzar sus velocidades actuales. Esta interacción pudo haber frenado el frente de choque para situarlo en su posición actual. El problema de éstas estrellas es explicar la gran cantidad de masa chocada observada en el SNR, porque el viento de WR es todavía mas rápido que el de SGR y/o SGA, y el viento es menos denso y poco masivo.

4. La masa final de la estrella de **33Mo** ha sido casi totalmente procesada vía reacción 3α cuyas temperaturas rápidamente destruyen el N, por lo que no hay N presente en la estrella pre-SN para formar características tipo NK, y el mismo problema ocurrirá con estrellas de masa mayor. Por otra parte ésta estrella tiene abundancias tipo FMK por encima de la masa de corte que podrían ser eyectadas durante la explosión, además de cocientes tipo QSF al inicio de WNE. Sin embargo, al igual que en el punto anterior, el principal problema radica en la gran cantidad de masa chocada observada en Cas A que no puede reproducirse con un viento tan rápido y poco denso de WR.

5. En todas nuestras simulaciones, el último cascarón producido por la estrella (SGR, azul ó WR) está a una distancia mayor que la posición del frente de choque directo observado en Cas A lo que indica que todavía no han sido chocados por ésta. De existir estos cascarones, su interacción con el frente de choque de la SN se observará hasta dentro de algunos cientos o miles de años. Como los tres cascarones se encuentran a distintas distancias del centro de la explosión ($R_{SGR} < R_{azul} < R_{WR}$) el tiempo al que ocurre la interacción puede ser un indicador de la masa inicial. Éstos resultados pueden aplicarse a otros SNR más evolucionados.

6. Para incrementar la cantidad de masa chocada es necesario que los cascarones formados por la estrella sean de menor radio. El tamaño de nuestros cascarones azules se puede reducir si la duración de la última etapa de evolución estelar (la de viento rápido) es más corta en un factor 10 respecto a las escalas de tiempo obtenidas en nuestras simulaciones. El anillo lento alrededor de 1987A parece haber sido eyectado 10^4 años antes de la explosión, y lo mismo ocurre para los QSF de Cas A si siempre han tenido las velocidades que les observamos hoy en día. La otra opción para lograr cascarones azules más pequeños es que fueran más lentos, lo que sucedería si la tasa de pérdida de masa en SGR fuera mayor y/o que la tasa de pérdida de masa de SGA fuera menor. Un efecto combinado de ambas opciones nos daría cascarones azules mas lentos que se localizarían mas cerca de la estrella en el momento de la SN.

7. Para incrementar la masa chocada en el caso de los cascarones de WR, su tamaño podría reducirse si la etapa WR fuera mas corta del orden de 10^4 años. Algunos GRB parecen ser resultado de etapas WR de corta duración (*van Marle et. al.* 2005). El radio también puede reducirse si la tasa de pérdida de masa en SGR es mayor a la considerada en ésta tesis, y la tasa de pérdida de WR es menor, como parecen indicarlo las observaciones (*Hamann & Koesterke* 1998; *Schroder & Cuntz* 2005). Esto ocasionaría que la velocidad del cascarón WR sea menor y esté mas cerca de la estrella al momento de la explosión.

8. En nuestros modelos, obtuvimos una etapa corta de WR en la estrella de **29MoR** que inicia al final del quemado de He en el núcleo (Figura 3.7) a $\sim 10^4$ años antes de la explosión de la SN. En este punto la dirección de la trayectoria en el diagrama HR de la estrella cambia, lo que se ve reflejado en un cambio en la velocidad del viento y la formación de una estructura densa que se encuentra a 3.8 pc de la estrella en el momento de la explosión (ver Figura 4.24). Aunque la densidad de éste anillo es baja y su posición es mayor a la de los QSF de Cas A, sus abundancias son tipo QSF y se encuentran menor distancia de la estrella central que los primeros cascarones formados, lo que es un indicativo del tipo de subestructuras que pueden formarse en el MCE poco antes de la explosión en respuesta a los cambios evolutivos de la estrella central. En este caso, es claro que la rotación cambia de forma importante no sólo las abundancias superficiales de la estrella, sino también las escalas de tiempo evolutivas de la estrella y generalmente también toda su evolución (hay que recordar que la estrella de **29Mo** no forma WR, mientras que la de **29MoR** sí lo hace). Es necesario explorar diversos escenarios de estrellas en rotación con distintas velocidades V_{rot} para reducir la duración de las últimas etapas como WR y ver el tipo de subestructuras anidadas tipo cascarón que pueden llegar a producir.

En resumen, hemos obtenido una muestra de precursoras de SN (SGR, SGA, WR) que dan lugar a una amplia gama de explosiones (*SNIIp*, *SNIIb*, *SNIb/c*) con distintos rendimientos químicos y masas eyectadas. Nuestra secuencia de SN (*IIP – IIb – Ib – Ic*) está de acuerdo al esquema sugerido por *Nomoto et.al.* (1995) que asocia el tipo de SN con el incremento de la cantidad de masa perdida por el progenitor. Hemos observado también que cada una de las estrellas modifica su MCE de forma distinta, igualmente dando lugar a una amplia gama de configuraciones de cascarones con distinta composición química y velocidad alrededor de las estrellas precursoras. Hemos explorado como cambia el MCE alrededor de tres clases distintas de estrellas pre-SN (SGR, SGA y WR) obteniendo la configuración de cascarones construida, sus velocidades y una cota en sus abundancias químicas. Además de a las supernovas, estos resultados también pueden aplicarse a progenitores masivos de

GRB que modificaron su MCE inmediato antes del evento y al estudio de la forma en que este entorno modificado afecta las características observables del GRB (*Ramírez-Ruiz et.al. 2005*), así como también al problema de las líneas en absorción de distintas velocidades observadas en algunos GRB (*Schaeffer et.al. 2003*) que indican la presencia de varios cascarones de distinta velocidad alrededor de la precursora (*van Marle et.al. 2005*).

De la aplicación de nuestros resultados a Cas A obtenemos que el rango de masas que mejor ajusta a las abundancias observadas serían estrellas tipo WR de **29-30Mo**, mientras que la dinámica del SNR se explica mejor con estrellas menos masivas con vientos finales densos (**23Mo**).

Bibliografía.

- Abbott, D.C.; Lucy, L.B. 1985, *ApJ*, **288**, 679.
- Aharonian, F. A.; Akhperjanian, A. G.; Barrio, J. A.; Bernlöhr et. al. 2001, *A&A*, **370**, 112.
- Anderson, M.C. & Rudnick, L. 1995, *ApJ*, **441**, 307.
- Appenzeller, I. 1970, *A&A*, **5**, 355.
- Arendt, R.G.; Dwek, E.; Moseley, S.H. 1999, *ApJ*, **521**, 234.
- Arnett, W.D. 1975, *ApJ*, **195**, 727.
- Arnett, W.D.; Bahcall, J.N.; Kirshner, R.P.; Woosley, S. 1989, *Ann Rev Astron. Astrophys.* **27**: 629-700.
- Arnett, D. 1996, *Supernovae and Nucleosynthesis*, Princeton University Press.
- Ashworth, W.B. 1980, *J. Hist. Astr.* **11**, 1.
- Baade, W., Minkoswki, R. 1954, *ApJ*, **119**, 206.
- Baade, W.; Zwicky, F. 1938, *ApJ*, **88**, 411.
- Barkat, Z.; Reiss, Y.; Rakavy, G. 1974, *ApJL*, **193**, L21.
- Baron, E. 1992, *MNRAS*, **255**, 267.
- Bell, A.R. 1977, *MNRAS*, **179**, 573.
- Benz, W. 1989, *Late Stages of Stellar Evolution Computational Methods in Astrophysical Hydrodynamics*. Springer-Verlag, Ed. C.B. de Loore, p 259.
- Blackman, E.G. & Yi, I. 1998, *ApJ*, **498**, L31.
- Blair, W.P.; Morse, J. A.; Raymond, J. C.; Kirshner, R. P.; Hughes, J. P.; Dopita, M. A.; Sutherland, R. S.; Long, K. S.; Winkler, P. F. 2000, *ApJ*, **537**, 667,
- Bohm-Vitense, E. 1992, *Introduction to Stellar Astrophysics 3: Stellar Structure and Evolution*, Cambridge University Press.
- Borkowski, K.; Szymkowiak, A. E.; Blondin, J.; Sarazin, C. L. 1996, *ApJ*, **466**, 866.
- Branch, D.; Falk, S.W.; Uomoto, A.K.; Willis, B.J.; McCall, M.L.; Rybski, P. 1981, *ApJ*, **244**, 780.
- Branch, D.; Nomoto, K. 1986, *A&A*, **164**, L13.
- Braun, R. 1987, *A&A*, **171**, 233.
- Brighenti, F.; D'Ercole, A. 1995, *MNRAS*, **277**, 53.

- Burrows, A.; Walder, R.; Ott, C.D.; Livne, E. 2005. *The Fate of the Most Massive Stars*, ASP Conference Series, Vol. 332, p.358. Proceedings Edited by R. Humphreys and K. Stanek. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific.
- Cadonau, R.; Leibundgut, B. 1990, *A&A SS* **82**, 145.
- Castor, J.; Abbott, D.C.; Klein, R. 1975, *ApJ*, **195**, 157.
- Castor, J.; McCray, R.; Weaver, R. 1975, *ApJ*, **200**, L107.
- Caughlan, G.R.; Fowler, W.A.; Harris, B.; Zimmermann, B.A. 1985, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **32**, 197.
- Caughlan, G.R.; Fowler, W.A. 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **40**, 283.
- Chevalier, R.A. 1974, *ApJ*, **188**, 501.
- 1976, *ApJ*, **208**, 826.
- 1977, in *Supernovae*, ed. D.N.Schramm, Reidel, Dordrecht, p. 53.
- 1981, *Advances in Space Research*, **13**, 71.
- 1982, *ApJ*, 1982, **259**, L85.
- 1988, *Nature* **332**, 514.
- 2005, *ApJ*, **619**, 839.
- Chevalier, R.A.; Fransson, C. 1987, *Nature*, **328**, 44.
- Chevalier, R.A.; Imamura, J.N. 1983, *ApJ*, **270**, 554.
- Chevalier, R.A.; Liang, E.P. 1989, *ApJ*, **344**, 332.
- Chevalier, R. A; Kirshner, R. P. 1978, *ApJ* , **219**, 931
- 1979, *ApJ* **233**, 154.
- 1982a, *ApJ*, **258**, 790.
- 1982b, *ApJ* **259**, L85.
- Chevalier, R.; Oishi, J. 2003, *ApJL*, **593**, L23.
- Chevalier, R.; Soker, N. 1989, *ApJ*, **341**, 867.
- Chieffi, A.; Limongi, M.; Straniero, O. 1998, *ApJ*, **502**, 737.
- Chiosi, C.; Maeder, A. 1986, *Ann Rev Astron. Astrophys.*, **24**, 329.
- Chu, Y.H. 1981, *ApJ*, **249**, 195.
- Chu, Y.H.; Treffers, R.R.; Kwitter, K.B. 1983, *ApJSS*, **53**, 937.
- Cioffi, D. F.; McKee, C. F.; Bertschinger, E. 1988, *ApJ*, **334**, 252.
- Clarke, D.A. 1996, *ApJ*, **457**, 291.
- Clarke, D.A.; Norman, M.L.; Fiedler, R.A. 1994, *ZEUS-3D USER MANUAL*. The Board of Trustees of the University of Illinois. Disponible en: http://cosmos.ucsd.edu/lca-ww/software/lca_intro_zeus3d.html.
- Contini, M. 1987, *A&A*, **174**, 5.
- Cox, D.P. 1972, *ApJ*, **178**, 159.
- Crowther, P.A. 2001, "The influence of binaries on stellar population studies" proceedings, Dordrecht:

Kluwer Academic Publishers, XIX, 582 p.

D'Ercole, A. 1992, *M.N.R.A.S.* **255**, 572.

De Jager, C.; Nieuwenhuijzen, H.; van der Hucht, K. A. 1988, *A&AS*, **72**, 259.

DeLaney, T.; Rudnick, L. 2003, *ApJ*, **589**, 818.

DeLaney, T.; Rudnick, L.; Jones, T.W.; Fesen, R.; Hwang, U.; Petre, R.; Morse, J. 2004, *X-Ray and Radio Connections* (eds. L.O. Sjouwerman and K.K Dyer) Published electronically by NRAO, <http://www.aoc.nrao.edu/events/xraydio>.

Douvion, T.; Lagage, P.O.; Cesarsky, C.J. 1999, *A&A*, **352**, L111.

Dupree, A.K. 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 377.

Dwarkadas, V. 2005, *ApJ*, **630**, 892.

Eastman, R.G.; Woosley, S.E. 1991, *Bulletin of the Astronomical Society*, **23**, 882.

Eldridge, J. J.; Genet, F.; Daigne, F.; Mochkovitch, R. 2005, enviado a MNRAS. (arXiv:astro-ph/0509749)

El Eid, M.; Langer, N. 1986, *A&A*, **167**, 274.

El Eid, M. 1995, *MNRAS*, **275**, 983.

El Eid, M.F.; Meyer, B.S.; The, L.S. 2004, *ApJ*, **611**, 452.

Ensmann, L.M.; Woosley, S.E. 1988, *ApJ*, **333**, 754.

Ensmann, L.; Burrows, A. 1992, *ApJ*, **393**, 742.

Esteban, C.; Vilchez, J.M. 1992, *ApJ*, **390**, 536.

Esteban, C.; Smith, L.J.; Vilchez, J.M.; Clegg, R.E.S. 1993, *A&A*, **272**, 299.

Fabian, A.C.; Willingale, R.; Pye, J.P.; Murray, S.S.; Fabbiano, G. 1980, *MNRAS*, **193**, 175.

Feast, M.W. 1991, *Instabilities in evolved in super and hyper-giants*. Eds. De Jager C.; Nieuwenhuijzen, H.

Fesen, R.A. 2001, *ApJSS* **133**, 161.

Fesen, R.A.; Becker, R.H. 1991, *ApJ*, **371**, 621

Fesen, R.A.; Becker, R.H.; Blair, W.P. 1987, *ApJ*, **313**, 378.

Fesen, R.A.; Morse, J.A.; Chevalier, R.A.; Borkowski K.J.; Gerardy, C.L.; Lawrence, S.S.; van den Bergh, S. 2001, *AJ*, **122**, 2644.

Fliegner, J.; Langer, N.; Venn, K.A. 1996, *A&A*, **308**, L13.

Fowler, W.A.; Hoyle, F. 1964, *ApJS*, **139**, 909.

Friend, D.B.; Abbott, D.C. 1980, *ApJ*, **311**, 701.

Fransson, C.; Cassatella, A.; Gilmozzi, R.; Kirshner, R.P.; Panagia, N.; Sonneborn, G. & Wamsteker, W. 1989, *ApJ*, **336**, 429.

Fukuda, I. 1982, *PASP*, **94**, 271.

García-Segura, G.; Langer, N.; Mac Low, M.M. 1996, *A&A* **316**, 133.

García-Segura, G.; Mac Low, M.M. 1995, *ApJ*, **455**, 145.

Gerardy, C.L.; Fesen, R. 2001, *AJ*, **121**, 2781.

Gotthelf, E.V.; Koralesky, B.; Rudnick, L.; Jones, T.W.; Hwang, U.; Petre, R. 2001, *ApJ*, **552**, L39.

Green, D.A. 1988, *Ap&SS*, **148**, 3.

Grevesse, N.; Noels, A. 1993, in *Origin and Evolution of the Elements*, ed. N. Prantzo, E. Vangioni-Flam, M. Casse, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 13.

Hachisu, I.; Matsuda, T.; Nomoto, K.; Shigeyama, T. 1991, *ApJ*, **368**, L27.

Hamann, W.R.; Koesterke, L. 1998, *A&A*, **335**, 1003.

Heger, A. 1998, Tesis de Doctorado (Ph. D.), Technische Universität München.

Heger, A.; Fryer, C. L.; Woosley, S. E.; Langer, N.; Hartmann, D. H. 2003, *ApJ*, **591**, 288.

Heger, A.; Langer, N. 1996, *A&A*, **315**, 421.

----- 2000, *ApJ*, **544**, 1016.

Heger, A.; Langer, N.; Woosley, S.E. 2000, *ApJ*, **528**, 368.

Heger, A.; Woosley, S.E. 2002, *ApJ*, **567**, 532.

Hillier, D.J. 1996, *PASP*, **96**, 111.

Hirschi, R.; Meynet, G.; Maeder, A. 2004, *A&A* **425**, 649.

Hoyle, F.; Fowler, W.A. 1960, *ApJ* **132**, 565

Hughes, J.P.; Rakowski, C.E.; Burrows, D.N.; Slane, P.O. 2000, *ApJ*, **528**, L109

Humphreys, R. M.; Nichols, M. 1985, *Astron. J.*, **90**(1), 101.

Humphreys, R.M.; Davidson, K. 1994, *PASP*, **106**, 1025.

Hwang, U.; Laming, J.M. 2003, *ApJ*, **597**, 362.

Iben, I. Jr.; Renzini, A. 1983, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **21**, 271.

Iben, I. Jr.; Tutukov, A.V. 1987, *ApJ*, **313**, 727.

Iglesias, C.A.; Rogers, F.J. 1996, *ApJ*, **464**, 943.

Janka, H.T.; Buras, R.; Kifondis, K.; Plewa, T.; Rampp, M. 2003, en *From Twilight to Highlight: The Physics of Supernovae*, 39.

Jansen, F.A., Smith, A., Bleeker, J.A.M. et. al. 1988, *ApJ*, **331**, 949.

Johnston M.D.; Yahil, A. 1984, *ApJ*, **285**, 587.

Jones, D.; Smith, F.G.; Shemansky, D.E. 1981, *ApJ*, **249**, 185.

Jones, T. J.; Rudnick, L.; DeLaney, T.; Bowden, J. 2003, *ApJ*, **587**, 227.

Kamper, K., van den Bergh, S. 1976, *ApJSS*, **32**, 351.

Kennicutt, R.C. 1984, *ApJ* **277**, 361.

Kippenhahn, R.; Weigert, A.; Hofmeister, E. 1967, *Meth. Comp. Phys.* **7**, 129.

Kippenhahn, R.; Weigert, A. 1990, *Stellar Structure and Evolution* (Berlin: Springer).

Klein, R.I.; McKee, Ch.F.; Colella, P. 1994, *ApJ*, **420**, 213.

Kudritzki, R.P.; Puls, J. 2000, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **38**, 613.

Kwitter, K.B. 1984, *ApJ*, **287**, 840.

Lawrence, S.S.; MacAlpine, G.M.; Uomoto, A.; Woodgate, B.E.; Brown, L.W.; Oliverson, R.J., Lowenthal, J.D.; Liu, C. 1995, *Astron. J.* **109**, 2635.

Langer, N. 1987, *A&A*, **171**, L1.
 ----- 1989, *A&A*, **220**, 135.
 ----- 1991, *A&A*, **252**, L669.

Langer, N.; Fricke, K. J.; Sugimoto, D. 1983, *A&A*, **126**, L207.

Langer, N.; El Eid, M.F.; Fricke, K.J. 1985, *A&A*, **145**, 179.

Langer, N.; El Eid, M.F. 1986, *A&A*, **167**, 265.

Langer, N.; Kirkiadis, M.; El Eid, M.F.; Fricke, K.J.; Weiss. A. 1988, *A&A*, **192**, 177.

Langer, N.; El Eid, M.F.; Baraffe, I. 1989, *A&A*, **224**, L17.

Loore, C. de; De Gréve, J.P.; Lamers, H.J.G.L.M. 1977, *A&A*, **61**, 251.

Lucy, L.B; Solomon, P. 1970, *ApJ* **159**, 879.

Luo, D.; McCray, R. 1991, *ApJ*, **379**, L659.

MacDonald, J.; Bailey, M.E. 1981, *MNRAS*, **197**, 995.

MacFadyen, A.; Woosley, S.E. 1999, *ApJ*, **524**, 262.

MacFadyen, A., Woosley, S.E.; Heger, A. 2001, *ApJ*, **550**, 410.

Mac Low, M.M.; McKee, Ch. F.; Klein, R.; Stone, J.M.; Norman, M.L. 1994, *ApJ*, **433**, 757.

Maeder, A. 1992, *A&A*, **264**, 105.

Maeder, A.; Meynet, G. 2000, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **38**, 143.

Mathewson, D.; Ford, V. L.; Dopita, M. A.; Tuohy, I. R.; Long, K. S.; Helfand, D. J. 1983, *ApJ*, **334**, 252.

Matzner, C.D.; McKee, C.F. 1999, *ApJ*, **510**, 379.

Maza, J.; van den Bergh, S. 1976, *ApJ*, **204**, 519.

McCray, R. 1993, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **31**, 175.

McKee, C. F. 1974, *ApJ*, **188**, 335.

McKee, C. F.; Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, **218**, 148.

Mereghetti, S.; Tiengo, A.; Israel, G.L. 2002 *ApJ*, **569**, 275.

Meynet, G.; Maeder, A. 2000, *A&A*, **361**, 101.

Minkowski, R.; Aller, L.H. 1954, *ApJ*, **119**, 232.

Minkowski, R. 1964, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **2**, 247.

Munakata, H.; Kohyama, Y.; Itoh, N. 1985, *ApJ*, **296**, 197.

Mustel', E.R. 1959, *Proceedings of the 10th IAU Symposium*. P. 125 Ed. J.L. Greenstein.

Nieuwenhuijzen, H; de Jager, C. 1990, *A&A*, **231**, 134.

Nomoto. K.; Iwamoto. K.; Suszuki, T. 1995, *Physics Reports* **256**, 173.

- Nomoto, K.; Iwamoto, K.; Suzuki, T.; Pols, O.R.; Yamaoka, H.; Hashimoto, M.; Höflich, P.; van den Heuvel, E.P.J. 1996, *Compact stars in binaries*, proceedings from IAU Symp.165. Ed. J. van Paradijs, E. P. J. van den Heuvel & E. Kuulkers. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, p.119
- Nomoto, K.; Filippenko, A. V.; Shigeyama, T.: 1990, *A&A*, **240**, L1.
- Nomoto, K.; Filippenko, A. V.; Shigeyama, T.: 1990, *A&A*, **240**, L1.
- Pagel, E.J.B; *Nucleosynthesis and chemical evolution of galaxies*. Cambridge University Press (1997).
- Panagia, N.; Felli, M. 1975, *A&A*, **39**, 1.
- Peimbert, M. 1971, *ApJ*, **170**, 261.
- Peimbert, M.; van den Bergh, S. 1971, *ApJ*, **157**, 223.
- Pikel'ner, S.B. 1968, *ApJL*, **2**, 97.
- Popov, D.V. 1993, *ApJ*, **414**, 712.
- Prinja, R.K.; Crowther, P.A. 1998, *MNRAS*, **300**, 828.
- Ramírez-Ruiz, E.; García-Segura, G.; Salmonson, J.D.; Pérez-Rendón, B. 2005, *ApJ*, **631**, 435.
- Rauscher, T. 2003, arXiv:astro-ph/0305450
- Reed, J.E; Hester, J.J; Fabian, A.C; Winkler, P.F. 1995, *ApJ*, **440**, 706.
- Reimers, D. 1975, *Societe Royale des Sciences de Liege, Memoires*, **8**, 369.
- Renzini, A.; Greggio, L.; Ritossa, C.; Ferrario, L. 1992, *ApJ*, **204**, 461.
- Rolfs, C.E.; Rodney, W.S.; Mathews, G.J. 1988, *Science*, **241**, 1238.
- Rosa, M.R. 1987, en *Circumstellar Matter*, eds. I. Appenzeller, C., Jordan, Reidel, Dordrecht, p. 457.
- Rozyczka, M.; Tenorio-Tagle, G. 1985, *A&A*, **147**, 202.
- Ryle, M.; Smith, F.G. 1948, *Nature*, **162**, 462
- Ryu, D.; Vishniac, E.T. 1988, *ApJ*, **331**, 350.
- Salasnich, B.; Bressan, A.; Chiosi, C. 1999, *A&A*, **342**, 131.
- Schaeffer, B.E. et. al. 2003, *ApJ*, **588**, 387.
- Schlattl, H.; Heger, A.; Oberhammer, H.; Rauscher, T.; Csótó, A. 2004, *Ap&SS*, **291**, 27.
- Schroder, K.P.; Cuntz. M. 2005, *ApJL*, **630**, 73.
- Shajn, G.; Struve, O. 1929, *MNRAS*, **89**, 222.
- Shigeyama, T.; Nomoto, K.; Tsujimoto, T.; Hashimoto, M. 1990, *ApJL*, **361**, 23.
- Shull, P., Jr.; Dyson, J. E.; Kahn, F. D.; West, K. A. 1985, *MNRAS*, **212**, 799.
- Smith, L.J.; Pettini, M.; Dyson, J.E.; Hartquist, T.W. 1988, *MNRAS*, **234**, 625.
- Sofia, S.; Howard, J.M.; Demarque, P. 1994, *Pulsation, rotation and mass loss in early-type stars*, IAU Symp. 162, Eds. L.A. Balona et. al.; Kluwer, pp. 131
- Stone, J.M.; Norman, M.L. 1992a, *ApJS*, **80**, 753.
----- 1992b, *ApJS*, **80**, 791.
- Stone, J.M.; Mihalas, D.; Norman, M.L. 1992, *ApJS*, **80**, 819.
- Tananbaum, H. 1999, IAU Circ. 7246.

Tuchman, Y.; Sack, N.; Barkat, Z. 1979, *ApJ* **234**, 217

Thielemann, F.K.; Hashimoto, M.; Nomoto, K. 1990, *ApJ* **349**, 222.

Thielemann, F.K.; Nomoto, K.; Hashimoto, M. 1996, *ApJ* **460**, 408.

Thorstensen, J.R.; Fesen, R.A.; van den Bergh, S. 2001, *Astron. J.*, **122**, 297.

Tominaga, N.; Tanaka, M.; Nomoto, K.; Mazzali, P. A.; Deng, J.; Maeda, K.; Umeda, H.; Modjaz, M.; Hicken, M.; Challis, P.; Kirshner, R. P.; Wood-Vasey, W. M.; Blake, C. H.; Bloom, J. S.; Skrutskie, M. F.; Szentgyorgyi, A.; Falco, E. E.; Inada, N.; Minezaki, T.; Yoshii, Y.; Kawabata, K.; Iye, M.; Anupama, G. C.; Sahu, D. K.; Prabhu, T. P. 2005, *ApJ*, **633**, L97.

Tsunemi, H.; Yamashita, K.; Masai, K.; Hayakawa, S.; Koyama, K. 1986, *ApJ*, **306**, 248.

Tuffs, R.J. 1986, *MNRAS*, **219**, 13.

Turatto, M.; Mazzali, P.A.; Young, T.R.; Nomoto, K.; Iwamoto, K.; Benetti, S.; Cappellaro, E.; Danzinger, I.J.; de Mello, D.F.; Phillips, M.M.; Suntzeff, N.B.; Clocchiatti, A.; Piemonte, A.; Leibundgut, B.; Covarrubias, R.; Maza, J.; Sollerman, J. 1998, *ApJ*, **498**, L129.

Umeda, H.; Nomoto, K.; Tsuruta, S.; Mineshige, S. 2000, *ApJ* **534**, L193.

van den Bergh, S. 1971, *ApJ*, **165**, 457.

-----, 1988, *ApJ*, **327**, 156.

van den Bergh, S.; Dodd, W.W. 1970, *ApJ*, **162**, 485.

van den Bergh, S.; Kamper, K. 1985, *ApJ*, **293**, 537.

van den Bergh, S.; Tammann, G. A. 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **29**, 363.

van Marle, A.J.; Langer, N.; García-Segura, G. 2005, *A&A*, **444**, 837.

Vink, J.; Kaastra, J.S; Bleeker, J.A.M. 1996, *A&A*, **307**, L41.

Vink, J.; Bloemen, H.; Kaastra, J.S.; Bleeker, J.A.M. 1998, *A&A*, **339**, 201.

Vink, J.; Bocchino, F.; Damiani, F.; Kaastra, J.S. 2000, *A&A*, **362**, 711.

Weaver, T.A.; McCray, R.; Castor, J.; Shapiro, P.; Moore R. 1977, *ApJ* **218**, 377.

Weaver, T.A.; Woosley, S.E. 1993, *Physics Reports*, **227**, 65-96.

Willingale, R.; Bleeker, J. A. M.; van der Heyden, K. J.; Kaastra, J. S.; Vink, J. 2002, *A&A*, **381**, 1039.

Willingale, R.; Bleeker, J. A. M.; van der Heyden, K. J.; Kaastra, J. S. 2003, *A&A*, **398**, 1021.

Wheeler, J.C.; Leveault, R.M. 1985, *ApJ Lett.*, **294**, L17.

Weiler, K.W.; Sramek, R.A. 1988, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 295.

Weiler, K.W.; Panagia, N.; Montes, M.J.; Sramek, R.A. 2002, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **40**, 387.

Woosley, S.E. 1988, *ApJ*, **330**, 218.

Woosley, S.E.; Weaver, T. A. 1980.

-----, 1995, *ApJS*, **101**, 181.

Woosley, S.E.; Weaver, T.A. 1986, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **24**, 205

Woolsey, S.E.; Pinto, P.A.; Weaver, T.A. 1988, *Proc. Astron. Soc. Australia*, **7**, 355.

Woosley, S.E.; Langer, N.; Weaver, T.A. 1993, *ApJ*, **411**, 823.

----- 1995, *ApJ*, **448**, 315.

Woosley, S.E.; Heger, A.; Weaver, T.A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, **74**, 1015.

Xu, H.Y.; Li, Y. 2004, *A&A*, **418**, 213.

Young, P. A.; Fryer, C. L.; Hungerford, A.; Arnett, D.; Rockefeller, G.; Timmes, F. X.; Voit, B.; Meakin, C.; Eriksen, K. A. 2005, aceptado en *ApJ* (arXiv:astro-ph/0511806).

Apéndice A.

Parámetros evolutivos de las estrellas de 23 - 33 Mo.

En éste apéndice se incluyen las tablas de la evolución de los principales parámetros estelares de cada una de las estrellas de nuestra muestra. Incluimos también una tabla de rendimientos

Masas eyectadas										
M/Mo	M _f	M _{ey} (total)	Masa eyectada de cada elemento (Mo)							
			H	He	C	N	O	Ne	Mg	Al
23	13.2	11.6	3.84	6.08	0.57	4.10X10 ⁻²	0.93	0.11	2.72X10 ⁻²	7.78X10 ⁻⁴
28	9.36	7.86	0.21	3.14	1.38	1.42X10 ⁻²	2.77	0.25	6.34X10 ⁻²	5.81X10 ⁻⁴
29	9.95	8.42	0.10	3.39	1.50	1.99X10 ⁻²	3.13	0.18	6.28X10 ⁻²	6.33X10 ⁻⁴
30	5.85	4.40	2.27X10 ⁻⁹	1.51	0.99	3.85X10 ⁻³	1.51	0.22	4.81X10 ⁻²	3.24X10 ⁻⁴
33	4.57	3.12	1.34X10 ⁻⁹	0.43	0.92	1.09X10 ⁻⁵	1.26	0.34	9.83X10 ⁻²	2.32X10 ⁻⁴

químicos, con la masa eyectada de cada elemento químico por cada estrella.

Tabla A.1 – La tabla contiene la masa final de cada estrella al final de su evolución y la masa que eyectó durante la explosión de la SN. Las 8 últimas columnas indican la cantidad de masa eyectada (en Mo) de los principales elementos químicos

23Mo

Tiempo (10^6 yrs)	M/Mo	logL/Lo	Teff(K)	Yc	Ys	Tc (10^8 K)	log ρ_c (g/cm ³)	Reff/Ro	Etapa
6.06542	22.3	5.06	27480	0.92	0.280	0.429	0.76	15	MS
6.3947	22.2	5.13	15088	0.98	0.280	1.335	2.66	55.1	Agotamiento de H
6.4030	22.2	5.14	9533	0.97	0.280	1.731	2.95	141.4	Quemado de He
6.7958	15.7	5.09	4224	0.12	0.362	2.163	3.11	670.3	RSG
6.9000	14.4	5.11	4177	0.001	0.363	2.553	3.44	700.5	Agotamiento de He
6.9917	13.4	5.09	4150	4.44×10^{-15}	0.363	5.321	5.16	697.8	Quemado de C
7.0013	13.2	5.10	4150	2.26×10^{-17}	0.368	11.584	6.97	699.5	Quemado de Ne
7.0013	13.2	5.10	4151	1.83×10^{-13}	0.368	15.295	7.16	699.3	Quemado de O
7.0013	13.2	5.10	4152	4.97×10^{-13}	0.368	18.662	6.92	700.08	Modelo final

Tabla A.2 -- Evolución en el tiempo de las principales características estelares para la estrella de **23Mo**. Los símbolos tienen los significados usuales. La columna del final indica la etapa evolutiva de la estrella.

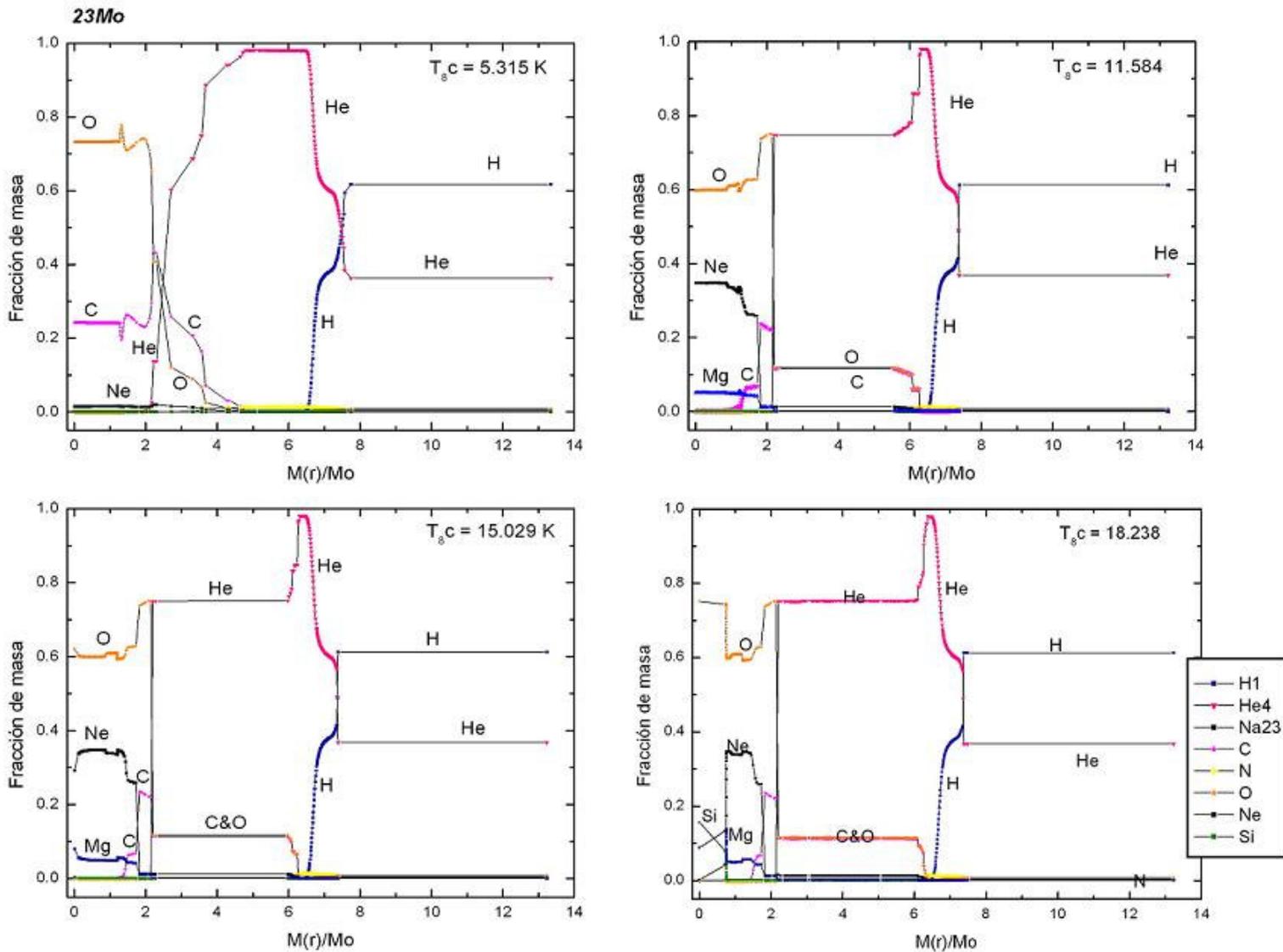


Figura A.1. Estructura de las abundancias interiores de la estrella de **23Mo**, en función de la coordenada lagrangiana $M(r)$. Cada figura fué obtenida a una temperatura específica del núcleo, indicada en la esquina superior derecha (aproximadamente al final de cada etapa de quemado hidrostático) por lo que muestran la evolución química interior de la estrella. La abundancia de cada elemento está en (%) fracción de masa.

28Mo

Tiempo (10 ⁶ yrs)	M/Mo	logL/Lo	Teff (K)	Yc	Ys	Tc (10 ⁸ K)	log ρ _c (g/cm ³)	Reff/Ro	Etapa
4.92597	26.80	5.255	28605	0.906	0.280	0.434	0.69	17	MS
5.2525	26.61	5.291	29648	0.981	0.280	0.568	1.05	17	Agotamiento de H
5.2740	26.56	5.145	4360	0.972	0.280	1.802	2.83	657.17	Quemado de He
5.2807	26.06	5.381	4025	0.956	0.368	1.808	2.81	1011.56	Maximo Reff
5.5905	9.69	5.233	10356	0.469	0.378	2.027	2.87	129.01	Teff > 10 ⁴ K
5.7573	9.55	5.163	51917	0.162	0.423	2.235	2.98	4.74	Máximo He superficial
5.8546	9.49	5.245	42255	0.001	0.455	2.950	3.37	7.85	Agotamiento de He
5.8819	9.37	5.307	16015	3.29X10 ⁻¹⁴	0.530	6.551	5.17	59.9	Quemado de C
5.89324	9.36	5.310	11844	5.75X10 ⁻¹⁶	0.542	10.598	6.35	107.71	Quemado de Ne
5.89325	9.36	5.311	11832	7.59X10 ⁻¹³	0.542	15.492	6.85	108.04	Quemado de O
5.89325	9.36	5.303	11688	1.12X10 ⁻¹¹	0.542	19.609	6.72	109.77	Modelo final

Tabla A.3. -- Evolución en el tiempo de las principales características estelares para la estrella de **28Mo**. Los símbolos tienen los significados usuales. La columna del final indica la etapa evolutiva de la estrella.

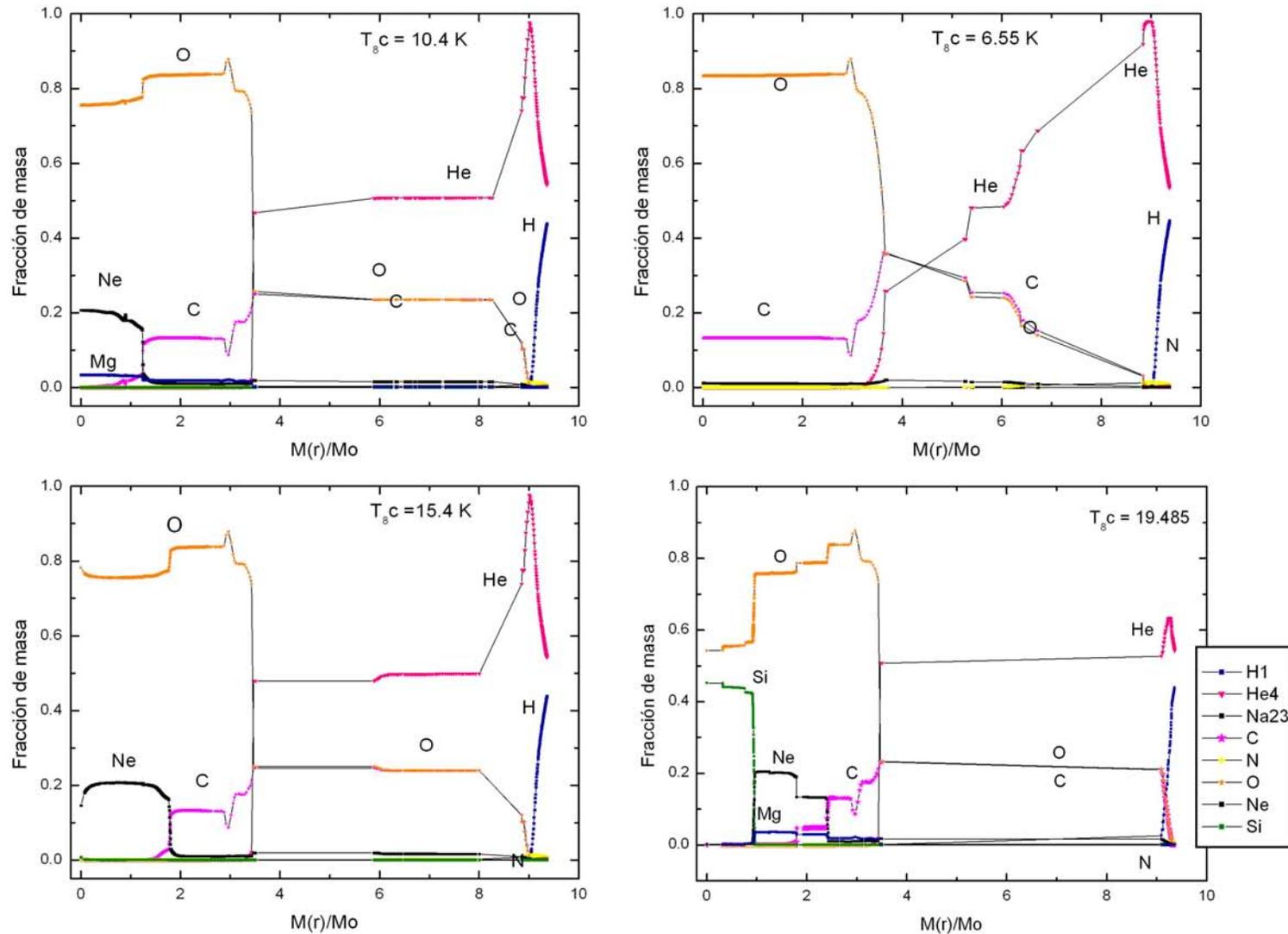


Figura A.2. Estructura de las abundancias interiores de la estrella de **28Mo**, en función de la coordenada lagrangiana $M(r)$. Cada figura fué obtenida a una temperatura específica del núcleo, indicada en la esquina superior derecha (aproximadamente al final de cada etapa de quemado hidrostático) por lo que muestran la evolución química interior de la estrella. La abundancia de cada elemento está en (%) fracción de masa.

29Mo

Tiempo (10 ⁶ yrs)	M/Mo	logL/Lo	Teff (K)	Yc	Ys	Tc (10 ⁸ K)	log ρ _c (g/cm ³)	Reff/Ro	Etapa
4.816823	27.66	5.290	28 388	0.916	0.28	0.44	0.69	18.32	MS
5.102450	27.47	5.338	26 853	0.981	0.28	0.85	1.71	22	Agotamiento de H
5.114065	27.44	5.271	5 382	0.975	0.28	1.80	2.82	499	Quemado de He
5.131317	26.44	5.411	3 844	0.932	0.37	1.83	2.80	1150	Maximo Reff
5.533362	10.34	5.265	10 182	0.270	0.38	2.15	2.91	142	Teff > 10 ⁴ K
5.653860	10.17	5.282	23 344	1.25 X 10 ⁻⁵	0.41	2.94	3.47	27	Agotamiento de He
5.699740	9.96	5.329	9 069	1.47 X 10 ⁻¹³	0.51	7.49	5.59	193	Quemado de C
5.700376	9.95	5.338	7 548	1.27 X 10 ⁻¹⁶	0.52	11.98	6.66	274	Quemado de Ne
5.700377	9.95	5.338	7 546	5.09 X 10 ⁻¹³	0.52	15.95	6.91	274	Quemado de O
5.700379	9.95	5.340	7 509	2.70 X 10 ⁻¹¹	0.52	20.11	6.75	277	Modelo final

Tabla A.4. -- Evolución en el tiempo de las principales características estelares para la estrella de **29Mo**. Los símbolos tienen los significados usuales. La columna del final indica la etapa evolutiva de la estrella.

29MoR

Tiempo (10^6 yrs)	M/Mo	logL/Lo	Teff (K)	Yc	Ys	Tc (10^8 K)	log ρ_c (g/cm ³)	Reff/Ro	Etapa
4.381484	27.90	5.261	30875	0.820	0.28	0.414	0.61	15	MS
5.112020	27.46	5.322	29512	0.981	0.28	0.568	1.03	18	Agotamiento de H
5.132253	27.39	5.269	5379	0.975	0.28	1.801	2.82	498	Quemado de He
5.148365	25.97	5.411	3982	0.932	0.371	1.827	2.79	1070	Maximo Reff
5.388071	10.23	5.273	10072	0.244	0.384	2.124	2.93	143	Teff > 10^4 K
5.500793	10.07	5.242	46927	9.85×10^{-3}	0.45	2.410	3.19	6	Agotamiento de He
5.626273	9.89	5.344	23628	2.25×10^{-16}	0.58	4.732	4.90	28	WNL
5.633298	9.69	5.247	71230	1.57×10^{-15}	0.739	5.345	5.15	3	Quemado de C
5.639526	9.44	5.143	74495	5.3×10^{-9}	0.834	7.850	5.51	2.25	WNE
5.644180	9.28	5.125	66083	4.36×10^{-15}	0.710	10.84	6.18	2.80	Agotamiento de C (Modelo final)

Tabla A.5. -- Evolución en el tiempo de las principales características estelares para la estrella de **29MoR**, con rotación inicial de $V_{\text{rot}} = 200$ km/s. Los símbolos tienen los significados usuales. La columna del final indica la etapa evolutiva de la estrella.

30Mo

Tiempo (10 ⁶ yrs)	M/Mo	logL/Lo	Teff (K)	Yc	Ys	Tc (10 ⁸ K)	log ρ _c (g/cm ³)	Reff/Ro	Etapa
4.260422	28.79	5.294	31099	0.82	0.28	0.416	0.60	15.33	MS
4.9598	28.33	5.354	29710	0.981	0.28	0.573	1.03	18	Agotamiento de H
5.210208	13.43	5.328	3919	0.333	0.411	2.059	2.91	1004	Reff maximo
5.284	9.87	5.283	48140	0.40	0.63	2.031	2.87	6.32	WNL
5.327	8.75	5.075	116258	0.25	0.98	2.113	2.94	0.85	WNE
5.475000	6.47	4.876	115948	9.81X10 ⁻³	0.78	2.662	3.35	0.68	Agotamiento de He
5.52296	5.92	5.013	78793	4.52X10 ⁻¹⁵	0.74	5.468	4.84	1.73	Quemado de C
5.529304	5.85	5.007	56557	8.82X10 ⁻¹⁶	0.73	10.105	6.36	3.33	Quemado de Ne
5.529322	5.85	5.004	56877	4.17X10 ⁻¹³	0.73	15.280	6.94	3.32	Quemado de O
5.5293	5.85	5.011	56862	3.40X10 ⁻¹²	0.73	20.676	7.54	3.31	Final

Tabla A.6. -- Evolución en el tiempo de las principales características estelares para la estrella de **30Mo**. Los símbolos tienen los significados usuales. La columna del final indica la etapa evolutiva de la estrella.

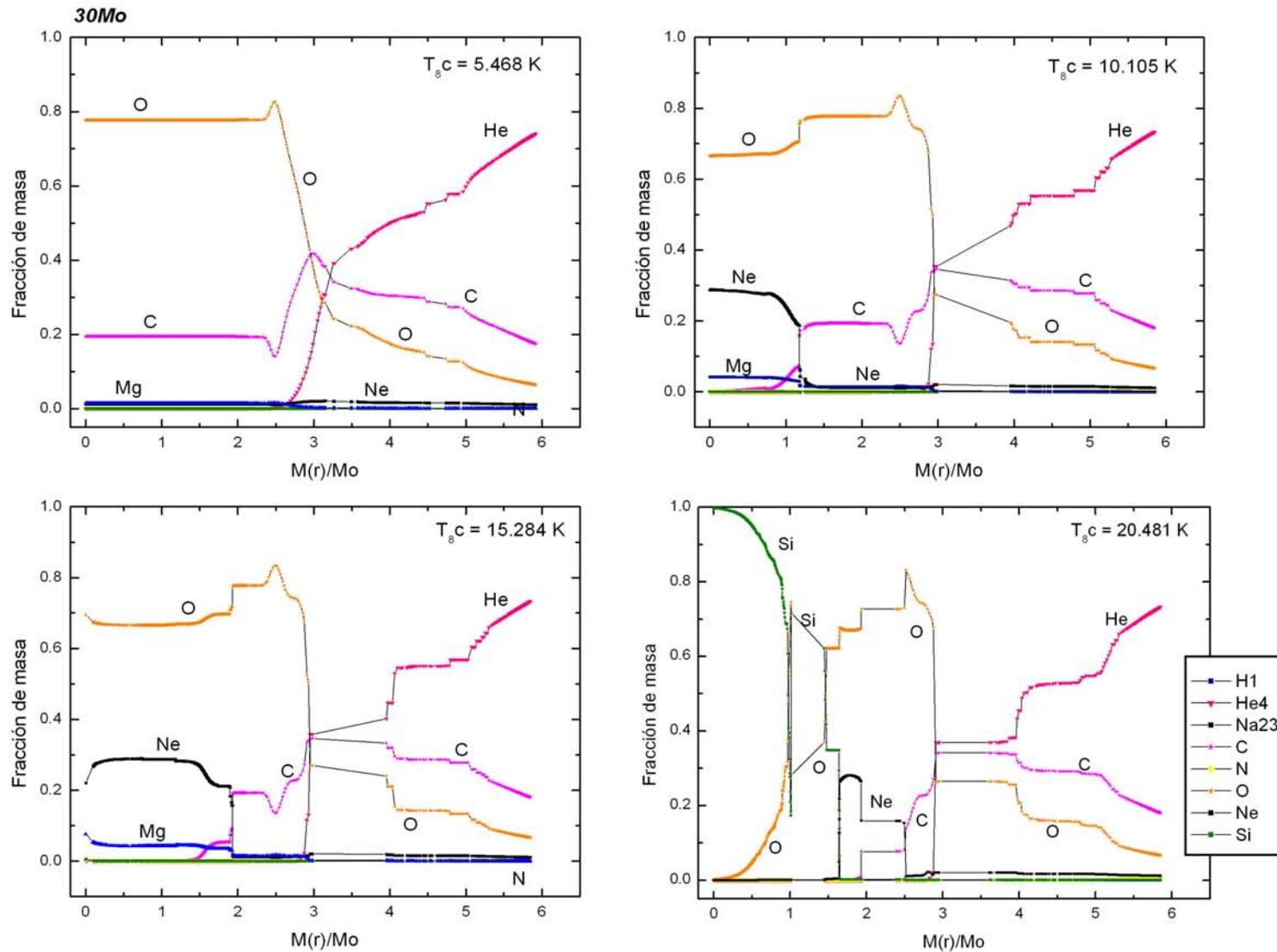


Figura A.3. Estructura de las abundancias interiores de la estrella de $30M_{\odot}$, en función de la coordenada lagrangiana $M(r)$. Cada figura fué obtenida a una temperatura específica del núcleo, indicada en la esquina superior derecha (aproximadamente al final de cada etapa de quemado hidrostático) por lo que muestran la evolución química interior de la estrella. La abundancia de cada elemento está en (%) fracción de masa.

33Mo

Tiempo (10 ⁶ yrs)	M/M _o	logL/L _o	T _{eff} (K)	Y _c	Y _s	T _c (10 ⁸ K)	log ρ _c (g/cm ³)	Reff/R _o	Etapa
4.538484	30.9	5.421	27718	0.964	0.28	0.485	0.76	22	MS
4.6201	30.7	5.268	4505	0.974	0.28	1.837	2.76	788.6	RSG inicial
4.754	15.0	5.423	3930	0.454	0.39	2.039	2.82	1114.1	RSG
4.808	11.4	5.291	101107	0.601	0.74	1.983	2.75	1.43	WNL
4.838	10.6	5.206	119843	0.520	0.98	1.998	2.79	0.93	WNE
5.189	4.97	4.613	101754	0.021	0.42	2.424	3.33	0.65	WC
5.249586	4.62	4.830	63621	3.18x10 ⁻¹⁵	0.38	5.044	4.62	2.15	Quemado de C
5.259560	4.57	4.841	16101	3.37x10 ⁻¹⁶	0.38	10.090	6.46	34	Quemado de Ne
5.25957	4.57	4.846	15602	5.07x10 ⁻¹⁵	0.38	15.484	7.05	36.39	Quemado de O
5.2596	4.57	4.852	15719	2.95x10 ⁻¹¹	0.38	22.798	7.68	36.10	Final

Tabla A.7. -- Evolución en el tiempo de las principales características estelares para la estrella de **33Mo**. Los símbolos tienen los significados usuales. La columna del final indica la etapa evolutiva de la estrella.

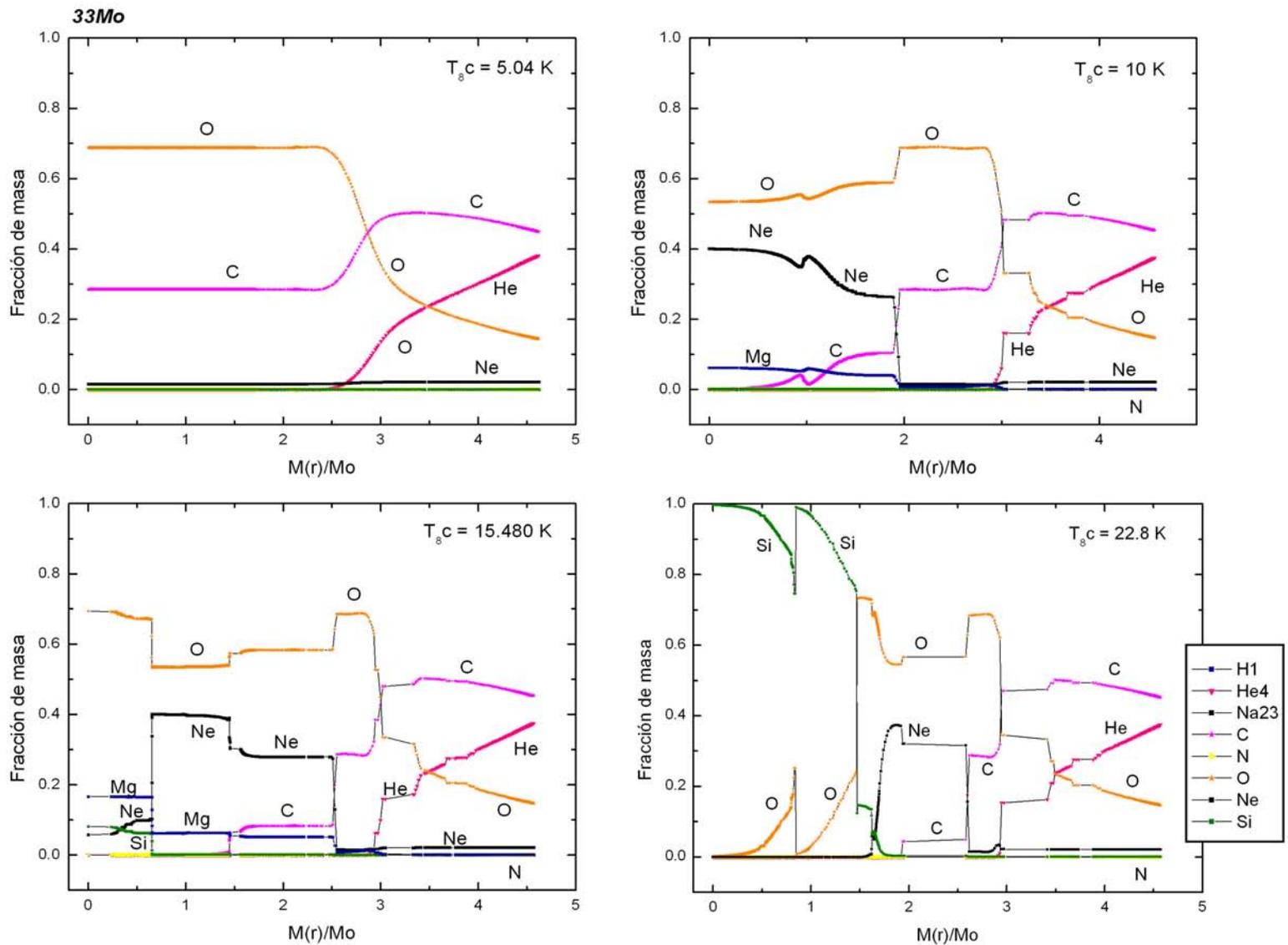


Figura A.4. Estructura de las abundancias interiores de la estrella de **33Mo**, en función de la coordenada lagrangiana $M(r)$. Cada figura fué obtenida a una temperatura específica del núcleo, indicada en la esquina superior derecha (aproximadamente al final de cada etapa de quemado hidrostático) por lo que muestran la evolución química interior de la estrella. La abundancia de cada elemento está en (%) fracción de masa.

Apéndice B.

Evolución del MCE post-SN.

En éste apéndice se incluyen las gráficas de la interacción de la masa eyectada por la SN con el MCE de cada estrella, durante los primeros 5 000 años posteriores a la explosión. Los gajos de cada gráfica bidimensional muestran el $\log \rho$ (en gr/cm^3) con un $\Delta t = 167$ años con respecto al gajo previo. La cinta al pie de cada gráfica muestra la escala en densidad.

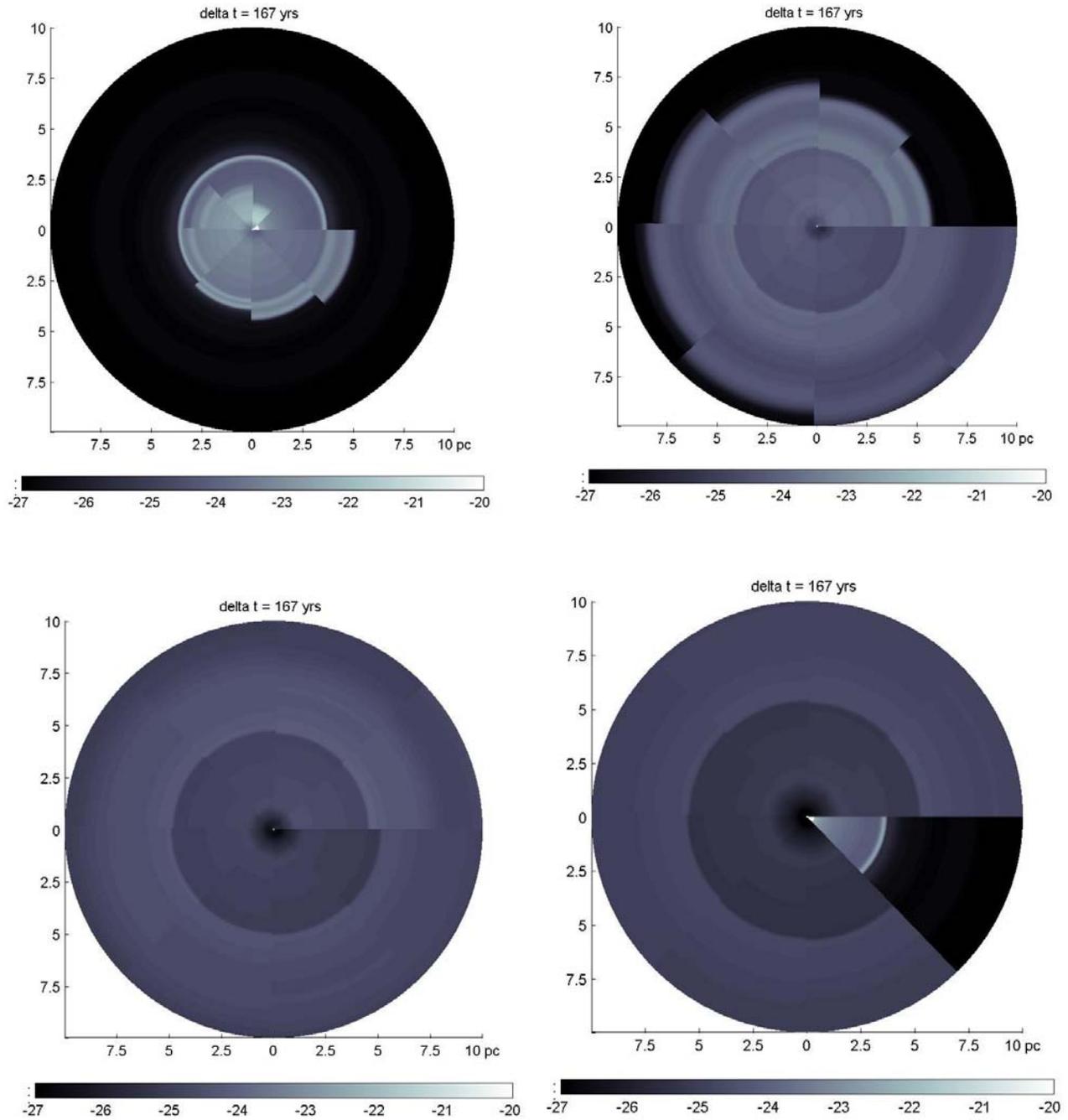


Figura B.1. Densidad del MCE post-SN de la estrella de **23Mo**. El gajo de las 3PM de la figura de *arriba-izquierda* ocurre a $t_{\text{SN}} = 0$ años y la evolución sigue el sentido contrario a las manecillas del reloj, cada gajo ocurre en un $\Delta t = 167$ años después del anterior de forma que ésta primera gráfica muestra la evolución del MCE en el intervalo $t_{\text{SN}} = [0: 1\ 169]$ años. El gajo marcado con la flecha indica el MCE a $t_{\text{SN}} = 334$ años, la edad del SNR Cas A. La figura de *arriba-derecha* es la que sigue mostrando la evolución del MCE, con la misma convención usada en la anterior y desplegando el MCE en $t_{\text{SN}} = [1\ 169: 2\ 505]$ años. Luego siguen: *abajo-izquierda* ($t_{\text{SN}} = [2\ 505: 3\ 841]$ años) y finalmente, *abajo-derecha* que muestra la evolución del MCE post-SN en $t_{\text{SN}} = [3\ 841: 5000]$ años. En el último gajo (dirección de las 4PM) se muestra el MCE inicial pre-SN para comparación.

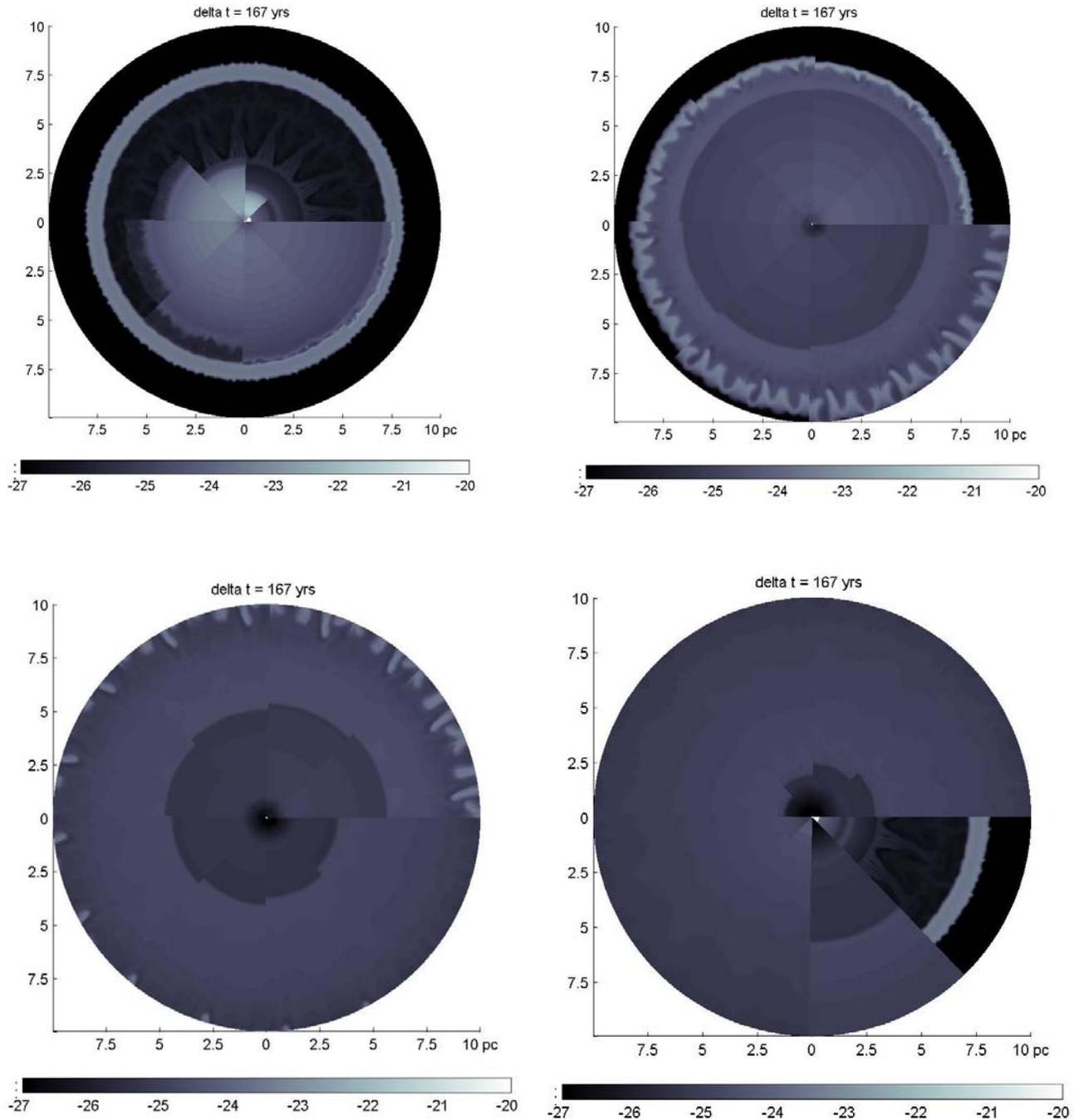


Figura B.2. Densidad del MCE post-SN de la estrella de **28Mo**. El gajo de las 3PM de la figura de *arriba-izquierda* ocurre a $t_{\text{SN}} = 0$ años y la evolución sigue el sentido contrario a las manecillas del reloj, cada gajo ocurre en un $\Delta t = 167$ años después del anterior de forma que ésta primera gráfica muestra la evolución del MCE en el intervalo $t_{\text{SN}} = [0: 1\ 169]$ años. El gajo marcado con la flecha indica el MCE a $t_{\text{SN}} = 334$ años, la edad del SNR Cas A. La figura de *arriba-derecha* es la que sigue mostrando la evolución del MCE, con la misma convención usada en la anterior y desplegando el MCE en $t_{\text{SN}} = [1\ 169: 2\ 505]$ años. Luego siguen: *abajo-izquierda* ($t_{\text{SN}} = [2\ 505: 3\ 841]$ años) y finalmente, *abajo-derecha* que muestra la evolución del MCE post-SN en $t_{\text{SN}} = [3\ 841: 5000]$ años. En el último gajo (dirección de las 4PM) se muestra el MCE inicial pre-SN para comparación.

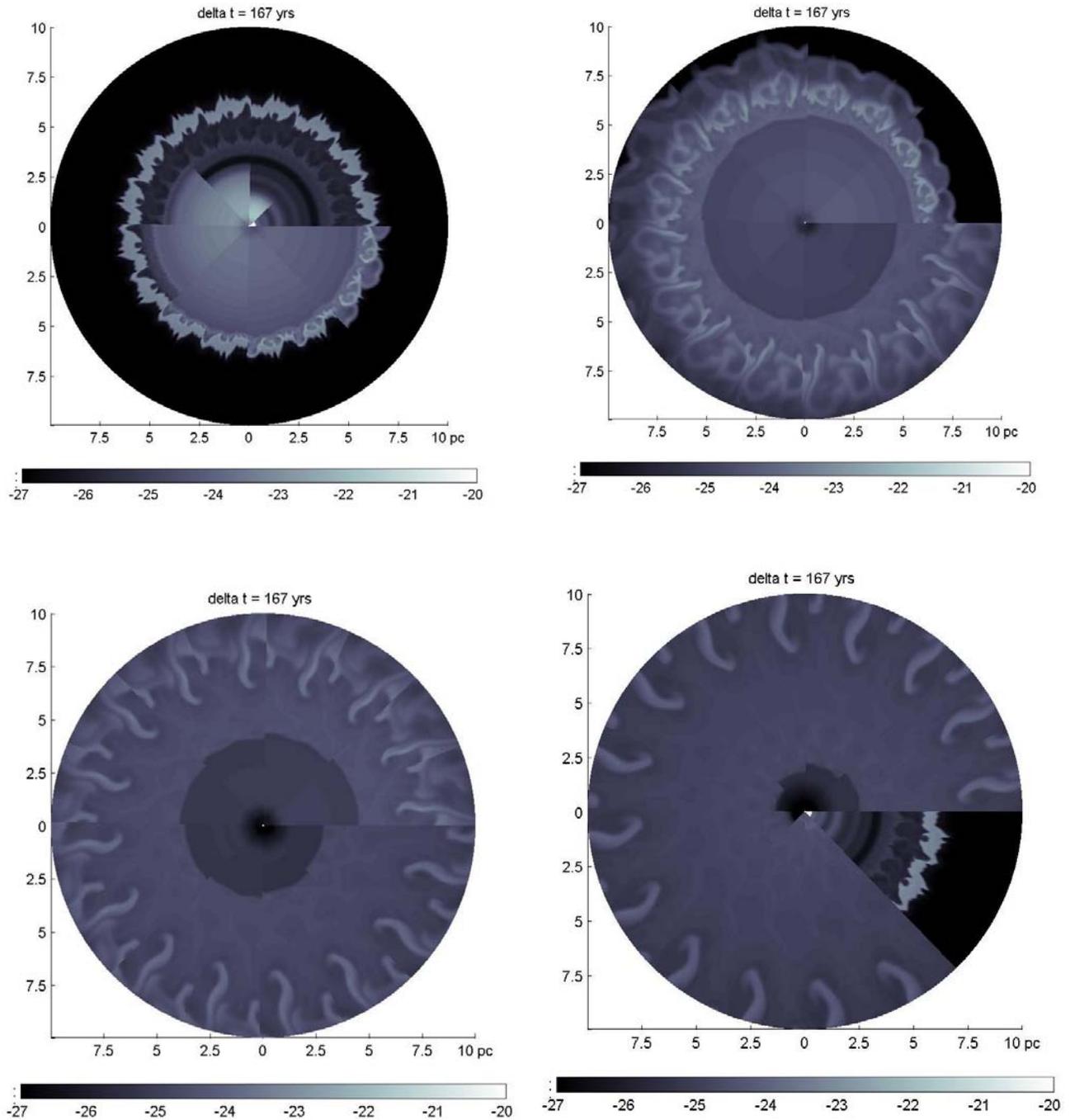


Figura B.3. Densidad del MCE post-SN de la estrella de **29Mo**. El gajo de las 3PM de la figura de *arriba-izquierda* ocurre a $t_{\text{SN}} = 0$ años y la evolución sigue el sentido contrario a las manecillas del reloj, cada gajo ocurre en un $\Delta t = 167$ años después del anterior de forma que ésta primera gráfica muestra la evolución del MCE en el intervalo $t_{\text{SN}} = [0: 1\ 169]$ años. El gajo marcado con la flecha indica el MCE a $t_{\text{SN}} = 334$ años, la edad del SNR Cas A. La figura de *arriba-derecha* es la que sigue mostrando la evolución del MCE, con la misma convención usada en la anterior y desplegando el MCE en $t_{\text{SN}} = [1\ 169: 2\ 505]$ años. Luego siguen: *abajo-izquierda* ($t_{\text{SN}} = [2\ 505: 3\ 841]$ años) y finalmente, *abajo-derecha* que muestra la evolución del MCE post-SN en $t_{\text{SN}} = [3\ 841: 5000]$ años. En el último gajo (dirección de las 4PM) se muestra el MCE inicial pre-SN para comparación.

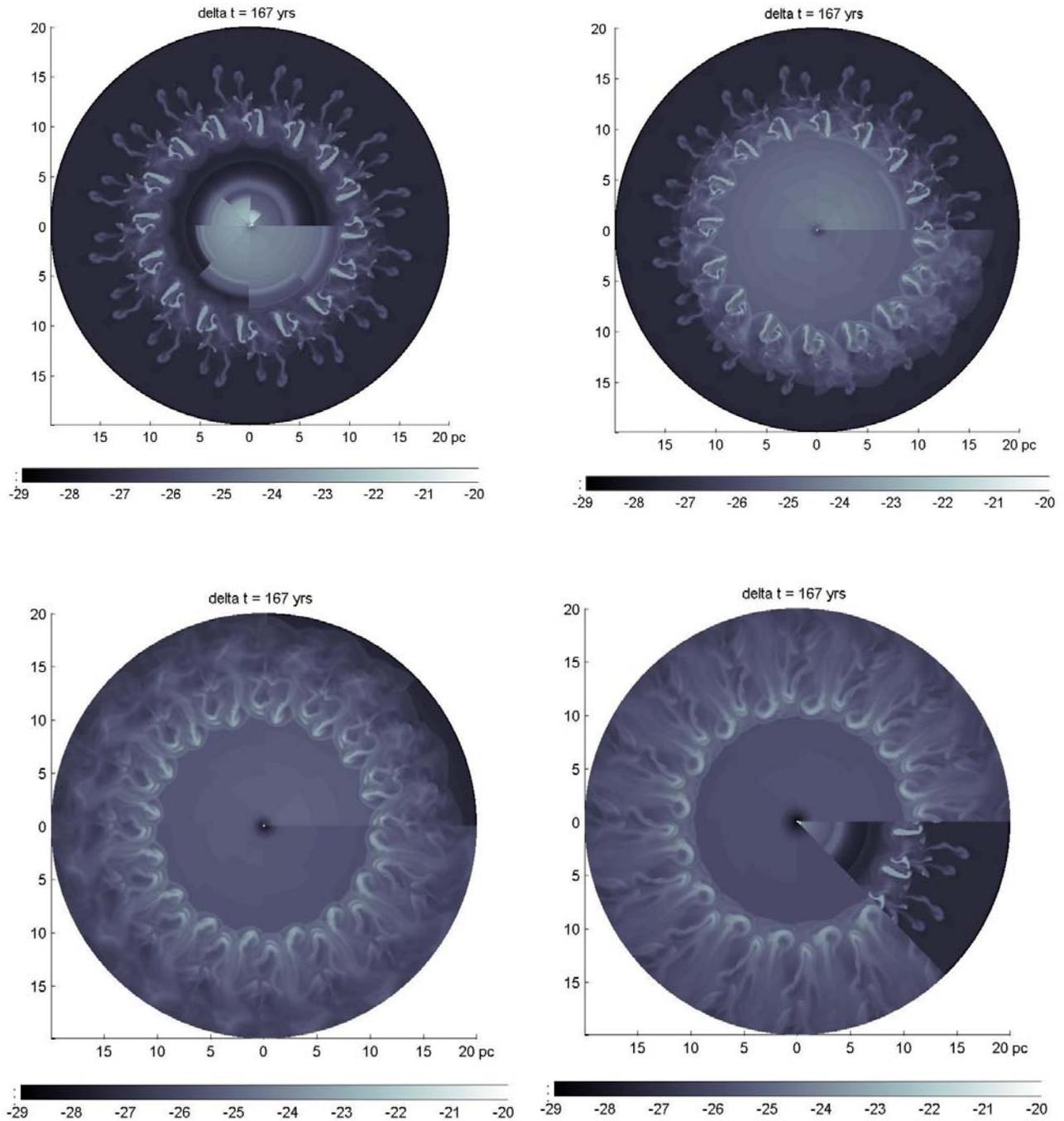


Figura B.4. Densidad del MCE post-SN de la estrella de **29MoR**. El gajo de las 3PM de la figura de *arriba-izquierda* ocurre a $t_{SN} = 0$ años y la evolución sigue el sentido contrario a las manecillas del reloj, cada gajo ocurre en un $\Delta t = 167$ años después del anterior de forma que ésta primera gráfica muestra la evolución del MCE en el intervalo $t_{SN} = [0: 1\ 169]$ años. El gajo marcado con la flecha indica el MCE a $t_{SN} = 334$ años, la edad del SNR Cas A. La figura de *arriba-derecha* es la que sigue mostrando la evolución del MCE, con la misma convención usada en la anterior y desplegando el MCE en $t_{SN} = [1\ 169: 2\ 505]$ años. Luego siguen: *abajo-izquierda* ($t_{SN} = [2\ 505: 3\ 841]$ años) y finalmente, *abajo-derecha* que muestra la evolución del MCE post-SN en $t_{SN} = [3\ 841: 5000]$ años. En el último gajo (dirección de las 4PM) se muestra el MCE inicial pre-SN para comparación.