



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO
PROGRAMA DE POSGRADO ASTROFÍSICA
INSTITUTO DE ASTRONOMÍA

ANÁLISIS DE LA EMISIÓN EN RAYOS X EN SUPERBURBUJAS EN LA
NUBE MAYOR DE MAGALLANES

T E S I S

QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
DOCTOR EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:

ISIDRO RAMÍREZ BALLINAS

DIRECTORES DE TESIS:

DRA. MARGARITA ROSADO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA, UNAM

Y DR. JORGE REYES ITURBIDE

TECNOLÓGICO DE ESTUDIOS SUPERIORES DE TIANGUISTENCO

Ciudad Universitaria, Cd.Mx.

Enero 2021



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Jurado de examen

Dr. Sergiy Silich - Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE)

Dr. Alex Raga - Instituto de Ciencias Nucleares (ICN)

Dra. Anna Lia Longinotti - Instituto Nacional de Astrofísica Óptica y Electrónica (INAOE)

Dr. Fabio de Colle - Instituto de Ciencias Nucleares (ICN)

Dr. Jesús Toalá - Instituto de Radioastronomía y Astrofísica (IRyA)

Índice general

1	Introducción	10
1.1.	Evolución de las estrellas masivas	10
1.2.	Vientos de las estrellas masivas	12
1.3.	Estrellas Wolf-Rayet	14
1.3.1.	Clasificación de las estrellas Wolf-Rayet	16
1.4.	Etapa post-WR: explosión de supernova	18
1.5.	Choques astrofísicos	19
1.6.	Formación y evolución dinámica de una burbuja interestelar	21
1.7.	Formación de nebulosas ionizadas en burbujas	23
1.8.	Nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet	24
1.9.	Remanentes de supernovas	26
1.10.	Emisión de radiación difusa en rayos X	27
2	Observaciones en rayos X	30
2.1.	Satélites en rayos X	30
2.1.1.	XMM-Newton	31
2.1.2.	La emisión de fondo del detector	32
2.1.3.	Datos en rayos X	34
2.2.	Modelando los espectros	35
2.2.1.	Absorción	35
2.2.2.	Posibles componentes no térmicas	36
2.2.3.	No-equilibrio de ionización (NEI)	37
2.2.4.	Equilibrio térmico	37
2.2.5.	Choques	38
3	Análisis de la emisión de la superburbuja LMC-N57	40
4	Análisis de la emisión difusa de la remanente SNR 0520-69.4	51

A Análisis espectral de la emisión difusa en rayos-X	66
Bibliografía	72

Agradecimientos

Para empezar quiero expresar mi agradecimiento a mis asesores de tesis, la Dra. Margarita Rosado y al Dr. Jorge Reyes Iturbide quienes me apoyaron y guiaron durante todo el proceso de elaboración de este trabajo. En particular a Jorge que fue quien me motivó a participar nuevamente en la elaboración de una tesis doctoral.

A mi jurado de examen, conformado por el Dr. Sergiy Silich del INAOE, el Dr. Alex Raga del ICN, la Dra. Anna Lia Longinotti del INAOE, el Dr. Fabio de Colle del ICN y finalmente al Dr. Jesús Toalá del IRyA, quienes con sus sugerencias ayudaron a enriquecer el contenido de este trabajo.

Un agradecimiento en particular al Dr. Toalá, que desde mi examen de candidatura me dió una nueva perspectiva para desarrollar este trabajo de investigación y que constantemente estuvo supervisando mis avances de la tesis.

También agradezco a Mabel por su apoyo moral, que desde mi primer intento estuvo incentivándome a continuar con este arduo trabajo para llegar al final. Sin olvidar a Sensei y a Jasper por ser las compañeras fieles durante los períodos de trabajo.

Por último, reconozco que gracias al confinamiento generado en este año tan complicado, tuve el tiempo necesario para dedicarme intensamente a la culminación del doctorado.

*Sometimes, when this place gets kind of empty
Sound of their breath fades with the light
I think about the loveless fascination
Under the Milky Way tonight!!!
And it's something quite peculiar
Something shimmering and white
It leads you here, despite your destination
Under the Milky Way tonight*

Song from the band THE CHURCH
"Under the Milky Way"

*A veces, cuando este lugar se vuelve un poco vacío
El sonido de su respiración se desvanece con la luz
Pienso en la fascinación sin amor
Esta noche bajo la Vía Láctea!!!
Y es algo bastante peculiar
Algo brillante y blanco
Te lleva aquí, a pesar de tu destino
Esta noche bajo la Vía Láctea!!!*

Resumen

La emisión en rayos X de remanentes de supernova (RSN), burbujas y superburbujas, proporciona un medio importante para el estudio de cómo las estrellas interactúan con el medio interestelar y depositan parte de su energía y material en la galaxia que las contiene. En el caso de las RSNs, los rayos X emitidos nos permiten diagnosticar su naturaleza, determinar la energía liberada por la explosión de supernova (SN), obtener una visión de la distribución de la densidad antes de la explosión, estimar la velocidad de choque y la edad dinámica, entre otros parámetros. Es importante confrontar las observaciones en rayos X con las obtenidas en otras bandas de energía, para discriminar las principales características de la evolución de las RSNs, tales como gradientes de densidad, conductividad térmica y campos magnéticos entre otros. Esto se puede aplicar a situaciones más complejas como explosiones de SN dentro de burbujas producidas por vientos o interacciones entre burbujas con RSNs, las cuales se exploran en el presente trabajo.

En este trabajo usamos datos del telescopio espacial *XMM-Newton* y nos centramos en objetos localizados en la Nube Mayor de Magallanes (LMC). La ventaja de estudiar la emisión en rayos X de esta región es que el enrojecimiento interestelar hacia esta galaxia es bajo, y esto hace que sean recomendables los objetos de la LMC para ser estudiados en rayos X. Además, las distancias hacia las RSNs galácticas no son fáciles de determinar, mientras que en la LMC todos los objetos están a la misma distancia (conocida). Por lo tanto, al seleccionar una RSN de la LMC, podemos estar muy seguros de su diámetro lineal estimado.

En la primera parte de este trabajo hemos realizado una introducción al estudio de la etapa final de la evolución de estrellas masivas y cómo los vientos que producen se manifiestan de distintas maneras, tal como son la formación de burbujas y superburbujas interestelares. También se discuten los aspectos principales de los modelos que explican este tipo de comportamientos. Además se expone el proceso físico de las explosiones de SN y cual es el resultado de la interacción del material eyectado con su entorno. Otro aspecto importante es que se enfatiza en la prioridad de obtener las observaciones en rayos X. Posteriormente, se trata el tema de las características del telescopio espacial *XMM-Newton* y las propiedades de sus detectores. También se discute el proceso de obtención, reducción de datos y producción de espectros, y se agrega una sección para discutir los modelos que se utilizan para el ajuste de los espectros.

Entre los objetos estudiados en este trabajo, destacan la región de formación estelar LMC-N57, la cual está conformada por la superburbuja (SB) DEM L-229, la remanente de supernova 0532-675 y la burbuja asociada a la nebulosa Wolf-Rayet (WR) DEM L-231, alrededor de la estrella WR Br 48. Para esto objetos, inicialmente se obtienen imágenes en rayos X suaves (0.3 - 1.0 keV), medios (1.0 - 2.0 keV) y duros (2.0 - 7.2 keV), con la finalidad de identificar la emisión extendida de estos objetos. El resultado obtenido fue que en la SB únicamente se encontró emisión extendida suave, para la RSN la emisión detectada fue tanto suave como media, sin embargo para la nebulosa WR sólo se detectó emisión de fuentes puntuales en rayos X dentro de su región interna a la cáscara que emite en

[OIII], lo cual dificultó en la búsqueda y análisis de su emisión extendida. Posteriormente, se extrajeron los espectros en el rango de 0.3 - 5.0 keV y fueron ajustados mediante el software XSPEC, usando el modelo de emisión de plasma ópticamente delgado *vapec* y el modelo de absorción *tabs*. Para la SB DEM L-229 fue necesario un ajuste para la emisión del plasma a la temperatura de $kT = 0.19$ keV, además de un flujo intrínseco de $F_x = (1.2 \pm 0.1) \times 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹ y que permitió determinar una luminosidad de $L_x = (3.5 \pm 0.3) \times 10^{-35}$ erg s⁻¹. Mientras que para la SNR 0532-675, se ajustó con un modelo NEI (Non-equilibrium ionization collisional plasma model) y se determinó una temperatura de $kT = 0.53$ keV además de un flujo intrínseco de $F_x = (1.7 \pm 0.5) \times 10^{-12}$ erg cm⁻² s⁻¹ y que permitió determinar una luminosidad de $L_x = (5.0 \pm 1.0) \times 10^{-35}$ erg s⁻¹. En lo concerniente al caso de la nebulosa WR DEM L-231, sólo pudimos realizar un análisis de su estrella central WR Br 48. El ajuste arrojó valores para la temperatura de $kT = 0.45$ keV, del flujo intrínseco de $F_x = 2.5 \times 10^{-15}$ erg cm⁻² s⁻¹ y que permitió determinar una luminosidad de $L_x = 7.3 \times 10^{-32}$ erg s⁻¹. Además se hizo un análisis de las presiones, en donde se compararon la presión de radiación directa, la presión de la capa óptica y la asociada con el plasma emisor en rayos X; determinando que esta última fue la mayor tanto en la SB. Por lo tanto, se pudo concluir que la evolución dinámica de la SB es producida por los vientos del cúmulo estelar que contiene, además con la reproducción de la L_x se advierte que no es necesario agregar una explosión de SN dentro de esta región.

Un procedimiento similar se realizó para la RSN 0520-69.4, cuya emisión difusa en rayos X corresponde a una morfología de centro-lleño y que se extiende más allá de la emisión en H α sugiriendo que el gas caliente se escapa a través de los poros de la cáscara H α . Al realizar los ajustes a modelos se determinó una luminosidad de $L_x = (3.3 \pm 0.2) \times 10^{-35}$ erg s⁻¹. Además se analizaron las observaciones *Fabry-Perot* en H α y [OIII], con la finalidad de obtener los parámetros cinemáticos tales como: velocidad de expansión, densidad electrónica, energía y edad del RSN. Finalmente, notamos que la luminosidad en rayos X estimada para las dos RSNs, son consistentes con los cálculos teóricos de Leahy y Williams (2017). Para la RSN 0532-675 se estimó una edad de ~ 22 ka (kiloaños), que concuerda para una fase Sedov-Taylor en RSNs, para este caso se adoptó un radio de $r = 36$ pc, mientras que para 0520-69.4, al ser de morfología mezclada se le dió el tratamiento de White y Long (1991) para un medio interestelar nebuloso. Ésto nos permitió calcular parámetros que nos permitieron reproducir una edad de ~ 17 ka; además de reproducir un radio de $r = 26.29$ pc y una velocidad de expansión de $v = 581.2$ km s⁻¹, los cuales concuerdan con los parámetros medidos para este objeto. Finalmente consideramos necesario realizar más estudios observacionales y emplear simulaciones numéricas para determinar el origen y evolución de RSNs como los estudiados en este trabajo.

CAPÍTULO 1

INTRODUCCIÓN

*We can judge our progress by
the courage of our questions and
the depth of our answers, our
willingness to embrace what is
true rather than what feels good.*

Carl Sagan

1.1. Evolución de las estrellas masivas

Las estrellas masivas se definen como aquellas que queman helio y carbono en un núcleo estelar no degenerado. Esto solo se cumple en estrellas que poseen una masa inicial mayor de $8 M_{\odot}$ al comienzo de la combustión del núcleo de hidrógeno (Chiosi, 1998). Se caracterizan por experimentar fuertes vientos estelares a lo largo de su vida que generan grandes pérdidas de masa con consecuencias directas en su evolución.

El estudio de las estrellas masivas es fundamental para comprender bien los procesos del interior estelar, el enriquecimiento químico del medio interestelar (MIE) y la evolución galáctica. Las estrellas masivas comienzan su vida en la secuencia principal como estrellas de tipo OB, con $T_{\text{eff}} \sim 25000 - 50000$ K, donde T_{eff} es la temperatura efectiva de la estrella, convirtiendo hidrógeno en helio a través del ciclo CNO. Durante esta fase la estrella se expande, decreciendo ligeramente su temperatura efectiva e incrementando su luminosidad. La duración de esta fase es de unos ~ 11 Ma para una estrellas de masa $15 M_{\odot}$, pero sólo de ~ 3.2 Ma para una estrella de masa $75 M_{\odot}$ (Woosley et al., 2002). A lo largo de su vida, la atmósfera de las estrellas masivas se va enriqueciendo con los materiales creados en el núcleo como consecuencia de la combustión de H y He. Estos son expulsados al medio circunestelar mediante vientos estelares y en la explosión final de supernova, enriqueciendo el medio

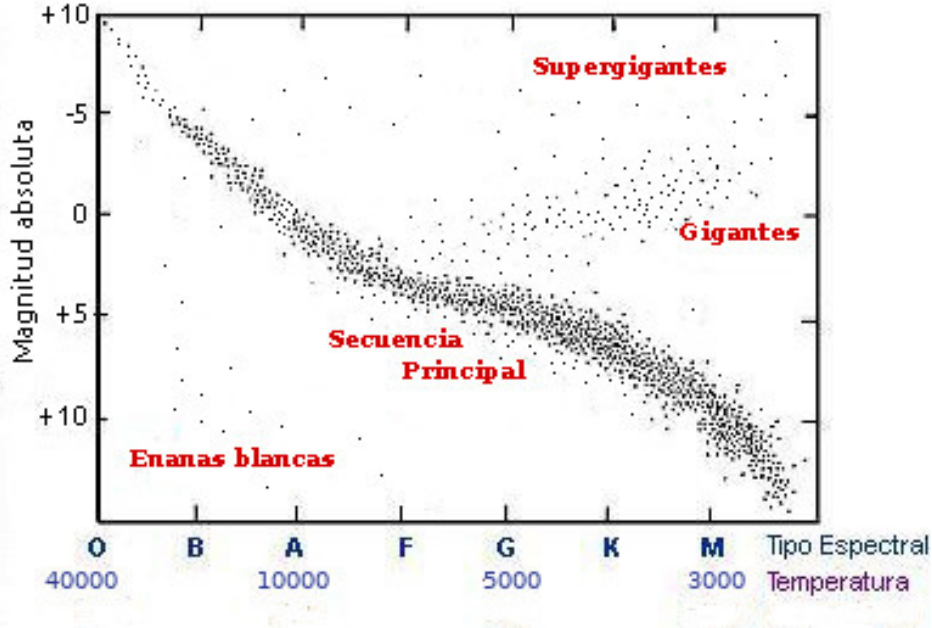


Figura 1.1: Esquema de un diagrama HR. En el eje horizontal se muestra el tipo espectral y la temperatura efectiva. En el eje vertical se muestra la magnitud absoluta de las estrellas.

con nuevos elementos pesados que formarán parte de futuras generaciones de estrellas en las galaxias con formación estelar.

Al ser la luminosidad de las estrellas en la *secuencia principal de edad cero* proporcional a la masa, las estrellas masivas se sitúan en la parte superior del diagrama de Hertzsprung-Russell (diagrama HR, ver la Figura 1.1), manteniendo una luminosidad alta durante toda su vida en comparación con las estrellas de masa baja-intermedia ($M < 8 M_{\odot}$). Además son estrellas calientes con temperaturas efectivas mayores de 25000 K en la secuencia principal (SP). Para esta etapa, se ha determinado una relación bien definida entre la masa estelar de la estrella, M_{\star} , y su luminosidad, L ,

$$L \propto M_{\star}^{\alpha}, \tag{1.1}$$

donde $\alpha \simeq 3.5$ para estrellas de baja masa y $\alpha \simeq 2.0$ para estrellas masivas (Massey, 1998). La diferente pendiente que caracteriza la relación masa-luminosidad para estrellas de baja y alta masa se debe principalmente a las diferentes fuentes de opacidad de estos objetos estelares (Massey y Meyer, 2001).

Las estrellas masivas consumen su combustible más rápidamente que las estrellas de masa baja o intermedia. Consecuentemente, las estrellas masivas poseen vidas más cortas. Aplicando la relación masa-luminosidad en la expresión del tiempo de escala nuclear, $\tau_N \propto M c^2 L^{-1}$, donde c representa la velocidad de la luz. La vida de una estrella depende de su masa siguiendo la relación (Massey, 1998)

$$\tau_N \propto M_{\star}^{1-\alpha}. \tag{1.2}$$

Por otro lado, la cantidad de estrellas masivas que esperamos encontrar en la Galaxia es pequeña, en comparación con las de otros rangos de masa, debido a la función inicial de masa (FIM), relación establecida por [Salpeter \(1955\)](#), $N \propto M^{-2.5}$, que indica que el número de estrellas en un rango de masa estelar dado es una función decreciente de la masa inicial. Así, sólo esperamos encontrar unas pocas estrellas masivas en comparación con estrellas del tipo solar: en la Vía Láctea, por cada estrella de $20 M_{\odot}$ hay unas cien mil estrellas del tipo solar; por cada estrella de $100 M_{\odot}$ deberían existir cerca de un millón de estrellas de tipo solar. A pesar de su reducido número y su corto tiempo de vida en términos de escala evolutiva, *las estrellas masivas juegan una influencia fundamental sobre el MIE y la evolución galáctica*: son responsables de la ionización del gas circundante, depositan energía mecánica, primero a través de fuertes vientos estelares y luego como supernovas ([Abbott, 1982](#)); finalmente, enriquecen el medio interestelar, retornando el material nuclear procesado durante toda su vida ([Maeder, 1981](#)) y en la explosión final de supernova.

Las estrellas masivas condicionan su ambiente y proporcionan nuevo material disponible para el nacimiento de futuras generaciones de estrellas, pudiendo incluso ser el mecanismo disparador de la formación estelar ([Woodward, 1978](#)). También generan la mayoría de la radiación ionizante ultravioleta en las galaxias, y potencian las luminosidades en el infrarrojo lejano con el calentamiento del polvo. La acción combinada de vientos estelares y explosiones de supernova en cúmulos estelares masivos y jóvenes son responsables de *superburbujas* que pueden a su vez originar supervientos galácticos ([Melo y Muñoz-Tuñón, 2002](#)).

1.2. Vientos de las estrellas masivas

Las estrellas masivas del tipo OB experimentan fuertes vientos estelares durante toda su vida, revelados por la presencia de perfiles P-Cygni en las líneas resonantes del UV, junto con las líneas de emisión de He II λ 4686 y H α , indicando la existencia de material expandiéndose a velocidades mayores a los 2000 km s^{-1} , revelando la presencia de fuertes vientos ([Chiosi y Maeder, 1986](#)) y además se ha detectado exceso de emisión en el continuo infrarrojo ([Cassinelli, 1979](#)). Esta característica estelar no es exclusiva de las estrellas masivas, puede encontrarse también en estrellas gigantes de tipo M y en supergigantes, estrellas RAG (rama asintótica de las gigantes) y las estrellas centrales de las nebulosas planetarias (ver [Kudritzki, 1998](#), para una revisión).

En un viento estelar, el material se acelera desde bajas velocidades cerca de la superficie estelar a velocidades que superan la velocidad de escape, resultando en un mecanismo eficiente que deposita el material estelar en el medio interestelar (a través de la denominada *pérdida de masa*). Los vientos de las estrellas masivas se denominan comúnmente *vientos producidos por las líneas (line-driven winds)*. La pérdida de masa es producida por la presión de radiación: se produce transferencia de energía y momento a través de absorciones de la intensa radiación estelar en numerosas transiciones espectrales resonantes de iones metálicos. Estos iones transfieren luego su energía y momento a otras partículas del plasma, originándose un flujo estacionario ¹ ([Castor et al., 1975](#)).

¹Cuando la velocidad del fluido v en cualquier punto no varía con el tiempo, se dice que el movimiento del fluido es estacionario.

Los vientos de las estrellas masivas se caracterizan por la velocidad terminal de su campo de velocidad, v_∞ , y el ritmo de pérdida de masa, \dot{M} . Valores típicos de v_∞ son $\sim 1100 - 3300 \text{ km s}^{-1}$ y $\sim 350 - 2000 \text{ km s}^{-1}$ para estrellas del tipo O y B, respectivamente (Howarth et al., 1997). Valores típicos de pérdida de masa son $0.2 - 20 \times 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, aunque en algunas estrellas del tipo O y B se han medido valores entre $1 - 5 \times 10^{-9} M_\odot \text{ a}^{-1}$ (en particular los tipos sdO -subdwarf-O, BO V y BIII, ver tabla 1 de Jager et al., 1988). Siguiendo a Puls et al. (1996) y Lamers y Cassinelli (1999), el ritmo de pérdida de masa, \dot{M} , escala con la luminosidad L como

$$\dot{M} \sim L^{1/\gamma} M_{\text{eff}}^{1-1/\gamma} \quad (1.3)$$

siendo M_{eff} la masa modificada por la presión de radiación (la masa efectiva), y γ el exponente de la ley de potencias de la distribución de intensidades de cientos de miles de líneas producidas por el viento estelar. Para estrellas del tipo O, $\gamma \sim 0.6$ (Kudritzki y Puls, 2000). Las predicciones teóricas, como las proporcionadas por Vink et al. (2001) dan las tasas de pérdida de masa en función de la luminosidad, masa, velocidad terminal del viento, temperatura efectiva y metalicidad de la estrella. Aunque se han determinado de forma consistente ritmos de pérdida de masa en estrellas de la Vía Láctea y de las Nubes de Magallanes, se necesitan nuevas observaciones para comprender mejor sus características (Massey, y Olsen, 2003).

El tratamiento de la pérdida de masa es uno de los principales problemas que actualmente se encuentra en el modelado de la evolución de las estrellas masivas. Una estrella muy masiva podría perder la mitad de su masa en el tiempo que dura la combustión de su núcleo de hidrógeno. Aunque en los últimos años ha habido una mejora notable, la parametrización de la pérdida de masa en función de otros parámetros estelares aún es incierta, incluso durante la fase de la secuencia principal (ver Kudritzki y Puls, 2000; Vink et al., 2001). Como la pérdida de masa es producida por la presión de radiación actuando a través de las líneas metálicas, su ritmo en estrellas en la secuencia principal depende de una potencia desconocida de la metalicidad inicial. Desde hace años se sabe que, para metalicidad solar, incertidumbres tan pequeñas como un factor dos en la pérdida de masa pueden cambiar completamente el modelo de evolución de una estrella masiva (Meynet et al., 1994). Las incertidumbres de la pérdida de masa a muy baja metalicidad ($Z \leq 10^{-3} Z_\odot$) son aún mayores, hasta de un factor mil. Así, una predicción adecuada del ritmo de pérdida de masa en función de la metalicidad es fundamental para estimar el papel de los vientos de estrellas masivas en el enriquecimiento del medio intergaláctico en épocas tempranas, además de su influencia en la evolución de las estrellas de Población III, que pueden haber contribuido significativamente a la reionización del Universo.

Por lo tanto, los vientos estelares son de vital importancia a la hora de entender no sólo la evolución de las estrellas masivas (los vientos estelares intensos alteran el tiempo de escala evolutivo de las estrellas masivas), sino también porque las estrellas masivas depositan elementos químicos y momento mecánico en el MIE y medio intergaláctico circundante.

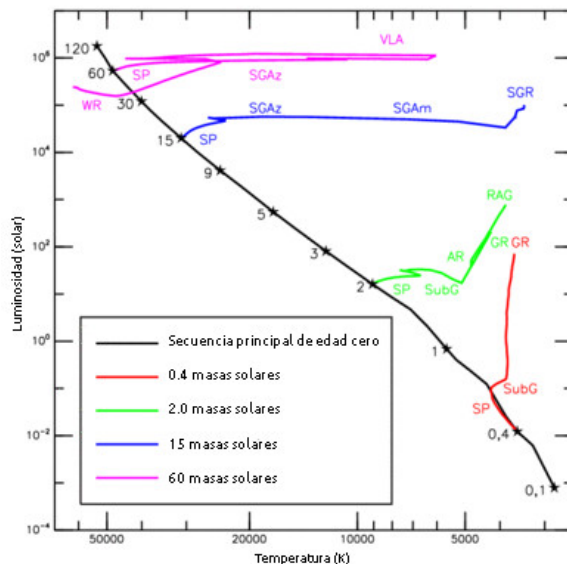


Figura 1.2: Esquema de un diagrama HR que muestra las trayectorias evolutivas de las estrellas en función de su masa inicial. También se muestran las etapas por las que pasarán las estrellas al abandonar la secuencia principal (García-Gutiérrez et al. 2012).

1.3. Estrellas Wolf-Rayet

En 1867 dos astrónomos franceses del Observatorio de París, Charles Wolf (1827-1918) y Georges Rayet (1839-1906), identificaron tres estrellas peculiares en la constelación del Cisne con líneas de emisión ensanchadas superpuestas al espectro típico de una estrella caliente. Esta es la primera referencia existente (Wolf y Rayet, 1867) en que se clasifica a este tipo de estrellas como una clase propia denominada estrellas Wolf-Rayet (WR). En la figura 1.3 se aprecia un ejemplo de los espectros obtenidos por Wolf y Rayet, en donde se muestran sus principales líneas de emisión. En años posteriores se identificaron medio centenar de estrellas con características similares. Aunque fue Gamow (1943) el primero en sugerir que la composición anómala detectada era material nuclear procesado visible en la superficie, hasta finales del siglo II este hecho no fue universalmente aceptado (Lamers et al., 1991).

Durante las etapas finales de la evolución de las estrellas masivas, el quemado del helio comienza antes de que la estrella haya tenido tiempo de alcanzar la etapa de supergigante roja (SGR). Algunas estrellas continuarán moviéndose hacia la derecha en el diagrama HR, mientras que otras producirán un viento estelar y una gran pérdida de masa. Estrellas en esta etapa evolutiva como P-Cygni o η Carinae, son conocidas como Variables Luminosas Azules (VLA), que están entre las estrellas más luminosas de la galaxia. Si la estrella puede retener su envoltura se convertirá en una SGR. De lo contrario, se volverá hacia el lado azul del diagrama HR, terminando como una estrella WR. En la Figura 1.2 se muestra un diagrama HR que contiene las trayectorias evolutivas de las estrellas en función de su masa inicial y cómo están posicionadas en la secuencia principal. En este diagrama se denotan las posibles etapas que atravesarán las estrellas al abandonar la secuencia principal.

Vanbeveren et al. (1997) propusieron un escenario alternativo para la formación de las estrellas WR.

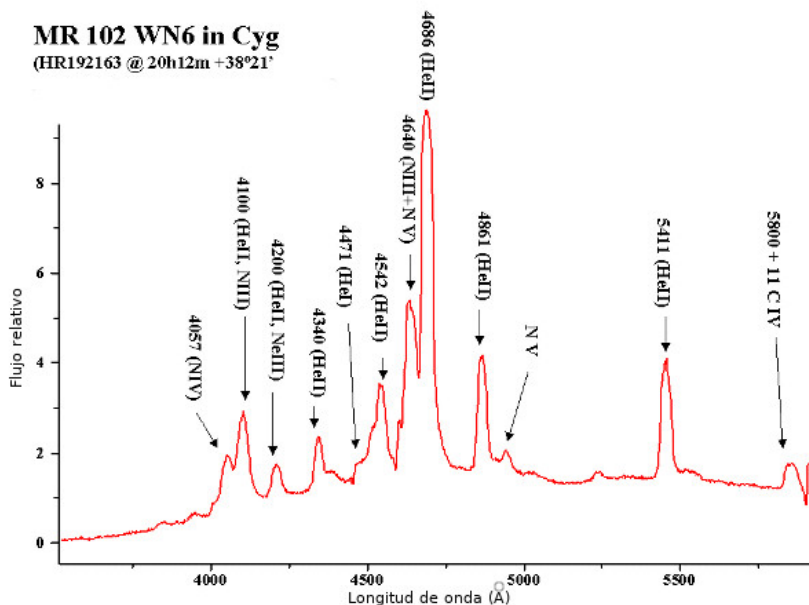


Figura 1.3: Espectro de la estrella tipo Wolf-Rayet WN 106. Descubierto por Wolf y Rayet en 1867. En donde se pueden apreciar líneas de emisión de los iones HeII, NeIII, CIV y NIV.

Este escenario del considera un sistema binario cercano en el que, cuando una de sus componentes se expande al evolucionar y alcanza el límite de Roche del sistema, comienza a transferir masa a la compañera. Siguiendo este esquema, en ambientes de baja metalicidad, suponiendo no rotación, una gran fracción de las estrellas WR debería pertenecer a sistemas binarios, dado que las tasas de pérdida de masa decrecen al disminuir la metalicidad (Maeder y Meynet, 1994). También se ha propuesto que la mayoría de las WR se encuentran en sistemas binarios y las estrellas compañeras tienden a ser estrellas del tipo O (Rosslowe y Crowther, 2015).

Independientemente del escenario de formación, las estrellas WR son estrellas masivas poseedoras de vientos muy fuertes alcanzando velocidades que abarcan el rango de $V_{\infty} = (1500 - 3000) \text{ km s}^{-1}$, transfieren una cantidad sustancial de momento, energía y material estelar al medio interestelar, la tasa de pérdida de masa es del orden de $10^{-5} M_{\odot} \text{ a}^{-1}$ y poseen masas típicas de $10\text{-}25 M_{\odot}$ y se cree que son estrellas tipo O evolucionadas. Espectroscópicamente, estas estrellas son espectaculares en apariencia porque presentan líneas de emisión anchas y prominentes de helio, nitrógeno o carbono altamente ionizados atribuidas a sus fuertes vientos (ver Figura 1.3), a diferencia de las poblaciones estelares normales que presentan líneas de absorción angostas (Crowther, 2007). Como son muy luminosas y fáciles de identificar espectroscópicamente, las estrellas WR proveen información única sobre las estrellas masivas.

Las estrellas WR se interpretan como objetos en los que se está dando la combustión de helio en el núcleo y presentan espectros con fuertes líneas de emisión ensanchadas en lugar de las típicas bandas estrechas de absorción (Beals, 1940). Las características espectrales de estas estrellas se observan lejos de su núcleo como consecuencia de los fuertes vientos que empujan el material desde

el interior hasta la envoltura, siendo la región en que se forman las líneas de emisión y el continuo una zona geoméricamente muy extensa en comparación con el radio de la estrella (Crowther, 2007). Las envolturas de las estrellas WR están caracterizadas por presentar una composición química con productos típicos de la nucleosíntesis, como C, N, O y dominante en He en lugar de H, puesto que han perdido partes de sus capas externas de H mediante los vientos estelares.

1.3.1. Clasificación de las estrellas Wolf-Rayet

Basándose en su espectro óptico, las estrellas WR se clasifican en tres tipos dependiendo de la intensidad de las líneas de emisión que se observan en sus espectros: WN, WC y WO. Este esquema sigue la evolución natural de la estrella una vez comenzada la fase WR, interpretándose como los diferentes cambios en las abundancias que sufren las envolturas (Lamers et al., 1991), siendo las WC un estado intermedio entre las jóvenes WN y las viejas WO. Esta clasificación va acompañada de un índice que refleja el grado de ionización de la atmósfera dado por los cocientes relativos de las líneas de emisión características de cada tipo siguiendo el esquema de Smith (1968), donde menor índice indica mayor grado de ionización. A continuación describimos los diferentes tipos de estrellas WR:

- **Estrellas WN o estrellas en la secuencia del nitrógeno:** se identifican por presentar fuertes líneas de N y He en sus espectros. Atendiendo a su composición química se caracterizan por tener una envoltura con bajo contenido en H y enriquecida con los productos típicos del ciclo CNO debido a la combustión de H que se produce en el núcleo de la estrella (exceso de N y He y falta de O).

Las estrellas WN muestran poca evidencia de C. Según la intensidad relativa de las líneas de HeII $\lambda 4686$, NIII $\lambda\lambda 4634, 4640$, NIV $\lambda 4057$ y NV $\lambda\lambda 4604, 4620$, las estrellas WN se clasifican en varios subtipos, desde WN2 a WN11 (Conti et al., 1990). En la figura 1.4 se puede apreciar una superposición de espectros de estrellas correspondientes a estos subtipos. Las estrellas WN2 son los objetos con mayor ionización/excitación y corresponden a los tipos espectrales más tempranos. Las estrellas WN se subdividen en dos grupos:

- Estrellas WNL: Las estrellas WN tardías (WN6 a WN11), designadas por Vanbeveren y Conti (1980), todavía tienen líneas de H, mostrando cocientes de H/He entre 5 y 1. Suelen ser las estrellas WR más masivas, frías y brillantes. Se piensa que poseen un núcleo quemando He y una capa quemando H, y son las estrellas WR menos evolucionadas (más jóvenes, Chu et al., 1983).
 - Estrellas WNE: Las estrellas WN tempranas (WN2 a WN6) no muestran líneas de hidrógeno. Sólo queda de la estrellas un núcleo quemando He. Esta clase de estrellas WR tiene un radio más pequeño y son más calientes.
- **Estrellas WC o estrellas en la secuencia del carbono:** caracterizadas por presentar líneas de emisión intensas de C, O y He en sus espectros. Su envoltura tiene una ausencia total de hidrógeno y está compuesta por los productos típicos derivados de la combustión triple- α con

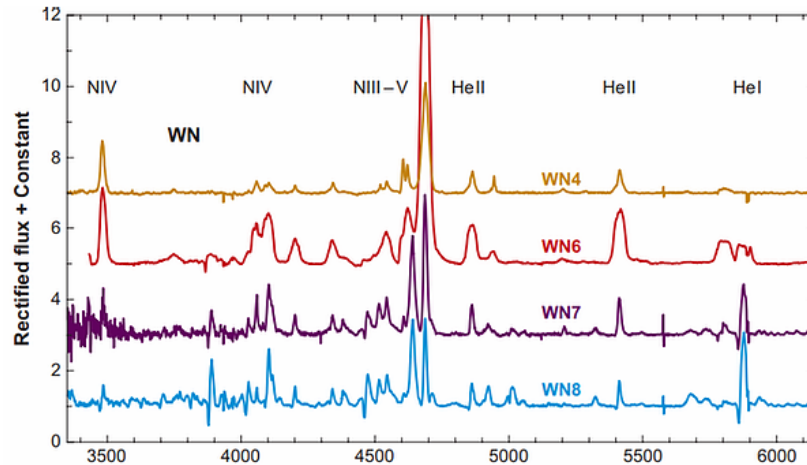


Figura 1.4: Comparativo de espectros del subtipo WN de estrellas de La Vía Láctea. Se pueden apreciar líneas de emisión de los iones de HeII $\lambda 4686$, NIII $\lambda\lambda 4634,4640$, NIV $\lambda 4057$ y Nv $\lambda\lambda 4604,4620$ (Crowther, 2007).

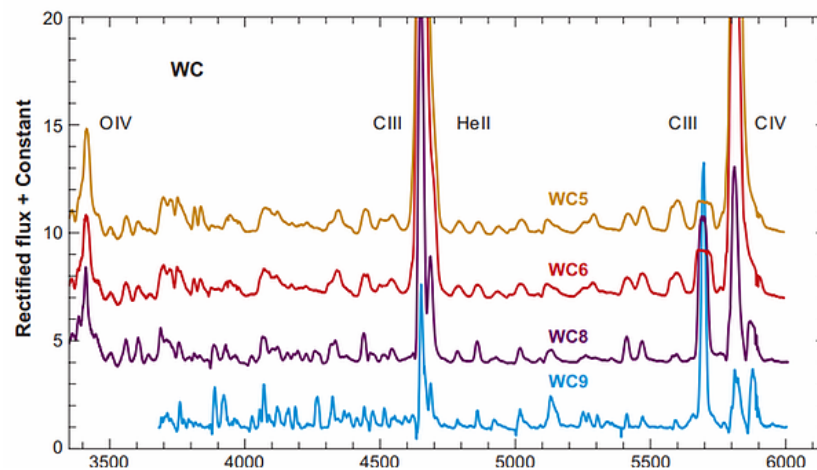


Figura 1.5: Comparativo de espectros del subtipo WC de estrellas de La Vía Láctea. Se pueden apreciar líneas de emisión de los iones de HeII $\lambda 4686$, C III $\lambda 5696$ y C IV $\lambda\lambda 5801,5812$, respecto a OIV $\lambda 3400$ (Crowther, 2007).

enriquecimiento de C, O y He. Son estrellas más evolucionadas que las WN ya que han perdido toda su envoltura de H debido a los fuertes vientos estelares. Mientras que las estrellas WN normalmente muestran líneas débiles de C, las estrellas WC nunca tienen líneas de N. Los cocientes relativos de C III $\lambda 5696$ y C IV $\lambda\lambda 5801,5812$, respecto a OIV subdividen las WC abarcando desde WC4 hasta WC9 (Torres et al., 1986). En la figura 1.5 se puede apreciar una superposición de espectros correspondientes a estos subtipos. Atendiendo al grado de excitación, las WC se clasifican como estrellas WCE o tempranas con tipos espectrales desde WC4 hasta WC6, y estrellas WCL que abarcan desde WC7 hasta WC9 y corresponden a los tipos más tardíos y menos excitados.

- **Estrellas WO:** se caracterizan por presentar líneas intensas de O VI $\lambda\lambda 3811,3834$ (Kingsburgh et

al., 1995). Estas estrellas son poco conocidas y, en general, suelen incluirse como una extensión de las WCE. Dependiendo de la relación de intensidad entre O V-VI y C IV se clasifican desde WO1 hasta WO4 (Crowther et al., 1998).

Durante la fase WR, los vientos estelares son aún más intensos que en etapas anteriores, jugando un papel fundamental en el enriquecimiento químico y energético del medio interestelar. La distribución espacial del gas alrededor de las estrellas WR altera el MIE condicionando la forma en que los nuevos metales sintetizados se dispersan y mezclan en el gas original en el que se formó la estrella (esta mezcla no es instantánea y los mecanismos que la provocan aún no están esclarecidos totalmente). Además, debido a la interacción de vientos con las envolturas eyectadas, se forman burbujas alrededor de las estrellas WR que aportan gran información sobre la evolución de la estrella central, a estas formaciones se les conoce como nebulosas WR.

Estas nebulosas se observan para un subconjunto de estrellas WR. Se cree que éstas representan el material expulsado durante las fases de SGR o VLA que es fotoionizado por la estrella WR. Los primeros ejemplos conocidos, NGC 2359 y NGC 6888, muestran una morfología de cáscara, muchas se detectaron posteriormente en la Vía Láctea y Las Nubes de Magallanes, en donde exhiben una variedad de morfologías espaciales (Chu et al., 1983). Las nebulosas WR se asocian predominantemente con jóvenes estrellas WR, es decir, principalmente subtipos WN, con densidades de electrones típicas de 10^2 cm^{-3} a 10^3 cm^{-3} (Esteban et al., 1993). En la sección 1.8 se discutirán más detalles acerca de la formación de estos objetos.

1.4. Etapa post-WR: explosión de supernova

Las estrellas con masas superiores a $8 M_{\odot}$, que han producido elementos pesados hasta el Fe en su interior, llegan a su fin de una forma espectacular. Al terminarse las reacciones termonucleares, teniendo el núcleo de la estrella una masa mayor a $1.4 M_{\odot}$, se produce un colapso catastrófico, el cual alcanza prácticamente la velocidad de la luz, liberando una gran cantidad de energía (del orden de 10^{53} erg), mientras que masas del orden de $10 M_{\odot}$ salen eyectadas hacia el MIE a velocidades de 5000 a 10000 km s^{-1} . El 99 % de la energía se pierde al ser transportada por los neutrinos, ya que éstos casi no interactúan con la materia. Sin embargo el 1 % de energía es suficiente para que esta región brille más intensamente que el resto de la galaxia a la que pertenece. Este evento tan violento es lo que se conoce como *Supernova* (SN). La explosión de una SN es uno de los eventos más violentos en el Universo, siendo visible desde diferentes ángulos y puede alcanzar $V = -18 \text{ mag}$ (i.e. más de 100 veces el flujo emitido por la Luna Llena) en un período de tiempo muy corto.

Esta enorme cantidad de energía liberada genera una onda de choque que se mueve rápidamente hacia fuera soplando violentamente las partes externas de la estrella. En un lapso de tiempo muy corto, que puede tener duraciones de semanas a meses se inyecta una gran cantidad de energía al MIE y provoca procesos nucleares generando elementos más pesados que el Fe, expulsándolos lejos de la estrella. Como resultado final, el núcleo de la estrella puede colapsar en una estrella de neutrones o en un agujero negro (Woosley y Janka, 2005).

Los eventos de supernovas no son muy frecuentes en nuestra Galaxia, sucede aproximadamente 1 cada 100 años en ella. Sin embargo, se han podido estudiar sus características fotométricas y espectrocópicas mediante observaciones de supernovas en otras galaxias. Las SN se clasifican basándose en la presencia o no de hidrógeno en sus espectros (Filippenko, 1997):

- Se definen SN tipo II como aquellas que presentan H en sus espectros y por tanto se espera que sus progenitoras son estrellas masivas en la fase de supergigante roja.
- Las SN tipo I son aquellas con ausencia total de H formadas tras un estado evolucionado de la estrella. Se subclasifican como tipo Ia si se detectan líneas de Si II 6150 Å y se originan de la explosión de estrellas enanas blancas; mientras que las de tipo Ib tienen presencia de He I 5876 Å y las de tipo Ic no hay líneas de helio; las SN tanto del tipo Ib como Ic son descendientes de las estrellas WR .

1.5. Choques astrofísicos

Cuando ocurre una explosión se crea una onda de choque, esta es una perturbación que se mueve hacia el medio circundante a una velocidad altamente supersónica. Esta onda explosiva se propaga hacia el MIE calentando las partículas, barriéndolas, comprimiendo el campo magnético, destruyendo el polvo, aplastando las nubes interestelares y acelerando los rayos cósmicos. Un choque se puede aproximar como un salto discontinuo cuando el camino libre medio de la partícula es mucho menor que la longitud de escala macroscópica. En la localización de este salto *las condiciones de Rankine-Hugoniot* deben aplicarse (Shu, 1992, ecuaciones 15.31-15.33).

Los principios de conservación relacionan las condiciones físicas del gas en cada lado del choque. En la Figura 1.6, se muestra un esquema desde el sistema de referencia de una onda de choque que es atravesado por el gas. La presión, velocidad y densidad del material antes del choque (P_1 , v_1 y ρ_1 respectivamente), cambian al ser comprimidos en el momento que atraviesan la onda de choque. Por lo que el gas saliente de la onda de choque registrará nuevas condiciones físicas (P_2 , v_2 y ρ_2). A continuación se dará una breve descripción de este proceso.

En primer lugar la conservación de la masa establece que el flujo de masa entrante por unidad de área del frente choque es igual al flujo de masa saliente por unidad de área. Por lo tanto

$$\rho_1 v_1 = \rho_2 v_2 = \phi \text{ (constante)}, \quad (1.4)$$

en donde ρ_1 representa la densidad del gas entrante, con velocidad v_1 relativa al choque y ρ_2 la densidad del gas saliente y v_2 la velocidad de salida relativa al choque. Por otro lado, de la conservación del momento se tiene que la masa entrante por unidad de área por unidad de tiempo $\rho_1 v_1$ ingresa con un momento $(\rho_1 v_1) v_1$. Posteriormente esta masa emerge con un flujo de momento $(\rho_1 v_1) v_2$. Por lo tanto, el cambio en el momento es igual al impulso dado por la fuerza neta. Y se obtiene

$$\rho_1 v_1 v_2 - \rho_1 v_1^2 = P_1 - P_2. \quad (1.5)$$

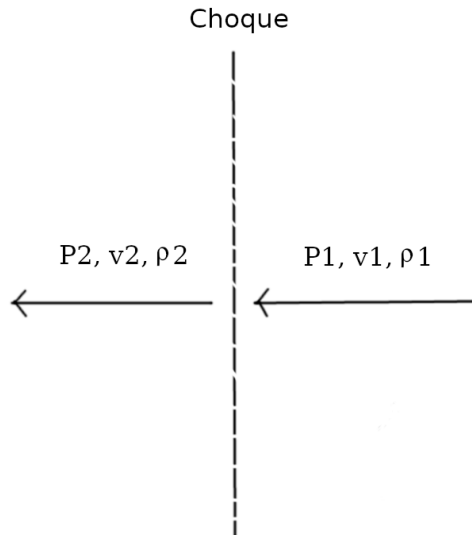


Figura 1.6: El flujo de las variables a cada lado del choque. Las velocidades están dadas respecto al sistema de referencia del choque.

Al despreciar los efectos de la presión del gas antes del choque P_1 , ya que los cambios en presión durante el choque son extremadamente grandes y usando la ecuación 1.4, la presión en el gas chocado P_2 queda de la siguiente manera

$$P_2 = \rho_1 v_1^2 - \rho_1 v_2^2. \quad (1.6)$$

Por otro lado, las condiciones físicas del MIE después de ser impactadas por el frente de choque, determinan un salto en la presión dado por

$$\frac{p_2}{p_1} \gg \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}, \quad (1.7)$$

en donde $\gamma = C_p/C_v$ es el cociente de calores específicos a presión constante y volumen constante respectivamente. Por lo tanto, los cambios en la densidad se obtienen en la forma

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1}. \quad (1.8)$$

En este caso, se supone un gas monoatómico, en donde $\gamma = 5/3$, se tiene que

$$\frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{v_2}{v_1} = \frac{1}{4}. \quad (1.9)$$

al emplear este resultado junto con la ecuación 1.6 nos conduce a

$$P_2 = \frac{3}{4} \rho_1 v_1^2. \quad (1.10)$$

En esta situación podemos suponer que éste es un gas ideal, y por lo tanto obedece la ecuación de estado

$$P = \frac{\rho RT}{\mu}, \quad (1.11)$$

donde $R = 8.31451 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$ es la constante de los gases y $\mu [\text{kg mol}^{-1}]$ es la masa molecular. Por lo tanto, usando las ecuaciones 1.9, 1.10 y 1.11, la temperatura resultante de un choque supersónico en el caso adiabático de un gas monoatómico ideal es:

$$T_2 = \frac{3}{16} \frac{\mu m}{k} v_1^2. \quad (1.12)$$

De la ecuación 1.10, el término de la presión representa a una presión térmica generada por un choque con velocidad inicial v_1 antes del impacto. Un choque a $10,000 \text{ km s}^{-1}$ calienta el plasma a temperaturas $\sim 10^9 \text{ K}$. A estas temperaturas, la radiación térmica de las partículas se extiende hacia el régimen de rayos X. Sin embargo, para el caso de RSNs debido a sus bajas densidades, entendemos que este tipo de interacciones es del tipo "sin colisiones", es decir, que no hay interacciones coulombianas en el frente de choque y que los campos magnéticos son los principales responsables de las interacciones de las partículas. Ésta es una buena aproximación cuando el camino libre medio coulombiano es mucho mayor que el radio de giro de las partículas térmicas.

1.6. Formación y evolución dinámica de una burbuja interestelar

El término burbuja interestelar fue adoptado por [Castor et al. \(1975\)](#) para definir la estructura creada alrededor de una estrella debido a la interacción de los vientos estelares con el medio circundante. Los primeros estudios teóricos que describen la estructura y la evolución dinámica de esta interacción fueron realizados por [Pikel’Ner \(1968\)](#), [Pikel’Ner, y Shcheglov \(1969\)](#) y [Avedisova \(1972\)](#) prediciendo una cavidad interna rodeada de un cascarón fino de material interestelar barrido. Trabajos posteriores de [Dyson y de Vries \(1972\)](#) revelaron que la expansión de estas burbujas era debida a la presión térmica del gas del viento chocado, denominándolas *nebulosas impulsadas por viento* (o en inglés *wind-driven nebulae*). Los modelos teóricos más detallados a la hora de describir la evolución dinámica de las burbujas y sus propiedades físicas fueron realizados por [Castor et al. \(1975\)](#) y [Weaver et al. \(1977\)](#).

A continuación se explica de forma cualitativa el mecanismo de formación de burbujas y los procesos físicos que se dan en su interior y determinan su evolución dinámica para el caso de interacción del viento con un medio circundante homogéneo y neutro, es decir, sin tener en cuenta la ionización debido a la emisión UV de la estrella ni la presencia de un campo magnético.

La presión de radiación en la superficie estelar acelera las partículas que, en caso de superar la velocidad de escape, salen de la estrella en forma de viento estelar (ver sección 1.2). El viento adquiere velocidades supersónicas de modo que su interacción con el MIE genera una onda de choque (C1). Esta onda es una discontinuidad que barre el medio modificando sus propiedades, dejando un gas denso que sigue a la onda de choque en su expansión.

La presión del viento tiene una dependencia con el radio de la forma $r^{-10/3}$, de modo que según se aleja de la estrella su presión baja hasta ser menor que la del MIE chocado. Se genera entonces

una nueva onda de choque (C2), conocida como choque inverso, con dirección opuesta al viento que va dejando a su paso viento chocado y que frena el viento libre que sale de la estrella formando una estructura de capas: en el centro la estrella expulsando un viento libre rodeada por una burbuja de material estelar eyectado por el viento y modificado por el choque inverso a temperatura muy alta, y a continuación una tercera capa compuesta por material del MIE chocado y barrido por la onda inicial expandiéndose en el medio circundante. Cabe mencionar que entre esta capa y la correspondiente al viento estelar chocado por la onda de choque reversa, se encuentra la superficie de contacto (ver Figura 1.7).

Una vez formada la estructura básica, la región densa del MIE chocado, ha experimentado un choque adiabático. En esta situación, detrás de la onda de choque el gas alcanza la temperatura dada por las condiciones de Rankine-Hugoniot del caso adiabático, una característica es que la densidad es casi cero en la mayor parte de la burbuja, excepto en la zona justo detrás de la onda de choque, es decir, gran parte de la masa se encuentra concentrada en esta zona.

De acuerdo al modelo estándar de [Weaver et al. \(1977\)](#), también se genera un mecanismo que se conoce como “evaporación” y se explica como la conducción térmica entre la capa del MIE chocado y la burbuja caliente ([Castor et al., 1975](#)). En dicha región de transición se forman columnas de densidad de iones responsables de las absorciones de OVI que fueron detectadas por el satélite ultravioleta *Copernicus* en burbujas alrededor de estrellas tempranas que otros modelos no predecían ([Jenkins y Meloy, 1974](#)). La evaporación provoca un flujo de energía mecánica de la capa de ISM chocado a la burbuja siendo ahora esta la fuente dominante de inyección de materia a la burbuja (más que el viento). [Weaver et al. \(1977\)](#) propusieron que para el caso de burbujas interestelares, la conducción térmica en la interfaz entre la burbuja caliente y la nebulosa ionizada exterior podrían disminuir la temperatura de la burbuja caliente mientras aumenta su densidad. Este modelo, sin embargo, no logra explicar las bajas luminosidades de los rayos X reportadas mediante observaciones de gas difuso emisor de rayos X en nebulosas planetarias, burbujas WR y superburbujas alrededor de jóvenes cúmulos estelares (e.g. [Townesley et al., 2003](#); [Toalá et al., 2012](#)). Por lo tanto, ninguno de estos dos modelos es aplicable a la emisión de rayos X difusa en las burbujas producidas por el viento. La fragmentación de la cáscara ionizada debido a las inestabilidades hidrodinámicas y los efectos del flujo de ionización de la estrella central deben ser incorporados en los modelos ([Toalá & Arthur, 2014](#)). Estas inestabilidades aparte de incluir masa a la burbuja caliente, disminuyen la temperatura a la orilla de la burbuja caliente. Sin embargo, aunque el resto de la burbuja caliente emite en rayos X, no se detecta debido a la densidad tan baja.

Debido a las altas temperaturas alcanzadas del gas chocado, éste se ioniza por colisiones con los electrones y la temperatura decae, es justo el momento en el que en esta región ocurre un enfriamiento radiativo. Cuando la temperatura resulta menor que 10^6 K, las pérdidas radiativas son importantes y la temperatura disminuye abruptamente hasta estabilizarse en $10^3 - 10^4$ K, pues para estos valores la función de pérdidas radiativas se hace ineficiente (decae por varios órdenes de magnitud). Esta fase continúa hasta que el tiempo de enfriamiento radiativo de la capa externa es del orden del tiempo de evolución, colapsando la región del MIE chocado en un cascarón fino y muy denso que rodea la burbuja

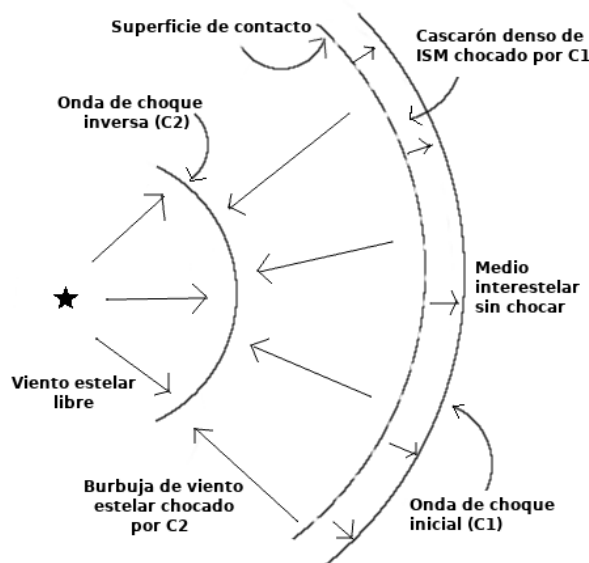


Figura 1.7: Burbuja interestelar formada por la interacción del viento con el MIE. De fuera hacia dentro: MIE inicial, cascarón denso formado por la onda de choque inicial (C1), burbuja caliente de material estelar chocado por C2 y viento libre eyectado por la estrella.

caliente (en la figura 1.7 se muestra un esquema de la estructura final obtenida por la interacción viento-MIE). Como la presión en la discontinuidad cascarón-burbuja es uniforme, la temperatura y densidad deben ser opuestas en ambas regiones (ver relaciones en la figura 1.8), siendo el cascarón denso y frío (tan frío como el MIE que lo rodea) y la burbuja poco densa y muy caliente (tanto que llega a emitir en rayos X como veremos más adelante). Weaver et al. (1977) ampliaron el modelo suponiendo que tras el colapso del cascarón también pueda darse enfriamiento radiativo en la burbuja. Esto modifica la evolución general de la estructura evitando el colapso de la burbuja y manteniéndose hasta que el viento finalice. Una discusión profunda sobre los tiempos y características de enfriamiento se encuentra en Mac Low y McCray (1988).

1.7. Formación de nebulosas ionizadas en burbujas

La formación de una nebulosa ionizada proviene de un caso más realista que el descrito previamente: primero la emisión UV de la estrella central ioniza el material circundante formando una región HII y posteriormente los vientos eyectados por la estrella central interactúan con el gas ionizado creando la estructura de burbuja-cascarón característica de las nebulosas alrededor de estrellas masivas evolucionadas. Los mecanismos de formación y evolución dinámica son básicamente los mismos pero teniendo en cuenta que el viento no interactúa con el MIE neutro sino con el gas ionizado: partiendo de la región HII formada con la estructura presentada en la figura 1.7, el viento eyectado por la estrella interactúa con esta región HII generándose la onda de choque (C1) que deja el gas ionizado chocado. Al ser la presión del viento menor que la de la región HII se produce el choque inverso (C2) creando

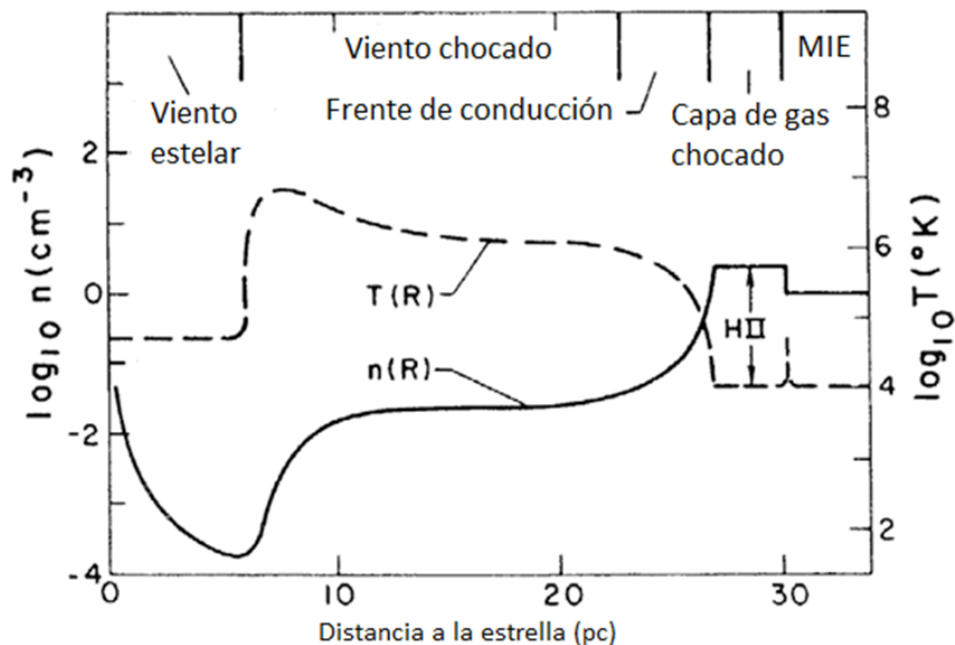


Figura 1.8: Características a gran escala de la temperatura y la densidad en una burbuja interestelar evolucionada (Weaver et al., 1977).

una nueva capa interna de material estelar expulsado por el viento (la burbuja).

1.8. Nebulosas alrededor de estrellas Wolf-Rayet

Los modelos analíticos presentados por Weaver et al. (1977) explican en detalle la formación y evolución de una burbuja expandiéndose en un medio homogéneo (ionizado o neutro). No obstante, las observaciones de estrellas en las diferentes fases evolutivas muestran que los vientos eyectados no interactúan con un medio homogéneo, por lo que este escenario ideal no explica las nebulosas alrededor de estrellas WR. Las estrellas WR representan la fase final de las estrellas masivas, de modo que los vientos expulsados interactúan con burbujas y capas formadas por eyecciones de material de las fases previas (SP, SGR y/o VLA). Gracias a los avances computacionales y a las mejoras en el conocimiento de las etapas de evolución estelar y la tasa de pérdida de masa, se han realizado muchas simulaciones hidrodinámicas para explicar la formación de nebulosas alrededor de estrellas WR.

El “Modelo de los Tres Vientos” propuesto por García-Segura, y Mac Low (1995a,b) es, sin lugar a dudas, la base teórica más completa a la hora de describir la formación de nebulosas WR, estableciendo el punto de partida para todas las simulaciones posteriores. García-Segura, y Mac Low (1995a,b) proponen un escenario que incluye tres tipos de vientos consecutivos expulsados por estrellas masivas en diferentes etapas de la evolución: el primer viento eyectado por la estrella en la SP es un viento rápido que barre el MIE formando una burbuja caliente rodeada de un cascarón denso del MIE chocado, a continuación un viento denso y lento expulsado por la estrella en la fase SGR se expande dentro de la burbuja caliente de la SP llenándolo parcialmente y creando otro cascarón denso interno y, finalmente, la estrella en la fase WR expulsa un viento rápido que empuja al viento emitido en la etapa SGR

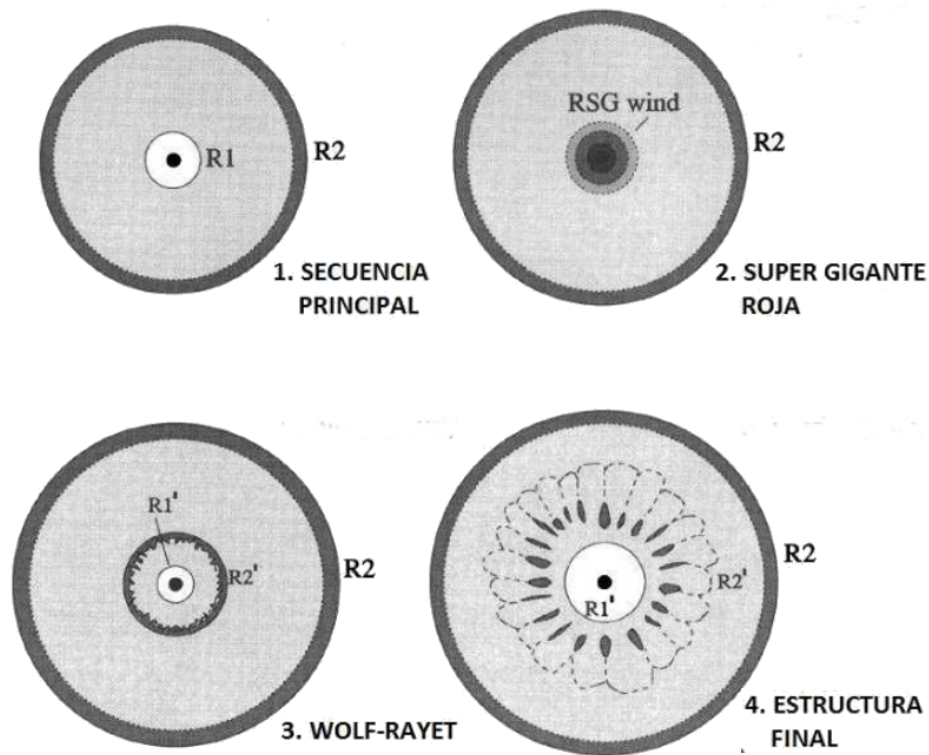


Figura 1.9: Modelo de los tres vientos: 1) formación de la burbuja en la MS (García-Segura, y Mac Low, 1995a), 2) interacción de los vientos SGR con la burbuja MS, 3) interacción de los vientos WR con la capa SGR 4) estructura final con la capa SGR rota y el viento WR expandiéndose en la burbuja de la SP. En todas las figuras el color blanco representa el viento libre, el gris el viento chocado caliente y el gris oscuro el gas denso chocado. R1 y R1' son los choques internos, mientras que R2 y R2' son los externos.

formando la nebulosa WR hasta romper el cascarón creado por la RSG expandiéndose en el interior de la burbuja de la SP. En la figura 1.9 se muestran las diferentes capas creadas por esta triple interacción alrededor de la estrella central.

En muchas nebulosas WR se ha observado una estructura que no se parece a la burbuja esférica que predicen los modelos, es por este motivo que García-Segura, y Mac Low (1995a,b) también incluyen en su teoría vientos asimétricos durante la fase SGR que generan una estructura más densa en el ecuador: los vientos expulsados durante la fase WR tienen más resistencia en el ecuador expandiéndose más rápidamente en los polos y generando las nebulosas asimétricas. Otra innovación de sus simulaciones es la inclusión de inestabilidades para reproducir la estructura grumosa observada, así proponen que durante el barrido de los vientos de la estrella SGR se dan inestabilidades tipo Vishniac (1983) mientras que en la burbuja de la SP, ya rota y atravesada por los vientos WR, se producen inestabilidades del tipo Rayleigh-Taylor y Kelvin-Helmholtz.

1.9. Remanentes de supernovas

Una remanente de supernova (RSN) se forma por la onda de choque que se propaga después de la explosión, una vez que se ha tenido el tiempo suficiente para observar la interacción entre el MIE y el material eyectado. A medida que se barre más material por el choque, la velocidad del material eyectado disminuye, finalmente se disipa en unos $10^5 - 10^6$ años. La evolución de una RSN consiste de cuatro etapas (Woltjer, 1972).

La fase dominada por el material eyectado o de expansión libre

En esta etapa inicial, el material eyectado se expande libremente y esta condición determina la dinámica del remanente. El choque en reversa es débil, y la masa eyectada (M_{ej}) es mayor que la masa barrida del MIE (M_{sw}) por choque frontal. La expansión libre sugiere que la velocidad del choque V_s está descrita por $V_s = R_s/t$, donde R_s es el radio del choque externo y t es el tiempo transcurrido desde la explosión de la supernova. La duración de esta etapa es de algunos miles de años de la vida del remanente. Como consecuencia, la región externa del remanente se expande siguiendo una ley de evolución respecto del tiempo del tipo: $R_s \propto t$.

Fase Sedov-Taylor

También llamada *fase adiabática* (sin embargo, la fase anterior también es adiabática), esta comienza cuando el material barrido por el choque frontal excede ampliamente la masa eyectada ($M_{sw} > M_{ej}$), con la característica de que τ_{rad} (el tiempo dinámico característico de enfriamiento radiativo) es mucho mayor que el tiempo dinámico característico de propagación de la onda de choque, τ_{exp} , por lo tanto, en esta etapa las pérdidas radiativas no son energéticamente importantes. La dinámica se describe por la solución autosimilar de Sedov-Taylor (Sedov, 1959; Taylor, 1950). Esta solución supone una explosión en un medio uniforme de densidad ρ_0 con energía E . Las siguientes ecuaciones describen la evolución de una RSN de radio y velocidad de choque como funciones del tiempo (suponiendo un índice adiabático para un gas monoatómico ideal $\gamma = 5/3$):

$$R = \left(\xi \frac{Et^2}{\rho_0} \right)^{1/5}, \quad (1.13)$$

$$V_s = \frac{dR_s}{dt} = \frac{2}{5} \left(\xi \frac{E}{\rho_0} \right)^{1/5} t^{-3/5} = \frac{2}{5} \frac{R}{t}, \quad (1.14)$$

en donde V_s es la velocidad del choque frontal que se propaga por el ISM y $\xi = 25/3\pi$. De estas ecuaciones, se puede notar que la expansión del remanente sigue una ley evolutiva de la forma $R_s \propto t^{2/5}$, mientras que los rangos para la fase Sedov-Taylor varían entre $10^5 - 10^6$ años después de la explosión.

Fase radiativa

A medida que el remanente continua expandiéndose, la temperatura en la región detrás del choque frontal cae por debajo de 10^6 K y es precisamente ahí donde está contenida la mayoría de la masa en expansión.

Esta fase se conoce como "*barredora de nieve*" de la evolución de la RSN y comienza cuando la temperatura detrás del choque frontal cae por debajo de los 10^6 K (Chevalier, 1977; McKee y Ostriker, 1977) y se vuelve importante el enfriamiento radiativo debido a las líneas de emisión de iones pesados. Durante esta fase el material chocado se vuelve tan frío que no puede ser observado en rayos X. En esta etapa la desaceleración que experimenta el material expulsado, debido al MIE, se vuelve más notable y su presión térmica se puede despreciar. En este caso, la ley que sigue esta expansión es de la forma $R_s \propto t^{1/4}$ y el choque frontal continuará barriendo material del MIE a medida que la conservación del momento toma el control de la dinámica.

Fase de fusión

En la que la velocidad de choque y temperatura detrás del choque se vuelven comparables tanto a la velocidad turbulenta como a la temperatura del MIE. En esta situación todo el material se mezcla y formará parte del material de la siguiente generación de estrellas.

1.10. Emisión de radiación difusa en rayos X

Las burbujas alrededor de estrellas masivas formadas por la interacción de vientos rápidos ($v > 10^3$ km s⁻¹) alcanzan temperaturas muy altas ($> 10^7$ K) emitiendo en rayos X ya que parte de la energía mecánica del choque se transforma en energía térmica (Weaver et al., 1977).

La primera nebulosa WR en que se encontró emisión difusa de rayos X fue NGC 6888, detectada por Bochkarev (1988) con *Einstein*. Diversos trabajos se han realizado en la búsqueda de la emisión en rayos X alrededor de otras estrellas WR. Entre las conocidas, se ha encontrado emisión en NGC 6888 y S 308 (Wrigge, 1999; Toalá et al., 2016), también en NGC 2359 (Toalá et al., 2015) y NGC 3199 (Toalá et al., 2017), como ejemplo, en la Figura 1.10 se muestra la emisión combinada de esta nebulosa WR, tanto en rayos X en la banda [0.3-1.1] keV, como en [SII] y [OIII] que se encuentra alrededor de WR 18. Las observaciones de NGC 6888 realizadas por Wrigge (1999) con *ROSAT* revelaron que la emisión estaba delineada por las zonas más brillantes en $H\alpha$ y concentrada en filamentos. Posteriormente, Wrigge et al. (2005) ajustaron el espectro observado con *ASCA* a un modelo de plasma de doble temperatura encontrando una componente dominante a $T \sim 1.3 \times 10^6$ K y otra débil a $T \sim 5.8 \times 10^6$ K. Para el caso de S 308, el estudio realizado por Chu et al. (2003) con *XMM-Newton* EPIC reveló una morfología consistente en una cavidad rodeada de un cascarón emitiendo en rayos X blandos y ajustaron el espectro a un plasma con dos temperaturas, una a $T \sim 1.1 \times 10^6$ K y otra emisión mucho más débil a $T \sim 1.3 \times 10^6$ K. Estos resultados han sido confirmados por Toalá et al. (2012) en aquellas regiones de S 308 que no se habían observado previamente.

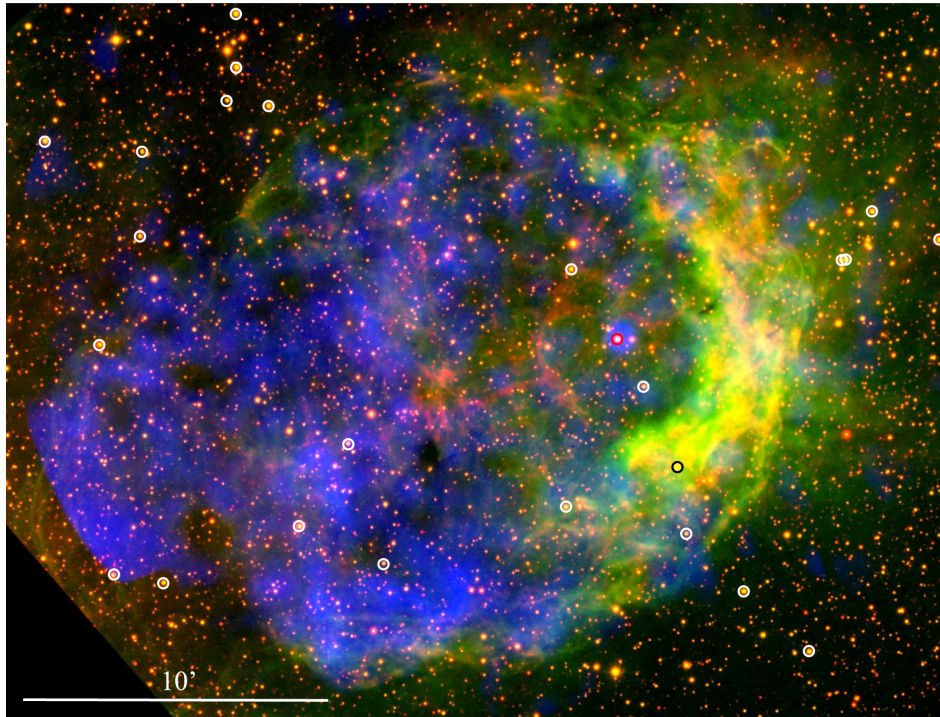


Figura 1.10: Imagen de la nebulosa WR NGC 3199, esta imagen combina la emisión en rayos X en la banda [0.3-1.1] keV (azul), y la emisión en [SII] y [OIII] (verde) que se encuentra alrededor de WR 18. Los círculos blancos denotan todas las fuentes puntuales en rayos X y el círculo rojo representa a WR 18 (Toalá et al., 2017).

Al comparar las predicciones de los modelos analíticos clásicos con las observaciones realizadas en NGC 6888 y S 308 surgen dos conflictos:

- 1) Atendiendo a la distribución de la emisión de rayos X, las observaciones muestran que la emisión proviene de filamentos y grumos del interior de la nebulosa y no de una burbuja llena de gas caliente como se suponía del modelo de Weaver et al. (1977). Este hecho se explica aceptando que la interacción de sucesivos vientos a lo largo de la evolución estelar ha provocado inestabilidades en el cascarón dejándolo con una estructura grumosa. Cuando el cascarón colapsa por las pérdidas de energía radiativa, se propaga de nuevo hacia dentro, inyectando material en la burbuja de manera que el interior de la nebulosa tiene ahora material del medio ionizado chocado y del viento chocado dando un aspecto filamentoso o con grumos.
- 2) La comparación de las observaciones con el modelo también lleva a problemas de inconsistencia de temperaturas. En primer lugar las temperaturas del plasma que predicen los modelos analíticos ($\sim 10^7$ K) son mayores que las observadas ($\sim 10^6$ K) y, en segundo lugar, los análisis de los espectros se ajustan a modelos del plasma con dos componentes en temperatura (tanto en NGC 6888 como en S 308). La solución a estas inconsistencias reside en determinar si la conducción térmica entre la burbuja caliente y el cascarón frío es eficiente o no (Zhekov y Park, 2011). En la hipótesis de tener conducción térmica eficiente, una vez que los grumos se han separado del cascarón frío y están en el interior de la burbuja se da la transferencia de calor entre

la burbuja que se enfría y los grumos que se calientan hasta emitir en rayos X con temperaturas del orden de 10^6 K como las detectadas. Esto explicaría la estructura de filamentos y la componente más fría correspondiente a los rayos X suaves, pero no el origen de la segunda componente de temperaturas más altas. Aunque para el caso de NGC 6888, [Toalá y Arthur \(2018\)](#) explican el origen de esta segunda componente. En el supuesto de que no haya conducción térmica eficiente, la burbuja sería adiabática, no se enfriaría y emitiría en rayos X a altas temperaturas (la segunda componente). Si los grumos se calientan por alguna razón diferente a la conducción, estos emitirían la componente más fría en los filamentos y obtendríamos el plasma de doble temperatura observado. Sin embargo, esta solución genera una nueva interrogante como es el de encontrar un mecanismo alternativo a la conducción térmica que explique el calentamiento de los grumos. [Zhekov y Park \(2011\)](#) proponen que se produce una mezcla local entre los grumos y la burbuja en base a un intercambio energético entre las partículas pesadas de las dos componentes. Simulaciones hidrodinámicas de [Toalá y Arthur \(2011\)](#) revelan que las variaciones que predicen sus modelos en la emisión de rayos X solo se ven afectadas por la conducción térmica en la burbuja de la SP que cambia el volumen emisor, pero no en la eficiencia de la conducción entre la cáscara de SGR barrida y el viento WR.

El hecho de que la emisión observada y esperada en estas burbujas sea de rayos X suaves y que, tanto en NGC 6888 como en S 308, provenga de regiones internas a la burbuja de [OIII] implica que son fácilmente absorbidos por pequeñas columnas de densidad de hidrógeno neutro situadas a lo largo de la línea de visión. Esta es una posible explicación al problema de la detección de fuentes de rayos X, ya que muchas WR se sitúan en el plano Galáctico donde la absorción es mayor ([Toalá y Arthur, 2011](#)).

CAPÍTULO 2

OBSERVACIONES EN RAYOS X

... con frecuencia la ignorancia engendra más confianza que el conocimiento: son los que saben poco, y no los que saben mucho, los que aseveran positivamente que éste o aquel problema nunca será resuelto por la ciencia.

CHARLES DARWIN,

LA DESCENDENCIA DEL HOMBRE (1871)

2.1. Satélites en rayos X

La observación en la región espectral de los rayos X está sustentado solamente en la información obtenida por telescopios espaciales y esto se debe a que las moléculas y átomos de la atmósfera se encargan de la absorción fotoeléctrica de fotones en rayos X. Aún con el satélite en órbita, permanece el problema de obtener fotones de rayos X de alta energía con un telescopio. Los lentes y espejos usados para la observación óptica son poco útiles para capturar fotones de alta energía. Sin embargo, para ángulos de incidencia suficientemente grandes, un fotón de rayos X se reflejará sobre un material conductor. Una superficie parabólica resulta ser efectiva, sin embargo para fotones de 1 keV de energía, se requiere un pequeño rango de ángulos para concentrar en el detector la información y a medida que la energía incrementa los ángulos de incidencia son cada vez menores (ver figura 2.1). Al agregar una superficie hiperbólica justo después de la superficie parabólica, se acorta la longitud focal y los fotones se enfocan en un anillo definido por las superficies. Al ensamblar superficies parabólicas e hiperbólicas unas con otras incrementa el área efectiva del telescopio. Una vez que se ha recolectado la señal, los eventos no requeridos como rayos cósmicos, rayos gamma y electrones de alta energía liberados de las paredes del detector mediante rayos cósmicos deben ser discriminados de los fotones de rayos X. El fondo cósmico isotrópico en rayos X agrega aún más ruido a cualquier observación.

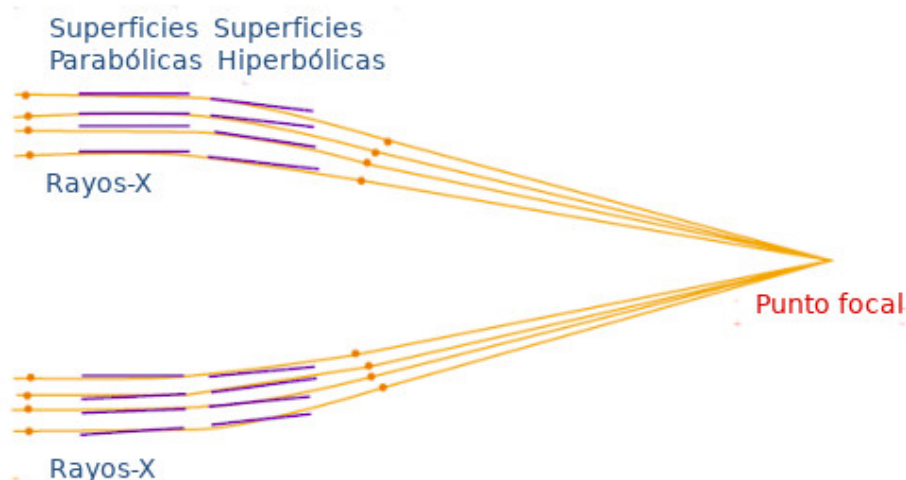


Figura 2.1: Esquema del acomodamiento de las superficies en un telescopio de rayos-X

2.1.1. XMM-Newton

El observatorio en rayos X del proyecto *X-ray Multi-Mirror Mission* (XMM) fue diseñado por ESA para el estudio de las fuentes de rayos X para captar fotones en el rango de energía de 0.1 - 10.0 keV. Lanzado el 10 de diciembre de 1999, el telescopio *XMM-Newton* está equipado de un conjunto de tres telescopios tipo Wolter altamente anidados de 7.5 m de longitud focal (58 espejos por telescopios, [Aschenbach et al., 2000](#)) y un telescopio adicional óptico-UV. Los instrumentos focales del *XMM-Newton* consisten de tres Cámaras Europeas de Imágenes de Fotones (mejor conocidas por sus siglas en inglés: *European Photon Imaging Cameras EPICs*) y dos Espectrómetros de rejilla reflectantes (mejor conocidas por sus siglas en inglés: *Reflecting Grating Spectrometers RGSs*).

Dos de los EPICs son CCDs (charge-coupled devices) basados en la tecnología convencional MOS (Metal Oxide Semiconductor, estos detectores son conocidos como EPIC-MOS), el tercer detector es del tipo pn-CCD (donde *pn* está asociado a la generación de señal a través de pares electrón-hueco). Cada detector EPIC puede ser operado por los filtros: delgado, medio o grueso. A continuación se dará una breve descripción de estos detectores.

El detector MOS es un dispositivo de transferencia de marcos trifásico sobre silicio epitaxial de alta resistividad con una estructura de electrodo abierto; Tiene una eficiencia cuántica útil en el rango de energía de 0.2 a 10 keV. La respuesta de baja energía del CCD convencional con iluminación frontal es pobre por debajo de ~ 700 eV debido a la absorción en la estructura del electrodo. Para EPIC-MOS, uno de los tres electrodos se ha ampliado para ocupar una fracción mayor de cada píxel, y se han grabado agujeros a través de este electrodo ampliado en el óxido de la puerta. Esto proporciona una fracción "abierta" del área total de píxeles del 40%. Esta región tiene una alta transmisión de rayos X muy blandos que de otro modo habrían sido absorbidos por los electrodos.

La cámara EPIC-pn ([Strüder et al., 2001](#)) fue desarrollada por la MPE (Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik), se localiza en el tercer telescopio sin RGS. Mientras que para el detector

pn-CCD, su vista esquemática introduce intuitivamente las ventajas del concepto: los rayos X golpean el detector desde la parte posterior. En el caso de una interacción de rayos X con los átomos de silicio, los electrones y los agujeros se generan en números proporcionales a la energía del fotón incidente. La energía promedio requerida para formar un par de electrones es de 3.7 eV a -90°C . Los fuertes campos eléctricos en el detector pn-CCD separan los electrones y los huecos antes de que se recombinen. Las cargas de señal (en nuestro caso, electrones) se derivan al mínimo potencial y se almacenan en los registros de transferencia. Los agujeros cargados positivamente se mueven hacia el lado negativo sesgado negativamente, donde son 'absorbidos'. Los electrones, capturados en los pozos potenciales a 10 micras por debajo de la superficie, pueden transferirse hacia los nodos de lectura, conservando los patrones de distribución de carga local del proceso de ionización. Cada línea del CCD es terminada por un amplificador de lectura.

El EPIC-pn es un detector hecho de silicio compuesto de pn-CCDs monolíticos cubriendo un área total de 6 cm x 6 cm. El tamaño de cada pixel es de $150\ \mu\text{m} \times \mu\text{m}$ que corresponde a $4.1'' \times 4.1''$. El grosor sensible del silicio es $280\ \mu\text{m}$, lo que se traduce en una sensibilidad del CCD hasta un límite de 15 keV. En el rango de energía de 0.1 - 10.0 keV, la eficiencia cuántica es mayor al 90 % y disminuye a $\approx 50\%$ a 15 keV. El límite más bajo para la respuesta de energía ($\approx 0.15\ \text{keV}$) se define por la ventana espectral de llegada de la radiación. La resolución de energía del EPIC-pn es $E/\Delta E \approx 20 - 50$. Para lograr una buena resolución, los eventos se leen en cada columna y hay diferentes maneras de adquisición de datos. La información usada en este trabajo se tomaron en el modo "full window" en el cual todos los pixeles de todos los CCDs son leídos.

Los RGSs se usan para espectroscopía de alta resolución y se montan a los telescopios con los detectores EPIC-MOS en el foco primario justo atrás del espejo. En cada uno de los dos telescopios, parte de la radiación en rayos X, se desvía hacia un CCD en el foco secundario mediante una rejilla de dispersión. La radiación no dispersada se enfoca, tanto en los EPIC-MOS como en el EPIC-pn para obtener una imagen de la fuente.

2.1.2. La emisión de fondo del detector

La señal guardada en una observación del *XMM-Newton* abarca muchas componentes, que se pueden separar en tres grupos: la emisión en rayos X del objeto de interés, un fondo astrofísico en rayos X (que corresponde a cualquier fuente que emite cerca del objeto de interés) y un fondo instrumental. A continuación veremos las últimas dos componentes.

El fondo instrumental del detector EPIC consiste de tres componentes. La primera representa a un ruido electrónico en la forma de pixeles/columnas o ruido de lectura de salida. En el caso de EPIC-pn el ruido de lectura de salida incrementa drásticamente a energías por debajo de $\leq 300\ \text{eV}$, especialmente si se usan eventos de doble-pixel.

La segunda componente es el fondo de partícula-inducida, es el espectro que incluye tanto un continuo como muchas líneas. La parte del continuo se debe al fondo de partículas inactivas. Los rayos cósmicos depositan una gran cantidad de energía ($\gg 10\ \text{keV}$) en muchos pixeles adyacentes y que son fáciles de distinguir de los eventos válidos en rayos X. Sin embargo, la fracción detectada de rayos

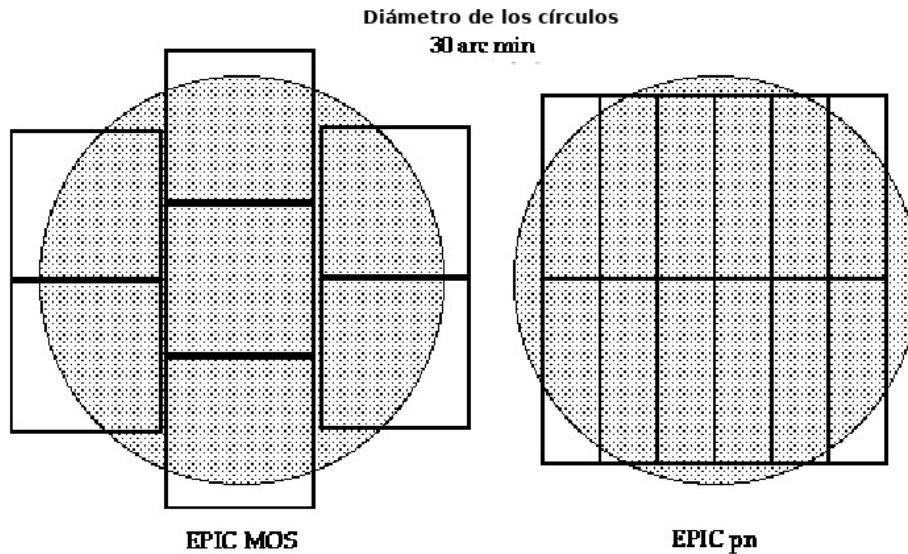


Figura 2.2: Se presenta un esquema sencillo de la conformación de los dos tipos de cámaras EPIC, a la izquierda se encuentra MOS, conformado por 7 CCDs de $10.9' \times 10.9'$ y a la derecha la del tipo pn, conformado por 12 CCDs de $13.6' \times 4.4'$. El círculo sombreado describe al campo de visión (FOV por sus siglas en inglés) y que corresponde a un área de $30'$ de diámetro.

cósmicos (como los de la dispersión de Compton) produce un continuo restante con un espectro bastante plano y una tasa de 0.021 ± 0.0022 events $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ para las cámaras MOS y aproximadamente el doble para PN (Lumb et al., 2002). El continuo tiene la dependencia tanto del chip, de la posición y del tiempo (al menos para MOS donde ha sido ampliamente estudiado, ver Kuntz y Snowden, 2008). Estas variaciones se deben tomar en cuenta en el análisis espectral. La parte lineal del fondo de partículas se produce por muchas líneas de fluorescencia en rayos X producidas por la interacción de partículas de alta energía con el material que rodea a los detectores (Al, Ni, Cu, etc.). Debido a este origen la componente fluorescente de una línea varía con el tiempo. Esta componente es muy dependiente de la posición, reflejando la distribución del material de la cámara alrededor de los detectores (ver Lumb et al., 2002; Kuntz y Snowden, 2008).

La tercera componente corresponde a la llamada *contaminación suave de protones* (o por sus siglas en inglés *soft proton contamination SPC*). Los protones de baja energía, que son acelerados en la magnetósfera terrestre y canalizados por los telescopios de rayos X hacia los detectores, producen eventos que no pueden distinguirse de los eventos genuinos en rayos X. El flujo de protones suaves es muy variable temporalmente, debido a su naturaleza (proceso conocido en inglés como *flaring*). Para las ocasiones en las que se presentan las ráfagas de protones más intensas, la mayor parte de los datos resultan inútiles (a excepción de aquellos casos en los que se observe una fuente muy brillante). Sin embargo, las ráfagas de protones duran largos períodos, normalmente a bajas amplitudes. Los datos que se obtienen de estas observaciones, se pueden analizar para algún trabajo científico, aunque estos incluyen una pequeña pero potencialmente importante contaminación por protones suaves.

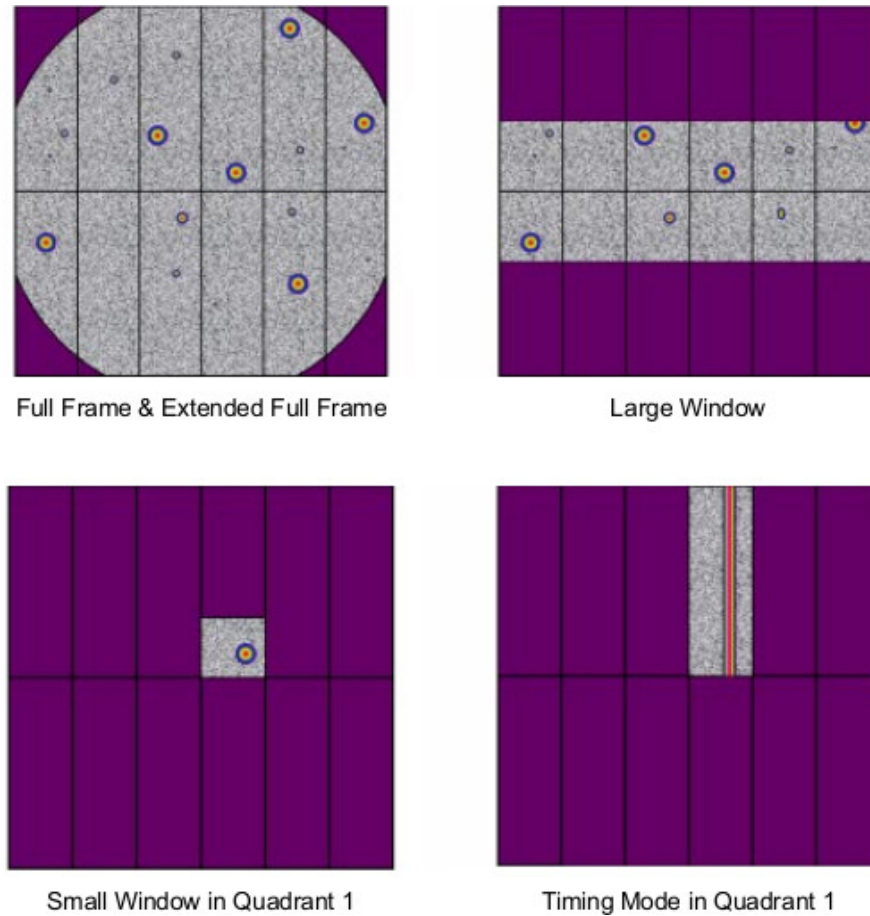


Figura 2.3: Arreglo de los detectores pn-CCD. También se muestran los modos operativos en el que pueden trabajar. a) Modo *Full frame and extended full frame*, b) Modo *Large window*, c) Modo *small window* y d) Modos *timing y burst* (Strüder et al., 2001).

2.1.3. Datos en rayos X

Los datos obtenidos normalmente se almacenan en listas de eventos. Cada fotón o partícula evento es grabado con su energía, tiempo de llegada y localización. Cada evento otorga un grado que ayuda a discernir una partícula de un fotón evento. Además de las listas de eventos, los archivos secundarios son generados por cada observación para asistir en la reducción de datos. Otro producto importante es una lista de pixeles defectuosos que se conocieron desde el lanzamiento o que se han degradado con el tiempo. La calibración constante se lleva a cabo para las misiones activas para medir y tomarse en cuenta para cualquier cambio durante el tiempo útil del telescopio. Cuando se realiza una observación y los archivos de datos se han recibido, la primera tarea es limpiar y filtrar los datos no procesados. Los pixeles defectuosos y los excesos de emisión debido a las ráfagas solares deben ser removidos.

Con los archivos de eventos limpios, ahora se pueden extraer imágenes y espectros de los datos. Los diferentes filtros pueden ser aplicados (energía, tiempo o región) dependiendo de la naturaleza de la investigación. En esta sección nos concentraremos en la obtención de los espectros sustraídos de fondo. Necesitamos crear una imagen y seleccionar regiones de interés. Se realizaron aperturas circulares con

radios angulares que pudieran abarcar los tamaños respectivos, con la finalidad de extraer los espectros. Cabe destacar que se necesita definir una región que represente a un fondo libre de fuentes y que pueda representar la radiación del fondo isotrópico en rayos X, así como las partículas cargadas y otros fondos instrumentales. En todos los casos, el espectro de fondo fue extraído de regiones cercanas a las SBs o RSNs de interés, que no contribuyeran a la emisión rayos X extendidos. En todos los casos, los contaminantes puntuales de las fuentes fueron eliminadas. En algunos casos como en el de la WR Br 48, la presencia de varias fuentes puntuales en las cercanías, no permitió extraer el espectro de una posible extensión de la nebulosa WR DEM L 231. Sin embargo, se pudo extraer el espectro de rayos X de su estrella progenitora WR Br 48.

Podemos extraer los espectros tanto de las regiones correspondientes a la fuente, como las del fondo y aún bajo estas circunstancias no somos capaces de analizar los datos. Por lo tanto, se deben generar las matrices de respuesta. Un Archivo matriz de redistribución (conocido por sus siglas en inglés *Redistribution Matrix File RMF*), relaciona los canales del detector con las energías reales de los fotones, calibrando el eje de energía del espectro. También necesitamos un Archivo auxiliar de respuesta (conocido por sus siglas en inglés *Auxiliary Response File ARF*), que relaciona la intensidad de un evento con la intensidad real del fotón recibido, calibrando el eje de las intensidades. Al multiplicar los datos con estas matrices se obtiene una distribución de cuentas que ocurrirían en un detector con una resolución infinita de energía. Después se necesita rebinear el espectro a un mínimo de 20 cuentas por bin y esto es por razones estadísticas y sustraer el espectro del fondo. Como resultado de este proceso, se pudieron obtener los espectros con fondo-sustraído (véase las Figuras 6 del capítulo 3 y 7 del capítulo 4). A partir de este momento, el análisis de un espectro de rayos X puede comenzar y se utilizará el programa de análisis de datos XSPEC (Arnaud, 1996). En el Apéndice A, se da una descripción de los principales aspectos a tomar en consideración cuando se realiza el ajuste de espectros mediante un modelo astrofísico; también se da una explicación para realizar el cálculo de los parámetros físicos involucrados con SBs y RSNs.

2.2. Modelando los espectros

2.2.1. Absorción

El software de análisis espectral XSPEC contiene muchos modelos útiles para el análisis y permite para modelos externos estar ligados estar enlazados a dicho programa. Antes de revisar los modelos de emisión térmica encontrados en XSPEC, necesitamos discutir algunos otros modelos componentes necesarios para el análisis completo. Cuando estemos observando a un objeto distante, debemos explicar la cantidad de absorción a lo largo de la línea de visión. Esta absorción se debe inicialmente a la fotoionización de las trazas de elementos pesados, pero se describe habitualmente en términos de una densidad columnar del hidrógeno N_H , con una metalicidad supuestamente similar a la solar. En la galaxia existen grandes cantidades de polvo y nubes de hidrógeno que absorben los fotones de rayos-X. Un modelo de absorción estándar es el *Wisconsin absorption model* (Morrison y McCammon, 1983) *wabs* (que supone abundancias solares a lo largo de toda la línea de visión). La LMC tiene abundancias

que comprende 0.3-0.4 veces la abundancia solar, y *wabs* arroja una predicción de la absorción. Sin embargo, este modelo sobreestima estos valores y una alternativa es utilizar el modelo *phabs*, el cual está relacionada con la absorción galáctica determinada mediante observaciones de hidrógeno neutro difuso en la galaxia por [Dickey y Lockman \(1990\)](#). De este trabajo, se encuentra que la densidad columnar galáctica hacia la LMC es $N_H = 7 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Otra opción, consiste en usar un modelo de absorción similar *vphabs*, el cual permite variar las abundancias y ajustarlas a los niveles de la LMC y reproducir la absorción.

2.2.2. Posibles componentes no térmicas

Uno de los mecanismos de la emisión no-térmica es la radiación sincrotrón, la cual depende de la interacción de las partículas cargadas con los campos magnéticos. Esto se debe a que una partícula cargada al entrar en un campo magnético experimenta una fuerza que la obliga a trazar círculos o espirales alrededor de las líneas de campo. Por lo tanto, la partícula sufre una aceleración angular que induce la emisión de radiación. En condiciones no relativistas (es decir, cuando las velocidades implicadas están muy por debajo de la velocidad de la luz) esta radiación, denominada ciclotrón, no es suficientemente intensa como para ser relevante en los diferentes escenarios astrofísicos. Sin embargo, cuando la velocidad de las partículas cargadas se aproxima a la velocidad de la luz, éstas emiten un tipo particular de emisión ciclotrón mucho más intensa denominada sincrotrón.

La radiación sincrotrón es también continua, ya que la cantidad de energía emitida y su frecuencia dependerán del campo magnético y de la velocidad de la partícula, pudiendo tomar un rango continuo de valores. Este tipo de radiación resulta ser la componente de emisión no-térmica más importante. El espectro que se genera está descrito por una ley de potencias hasta alcanzar frecuencias que corresponden a las energías máximas de los electrones. Estos electrones pueden acelerarse por choques. El tiempo estimado para la aceleración de las partículas debe ser menor a la edad de la remanente o al menos inferior a la pérdida radiativa del electrón. Ambos factores pueden reducir la emisión del espectro limitando la energía electrónica máxima. Las emisiones en rayos X se han observado en varias RSNs con evidencia espectral no-térmica (SN 1006, [Koyama et al. \(1995\)](#); G347.3-0.5 [Koyama et al. \(1997\)](#)). Esta emisión se puede explicar por la extrapolación de la emisión sincrotrón en radio a lo largo del espectro electromagnético hasta los rayos X.

Es conveniente incidir un poco más entre las diferencias entre la radiación térmica y la radiación no-térmica. Recordamos que la radiación térmica es aquella que se produce por efectos de la temperatura de la fuente (radiación de cuerpo negro, radiación de frenado, líneas espectrales térmicas) y la radiación no térmica es la que tiene lugar por otro tipo de efectos (radiación sincrotrón y máseres).

Gran parte de la radiación que nos llega procedente de la Vía Láctea o de otras galaxias es en forma de radiación no térmica. En el caso de la emisión continua, una diferencia muy importante entre ambos tipos de radiaciones en el rango de ondas de radio, es que, mientras que la intensidad de la radiación térmica aumenta con la frecuencia o se mantiene más o menos constante, la intensidad de la radiación no térmica muestra el comportamiento contrario y normalmente su intensidad disminuye con la frecuencia.

2.2.3. No-equilibrio de ionización (NEI)

De acuerdo al modelo estándar, se asume que en las RSNs la emisión térmica en rayos X, se debe a la interacción de la expansión de una onda de choque con el MIE circundante. En el caso de las remanentes jóvenes, un choque en reversa se mueve en dirección contraria del material eyectado por la explosión de SN, produciendo la emisión adicional de rayos X suaves, emergiendo un espectro de temperatura dual. Sin embargo, se espera que hayan dos consecuencias de este modelo simplificado.

La primera consiste en que la temperatura del electrón puede ser diferente a la temperatura del ión, como lo sugirió [Shklovskii \(1962\)](#) antes de la detección de rayos X en RSNs. La segunda situación, consiste en que el espectro recibido puede ser muy diferente de la que sería emitido por el plasma bajo condiciones de equilibrio, en vista que los tiempos de escala de ionización son mayores que los tiempos de escala hidrodinámicos (la etapa de expansión).

El modelo de la emisión de las RSNs se construye iterativamente, al incrementar el orden de la complejidad. Primero, se trata con un modelo de equilibrio de ionización colisional (conocido como CIE por sus siglas en inglés) y que en XSPEC se utiliza el modelo *vappec*. Las abundancias elementales se establecen inicialmente por los valores medidos por [Russell y Dopita \(1992\)](#). La abundancia del silicio tiene una incertidumbre muy alta, sin embargo, en ese caso se usa un valor inicial de la mitad adjudicada a la solar ([Maggi et al., 2016](#)). El análisis residual y de la bondad del ajuste revela como se puede mejorar el modelo, ya sea mediante la variación libre que determina las abundancias de los elementos o probablemente al cambiar al modelo NEI, que para XSPEC se usa la instrucción *vpshock*. La característica principal radica en que un plasma NEI está espacialmente confinado al interior de la cáscara con una $kT \sim 0.8$ keV, mientras que un plasma CIE se encuentra más espacialmente extendido con una $kT \sim 0.2$ keV y una abundancia similar a la solar. Por lo tanto, el plasma NEI se atribuye al material eyectado por la SN, mientras que el plasma CIE corresponde al MIE chocado que se encuentra en una región más externa ([Sato et al., 2016](#)). El patrón de abundancias y la masa estimada del material eyectado son consistentes con la explosión de SN del tipo *core-collapse* de $30 - 40 M_{\odot}$.

2.2.4. Equilibrio térmico

La falta de equilibrio térmico en un plasma complica el análisis del espectro en rayos X de las RSNs. En un plasma que se calienta por interacciones del campo magnético con las partículas, conocido como *choque sin colisiones*, la energía cinética de los iones se disipa en movimientos térmicos aleatorios debido a las interacciones con el campo magnético. Sin embargo, la interrogante respecto al calentamiento electrónico permanece abierta. En el caso de un número de Mach grande, tanto los electrones como los iones tienen su energía cinética aleatoria. Esto resulta en un cociente de temperatura de los electrones respecto a la temperatura de los iones que está muy lejana del equilibrio ($kT_e \sim m_e v_s^2$, y una expresión similar para los iones, lo que quiere decir que $T_e/T_i \sim m_e/m_i \sim 1/1836$). En esta situación, cabe la posibilidad de que algunas formas de calentamiento sin colisiones de los electrones en el frente de choque, podrían conducir al cociente de temperaturas hasta el equilibrio. Otro caso extremo surge cuando no se produce calentamiento de electrones y éstos se calientan únicamente por interacciones Coulombianas en la región post-choque. [Hamilton et al. \(1983\)](#) examinó los dos

casos anteriores en sus cálculos teóricos, mientras que [Hughes et al. \(1998\)](#) aplicaron estos casos a observaciones de RSN en la LMC y encontraron una mejor coincidencia con aquellos modelos que no tienen calentamiento sin colisiones de los electrones. Los choques reales, sin embargo, pueden caer entre estos casos extremos. Hay indicadores que establecen que el calentamiento sin colisiones es más importante en choques lentos y menos importante en choques rápidos. Para modelar el espectro generado mediante un plasma calentado por choques, es necesario tomar en cuenta un rango de posibles valores para el cociente de T_e/T_i .

2.2.5. Choques

Una buena descripción de la emisión de las remanentes proviene de los modelos basados en la dinámica Sedov-Taylor. La solución Sedov comienza con una explosión en un medio uniforme que se expande con simetría esférica. Esto solamente se aplica para remanentes en que el MIE barrido supera ampliamente el material eyectado. Los cálculos de la emisión para estos objetos se han hecho en varias ocasiones, entre los que se encuentran los obtenidos por [Hamilton et al. \(1983\)](#), [Kaastra y Jansen \(1993\)](#) o [Borkowski et al. \(2001\)](#). Uno de los objetivos que se persiguen en este trabajo, es analizar la emisión en rayos X de las RSNs. En cuanto a los espectros en rayos X, estos se producen por una onda de choque externa que calienta el MIE alrededor del material eyectado. Los modelos Sedov se parametrizan por la escala de tiempo de ionización, τ (definido como $\tau = 1/[n_e c(T)]$ donde $c(T)$ es el coeficiente de ionización colisional del átomo/ión bajo consideración), las abundancias químicas, la temperatura post-choque T_s y la temperatura electrónica post-choque T_e . El proceso consiste en generar una tabla de modelos que pueden ser precalculados sobre la lista de parámetros mencionados previamente, con el ajuste hecho por la interpolación entre estos modelos. Los modelos Sedov explican la evolución de cada elemento fluido en el plasma a medida que evoluciona en el tiempo, resultando en una disminución de la temperatura promedio.

Los modelos Sedov, son muy complejos y descriptivos en la dinámica de RSNs y resultan ser la solución más detallada al problema de NEI. La solución más sencilla se determina mediante una temperatura electrónica y un tiempo de escala de ionización. Aún cuando la onda de choque sigue en expansión, material nuevo sigue impactando en la remanente, de modo que se requiere un amplio rango de tiempos de escala de ionización para una completa descripción del espectro en rayos X. Un simple modelo NEI puede efectivamente definir la emisión de un sencillo elemento de fluido dentro de la remanente, pero no debería usarse para describir la emisión integrada de todos los elementos. Algunos autores actuales combinan varios modelos NEI para obtener un rango de tiempos de escala y de temperatura electrónica.

Por otro lado, los modelos de choque plano-paralelos simplifican los cálculos de los detalles para una onda explosiva esférica en el modelo Sedov. Gracias a la disposición de la espectroscopía resuelta espacialmente, esta aproximación se ha vuelto muy útil. Cuando se analiza una pequeña sección del remanente, no se necesita hacer la suposición de una estructura esférica. Dentro de estos modelos, también se considera un rango de tiempos de escala de ionización desde cero (antes de que ocurra el choque) hasta el tiempo de escala de ionización del choque, la cual difiere de la edad del remanente en

el modelo Sedov, $\tau_s = 0.404\tau_{Sedov}$) con la capacidad de establecer el límite inferior de τ distinto de cero. Un límite inferior permite la investigación de las diferencias espectrales entre los elementos del fluido en diferentes regiones después del choque. En cada modelo discutido hasta ahora, se maneja un valor constante de la temperatura electrónica en toda la región post-choque. Estos modelos funcionan bien en comparación con los modelos completos de Sedov, en donde se detectan diferencias a bajas energías. Versiones de modelos de choque plano-paralelos pueden incluir calentamiento por electrones en el frente de choque con la inclusión del parámetro de temperatura de choque T_s . Los modelos de Sedov a altas temperaturas se representan bien, pero los modelos difieren para choques de bajas velocidades. La densidad electrónica en los modelos de choque plano-paralelo se basan en la ionización completa de H y He en el frente de choque. Aún en el caso cuando las abundancias de H y He se ponen en cero, estos modelos de choque plano suponen que alguna n_e existe en el plasma. Si se requiere una mejora en la aproximación de los modelos de choque plano-paralelo, se debe establecer un conteo de las variaciones temporales de la densidad electrónica, basados en la evolución de las fracciones de ionización y establecer un rango de temperaturas electrónicas.

CAPÍTULO 3



ANÁLISIS DE LA EMISIÓN DE LA SUPERBURBUJA LMC-N57

*“O andamos mirando las estrellas, permitiendo
que el murmullo de nuestros corazones ascienda
vagamente, o, si dejamos caer la mirada sobre
el mundo, lo hacemos para reírnos de él amargamente.
Somos seres emotivos, no racionales.”*
JOSÉ MARÍA EÇA DE QUEIROZ

A continuación se presenta un estudio de la emisión en rayos X difusa de la región de formación estelar LMC-N 57 en la Nube Mayor de Magallanes. Usamos las observaciones de base datos del observatorio espacial *XMM-Newton* para revelar en detalle la distribución de las burbujas calientes en este complejo. La emisión de rayos X se detecta desde la SB central DEM L 229, la remanente de supernova SNR 0532-675, y la burbuja Wolf-Rayet DEM L 231 alrededor de la estrella WR Br 48. La comparación con las imágenes en infrarrojo (IR) revelan el poderoso efecto de las estrellas masivas en la destrucción de sus regiones de formación. La distribución del gas caliente en la RSN y la SB muestran sus máximos en las regiones en contacto con el material frío filamentoso detectado por las imágenes IR. Nuestras observaciones no revelan una emisión de rayos X extendida que cubra a DEM L 231, aunque se detectan varias fuentes puntuales en el campo de visión de esta nebulosa WR. Las propiedades de los rayos X de Br 48 son consistentes con el sistema binario WN4+O como proponen otros autores. Modelamos la emisión de rayos X de la SB y encontramos que su emisión de rayos X puede ser explicada simplemente por el modelo de viento impulsado por presión, es decir, no hay necesidad de proponer la presencia de una explosión de SN como se sugirió anteriormente. Los cálculos de la presión del gas caliente confirman que la evolución dinámica de la SB DEM L 229 está dominada por los vientos estelares del cúmulo estelar LH 76.



Dissecting the Hot Bubbles in LMC-N57 with *XMM-Newton*

Isidro Ramírez-Ballinas¹, Jorge Reyes-Iturbide^{2,3}, Jesús A. Toalá⁴ , and Margarita Rosado¹ 

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, 04510 Mexico City, Mexico; iramirez@astro.unam.mx

²División de Mecánica, Tecnológico de Estudios Superiores de Tianguistenco, Carretera Tenango La Marquesa Km 22, Santiago Tianguistenco, Estado de México, Mexico

³Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-543, 04510, Mexico City, Mexico

⁴Instituto de Radioastronomía y Astrofísica, UNAM Campus Morelia, Apartado postal 3-72, 58090 Morelia, Michoacán, Mexico

Received 2019 June 2; revised 2019 August 31; accepted 2019 September 5; published 2019 November 6

Abstract

We present a study of the diffuse X-ray emission from the star-forming region LMC-N 57 in the Large Magellanic Cloud. We use archival *XMM-Newton* observations to unveil in detail the distribution of hot bubbles in this complex. X-ray emission is detected from the central superbubble (SB) DEM L 229, the supernova remnant (SNR) 0532–675, and the Wolf–Rayet (WR) bubble DEM L 231 around the WR star Br 48. Comparison with infrared (IR) images unveils the powerful effect of massive stars in destroying their nurseries. The distribution of the hot gas in the SNR and the SB display their maxima in regions in contact with the filamentary cold material detected by IR images. Our observations do not reveal extended X-ray emission filling DEM L 231, although several pointlike sources are detected in the field of view of this WR nebula. The X-ray properties of Br 48 are consistent with a binary WN4+O as proposed by other authors. We modeled the X-ray emission from the SB and found that its X-ray emission can be simply explained by pressure-driven wind model—that is, there is no need to invoke the presence of an SN explosion as previously suggested. The pressure calculations of the hot gas confirms that the dynamical evolution of SB DEM L 229 is dominated by the stellar winds from the star cluster LH 76.

Unified Astronomy Thesaurus concepts: [Interstellar medium wind \(848\)](#); [Stellar wind bubbles \(1635\)](#); [X-ray astronomy \(1810\)](#)

1. Introduction

During their lives, massive stars ($M_i \gtrsim 10 M_\odot$) drive the evolution of the interstellar medium (ISM) via energy and momentum. This feedback is mainly due to their stellar winds, radiation pressure, and supernova (SN) explosions (Krumholz et al. 2014). At large scales (≥ 1 kpc), stellar ultraviolet (UV) radiation from young hot stars plays a crucial role in the evolution galaxies by regulating star formation (Ostriker et al. 2010). Stellar feedback is a necessary effect for formation and evolution of galaxies in numerical simulations. This has been found to prevent the “cooling catastrophe” (Kereš et al. 2009), which is the cause of low stellar density and stellar population gradients observed in dwarf galaxies (Mashchenko et al. 2008).

At smaller scales (< 100 pc), stellar feedback of star clusters influence their surrounding giant molecular clouds. This stellar feedback is an important parameter in explaining why only a small fraction of the giant molecular cloud mass is converted into stars, while driving the dynamics of the region. Massive stars dissipate the surrounding molecular cloud by the combination of their powerful stellar winds and the extra contribution from SN explosions, creating the so-called bubbles and superbubbles (SB; Georgelin et al. 1983; Rosado 1986; Chu & Mac Low 1990; Chu et al. 1995; Oey 1996a, 1996b; Dunne et al. 2001; Cooper et al. 2004; Reyes-Iturbide et al. 2009, 2014; Rodríguez-González et al. 2011; Zhang et al. 2014; Velázquez et al. 2013).

Numerical simulations have shown that both effects, the ionization photon flux and winds, have to be taken into account to produce a more accurate study of the dynamics of bubbles around massive stars (e.g., Freyer et al. 2006; Toalá & Arthur 2011; Dwarkadas & Rosenberg 2013). In those cases, the hot bubble inside the H II region still dominates the dynamics of the nebulae around massive stars. However, there

are some observational works that suggest otherwise. For example, Lopez et al. (2014) analyzed multiwavelength data to test the driving mechanisms of SBs in the Magellanic Clouds (MCs). These authors estimate different pressure contributions from stellar radiation (P_{dir}), the dust-processed radiation (P_{IR}), the warm ionized gas ($P_{\text{H II}}$), and that coming from the adiabatically shocked hot bubbles (P_{X}). These authors found that the warm ionized medium dominates over the rest of the feedback processes, so that the warm ionized gas plays a major role in the dynamics of star-forming regions. Lopez et al. (2014) found a characteristic radius, r_{ch} , which determines the transition, where the radiation pressure drives the gas by setting the total radiation pressure equal to the warm gas pressure. This suggests that the radiation pressure is important in the range of $r_{\text{ch}} \sim [0.01-7]$ pc. The presented sample of analyzed SBs have radii between ~ 10 and 50 pc for which they are too large to the radiation pressure that dominates in the dynamic of the shells from H II regions. We note that Lopez et al. (2014) studied the properties of the hot gas in the star-forming regions in the MCs by analyzing *ROSAT* X-ray observations. Although this satellite had a good spectral sensitivity in the soft X-ray range (where hot bubbles emit their bulk of X-ray emission), current X-ray missions have a superior effective area and angular and spectral resolution, which allows for a better rejection of contaminant point sources.

We started a project to study the X-ray properties of star-forming regions in the MCs using *XMM-Newton* observations to peer into this discrepancy. In this work, we study the dynamical role of stellar feedback mechanisms in the LMC-N 57 complex (see Figure 1). In particular, SBs in the Large Magellanic Cloud (LMC) represent excellent cases to study due to its nearly face-on disk (inclined by $10^\circ-30^\circ$ to the line of sight) and because the interstellar reddening toward this galaxy

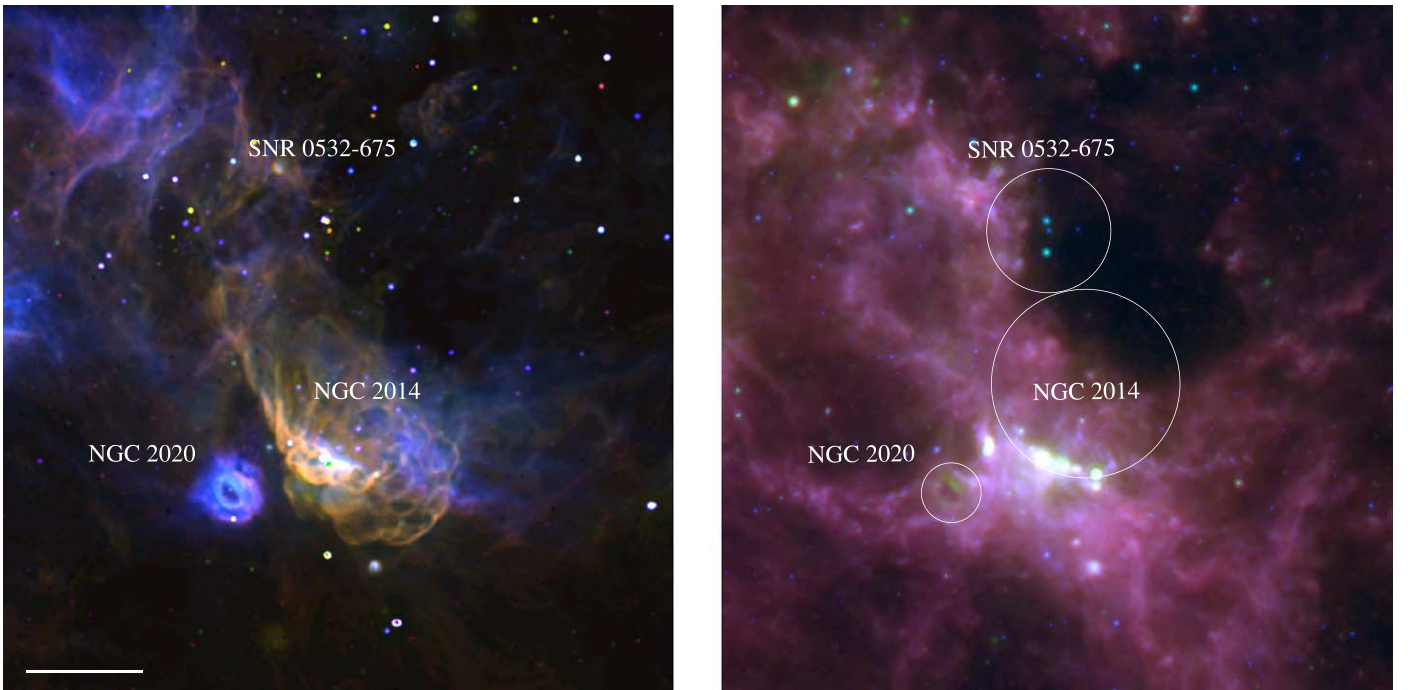


Figure 1. Optical and IR color-composite images of LMC-N 57. Left: optical image obtained with the MCELS (Magellanic Cloud Emission-line) survey (Smith et al. 2005). Red, green, and blue correspond to [S II], H α , and [O III], respectively. Right: IR image. Red, green, and blue correspond to *Herschel* SPIRE 250 μ m, *Spitzer* MIPS 24 μ m, and *Spitzer* IRAC 8.0 μ m. The white bar corresponds to 5' (72 pc) and both images have the same field of view. North is up and east to the left.

is small. Furthermore, the LMC provides a sample of more than 200 SBs (see, e.g., the original work of Henize 1956) at a common distance of ~ 50 kpc (Feast 1999) that are resolvable by observations of current X-ray satellites.

LMC-N57 is composed of three main regions: a central SB (DEM L 229 or NGC 2014), a Wolf–Rayet (WR) nebula (DEM L 231 or NGC 2020), and the supernova remnant (SNR) 0532–675 located north from the SB (see Figure 1). The SB seems to have formed as the result of the feedback from the OB association (OBA) LH 76 (Lucke & Hodge 1970). Degioia-Eastwood et al. (1993) used optical photometry to determine that LH 76 appears to be coeval with an estimated age of $(2\text{--}5) \times 10^6$ yr ago. Although this is a sufficient time for the first supernova explosion to occur, radio observations reported a spectral index of $\alpha = 0.1$ (McGee et al. 1978), more in agreement with H II region radio emission than the typical values for an SNR. On the other hand, the WR nebula DEM L 231 has a “double-rim” morphology with a physical size of $24 \text{ pc} \times 17 \text{ pc}$ that seems to have been produced by the stellar wind of only one star, the WR star Br 48 (Chu et al. 1999).

Early analyses of X-ray observations of LMC-N 57 obtained with the *Einstein* observatory suggested a relatively low X-ray luminosity compared to other star-forming complexes (Wang & Helfand 1991). For example, Chu & Mac Low (1990) reported a luminosity of $7.4 \times 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$ for LMC-N 57 while other complexes reached X-ray luminosities at least two orders of magnitude higher. The analysis of *ROSAT* Position Sensitive Proportional Counter (PSPC) observations presented by Dunne et al. (2001) showed that the SB is filled with hot gas, that SNR 0532–675 is an X-ray bright source, and that no extended emission is detected from the WR bubble Br 48 (see also Figure 7 in Points et al. 2001). The best-fit model to the PSPC spectrum resulted in a plasma

temperature of $kT = 0.26 \text{ keV}$ ($T = 2.6 \times 10^6 \text{ K}$) and an X-ray luminosity in the 0.5–2.4 keV energy range of $L_X = [2.1\text{--}8.1] \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Dunne et al. (2001) compared their results with those of pressure-driven models and concluded that the X-ray emission detected from the 13 sources analyzed in that work was the result of other physical processes, such as SN explosions in addition to stellar winds. We note, however, that their X-ray luminosity estimates for LMC-N 57 were very close to the observable ones.

In this paper, we present the analysis of archival *XMM-Newton* observations in comparison with optical and infrared (IR) observations. The *XMM-Newton* view of LMC-N 57 largely improves the previous X-ray studies of this complex. This study unveils the detailed distribution of the X-ray-emitting gas in LMC-N 57. We compare our results with the theoretical predictions from wind-blown bubble formation and X-ray emission. This paper is organized as follows. In Section 2, we present a description of the analytical model of SBs. Section 3 describes our *XMM-Newton* observations. The distribution of the X-ray-emitting gas is described in Section 4 and the analysis of its spectral properties is presented in Section 5. Finally, the discussion and conclusions are presented in Sections 6 and 7, respectively.

2. Theoretical Predictions of the X-Ray Emission from Superbubbles

The standard model of bubble formation by stellar winds was proposed by Weaver et al. (1977). Although the model considers a single wind source, it has been extended to describe the structure and evolution of the SB formed by several stars in a cluster (Chu et al. 1995).

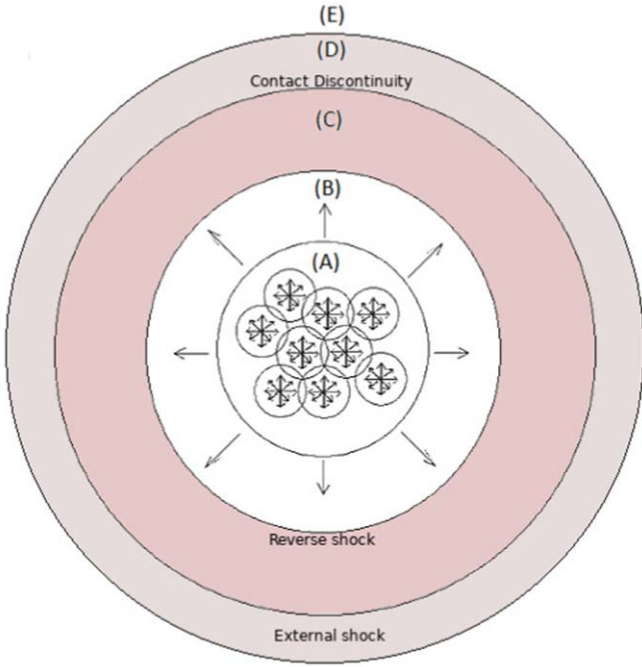


Figure 2. Generalization of the standard model of wind-blown bubbles conceived for a single star. The schematic structure of an SB produced by an OBA: (A) the star cluster zone, (B) free-wind zone, (C) shocked-wind zone, (D) shocked ISM zone, and (E) unperturbed ISM.

The stars in the OBA deposit mechanical energy into the ISM through their stellar winds. This is given by

$$L_w = \sum_{i=1}^N \frac{1}{2} \dot{M}_{w,i} v_{w,i}^2, \quad (1)$$

where $\dot{M}_{w,i}$ and $v_{w,i}$ are the mass-loss rate and the wind velocity of i -th star, respectively, and N is the total number of stars. The interaction of these winds with ISM creates an SB structure with the following four zones (see Figure 2):

- (A) A central zone where the stars are located and inject their free-flowing winds. This region is delimited by the stellar cluster radius. Outside this region, a common cluster wind is established.
- (B) A free-wind zone is the region between the OBA radius and reverse shock. This region is filled by the unperturbed stellar OBA wind.
- (C) A zone of shocked cluster wind, located between the reverse shock (or inner shock) and the contact discontinuity. This material has been shock-heated and reaches temperatures in excess of 10^7 K that emits primarily in X-rays.
- (D) An external zone, between the contact discontinuity and the leading shock. This zone contains the shocked ISM material that has been swept by the leading shock with an important optical line emission.
- (E) The unperturbed ISM.

In zone (A), stellar winds of the massive stars collide with each other, thermalizing all the gas injected inside the cluster volume forming a common OBA wind, which produces an over-pressure inside the cluster volume with respect to its environment. The OBA wind expands freely inside zone (B). Zone (C) is formed by gas of the stellar cluster wind that has

been shocked by the inner or reverse shock. This zone is adiabatically shocked and its post-shock temperature can be estimated to exceed 10^7 – 10^8 K (Dyson & Williams 1997). Finally, zone (D) is formed by the shocked ISM gas, which emits mainly in the optical wavelength, is the densest zone according to the standard model.

Weaver et al. (1977) showed that the equations that describe the dynamics of the shell or zone (D) can be expressed as:

$$R_{pc} = 42 \text{ pc} \times L_{w37}^{1/5} n_0^{-1/5} t_6^{3/5}, \quad (2)$$

$$V = \frac{dR}{dt} = 0.59 \text{ km s}^{-1} \times R_{pc}/t_6, \quad (3)$$

where R_{pc} is the radius of the SB in pc, V is the expansion velocity of the SB, L_{w37} is the mechanical luminosity of the OBA in units of 10^{37} erg s $^{-1}$, and n_0 and t_6 are the number density of the ambient medium in units of cm $^{-3}$ and the age of the bubble in 10^6 yr, respectively.

For the case where the radius of the shell and its expansion velocity are known, it is possible to determine the ambient density in terms of the wind luminosity, L_w (Equation (1)), the radius, and the bubble age by the relation

$$n_0 = (1.3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}) L_{w37} t_{\text{Myr}}^3 R_{pc}^{-5}. \quad (4)$$

According to Weaver et al. (1977), thermal conductivity regulates the temperature of the hot bubble toward its outer edge. The region in contact with the swept ISM reduces its temperature to values $\sim 10^6$ K while raising its density, producing soft X-ray emission. The X-ray luminosity that arises from the internal conduction front can be estimated following Chu & Mac Low (1990) as

$$L_X = (1.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}) I(\tau) \xi L_{w37}^{33/35} n_0^{17/35} t_6^{19/35}, \quad (5)$$

where ξ is the gas metallicity, and $I(\tau)$ can be expressed as

$$I(\tau) = \frac{125}{33} - 5\tau^{1/2} + \frac{5}{3}\tau^3 - \frac{5}{11}\tau^{11/3}, \quad (6)$$

with

$$\tau = 0.16 L_{w37}^{-8/35} n_0^{-2/35} t_6^{6/35}. \quad (7)$$

It is useful to express the X-ray emission in physical parameters that are observable, such as the size, expansion velocity, and density. For this, by combining Equations (2), (3), and (5), we obtain

$$L_X = (8.2 \times 10^{27} \text{ erg s}^{-1}) I(\tau) \xi R_{pc}^{17/7} n_0^{10/7} V_5^{16/7}, \quad (8)$$

where V_5 is the expansion velocity in units of km s $^{-1}$.

3. XMM-Newton Observations and Data Reduction

The star-forming complex LMC-N57 was observed by XMM-Newton with the European Photon Imaging Camera (EPIC). The observations were performed on 2006 August 28 and correspond to Obs. ID 0400320101 (PI: R. Williams). The EPIC-Metal Oxide Semi-conductor (MOS) cameras operated in the Full Frame Mode while the EPIC-pn camera operated in the Extended Full Frame Mode. The three EPIC observations were obtained with the thin optical filter with a total observation time of 46.71 ks. The EPIC-pn, MOS1, and MOS2 cameras have exposure times of 42.57, 46.41, and 46.57 ks, respectively. The XMM-Newton pipeline products were processed using the

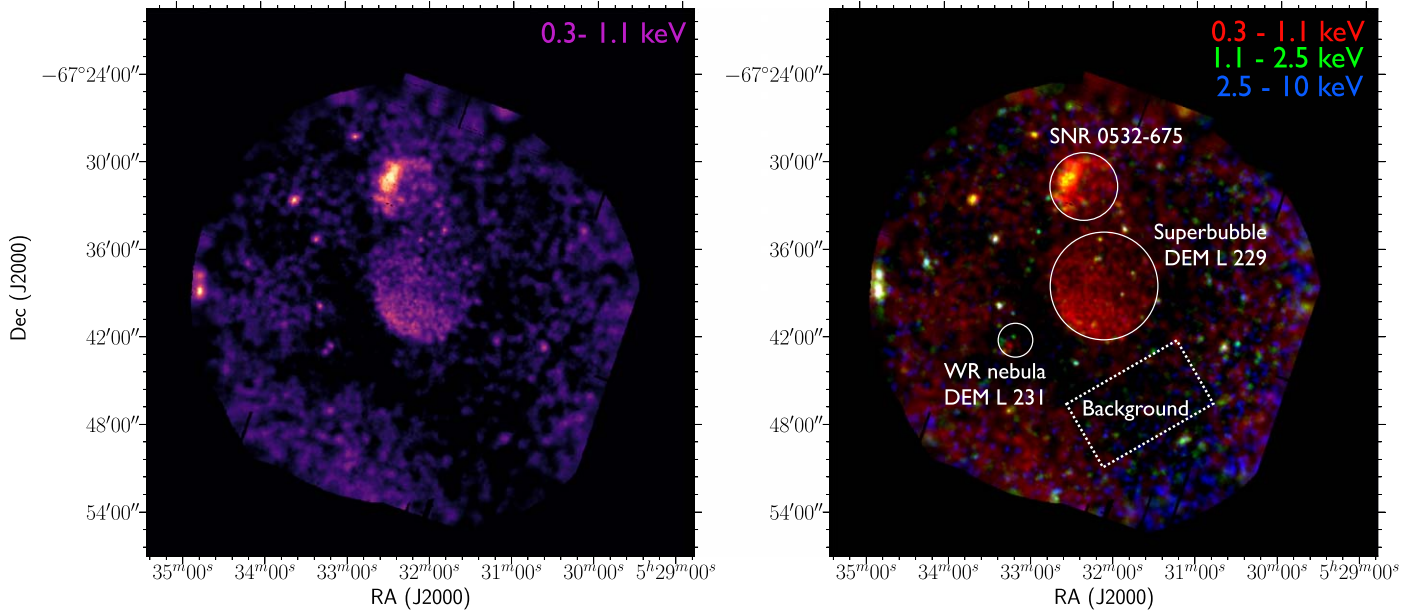


Figure 3. *XMM-Newton* EPIC exposure-corrected, background-corrected images of the X-ray emission from LMC-N 57. Left: soft X-ray emission (0.3–1.1 keV). Right: color-composite image of the X-ray emission. Red, green, and blue correspond to the soft, medium, and hard X-ray bands, respectively. The circular apertures show the extension of the diffuse X-ray emission from SNR 0532–675, SB DEM L 229, and the WR nebula DEM L 231 in LMC-N 57. The dashed line polygon shows the extraction region of the background spectrum.

XMM-Newton Science Analysis Software (SAS version 16.1) and the calibration files obtained on 2019 January 15.

The observation data files were processed using the SAS tasks *eproc* and *emproc* to produce the corresponding event files. In order to excise periods of high-background levels, we created light curves binning data by 100 s for each of the EPIC cameras in the 10–12 keV energy range. Background was considered high for count rate values higher than 0.8, 0.4, and 0.4 counts s^{-1} for the pn, MOS1, and MOS2 cameras, respectively. The final useful time for each camera was 12.67 ks (pn), 26.56 ks (MOS1), and 27.65 ks (MOS2).

In order to produce high-quality maps of the distribution of the X-ray emission, we used the Extended Source Analysis Software package (ESAS; Snowden et al. 2004, 2008; Kuntz & Snowden 2008). The ESAS tasks are tailored to successfully remove the contribution from the astrophysical background, the soft proton background, and solar wind charge-exchange reactions. A major difference between the ESAS task and those from the SAS task is that they apply very restrictive selection criteria of events and their final net exposure times are 7.20 ks, 10.65 ks, and 12.07 ks for the pn, MOS1, and MOS2 cameras, respectively.

We created three EPIC images in the 0.3–1.1 keV, 1.1–2.5 keV, and 2.5–10 keV energy ranges that are labeled as soft, medium, and hard bands. Following the ESAS cookbook, individual pn, MOS1, and MOS2 images were created, merged together, and, finally, corrected by their exposure maps. The resultant exposure-map-corrected, background-subtracted EPIC (pn+MOS1+MOS2) image of the soft X-ray emission as well as a color-composite image combining the three bands are shown in Figure 3. Each band image has been adaptively smoothed using the ESAS task *adapt* requesting 20 counts under the smoothing kernel for the soft and medium bands and 10 counts for the hard band.

4. Distribution of the X-Ray-emitting Gas in LMC-N 57

Figure 3 shows that the X-ray emission comes from the three regions in LMC-N 57. A large number of pointlike sources are also detected in the vicinity of LMC-N 57. The SB DEM L 229 emits mainly in the soft X-ray band and exhibits a relatively round shape with its maximum located toward the southeast close to the position of the OBA LH 76. Its angular size is $3'93$ in radius and corresponds to a physical size of ~ 60 pc. On the other hand, SNR 0532–675 emits considerably in the medium X-ray band, suggesting noticeable spectral differences with respect to the X-ray-emitting gas in DEM L 229, but a similar distribution of the hot gas is appreciated. Its maximum is toward the northeast and its angular size is $\sim 2'5$ with a physical size of ~ 36 pc. No extended X-ray emission is detected in the hard X-ray band.

Figure 3 also suggests that the X-ray emission from the WR nebula around Br 48 is due to the presence of point sources. This is further illustrated in Figure 4. This figure shows that the X-ray emission comes from (at least) 10 point sources located inside the inner shell in DEM L 231. We note that the presence of these sources hinders the search and analysis of diffuse X-ray emission from DEM L 231 as in galactic WR nebulae (see Toalá et al. 2016, 2017, and references therein).

Finally, to produce a clean view of the distribution of the diffuse X-ray emission, we used the CIAO (version 4.9; Fruscione et al. 2006) *dmfilth* task. All point sources were excised from the soft X-ray band and the resultant image is compared with the nebular $H\alpha$ and that from the *Spitzer* MIPS 24 μm images. Figure 5 shows that some faint X-ray diffuse emission is leaking toward the northeast region, which is an apparent low-density region in LMC-N 57 (see also Figure 1). It seems that the hot gas from the SB and from the SNR are merging together in this low-density region. There is also a spatial coincident between the presence of dust unveiled by the

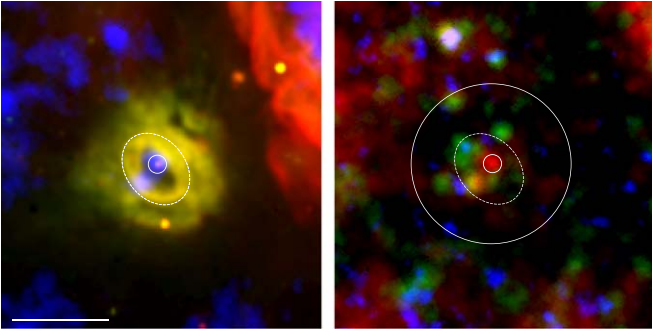


Figure 4. Color-composite images of the WR nebula DEM L 231. Left: optical and X-ray composition. Red, green, and blue correspond to $H\alpha$, [O III], and the soft X-ray band. Right: X-ray composition (red: soft band, green: medium band, blue: hard band). The dashed line ellipse has an extension of $76'' \times 100''$, while the circular aperture has a diameter of $200''$ and encompasses the total extension of the nebula. Br 48 is the central WR star in both panels and is marked with the innermost circular aperture. The white bar represents $2'$. North is up and east to the left.

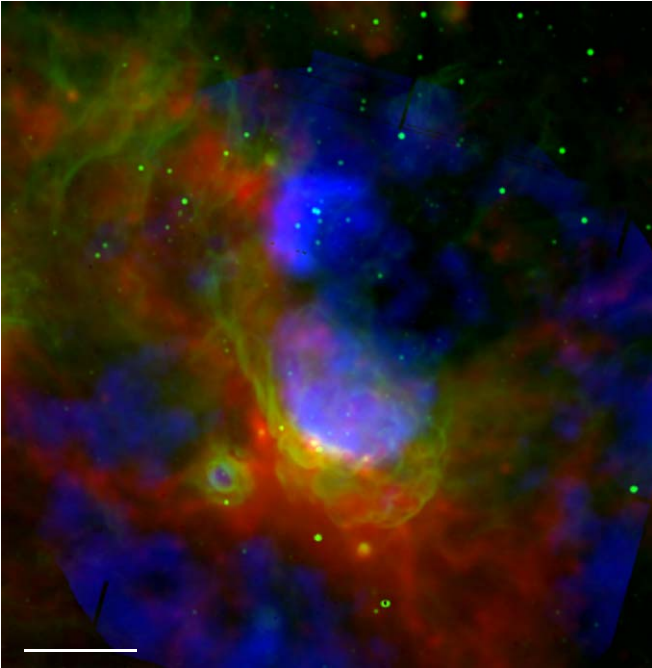


Figure 5. Color-composite image of LMC-N 57. Red, green, and blue correspond to *Spitzer* MIPS $24 \mu\text{m}$, $H\alpha$ from MCELS, and the soft X-ray band (0.3–1.1 keV). This image has the same field of view as those presented in Figure 1. The white bar represents $5'$. North is up, east to the left.

IR observations and the lack of X-ray emission. IR emission delineates that coming from the X-ray emission.

5. Spectral Analysis

To study the physical properties of the X-ray-emitting gas, we extracted spectra from different regions in LMC-N 57. Circular apertures with angular radii of $2/3$ and $3/7$ (which correspond to 33 and 54 pc) have been used to extract spectra from SNR 0532–675 and DEM L 229, respectively. The background spectrum was extracted from a region near to DEM L 229 with no contribution from extended X-ray emission (see Figure 3). In all cases, contaminant pointlike sources have been excised. As shown in the previous section,

the presence of several pointlike sources in the vicinity of Br 48 does not allow us to extract the spectrum of a possible extended emission from the WR nebula DEM L 231. Nevertheless, we extracted the X-ray spectrum of its progenitor WR star Br 48. The X-ray spectra have been obtained by using the SAS task *evselect* and produced the associated calibration matrices using the *arfgen* and *rmfgen* tasks. The background-subtracted spectra from SB DEM L 229 and SNR 0532–675 are shown in Figure 6. Unfortunately, the quality of the background-subtracted spectra of Br 48 was low and only fits by eye were performed (see below).

The spectral analysis was performed using XSPEC (version 12.9; Arnaud 1996). In accordance with previous studies of the extended X-ray emission from SBs in the LMC, we modeled the X-ray spectra using the absorbed *vpec* optically thin plasma emission model with the *tabs* absorption model (Wilms et al. 2000). Initially, all abundances were set to ISM values of the LMC, but in order to improve the statistics of the fit, we left some elements as free parameters. Table 1 lists the abundance values initially adopted.

The resultant model spectra were compared with the observed X-ray spectra in the 0.3–5 keV energy range where χ^2 statistics was used to evaluate the goodness of the fits. A minimum of 50 counts per bin was requested for the spectral fits.

5.1. The Superbubble DEM L 229

The EPIC spectra of DEM L 229 are shown in Figure 6 (left panel). The SB was registered by the three EPIC cameras. The most important spectral features are a dominant X-ray peak between 0.5 and 0.6 keV, which might be attributed to the O VII at 0.58 keV, and a secondary peak more clearly seen in the MOS spectra appears between 0.6–0.7 keV and can be attributed to the O VIII at 0.65 keV. The total count rate of the pn, MOS1, and MOS2 spectra are $330 \text{ counts ks}^{-1}$, $77.5 \text{ counts ks}^{-1}$, and $96 \text{ counts ks}^{-1}$ and correspond to total photon counts of 4180 counts, 2060 counts, and 2660 counts, respectively.

According to Hainich et al. (2014), the WR star BAT99 56 is located at the edge of SB DEM L 229. Its estimated $E(B - V)$ is 0.12 and translates into a column density of $N_{\text{H}} = 6.96 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$. Thus, for this region, we fixed this value for the following spectral analysis.

We first fitted the EPIC-pn spectrum with a two-temperature plasma emission model. The best-fit model ($\chi^2 = 1.05$) resulted in plasma temperatures of $kT_1 = 0.19_{-0.01}^{+0.01} \text{ keV}$ and $kT_2 = 0.94_{-0.09}^{+0.10} \text{ keV}$ with normalization parameters, A_1 and A_2 , of $9.7 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-4}$ and $1.9 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-4}$, respectively. Most of the element abundances converged to their ISM parameters except for the oxygen abundance. The best model suggests an overabundance of oxygen of $0.48_{-0.10}^{+0.14}$ times its solar value, which is twice the initial ISM oxygen abundance (see Table 1). The absorbed flux in the 0.3–5.0 keV was $f_{\text{X}} = (6.9 \pm 0.2) \times 10^{-13} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, which corresponds to an intrinsic flux of $F_{\text{X}} = (1.2 \pm 0.1) \times 10^{-12} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Thus, we estimated an X-ray luminosity of $L_{\text{X}} = (3.5 \pm 0.3) \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$.

Subsequently, we simultaneously fitted the three EPIC spectra. The best-fit model ($\chi^2 = 1.32$) resulted in a two-temperature plasma emission model with temperatures of $kT_1 = 0.19_{-0.06}^{+0.01} \text{ keV}$ and $kT_2 = 0.86_{-0.06}^{+0.05} \text{ keV}$. The resultant normalization parameters for each component are $A_1 = 9.4 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$ and $A_2 = 1.9 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-5}$, respectively. This model was achieved by leaving the oxygen abundance as a free

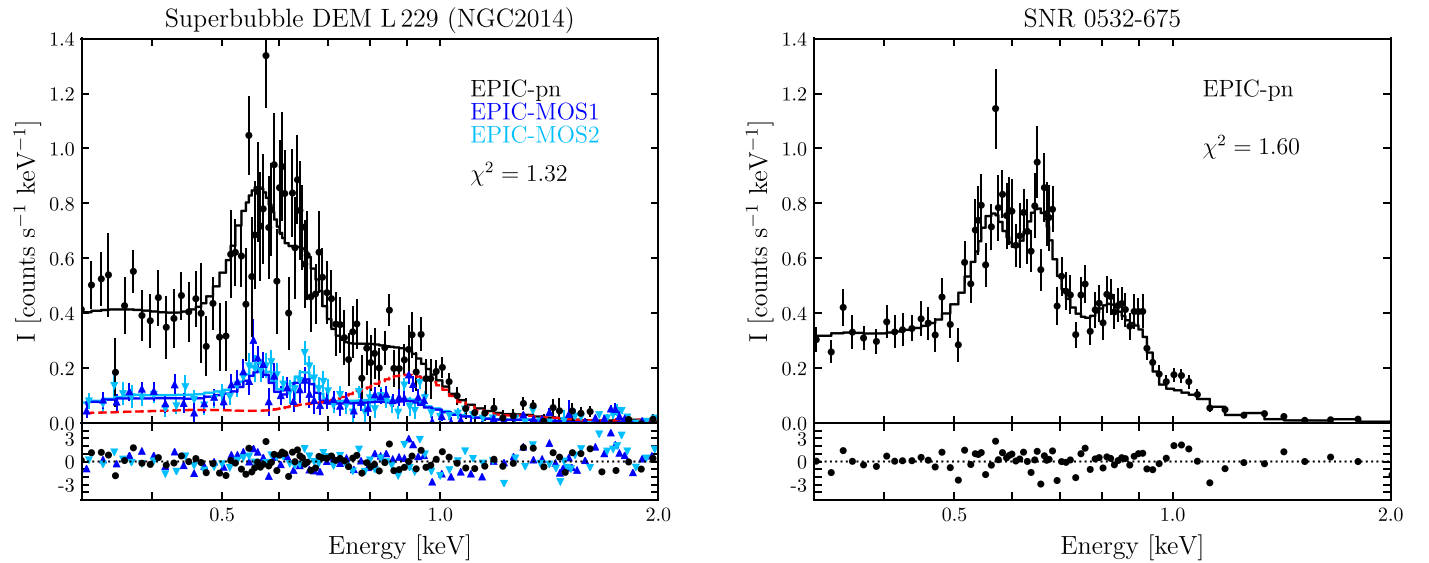


Figure 6. Background-subtracted *XMM-Newton* EPIC spectra of SB DEM L 229 (left) and SNR 0532–675 in LMC-N 57 (right). The solid lines show the best-fit model. Different symbols (colors) represent spectra extracted from different cameras. Residuals are shown in the bottom panels. The (red) dashed line in the left panel represents the contribution of the higher-temperature component to the best fit to the EPIC-pn data.

Table 1
Adopted LMC Abundances Used for Spectral Fit

Element	X/X_{\odot}	$(\log_{10} X + 12)$	Reference
C	0.20	7.90	Korn et al. (2000)
N	0.47	7.72	Korn et al. (2000)
O	0.21	8.25	Maggi et al. (2016)
Ne	0.28	7.53	Maggi et al. (2016)
Mg	0.33	7.10	Maggi et al. (2016)
Si	0.69	7.39	Maggi et al. (2016)
S	0.36	6.76	Schenck et al. (2016)
Fe	0.35	7.21	Maggi et al. (2016)

parameter. This converged to $0.52^{+0.12}_{-0.08}$ times its solar value (Anders & Grevesse 1989). The absorbed and intrinsic fluxes in the 0.3–5.0 keV energy range are very similar to the fit performed on the EPIC-pn spectrum (see above): $f_X = (6.9 \pm 0.2) \times 10^{-13}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ and $F_X = (1.2 \pm 0.1) \times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The estimated X-ray luminosity is $L_X = (3.5 \pm 0.3) \times 10^{35}$ erg s $^{-1}$. This model is plotted along side the background-subtracted EPIC spectra in Figure 6 (left panel). The contribution from the second temperature component to the EPIC-pn spectrum is also shown with a dashed (red) line.

Finally, we note that in more complicated models, adding a power-law component was also attempted in order to fit the marginal emission at energies above 2.0 keV, but we note that the best fit was not statistically better. For example, in the simultaneous fit to the three EPIC spectra, the model was not as good ($\chi^2 > 1.43$) as the one described above. We further discuss this in the Appendix. Another model adopting a non-equilibrium ionization (NEI) model (see next subsection) was also attempted but resulted in unrealistic column density values and extremely high plasma temperatures.

5.2. SNR 0532–675

The SNR 0532–672 was registered by the EPIC-pn and MOS2 detectors. Unfortunately, charge-coupled device (CCD) 6 was no longer functional in the MOS1 camera by the time the

observations were performed and corresponds to the area where the SNR should have been registered (see Appendix F in Maggi et al. 2016). Thus, we only show the EPIC spectra extracted from the pn and MOS2 cameras in Figure 6 (right panel). Similar to SB DEM L 231, the most prominent lines are those of the O VII at 0.58 and O VIII at 0.65 keV, although the later is brighter in these spectra. The resultant count rate for the pn and MOS2 spectra are 330 counts ks $^{-1}$ and 95 counts ks $^{-1}$, which correspond to a total of 4180 and 2630 counts, respectively.

Similar to SB DEM L 299, we first modeled the EPIC-pn spectrum. The best-fit model ($\chi^2 = 1.20$) had plasma temperature components of $kT_1 = 0.20^{+0.10}_{-0.10}$ and $kT_2 = 0.72^{+0.04}_{-0.04}$ with normalization parameters of $A_1 = 6.8 \times 10^{-4}$ cm $^{-5}$ and $A_2 = 3.5 \times 10^{-4}$ cm $^{-5}$. The oxygen abundance turned out be $0.82^{+0.22}_{-0.15}$ times its solar value. The absorbed and intrinsic fluxes in the 0.3–5.0 keV are $f_X = (9.3 \pm 0.2) \times 10^{-13}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ and $F_X = (1.5 \pm 0.1) \times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The corresponding X-ray luminosity is $L_X = (4.5 \pm 0.2) \times 10^{35}$ erg s $^{-1}$.

However, we note that a simpler model can be achieved by adopting an NEI model as described by Maggi et al. (2016). We modeled the EPIC-pn spectrum of SNR 0532–675 with *vpshock*, adopting those abundances found by Maggi et al. (2016), and found very similar results as those listed in their Table E.1. We fixed the plasma temperature to that obtained by those authors ($kT = 0.53$ keV) and the best-fit model ($\chi^2 = 1.60$) resulted in a column density of $N_H = (9.6 \pm 0.2) \times 10^{20}$ cm $^{-2}$ and an ionization timescale of $\tau = (10.3 \pm 2.2) \times 10^{10}$ s cm $^{-3}$. This model yielded an absorbed X-ray flux of $f_X = (8.8 \pm 2.4) \times 10^{-13}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$ with an intrinsic flux of $F_X = (1.7 \pm 0.5) \times 10^{-12}$ erg cm $^{-2}$ s $^{-1}$, which corresponds to an X-ray luminosity of $L_X = (5.0 \pm 1.0) \times 10^{35}$ erg s $^{-1}$. This model is presented in Figure 6 in comparison with the EPIC-pn spectrum.

We remark that no further discussion on the X-ray properties of SNR 0532–675 will be pursued in this work as it has been previously done by Maggi et al. (2016).

5.3. The WR Star Br 48

As mentioned before, there are several pointlike sources projected inside DEM L 231 hampering a proper search and analysis of extended emission in this WR nebula. Thus, we only concentrate in the analysis of the X-ray emission from its progenitor WR star, Br 48.

DEM L 231 was registered by the three EPIC cameras. Unfortunately, its resultant count rates are low and a detailed spectral analysis is not possible. The EPIC-pn, MOS1, and MOS2 count rates are 0.63 counts ks^{-1} , 0.37 counts ks^{-1} , and 0.18 counts ks^{-1} with total photon countings of 8, 10, and 5 counts, respectively.

The column density was fixed to $N_{\text{H}} = 9.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$, as estimated from the $E(B - V)$ value of 0.16 reported by Hainich et al. (2014). The observed spectrum can be reasonably well described by a plasma emission model with a temperature of $kT = 0.40 \text{ keV}$. We estimated the absorbed and intrinsic fluxes as $f_{\text{X}} = 1.5 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ and $F_{\text{X}} = 2.5 \times 10^{-15} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, respectively. The estimated X-ray luminosity is $L_{\text{X}} = 7.3 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$, which is consistent to what is found for other WR stars in the LMC (Guerrero & Chu 2008) and in our Galaxy (Oskinova 2015).

6. Discussion

Dunne et al. (2001) presented the first analysis of X-ray observations of LMC-N 57 along with another 12 star-forming regions in the LMC. Their *ROSAT* X-ray observations were able to unambiguously detect X-rays from SNR 0532–675 (previously discovered by Mathewson et al. 1985, using radio and X-ray observations from *MOST* and *Einstein* telescopes). Although LMC-N 57 was detected near the edge of the *ROSAT* PSPC detectors, where the point-spread function is bad, the authors found that the X-ray-emitting gas from the DEM L 229 was confined by the nebular material (see also Points et al. 2001). No X-ray emission was detected from the WR nebula DEM L 231.

The analysis of the *XMM-Newton* observations of LMC-N 57 presented here have unveiled, in unprecedented detail, the distribution of its X-ray emission. The X-ray-emitting gas within DEM L 229 is nicely delineated by its nebular emission detected in $\text{H}\alpha$ and the dust emission detected with the *Spitzer* MIPS 24 μm toward the south, but it seems to be leaking out to a low-density region toward the north and, very likely, combining with the extended emission from SNR 0532–675 (see Figure 3). It is clear that the SB extends further toward the south but no diffuse X-ray emission is detected in this region. It might be due to the higher column density. Inspection of archival *Herschel* PACS and SPIRE observations (not shown here) suggests the presence of very cold dust toward the southern region of DEM L 229.

We can theoretically estimate the X-ray luminosity from SB DEM L 229 by using the equations described in Section 2. First, we searched for the massive stellar content in DEM L 229 presented in Wilcots et al. (1996). Table 2 lists the spectral types and terminal wind velocities of the most massive stars in LH 76. We included the characteristic values for the mass-loss rates associated with stars of such spectral types from de Jager et al. (1988). In order to use Equation (5), we need to estimate the ISM density, which was obtained from Equation (4) and a dynamical age of 0.8 Myr was also considered (Equation (2)). The estimated X-ray luminosity is $L_{\text{X}} = 3.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. If we now use Equation (8) to estimate the X-ray luminosity, adopting a physical

Table 2

Spectral Types, Terminal Velocities, and Mass-loss Rates for the Stars of SB DEM L 229^a

Star	Spectral Type	V_{∞} (km s^{-1})	$\log_{10}(\dot{M})$
L1	O4If	2500	−4.92
L21	O4If	2500	−4.92
L51	B0Ia	1800	−5.15
L59	B2Iab	1500	−5.37
L70	B0III	1600	−6.90
S4	O8V	1900	−6.89
S6	O8I	2000	−5.04

Note.

^a The stellar content of LH 74 was taken from Wilcots et al. (1996) while their mass-loss rates were obtained from de Jager et al. (1988).

radius of 60 pc and an expansion velocity for DEM L 229 of 45 km s^{-1} (Chu et al. 1999), we obtain $L_{\text{X}} = 1.6 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. Both estimates of the X-ray emission from DEM L 229 are very similar to the estimated value from the observations (see Section 5.1), which are also very similar to that estimated by analytical calculations presented in Dunne et al. (2001, see column 5 in Table 5 of that paper). We can only conclude that the X-ray emission from SB DEM L 229 is the product of the combination of the stellar winds from the massive stars in LH 74. In accordance to McGee et al. (1978; see Section 1), we found that there is no need to suggest that an SN has exploded inside DEM L 229 to enhance the X-ray emission.

We note, that the X-ray luminosity presented in Dunne et al. (2001) and obtained from the spectral fitting—that is $8.1 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ —is twice the luminosity obtained in Section 5.1. This discrepancy can be amended by considering the limited spatial resolution of the *ROSAT* satellite, which made it difficult to identify and excise unrelated pointlike sources in the field of view of DEM L 229. The present analysis of *XMM-Newton* observations of LMC-N 57 call for a detailed analysis of the distribution of the X-ray-emitting gas and spectral properties from star-forming complexes in the MCs.

It is interesting to note that most star-forming regions in the LMC that have been studied in X-rays have relatively high X-ray luminosities compared to LMC-N 57 (see, e.g., Dunne et al. 2001; Jaskot et al. 2011; Reyes-Iturbide et al. 2014; Zhang et al. 2014). The fact that these high X-ray luminosities can not be explained purely by the pressure-driven bubble model (see Section 2) has led to the suggestion that the contribution from SN explosions power the X-ray emission to such high observed luminosities ($\lesssim 10^{37} \text{ erg s}^{-1}$). In particular, the SN explosions occur very close to the edges of the complex, hitting the nebular material (Chu & Mac Low 1990). The latter is also corroborated by numerical simulations (e.g., Rodríguez-González et al. 2011).

Unfortunately, the search of extended X-ray emission from the WR nebula DEM L 231 is hampered by the presence of other pointlike sources projected inside the nebula. We note that DEM L 231 is also surrounded by a dust-rich medium, which might easily extinguish the soft X-ray emission. Nevertheless, we were able to extract the X-ray spectrum of Br 48, the so-called progenitor star of DEM L 231. Hainich et al. (2014) presented the analysis of Br 48 by means of the stellar atmosphere code PoWR⁵ and concluded that this WR

⁵ <http://www.astro.physik.uni-potsdam.de/~wrh/PoWR/powrgrid1.php>

star is a binary of the WN4+O9 type. We note, however, that the same group have produced a more recent analysis of WR binaries in the LMC. Their most recent analysis of Br 48 (a.k.a., BAT99 59) suggests that this WR star is composed of W WN3+O6 III system (see Shenar et al. 2019). The bolometric luminosity of their best-fit model is $\log_{10}(L/L_{\odot}) = 6.45$. This means that Br 48 fulfills the $L_X/L_{\text{bol}} \sim -7$ relation exhibited in O-star binaries and WN binary stars (see Figure 1 in Oskinova 2015).

The three component regions of LMC-N 57 seem to have been formed from the same giant filamentary structure unveiled by IR observations (see Figure 1). If one assumes that the progenitor stars of these three component regions were formed at the same time, we can argue that the most massive stars were located toward the north of LMC-N 57, which is where SNR 0532-675 was formed. The next massive star would be the WR star Br 48, which is about to explode as an SN inside DEM L 231. We demonstrated that no SN explosion has occurred inside DEM L 229—that is, the less massive hot stars are those from the LH 74 star cluster. LMC-N 57 is a clear example of the effect of massive stars in their environment. In a radius of ~ 150 pc, massive stars in different stages of evolution destroy their natal cloud.

The fact that the X-ray luminosity of the SB can be explained by only accounting for the contribution from the stellar winds of the hot stars in DEM L 229 led us to suggest that the oxygen enhancement might be due to mixing with the X-ray-emitting gas from the SNR as hinted by Figure 5. Nevertheless, we note that the oxygen abundance of SB DEM L 229 is only twice the averaged value reported by Maggi et al. (2016). These authors list oxygen abundances within 0.1 and 0.5 times the solar value in their Figure 5—that is, the oxygen abundance is still somewhat consistent with ISM measurements in the LMC.

Finally, we note that the estimated X-ray luminosity of SNR 0532-675 obtained here is consistent with theoretical calculations. Leahy (2017) estimated an age of ~ 22 kyr, which is a typical value of the Sedov-Taylor phase in SNRs. Using Equation (1) from Chu & Mac Low (1990) and by adopting a radius of $r = 36$ pc, an abundance of 0.3 its times solar value, and an ISM density of $n_0 \sim 0.08 \text{ cm}^{-3}$ (Leahy 2017), we can estimate an X-ray luminosity of $L_X = 4.4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$, which is in close agreement of what was reported in Section 5.2.

6.1. On the Pressure Components of DEM L 229

We calculated the direct radiation pressure, P_{dir} , assuming a spherical H II region and Equation (3) in Pellegrini et al. (2007) used in the following form:

$$P_{\text{dir}} = \frac{Q_o \langle h\nu \rangle}{4\pi R^2 c}. \quad (9)$$

Here, $Q_o = 10^{50} \text{ photon s}^{-1}$ is the ionizing photon flux emitted by the star cluster, $R = 60$ pc is the radius of the SB, $\langle h\nu \rangle = 15 \text{ eV}$ is the mean photon energy by an O-type star, and c is the speed of light. This gives $P_{\text{dir}} = 0.018 \times 10^{-11} \text{ dyn cm}^{-2}$.

The electron density of the optical shell, n_e , can be obtained through the rms electron density, $n_{e,\text{rms}}$, determined from the H α surface brightness, by using the Equations (8)–(10) from

Chu et al. (1995). In the case of DEM L 229, an emission measure of $EM = 1500 \text{ cm}^{-6} \text{ pc}$ (Dunne et al. 2001) and an electron density of $n_e = 8.7 \text{ cm}^{-3}$ were obtained. Thus, the pressure of the nebular material is estimated to be $P_{\text{H II}} = 1.20 \times 10^{-11} \text{ dyn cm}^{-2}$ (adopting a temperature of 10^4 K).

To estimate the pressure of the X-ray-emitting gas, we need to compute its electron density. For this, we can use the definition of the normalization parameter A obtained from our spectral fitting in Section 5. This parameter can be written in a simplified form as

$$A = 10^{-14} \times \frac{\int n_{e,X}^2 dV}{4\pi d^2}, \quad (10)$$

where V is the volume of the X-ray-emitting region and d is the distance to the source.

We first assume a spherical morphology and, using the normalization parameter of the best-fit model to the diffuse X-ray emission of DEM L 229, we obtain an electron density of $n_{e,X} = 0.04 \text{ cm}^{-3}$. Thus, the pressure of the X-ray-emitting gas in $P_X = 1.22 \times 10^{-11} \text{ dyn cm}^{-2}$. Although this value is of the order of that estimated for the ionized material, it only represents a lower limit value. According to the wind-blown bubble model described by Weaver et al. (1977), which describes the X-ray emission from DEM L 229 fairly well, the soft X-ray emission comes only from a conduction layer at the outer edge of the hot bubble. We note that even in 2D and 3D numerical simulations of the formation of hot bubbles around single and groups of massive stars, this conductive layer can become unstable and forms clumps and filaments close to the outer edge of the hot bubble. Still, the idea remains and the soft X-ray material has a relatively small volume compared to the total volume of the hot (unmixed) bubble (e.g., Dwarkadas & Rosenberg 2013).

If we take a conservative value for the thickness of this mixing region—for example, 10%—of the total radius of the hot bubble, the electron density is $n_{e,X} = 0.065 \text{ cm}^{-3}$ and the X-ray-emitting gas pressure is $P_X = 2 \times 10^{-11} \text{ dyn cm}^{-2}$. Here, we neglect the contribution of direct radiation pressure P_{dir} , because this one is two orders of magnitude less than $P_{\text{H II}}$ or P_X . Thus, the dynamics and evolution of SB DEM L 229 are dominated by the pressure of its hot gas powered by the combination of stellar winds from the cluster of stars, LH 76.

Assuming that the diffuse X-ray emission uniformly fills the observed bubbles, this is not an accurate way to estimate the density of the X-ray-emitting material nor its pressure. We note that both regions in the hot bubble, the unmixed material and that suffering from the thermal conductivity effect, have the same pressure (see, for example, Figure 5 in Toalá & Arthur 2011). Thus, the unmixed region of the hot bubble has a larger temperature but a lower electron density, so that pressure remains constant throughout the hot bubble. We argue that the procedure used by Lopez et al. (2014) is not correct and underestimated the pressure values of their sample. Furthermore, we also demonstrated here the effective area and angular resolution of *XMM-Newton* compared to *ROSAT*. An improved analysis of the diffuse X-ray emission from the SBs in the MCs should be performed with higher-quality X-ray observations in order to shed light onto the discussion about the pressure role of hot gas in star-forming regions.

7. Conclusions

We analyzed the *XMM-Newton* X-ray observations of the star-forming region LMC-N 57. This complex is composed of a central SB DEM L 229, SNR 0532–675, and the WR nebula DEM L 231 around the WR star Br48. Our observations allowed us to unveil the distribution of the X-ray-emitting gas in unprecedented detail. The comparison with optical and IR observations suggests that the combination of the feedback from the massive stars in these three regions is destroying their natal molecular cloud. Our findings can be summarized as:

1. The analysis of the distribution of the X-ray-emitting gas in LMC-N 57 confirms that DEM L 229 is filled with hot gas. The hot bubble is delimited by the southern molecular material but seems to be leaking out toward the northern region. The hot gas seems to be leaking out toward a low-density region in the northern region and, very likely, mixing with the hot gas produced by SNR 0532–675.
2. We found that the X-ray emission from SB DEM L 229 is consistent with the pressure-driven model. The X-ray luminosity estimated by taking into account the stellar winds from the hot stars within this SB ($L_X = (1-3) \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$) is very similar to that obtained from the spectral analysis of the *XMM-Newton* EPIC observations: $L_X = (3.5 \pm 0.3) \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. There is no need to invoke the idea that an SN has exploded within DEM L 229. We argue that this finding is supported by an improved analysis of the X-ray observations compared to previous *ROSAT* observations. The current EPIC observations allow for a better identification of contaminant pointlike sources within DEM L 229.
3. The pressure-driven model used here suggests that the X-ray-emitting gas is produced at a conduction layer that is relatively thin compared to the size of the hot bubble. Adopting a conservative thickness for this conduction layer, we estimate that the pressure of the hot gas is larger than the pressure of the ionized material. We argue that such geometric consideration should be taken into account when computing pressure values of the X-ray-emitting gas from star-forming regions. Finally, we note that $P_{\text{dir}} < P_{\text{H II}} < P_X$ means that the radiation pressure does not contribute to the expansion of DEM L 229.
4. No diffuse X-ray emission is detected from the WR nebula DEM L 231. IR observations show the presence of cold dust surrounding DEM L 231, suggesting that the presence of soft extended X-ray emission might be easily extinguished by the high column density.
5. X-ray emission is detected from the WR star Br 48. Its luminosity is found to be $L_X = 7.3 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$, which is consistent with the empiric $L_X/L_{\text{bol}} \sim -7$ ratio. This is in line with the suggestion that Br 48 is a WN3+O, as found by previous works.

We remark that *XMM-Newton* EPIC is currently the best instrument to produce high-quality studies of star-forming regions in the MCs. Its large field of view and the unrivaled effective area in the soft X-ray band makes it a perfect

instrument to produce clean views of the distribution and spectral properties of hot bubbles as well as producing pressure estimates. The present work is the first of a series of papers in which we revise the role feedback from massive stellar clusters from the MCs using *XMM-Newton*.

I.R.-B. and J.A.T. are funded by UNAM DGAPA PAPIIT project IA100318. J.R.-I. acknowledges financial support from PRODEP-SEP, TNM-SEP, and DGAPA-PAPIIT (UNAM) grant IG100516. M.R. thanks financial support from DGAPA-PAPIIT (UNAM) IN109919 and CONACYT CY-253085 grants.

Appendix Searching for Nonthermal X-Ray Emission

SBs are the result of the contribution of stellar winds and SN explosions. SN activity is thought to contribute to the X-ray properties of the SB with thermal and nonthermal emission. The latter could be unveiled by the spectral signature of a power-law contribution to the spectral fit (e.g., Bamba et al. 2004), but this has been proven to be a difficult task. For example, Cooper et al. (2004) argued that SB DEM L 192 (LMC-N51) required a power law with a photon index of $\Gamma = 1.3$ to fit its EPIC X-ray spectrum for energies above 1 keV, while the emission line hot plasma dominates the X-ray emission below this energy. Similarly, Maddox et al. (2009) found that the best fit to the X-ray spectrum of LMC-N 11 could be achieved by a power law up to energies above 5 keV. Nevertheless, Yamaguchi et al. (2010) presented a detailed study of N11 and N51 by combining *Suzaku* and *XMM-Newton* data and found that the claims of the presence of a nonthermal component are associated to inaccurate background subtraction.

We showed in Section 5 that a second plasma temperature is required to achieve a good fit to the X-ray spectra of SB DEM L 229. This second plasma component is used to fit the emission $\gtrsim 1$ keV. Furthermore, we show in Figure 7 the EPIC-pn spectra of the SB presented in Figure 6 (left panel) but in a logarithmic scale. The best-fit two-temperature plasma emission models to the X-ray emission of the SB fairly fits the emission in the high energy range (shown as the solid black line in Figure 7). The contribution from the second component (shown as the red dashed line in Figure 7) mainly fits the high-energy part of the spectrum. In order to assess the presence of possible nonthermal emission from SB DEM L 229, we further included a power-law component to the spectral analysis presented in Section 5. Such a complex model did not improved the model described in Section 5, thus, it was discarded. On the other hand, the one temperature NEI plasma model that best fits the EPIC spectrum of SNR 0532–675 can model the background-subtracted spectrum in the complete range (see Figure 7 right panel). A more complicated model, i.e., adding a power-law component to the fit, did not improved the model described in Section 5. Hence, within the quality of the present EPIC spectra, we can discard the idea of nonthermal X-ray emission from these regions. Also, we note that the spectra quality in the high-energy range is not good (see Figure 7).

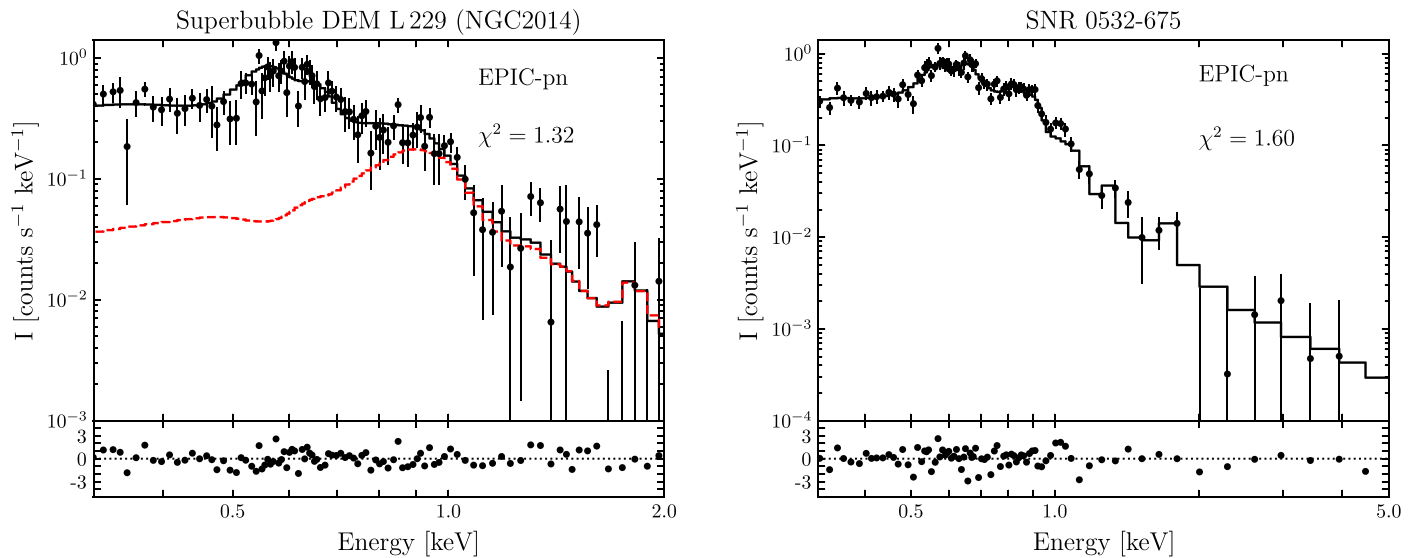


Figure 7. Background-subtracted *XMM-Newton* EPIC-pn spectra of SB DEM L 229 and SNR 0532-675 in LMC-N 57. The solid lines show the best-fit model. The (red) dashed line shows the contribution of the higher-temperature component to the best fit of the EPIC-pn data.

ORCID iDs

Jesús A. Toalá  <https://orcid.org/0000-0002-5406-0813>

Margarita Rosado  <https://orcid.org/0000-0003-1113-2140>

References

- Anders, E., & Grevesse, N. 1989, *GeCoA*, **53**, 197
- Arnaud, K. A. 1996, in ASP Conf. Ser. 101, *Astronomical Data Analysis Software and Systems*, 101, ed. G. H. Jacoby & J. Barnes (San Francisco, CA: ASP), 17
- Bamba, A., Ueno, M., Nakajima, H., & Koyama, K. 2004, *ApJ*, **602**, 257
- Chu, Y.-H., Chang, H.-W., Su, Y.-L., & Mac Low, M.-M. 1995, *ApJ*, **450**, 157
- Chu, Y.-H., & Mac Low, M.-M. 1990, *ApJ*, **365**, 510
- Chu, Y.-H., Weis, K., & Garnett, D. 1999, *AJ*, **117**, 1433
- Cooper, R. L., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., Chen, C.-H. R., & Dunne, B. C. 2004, *ApJ*, **605**, 751
- Degioia-Eastwood, K., Meyers, R. P., & Jones, D. P. 1993, *AJ*, **106**, 1005
- de Jager, C., Nieuwenhuijzen, H., & van der Hucht, K. A. 1988, *A&AS*, **72**, 259
- Dunne, B. C., Points, S. D., & Chu, Y.-H. 2001, *ApJS*, **136**, 119
- Dwarkadas, V. V., & Rosenberg, D. L. 2013, *HEDP*, **9**, 226
- Dyson, J. E., & Williams, D. A. 1997, *The Physics of the Interstellar Medium* (2nd ed.; Bristol: Institute of Physics Publishing)
- Feast, M. 1999, *PASP*, **111**, 775
- Freyer, T., Hensler, G., & Yorke, H. W. 2006, *ApJ*, **638**, 262
- Fruscione, A., McDowell, J. C., Allen, G. E., et al. 2006, *Proc. SPIE*, **6270**, 62701V
- Georgelin, Y. M., Georgelin, Y. P., Laval, A., Monnet, G., & Rosado, M. 1983, *A&AS*, **54**, 459
- Guerrero, M. A., & Chu, Y.-H. 2008, *ApJS*, **177**, 216
- Hainich, R., Rühling, U., Todt, H., et al. 2014, *A&A*, **565**, A27
- Henize, K. G. 1956, *ApJS*, **2**, 315
- Jaskot, A. E., Strickland, D. K., Oey, M. S., et al. 2011, *ApJ*, **729**, 28
- Kereš, D., Katz, N., Davé, R., Fardal, M., & Weinberg, D. H. 2009, *MNRAS*, **396**, 2332
- Korn, A. J., Becker, S. R., Gummertsbach, C. A., & Wolf, B. 2000, *A&A*, **353**, 655
- Krumholz, M. R., Bate, M. R., Arce, H. G., et al. 2014, in *Protostars and Planets VI*, ed. H. Beuther (San Francisco, CA: ASP), 243
- Kuntz, K. D., & Snowden, S. L. 2008, *A&A*, **478**, 575
- Leahy, D. A. 2017, *ApJ*, **837**, 36
- Lopez, L. A., Krumholz, M. R., Bolatto, A. D., et al. 2014, *ApJ*, **795**, 121
- Lucke, P. B., & Hodge, P. W. 1970, *AJ*, **75**, 171
- Maddox, L. A., Williams, R. M., Dunne, B. C., & Chu, Y.-H. 2009, *ApJ*, **699**, 911
- Maggi, P., Haberl, F., Kavanagh, P. J., et al. 2016, *A&A*, **585**, A162
- Mashchenko, S., Wadsley, J., & Couchman, H. M. P. 2008, *Sci*, **319**, 174
- Mathewson, D. S., Ford, V. L., Tuohy, I. R., et al. 1985, *ApJS*, **58**, 197
- McGee, R. X., Newton, L. M., & Butler, P. W. 1978, *MNRAS*, **183**, 799
- Oey, M. S. 1996a, *ApJ*, **467**, 666
- Oey, M. S. 1996b, *ApJ*, **465**, 231
- Oskinova, L. M. 2015, in *Wolf-Rayet Stars: Proc. Int. Workshop Held in Potsdam*, ed. W. R. Hamann (Potsdam: Universitätsverlag Potsdam), 295
- Ostriker, E. C., McKee, C. F., & Leroy, A. K. 2010, *ApJ*, **721**, 975
- Pellegrini, E. W., Baldwin, J. A., Hanson, M. M., et al. 2007, *ApJ*, **658**, 1119
- Points, S. D., Chu, Y.-H., Snowden, S. L., et al. 2001, *ApJS*, **136**, 99
- Reyes-Iturbide, J., Rosado, M., Rodríguez-González, A., et al. 2014, *AJ*, **148**, 102
- Reyes-Iturbide, J., Velázquez, P. F., Rosado, M., et al. 2009, *MNRAS*, **394**, 1009
- Rodríguez-González, A., Velázquez, P. F., Rosado, M., et al. 2011, *ApJ*, **733**, 34
- Rosado, M. 1986, *A&A*, **160**, 211
- Schenck, A., Park, S., & Post, S. 2016, *AJ*, **151**, 161
- Shenar, T., Sablowski, D. P., Hainich, R., et al. 2019, arXiv:1905.09296
- Smith, R. C., Points, S. D., Chu, Y.-H., et al. 2005, *BAAS*, **37**, 25.07
- Snowden, S. L., Collier, M. R., & Kuntz, K. D. 2004, *ApJ*, **610**, 1182
- Snowden, S. L., Mushotzky, R. F., Kuntz, K. D., & Davis, D. S. 2008, *A&A*, **478**, 615
- Toalá, J. A., & Arthur, S. J. 2011, *ApJ*, **737**, 100
- Toalá, J. A., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., et al. 2016, *MNRAS*, **456**, 4305
- Toalá, J. A., Marston, A. P., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., & Gruendl, R. A. 2017, *ApJ*, **846**, 76
- Velázquez, P. F., Rodríguez-González, A., Esquivel, A., Rosado, M., & Reyes-Iturbide, J. 2013, *ApJ*, **767**, 69
- Wang, Q., & Helfand, D. J. 1991, *ApJ*, **373**, 497
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, *ApJ*, **218**, 377
- Wilcots, E., Hodge, P., & King, N. 1996, *ApJ*, **458**, 580
- Wilms, J., Allen, A., & McCray, R. 2000, *ApJ*, **542**, 914
- Yamaguchi, H., Sawada, M., & Bamba, A. 2010, *ApJ*, **715**, 412
- Zhang, N.-X., Chu, Y.-H., Williams, R. M., et al. 2014, *ApJ*, **792**, 58

CAPÍTULO 4

ANÁLISIS DE LA EMISIÓN DIFUSA DE LA REMANENTE SNR 0520-69.4

*“El universo es asimétrico y estoy
convencido de que la vida es un
resultado directo de su asimetría,
o de sus consecuencias indirectas.*

LOUIS PASTEUR

A continuación se presentarán las observaciones en rayos X y su emisión en el óptico de la Remanente de Supernova 0520-69.4 en la Nube Mayor de Magallanes. Con los datos del observatorio espacial *XMM-Newton* obtuvimos las imágenes de la emisión y el espectro de rayos X difusos con la finalidad de obtener parámetros como son la luminosidad y la temperatura del plasma caliente en el RSN. Se observó emisión de rayos X difusa con morfología de centro-lleño, esta emisión se extiende más allá de la región $H\alpha$, sugiriendo que el gas caliente se escapa a través de los poros de la cáscara $H\alpha$, hemos ajustado un modelo que determina una temperatura del plasma de 1.1×10^7 K para una luminosidad en rayos X de 3.3×10^{35} erg s⁻¹. Por otro lado, de las observaciones de $H\alpha$ y [OIII] *Fabry-Perot* obtenidas con el *Marseille H α Survey of the Magellanic Clouds and the Milky Way* en La Silla *European Southern Observatory*, fuimos capaces de obtener los parámetros cinemáticos. Estos son la velocidad de expansión, la densidad electrónica, la energía y la edad de la RSN 0520-694. Con los parámetros descritos arriba probamos el modelo propuesto por White & Long para explicar la morfología mixta observada.

Mixed-morphology supernova remnants: the case of SNR 0520–69.4 in the Large Magellanic Cloud

I. Ramírez-Ballinas¹,¹★ J. Reyes-Iturbide,² P. Ambrocio-Cruz³,³★ R. Gabbasov⁴ and M. Rosado¹

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apdo. Postal 70-264, 04510 México City, México

²Tecnológico de Estudios Superiores de Tianguistenco, Carretera Tenango La Marquesa Km 22, Santiago Tianguistenco, Estado de México, México

³Escuela Superior de Tlahuelilpan, Universidad Autónoma del Estado de Hidalgo. Ex-Hacienda de San Servando. Col. Centro, CP 42780 Tlahuelilpan, Hgo. México

⁴Universidad Autónoma Metropolitana, Unidad Azcapotzalco, Av. San Pablo 180, Reynosa Tamaulipas, México City, México, 02200

Accepted 2020 October 4. Received 2020 October 3; in original form 2020 June 19

ABSTRACT

We present observations in X-ray and optical emission of the supernova remnant (SNR) 0520–69.4 in the Large Magellanic Cloud. Using *XMM–Newton* observatory data, we produced images of the diffuse X-ray emission and spectra to obtain the X-ray parameters, such as luminosity and temperature, of hot plasma in the SNR. Diffuse X-ray emission with filled-centre morphology goes beyond the H α region, suggesting that the hot gas escapes through the pores of the H α shell. We fitted a model that has a plasma temperature of 1.1×10^7 K for an X-ray thermal luminosity of 3.3×10^{35} erg s⁻¹. However, from H α and [O III] Fabry–Perot observations obtained with the Marseille H α Survey of the Magellanic Clouds and the Milky Way at La Silla, European Southern Observatory, we are able to obtain physical parameters such as the velocity of the shock induced in the cloudlets emitting at optical wavelengths and the electron density of this gas. With the parameters described above, we test the model proposed by White & Long (1991, ApJ, 373, 543) for explaining the mixed-morphology observed.

Key words: ISM: individual objects: SNR 0520–69.4 – ISM: kinematics and dynamics – ISM: supernova remnants – Galaxies: Individual: Magellanic Clouds – X-rays: ISM.

1 INTRODUCTION

Supernovae (SNe) are the main source of energy in the interstellar medium (ISM), providing a kinetic energy $\sim 10^{51}$ erg. They play an important role in the chemical evolution of the Universe and are used (type Ia SNe) as standard candles in cosmology (Riess et al. 1998). Supernova remnants (SNRs) are the result of the interaction between the SN ejecta and the ISM. The forward shock associated with the SNR moves with velocities of $\sim 10^4$ km s⁻¹ and heats the ISM to temperatures $\gtrsim 10^6$ K. Thus, the plasma emits in X-rays. However, a fraction of the initial kinetic energy accelerates cosmic-rays at the front shocks of SNRs (Koyama et al. 1995; Slane et al. 1999).

SNRs are an important tool to study SNe because they are observable for a few tens of thousands of years, while SNe are rare events lasting only several months (\sim two to three per century in a spiral galaxy). From the study of SNRs, we can infer the chemical composition of the hot (shocked) plasma, the degree of asymmetry present in the SN and the physical properties of the pre-shock ISM.

X-ray observations are a powerful tool to study SNRs (Maggi et al. 2016) and their progenitors, as X-ray spectroscopy of SNRs allows us to probe the abundances of the α and iron-group elements produced by the SNe. At the typical electron temperatures of SNR shocks (0.2–5 keV), all these elements have prominent emission lines in the 0.5–10 keV energy range, which are accessible to space observatories such as *XMM–Newton* and *Chandra*.

SNRs have been classified, based on their radio morphology: shell-like, Crab-like (Plerionic) and composite (shell-like SNRs containing Plerions). There is another group of SNRs with a peculiar morphology in radio and thermal X-ray emission: a centre-filled X-ray and shell-like radio morphology (Rho & Petre 1998). These emissions present slowly varying radial temperature and density profiles contrary to the standard Sedov model, and they are called mixed-morphology (MM) SNRs. There are models able to produce centrally enhanced X-ray emission. One of the main models considers that the SNR blastwave is moving in an inhomogeneous medium with denser cloudlets, which evaporate through the blastwave passage, increasing the gas density as well as the X-ray emission at the centre (White & Long 1991, hereafter WL). The solution proposed by WL incorporates a reasonable model of the conductive evaporation of cold clouds embedded in the hot gas behind the shock. The conduction is assumed to be saturated in the evaporative flows around the clouds, which is the case for most SNRs younger than $\sim 20\,000$ years old. In the present work, we test this model using SNR 0520–69.4 in the Large Magellanic Cloud (LMC), and for this a multiwavelength study is required.

The LMC is an excellent laboratory for multiwavelength studies of SNRs because of its small inclination angle and low internal extinction. The distance towards the LMC is relatively small (50 kpc; Pietrzyński et al. 2013). Interstellar absorption towards the LMC is much smaller ($N_{\text{H}} \lesssim 10^{21}$ cm⁻²) than toward the Galactic Plane ($N_{\text{H}} \gtrsim 10^{22}$ cm⁻²), which allows the detection of the soft X-ray emission. Furthermore, the LMC hosts a large sample of SNRs, all of them at the same distance of 50 kpc, on average. Finally, the LMC

* E-mail: I.Ramirez-Ballinas:iramirez@astro.unam.mx (IRB); silviap@uaeh.edu.mx (PAC)

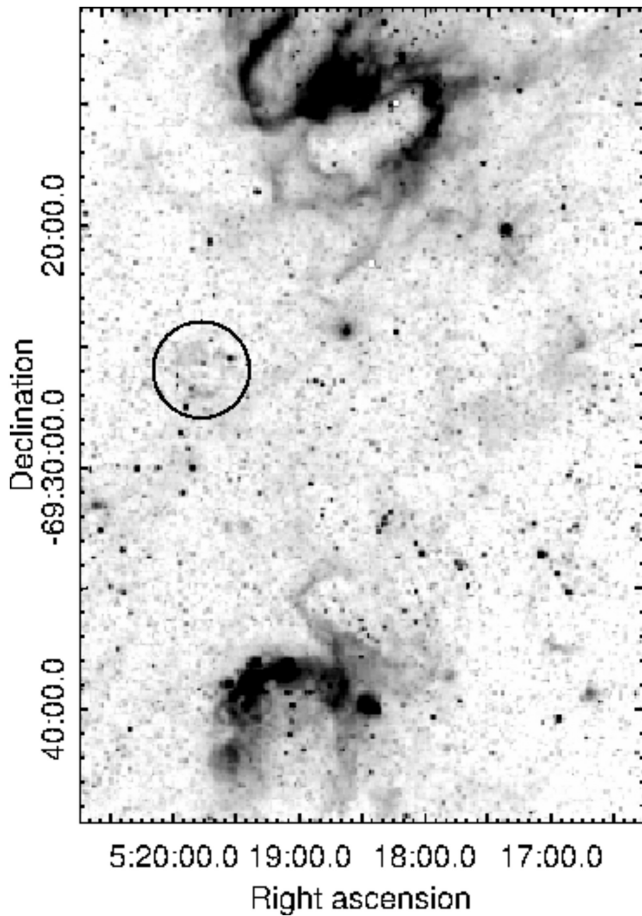


Figure 1. Optical image in $H\alpha$ of SNR 0520–69.4 (black circle) obtained with the MCELS (Smith et al. 2005). The objects LMC-N119 and LMC-N120 are located at the top and bottom of the figure, respectively.

has been studied in several bands of the electromagnetic spectrum. For these reasons, we decided to study SNR 0520–69.4 located in the LMC.

SNR 0520–69.4 has been extensively studied, from radio to X-ray wavelengths. From their optical observations, Mathewson et al. (1983) estimated a size of $138 \times 104 \text{ arcsec}^2$. Payne, White & Filipović (2008) found an enhanced $[S\text{II}]/H\alpha$ ratio of 0.8 typical for SNRs. In radio, with Australia Telescope Compact Array (ATCA) observations, it has been shown that this SNR exhibits a typical horseshoe morphology with $\alpha = -0.5$ and a radius $R = 26 \text{ pc}$. The radius is computed using a distance of 50 kpc to the LMC, but without evidence of polarization (which limits our understanding of the magnetic field structure in the post-shock region; Crawford, Filipovic & Payne 2008). In X-rays, a luminosity of $L_x = 6 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ was reported (Mathewson et al. 1983). Also, identified as MCSNR J0519–6926 in their X-ray work, Maggi et al. (2016) have reported a luminosity of $L_x = 2.69 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$. The SNR 0520–69.4 is classified as an isolated SNR – that is, it does not belong to an OB association or H II region (Chu & Kennicutt 1988). It is located in the LMC, between the N119 and N120 complex H II regions (see the black circle in Fig. 1).

In this paper, we determine the hot gas physical parameters (i.e. density, temperature and luminosity) for SNR 0520–69.4 using *XMM-Newton* observations. From the optical data (using $H\alpha$ and $[O\text{III}]$ Fabry–Perot observations), we determine some other physical properties, such as the velocity of the shock induced in the dense

clouds responsible for the optical emission and its density, and the radial intensity distribution of the $H\alpha$ and $[O\text{III}]$ emission for this SNR. With these results, we can specify the evolutionary state of the SNR and so test the analytical and numerical WL models (Leahy & Williams 2017).

This paper is organized as follows. In Section 2, we describe the *XMM-Newton* observations and data reduction. The distribution of the X-ray-emitting gas is described in Section 3 and the analysis of its spectral properties is presented in Section 4. In Section 5, we present the optical observations and data reduction with the kinematic analysis, showing the results in Section 6. In Section 7, we describe the numerical model that uses a Python code (Leahy & Williams 2017). Finally, a discussion and conclusions are presented in Section 8.

2 *XMM-NEWTON* OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The SNR 0520–69.4 was observed by *XMM-Newton* with the European Photon Imaging Camera (EPIC). The observations were performed on 2004 January 17 and correspond to the Obs.ID 0204770101 (PI: K. Borkowski). The EPIC-MOS and the EPIC-pn cameras were operated in the full frame mode. The three EPIC observations were obtained with the thin optical filter with a total observation time of 39.08 ks. The EPIC-pn, MOS1 and MOS2 cameras have exposure times of 30.43, 23.92 and 23.92 ks, respectively. The *XMM-Newton* pipeline products were processed using the *XMM-Newton* Science Analysis Software (SAS version 16.1) and the calibration files obtained on 2020 May 9.

We first analysed the observations making use of the *XMM* Extended Source Analysis Software (ESAS) tasks (Snowden, Collier & Kuntz 2004; Kuntz & Snowden 2008; Snowden et al. 2008) to produce images of SNR 0520–69.4 in different energy bands (see Section 3). This allowed us to identify the distribution of the diffuse X-ray emission and the locations of point-like sources. We created three EPIC images in the 0.3–1.0, 1.0–2.0 and 2.0–7.0 keV energy ranges, which are labelled as soft, medium and hard bands, respectively. Following the ESAS cookbook, individual pn, MOS1 and MOS2 images were created, merged and, finally, corrected by their exposure maps. The resultant exposure-map-corrected, background-subtracted EPIC (pn+MOS1+MOS2) image of the soft X-ray emission and a colour-composite image combining the three bands are shown in Fig. 2. Each band image has been adaptively smoothed using the ESAS task `adapt` requesting 20 counts under the smoothing kernel for the soft and medium bands and 10 counts for the hard band.

Whereas the *XMM* ESAS tasks apply very restrictive event selection criteria, which are appropriate for the analysis of the spatial distribution of the X-ray emission, these are not required for spectral analysis, because the final net exposure times are short: 8.1, 11.3 and 11.6 ks for the pn, MOS1 and MOS2 cameras, respectively. The method used for spectral analysis is described in Section 4.

3 DISTRIBUTION OF THE X-RAY EMITTING GAS IN SNR 0520–69.4

Fig. 2 shows the X-ray emission from SNR 0520–69.4. This SNR is located at the centre of the visual field. The image also shows several point sources unrelated to the SNR. The emission occurs mainly in the soft (0.3–1.0 keV) and intermediate (1.0–2.0 keV) band energy. There is no detected emission in the hard X-ray band (2.0–7.0 keV). We extracted the brightness distribution profiles along horizontal and vertical apertures that cross the centre of the SNR (see Fig. 3).

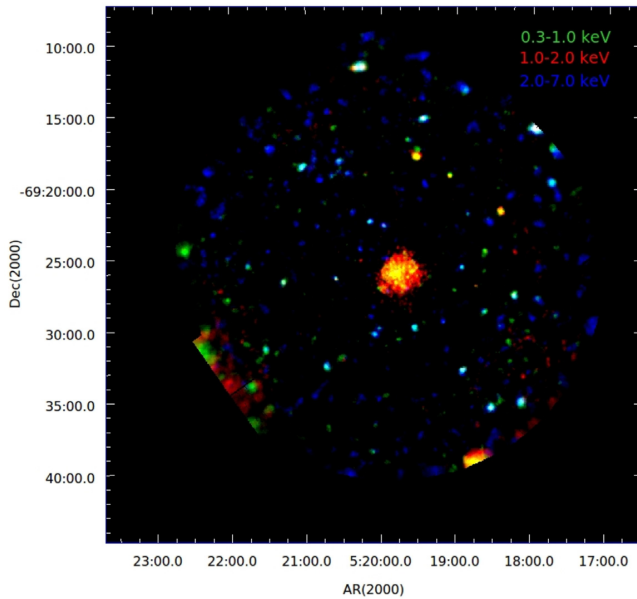


Figure 2. *XMM–Newton* EPIC exposure and background-corrected images of the X-ray emission from SNR 0520–69.4 located at the centre of the field of vision. Green, red and blue colours correspond to energy ranges 0.3–1.0, 1.0–2.0 and 2.0–7.0 keV, respectively.

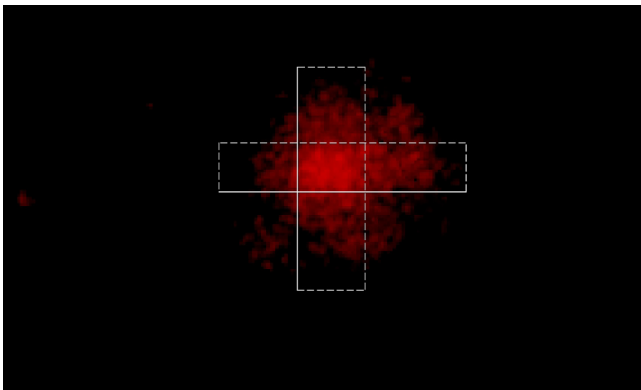


Figure 3. Overlapping apertures used to extract the brightness distribution profile from the *XMM–Newton* EPIC image (Fig. 2).

The profiles are shown in Fig. 4, where the top and bottom panels correspond to the horizontal and vertical cuts, respectively. These show that the brightness is maximum at the centre of the SNR, decreasing with the distance from the centre.

In order to analyse the spatial distribution of the soft X-ray emission of SNR 0520–69.4, we show a comparison between the X-ray emission and the $H\alpha$ emission taken from the Magellanic Cloud Emission Line Survey (MCELS). The top panel of Fig. 5 shows a composite image with $H\alpha$ (red) and soft X-ray (blue) emission. The X-ray emission extends beyond the optical shell. This is because of the incomplete confinement of the hot gas by the shell emitting $H\alpha$. This hot gas leakage through low-density pores in the shell can be observed in the bottom panel of Fig. 5, where we also superpose on the $H\alpha$ emission the X-ray contours at 3σ , 5σ and 7σ above the background, taken from Fig. 2. We note that there are three regions or pores in the shell where hot gas escapes, located towards the north, south-east and south-west.

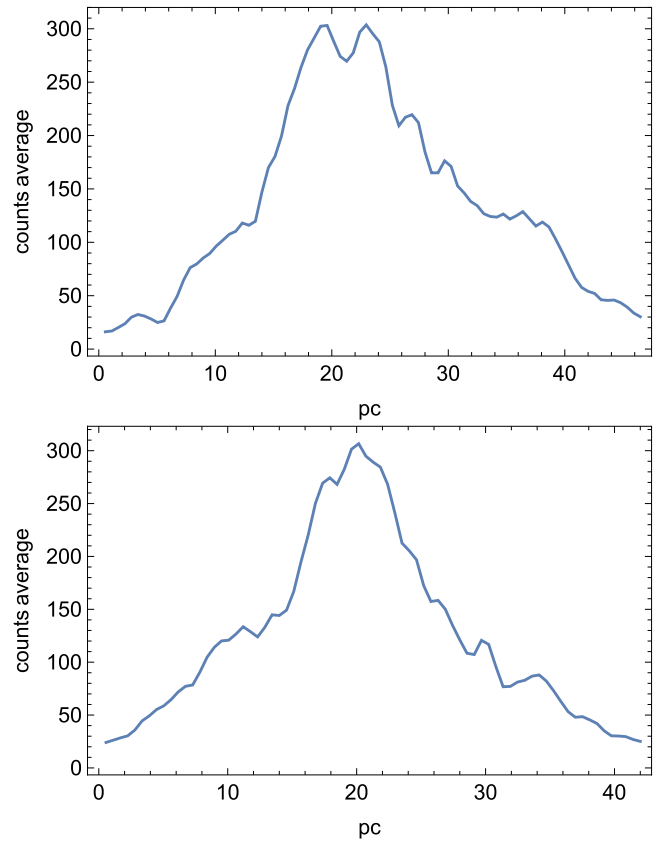


Figure 4. Brightness profiles extracted from the *XMM–Newton* image of SNR 0520–69.4 (see Fig. 3): top, horizontal cut; bottom, vertical cut.

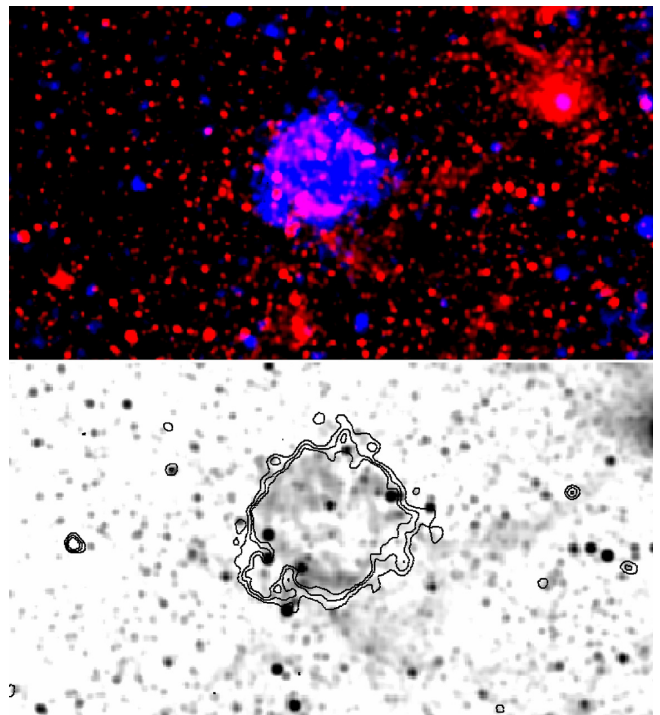


Figure 5. Colour-composite images of SNR 0520–69.4. The top panel shows the optical and X-ray composition. Red and blue colours correspond to $H\alpha$ and the soft X-ray band, respectively. The bottom panel shows an image in $H\alpha$ taken from the MCELS (in grey). Superposed on to this image are some of the X-ray contours at levels of 3σ , 5σ and 7σ , taken from Fig. 2.

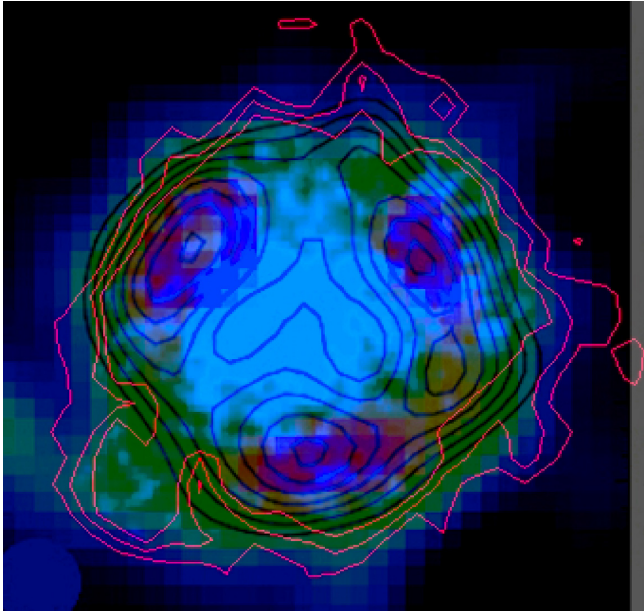


Figure 6. Composite image, with superposed contour X-ray radiation (red), and image of the radio emission (purple, blue and green, taken from ATCA; Crawford et al. 2008). Note the X-ray protrusions are to the north (up) and to the west (right).

To analyse the spatial correlation between the X-ray and radio emission, in Fig. 6 we produce an image (taken from Crawford et al. 2008) that shows an overlay from contours in X-ray emission (red) with contours in radio (black). We observe a spatial correlation between both emissions, although the X-ray emission is slightly more extended than in radio because of the hot gas leakage described above. So, we can conclude that radio emitting gas encloses the X-

ray emitting gas, meaning that SNR 0520–69.4 can be classified as an MM SNR (Rho & Petre 1996).

4 ANALYSIS OF X-RAY SPECTRAL PROPERTIES

The observation data files were processed using the SAS tasks *eproc* and *emproc* to produce the corresponding event files. The spectra were extracted using the task *evselect*, both for the SNR region and for the background. Circular apertures with angular radii of 1.5 and 1.2 arcmin, respectively, were extracted for these regions (equivalent to 21.8 and 17.5 pc) free of point source contamination; the associated calibration matrices were obtained with the tasks *arfgen* and *rmfgen*. The background-subtracted spectra from the pn, MOS1 and MOS2 cameras are shown in Fig. 7.

The EPIC spectra of SNR 0520–69.4 are shown in Fig. 7. To perform the spectral analysis, the software *xspec* (version 12.9; Arnaud 1996) was used. Following previous studies of the extended X-ray emission from SNRs in the LMC, we have modelled the X-ray spectra using the absorbed *vpshock* plane-parallel shock plasma model at constant temperature with the *tbabs* absorption model (Wilms, Allen & McCray 2000). The abundances were set similar to the ISM values of the LMC (Maggi et al. 2016; see Table 1).

The resultant model spectra were compared with the observed X-ray spectra in the [0.3–2.0] keV energy range, where χ^2 statistics are used to evaluate the goodness of the fits. A minimum of 30 counts per bin was requested for the spectral fits. The best-fitting model is superposed to the background-subtracted EPIC spectra in Fig. 7.

According to this figure, the most prominent lines are those of the O VII at 0.58 and O VIII at 0.65 keV, although the former is brighter in these spectra. The effective exposure time for the pn, MOS1 and MOS2, are 20 220, 22 990 and 23 080 s respectively. The resultant count rate for the pn is 0.54 counts s^{-1} , and for the MOS1 and MOS2

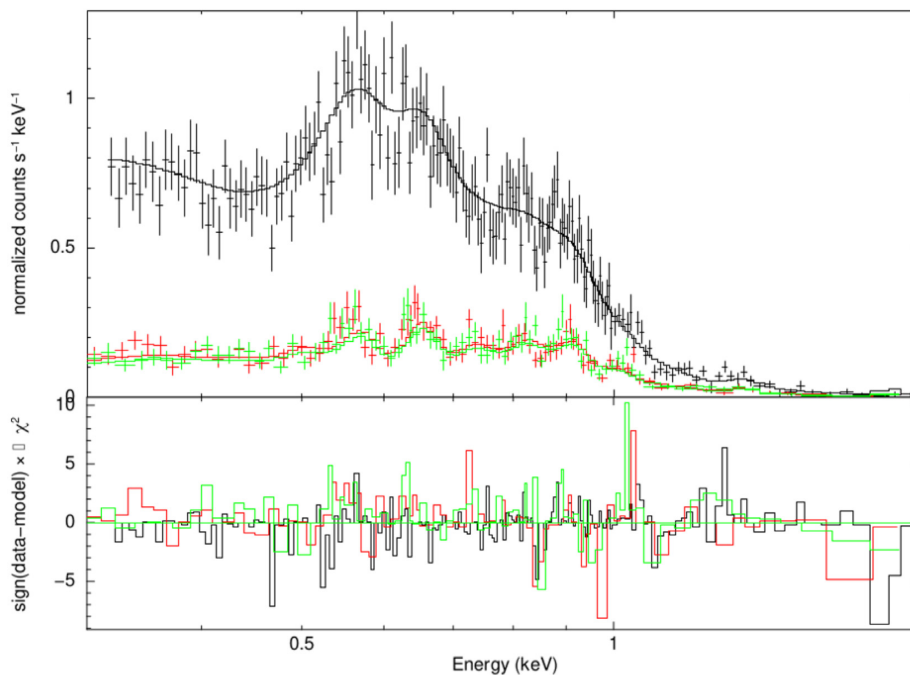


Figure 7. Background-subtracted *XMM-Newton* EPIC spectra of SNR 0520–69.4. The solid lines show the best-fitting model. Different colours represent extracted spectra from different cameras. Black, red and green are EPIC-pn, EPIC-MOS1 and EPIC-MOS2, respectively. Residuals are shown in the bottom panel.

Table 1. LMC abundances used for the spectral fit (Maggi et al. 2016).

Element	X/X_{\odot}
C	0.20
N	0.47
O	0.21
Ne	0.28
Mg	0.33
Si	0.69
S	0.36
Fe	0.35

Table 2. Physical parameters obtained for SNR 0520–69.4.

V_s	600 km s ⁻¹
N_H	1.0×10^{20} cm ⁻²
kT_1	(1.0 ± 0.08) keV
A_1	2.53×10^{-4} cm ⁻⁵
EM	8.85×10^{57} cm ⁻³
f_x	$(1.10 \pm 0.01) \times 10^{-12}$ erg cm ⁻² s ⁻¹
L_x	$(3.3 \pm 0.2) \times 10^{35}$ erg s ⁻¹
$n_{e,x}$	0.13 cm ⁻³
τ	$(3.6 \pm 0.3) \times 10^{10}$ s cm ⁻³
t_{ion}	(8.8 ± 0.8) kyr
t_{rem}	$\sim 17\,000$ yr
P_x	2.29×10^{-10} dyn cm ⁻²
E_0	4.87×10^{50} erg

spectra 0.14 counts s⁻¹, which corresponds to a total of 10 823, 3218 and 3231 counts, respectively.

We used a single absorbing column density, $N_H = 1.0 \times 10^{20}$ cm⁻², which is of the order of the measures of column densities of the LMC, average $N_H = 6.4 \times 10^{20}$ cm⁻² (Dickey & Lockman 1990). The best-fitting model gave a reduced $\chi^2 = 1.55$. The best-fitting parameters in the [0.3–2.0] keV energy band are listed in Table 2. The observed total flux of the diffuse X-ray emission, corrected by absorption, was determined at the LMC distance. The electron density $n_{e,x}$ was obtained by assuming a spherical morphology. The emission measure (EM) can be determined by an analysis of X-ray spectrum observations of an SNR, and is given by the norm parameter from fitting the X-ray spectrum:

$$A = \frac{10^{-14}}{4\pi D^2} EM. \quad (1)$$

Here, D is the distance to the SNR and A is the normalization parameter. Table 2 also lists the following parameters: luminosity L , given by $L = 4\pi D^2 f_x$, where f_x is the dereddened X-ray flux; the ionization time-scale τ given by $\tau = n_{e,x} t_{ion}$; the shock velocity V_s given by

$$V_s = \left(\frac{16k}{3\mu} T \right)^{1/2}, \quad (2)$$

where kT corresponds to plasma temperature and $\mu = (14/11)m_H$ (Weaver et al. 1977); the age of the remnant t_{rem} , which can be obtained by $V_s = \frac{2}{3}R/t_{rem}$. Pressure is given by

$$P_x = n_{e,x} kT \quad (3)$$

and, finally, the initial energy E_0 of the SN is

$$E_0 = \frac{25}{3(2.02)} P_x R_x^3 \quad (4)$$

(Cox & Anderson 1982).

Table 3. Scanning FP interferometer main parameters and observations.

FP parameter/observation	H α	[O III]
Lambda (Å)	6563	5007
Interference order (p) at H α	796	2609
Effective finesse (F)	12.5	12.5
Scanning steps ^a	24	40
Spectral sampling (km s ⁻¹)	16	3
Spectral resolution (R)	10 000	32 000
Sampling spectral resolution (km s ⁻¹)	16 ± 3	3 ± 2
Free spectral range (Å)	8.27	1.9
Free spectral range (km s ⁻¹)	337	115
Field of view (FOV, arcmin)	38	38
Spatial resolution (arcsec pixel ⁻¹)	9 x 9	9 x 9
Exposure time for FOV (h)	2	2.22
Total exposure time (s)	7200	8000

^a Following Shannon–Nyquist criteria (Shannon 1949).

5 OPTICAL OBSERVATIONS AND DATA REDUCTION

The optical observations were carried out in the framework of the H α survey of the Magellanic Clouds and the Milky Way, made with a 36-cm diameter telescope (located at La Silla, ESO) on 1993 February 26 and 27. The observations of SNR 0520–69.4 were carried out with a scanning Fabry–Perot (FP) interferometer attached to the Cassegrain focus of the 36-cm telescope and operated under the same conditions as during the observations of the H II region N119 described in Ambrocio-Cruz et al. (2008), because this SNR falls in the same data cube thasat N119, at both H α and [O III] λ 5007 Å. The field of view is 38×38 arcmin², covered by the (256×256) pixels of the photon counter camera, which gives a spatial resolution of 9 arcsec per pixel. We have obtained FP data cubes at H α and [O III] λ 5007 Å. The calibration data cubes were taken before and after the nebular exposures in order to check for possible flexures of the equipment. The nebular data cubes have total exposure times of 7200 and 8000 s for H α and [O III] λ 5007 Å, respectively. Table 3 lists the main parameters of the survey H α and [O III] FP interferometer and of the observations of SNR 0520–69.4.

Data reduction was carried out by means of the specialized software CIGALE (Le Coarer et al. 1993), which was designed specifically for the acquisition and reduction of data obtained with a scanning Fabry–Perot interferometer. The software allows us to do the flat-field correction, wavelength calibration, construction of velocity maps, and radial velocity profile extraction and fitting. Using this software, we have also been able to integrate the line emission and separately construct monochromatic and continuum images from the Fabry–Perot data cubes. A complete description of the instrumentation, including data acquisition and reduction techniques, is given in Amram et al. (1991) and Le Coarer et al. (1992).

6 RESULTS FOR SNR 0520–69.4

6.1 Optical results

6.1.1 H α and [O III] Fabry–Perot kinematics of the SNR

We use both the H α and [O III] data cubes. Once calibrated in wavelength, we inspect the morphologies of the SNR emission at different velocities and in the different emission lines. According to radiative shock models, the detection of emission in the [O III] line of

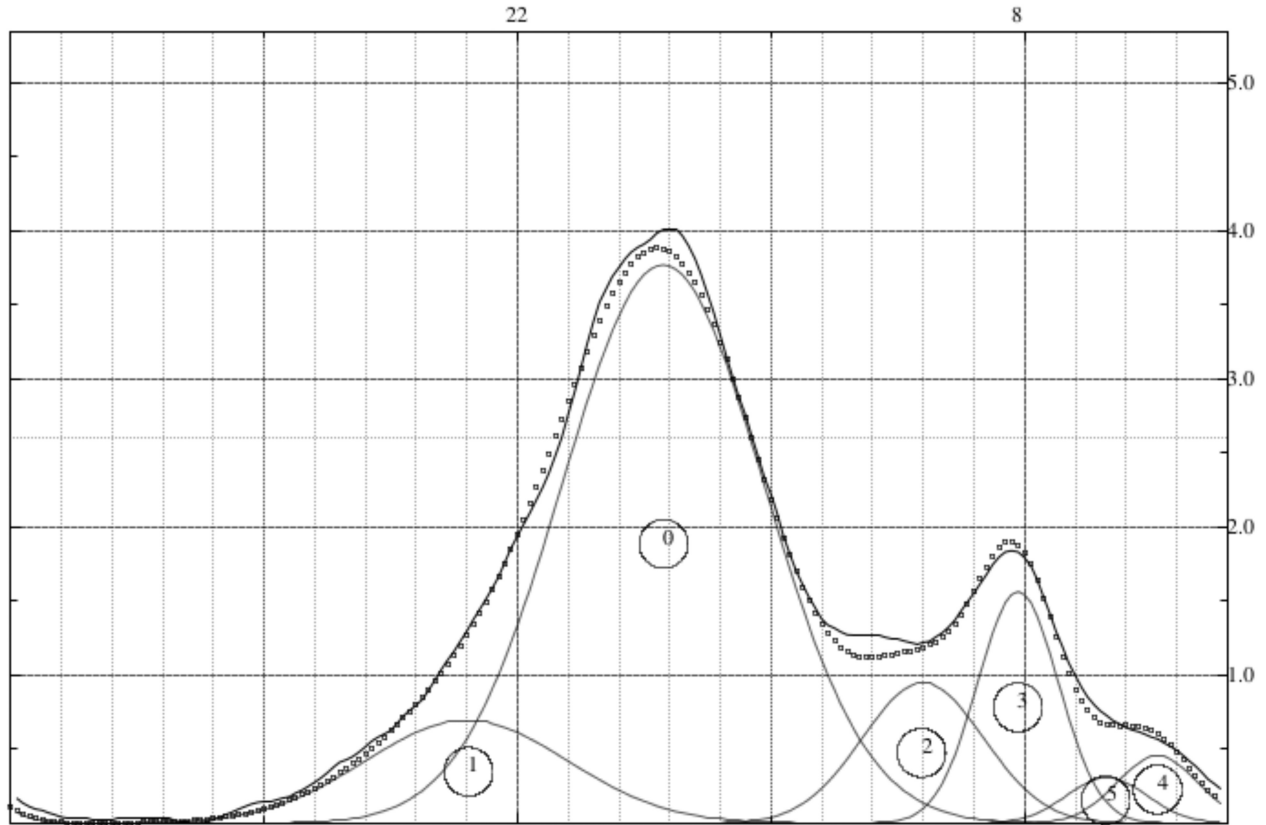


Figure 8. Integrated radial velocity profile of the whole $H\alpha$ emission of SNR 0520–69.4 obtained from the $H\alpha$ survey of the LMC Fabry–Perot observations (Ambrocio-Cruz et al. 2016). The intensity scale is in arbitrary units, the x direction corresponds to the 24 channels of the radial velocity cube or lambda cube, with each channel separated by 15.7 km s^{-1} , and the 0 channel corresponds to $V_{\text{hel}} = 250 \text{ km s}^{-1}$. Several Gaussian radial velocity components are present (marked by the encircled numbers). The dotted line includes the contribution of all the Gaussian components and it was fitted to the observed velocity profile (solid line). Radial velocities span from $V_{\text{hel}} = 204 \text{ km s}^{-1}$ (component 1) to $V_{\text{hel}} = 401 \text{ km s}^{-1}$ (component 4). Components 3 and 5 are probably sky-lines.

the SNR implies that the shock should have velocities approaching 100 km s^{-1} . However, this emission is weaker than the corresponding $H\alpha$ emission (see the right panel of Figure 8) and, consequently, in this work we are measuring the kinematics from the $H\alpha$ velocity cube because of its higher S/N. From the $H\alpha$ velocity cube, we extracted radial velocity profiles integrated over several regions of interest. The extracted velocity profiles were analysed with the software CIGALE, which allows us to fit one or more Gaussian functions once the deconvolution of each component with the FP instrumental function (an Airy Function) is achieved. Fig. 8 shows one of those integrated radial velocity profiles. As one can see, the velocity profile is broad (with a width of more than 200 km s^{-1}), implying that complex internal motions are present. In this paper, we quote the radial velocity values corrected from the Earth’s rotation and revolution around the Sun, called heliocentric velocities (V_{hel}). We are able to find a bright velocity component (the main component) at $V_{\text{hel}} = 264 \text{ km s}^{-1}$ – and a full width at half-maximum (FWHM) = 75 km s^{-1} – corresponding to the systemic velocity of the remnant and two high-velocity wings (fainter but with large S/N) with $V_{\text{hel}} = 204 \text{ km s}^{-1}$ and $V_{\text{hel}} = 374 \text{ km s}^{-1}$ (FWHM = 75 km s^{-1}). Thus, the SNR ionized gas has velocities spanning at least 170 km s^{-1} and the velocity components identified by our kinematics imply an expansion velocity, $V_{\text{exp}} \gtrsim 85 \text{ km s}^{-1}$. This expansion velocity will be adopted as the secondary shock velocity induced in dense clumps immersed in a rarefied medium, where the main shock expansion takes place, according to the model of McKee & Cowie (1975).

6.1.2 Derivation of other important parameters of SNR 0520–69.4

Our Fabry–Perot imaging observations allow us to measure the angular diameter of SNR 0520–69.4. At $H\alpha$, the angular radius is 1.5 arcmin , corresponding to a linear radius of 22 pc for a distance of 50 kpc to the LMC. From our [O III] data cube, we have measured a radius of 1.8 arcmin for the SNR [O III] emission corresponding to a linear radius of 26 pc . In Section 8, we discuss the origin of this discrepancy, which also occurs for the X-ray emission. We have obtained cuts along the major axis of the [O III] and $H\alpha$ images of the SNR. These brightness profiles are also shown in Fig. 9 (lower panel). Contrary to the filled-centre X-ray brightness profile shown in Fig. 4, the brightness profiles of optical emission lines do not show maximum intensity at the centre; they appear limb-brightened. Thus, in this particular case, the optical line emission appears to follow the properties of the radio emission. To obtain the other SNR properties from optical data, we adopt $R = 26 \text{ pc}$.

From the interferometric observations, we can also estimate another important physical parameter, the $H\alpha$ surface brightness $S(H\alpha)$, from which we can then compute the SNR density of the dense cloudlets. The intrinsic flux is related to the parameters used for the line fitting (i.e. the height of the Gaussian function, the FWHM and the area occupied by the nebula). To convert our measures to units of flux, we used the relation obtained by Ambrocio-Cruz (1999) that gives $1 \text{ count} \times \text{channel}/(\text{pixel} \times \text{hour}) = 1.84 \text{ Rayleigh}$ with $1 \text{ Rayleigh} = 2.4 \times 10^{-7} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. We obtained $S(H\alpha) = 1.8 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. We do not correct the

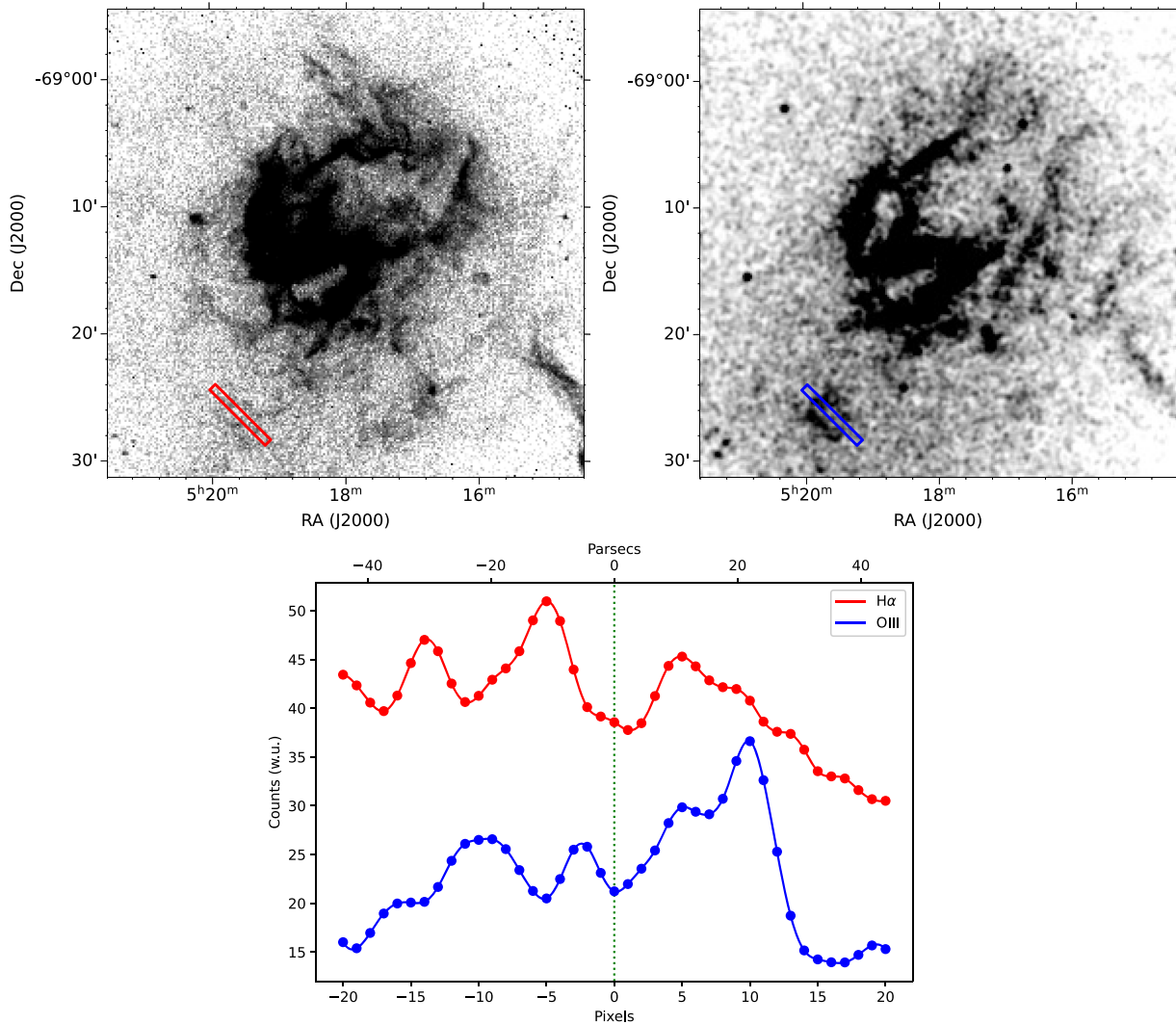


Figure 9. Left panel: $H\alpha$ monochromatic image of the 39×39 arcmin² field where the SNR is detected to the south-east of the image. Right panel: $[O\text{ III}]$ image of the same field as in the $H\alpha$ image. Lower panel: $H\alpha$ (red) and $[O\text{ III}]$ (blue) surface brightness cuts averaged over a box 4 pixels wide and 40 pixels long (shown by red and blue boxes in the images). The profiles are given in working units and extracted along the major axis of the SNR going from south-west to north-east. The centre of the SNR is marked as a dotted vertical line.

obtained $H\alpha$ surface brightness from reddening as in this field (see the Ambrocio-Cruz et al. 2008 study of the N119 region) the reddening is negligible, $E(B - V) = 0.15$ mag. Having obtained the surface brightness values, we can derive the rms electron density ($\langle n \rangle_{\text{rms}}$ in units of cm^{-3} ; Osterbrock 1989): These parameters are related via (Osterbrock 1989)

$$\langle n \rangle_{\text{rms}} = [S(H\alpha)/17.5 \times 10^{-8} R]^{1/2},$$

where R is the radius of the nebula in pc. With these values, we obtain $\langle n \rangle_{\text{rms}} = 2.0\text{--}2.6 \text{ cm}^{-3}$. The pressure of the optical emitting gas $P = \langle n \rangle_{\text{rms}} kT$ is thus $4.60 \times 10^{-12} \text{ dyn cm}^{-2}$, assuming a temperature of the optical emitting gas of 10 000 K. In addition, the $H\alpha$ luminosity is $L(H\alpha) = 1.45 \times 10^{36} \text{ erg s}^{-1}$.

7 NUMERICAL SIMULATIONS AND RESULTS

In order to reproduce the physical conditions that determine aspects of SNR evolution such as shock radius and velocity in a more realistic model, which include ejecta and circumstellar medium (CSM) density profiles, we used a Python code described by Leahy &

Williams (2017). This software package allows the inclusion of constraints from observations to obtain SNR physical properties of interest following the WL treatment, which developed self-similar models for SNR evolution in a cloudy ISM. WL models depend on two parameters: a cloud density parameter $C = \rho_c/\rho_o$, where ρ_c and ρ_o are the cloud and the intercloud densities, and an evaporation time-scale parameter $\tau^* = t_{\text{evap}}/t$, with t_{evap} and t being the evaporation time-scale and the age of the SNR, respectively. WL models reduce to one parameter C/τ^* in the limit as $C \rightarrow \infty$ and $\tau^* \rightarrow \infty$ simultaneously. The WL self-similar models become the standard self-similar Sedov–Taylor model for the evolution of the blast wave radius when $C \ll 1$ or $\tau^* \gg C$ (WL).

For the case of highly saturated heat flux, which is a typical condition in SNRs during the non-radiative phase, the evaporation time-scale is

$$t_{\text{evap}} = 1.48 \times 10^3 \frac{R_{\text{cl}}^{7/6} n_{\text{cl}}}{P_x^{5/6}} \text{ Myr}, \quad (5)$$

where R_{cl} is the cloud radius, n_{cl} is the cloud density and P_x is the thermal pressure of the hot gas, which is assumed to be roughly

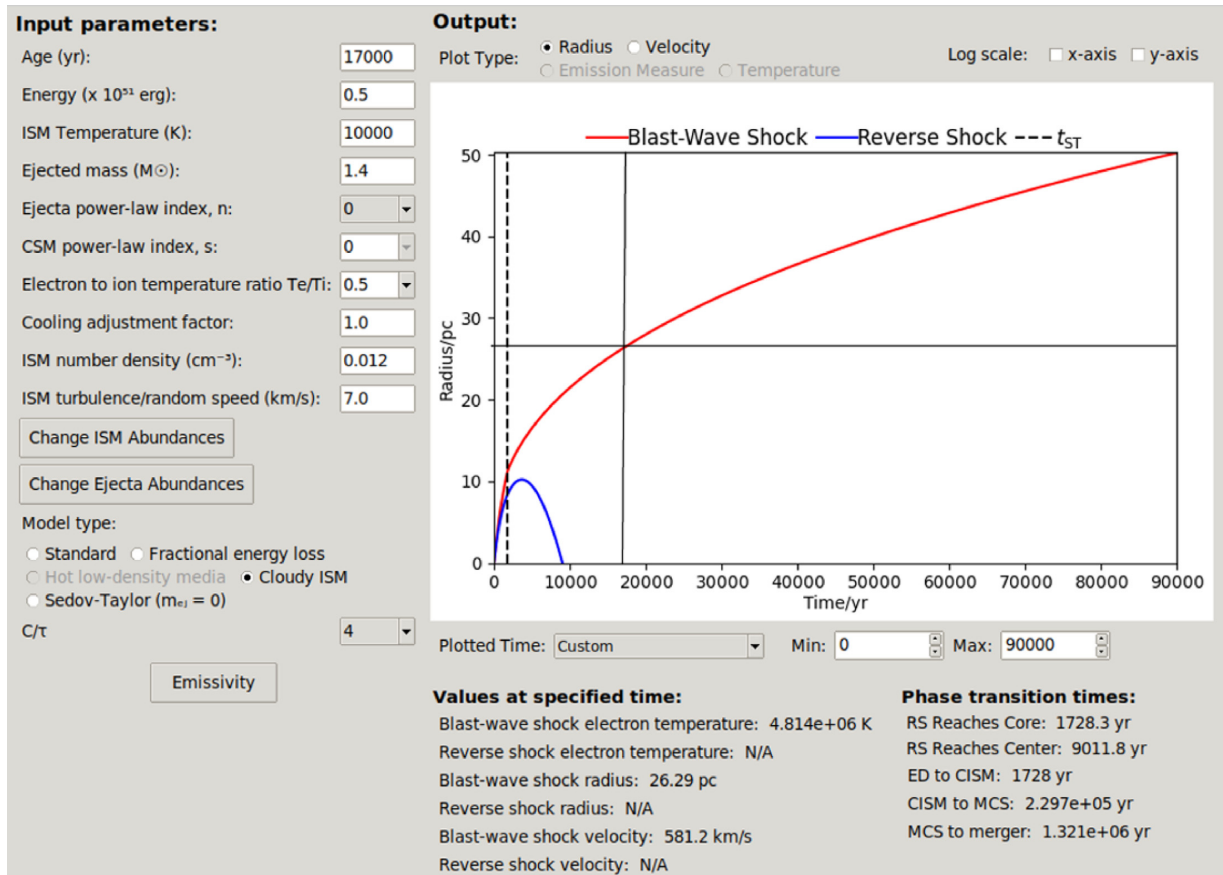


Figure 10. Screenshot of the main screen of the SNR modelling program. The boxes at the left side represent the input parameters. Top right: selection of the output plot of radius versus time; this plot represents the size of blast-wave shock (red) and of reverse shock (blue). Bottom right: output values at the specified time and the phase transition times. The vertical continuous line denotes the SNR age and the horizontal continuous line denotes respective radius.

Table 4. Physical parameters of SNR 0520–69.4, derived from this work, used in the models from WL.

V_s	600 km s ⁻¹
t_{rem}	17 000 yr
n_{cl}	2.0–2.6 cm ⁻³
R_{cl}	1.0 pc
t_{evap}	19 000 yr
τ^*	~2.0
C	15.0–20.0
$\langle T \rangle$	2.3 × 10 ⁶ K
C/τ^*	7.7–10

equal to pressure in the cloud. The CSM density can be described by a power law $\rho_{\text{CSM}} = \rho_s r^{-s}$. Here, we assume a constant density medium, $s = 0$. The unshocked ejecta is taken to have a power-law density profile $\rho_{\text{ej}} \propto r^{-n}$.

To evaluate the case of SNR 0520–69.4, we used the following SN parameters: age $t = 17000$ yr, energy $E_0 = 5 \times 10^{50}$ erg, ejected mass $M_{\text{ej}} = 1.4 M_{\odot}$, ejecta power-law index $n = 0$ and CSM power-law index, $s = 0$. Density is given by the ISM density and is taken equal to 0.012 cm⁻³. The package allows us to choose the ratio C/τ^* from the range 0, 1, 2 or 4. In this particular model, we selected the value of $C/\tau^* = 4$. Fig. 10 illustrates a screen capture of the results of this Leahy model considering a cloudy medium as proposed by WL. The results obtained by the code indicate that for the derived SNR age, the model reports a size of 26.29 pc, and a blast-wave

shock velocity of 581.2 km s⁻¹. These values are comparable with $R = 26$ pc and $V_s = 600$ km s⁻¹ that we reported in this work. A significant difference in the electron temperature determination is found, as the code gave a value of 4.8×10^6 K, while with our observations a temperature $\sim 10^7$ K was determined. The simulated results can be compared with the values shown in Table 4 and we find that they agree.

To reproduce parameters such as temperature or emission measure, a standard model (Sedov–Taylor) is considered. In this case, the SN parameters such as SNR age, energy, ISM temperature and ejected mass were the same as the *Cloudy ISM* model, but the ejecta power-law index $n = 7$ and the ISM number density $n = 0.035$ cm⁻³ were taken into account to perform this model. Figure 11 illustrates the screen capture of the result of emission measure versus time.

8 DISCUSSION AND CONCLUSIONS

In the present work, we conducted a detailed study of SNR 0520–69.4 in the LMC based on *XMM–Newton* data. We have generated X-ray images and spectra of this object and find that the SNR shows a central bright X-ray morphology due to thermal emission (see Fig. 5 and the spectral fit presented in Section 4). Similar features were found in the SNRs W44 (Jones, Smith & Angelini 1993), 3C 391 (Rho & Petre 1996) and G272–3.2 (Harrus et al. 2001). Consequently, all of these are excluded from the group of SNRs whose centres are dominated by non-thermal emission, presumably due to a central pulsar.

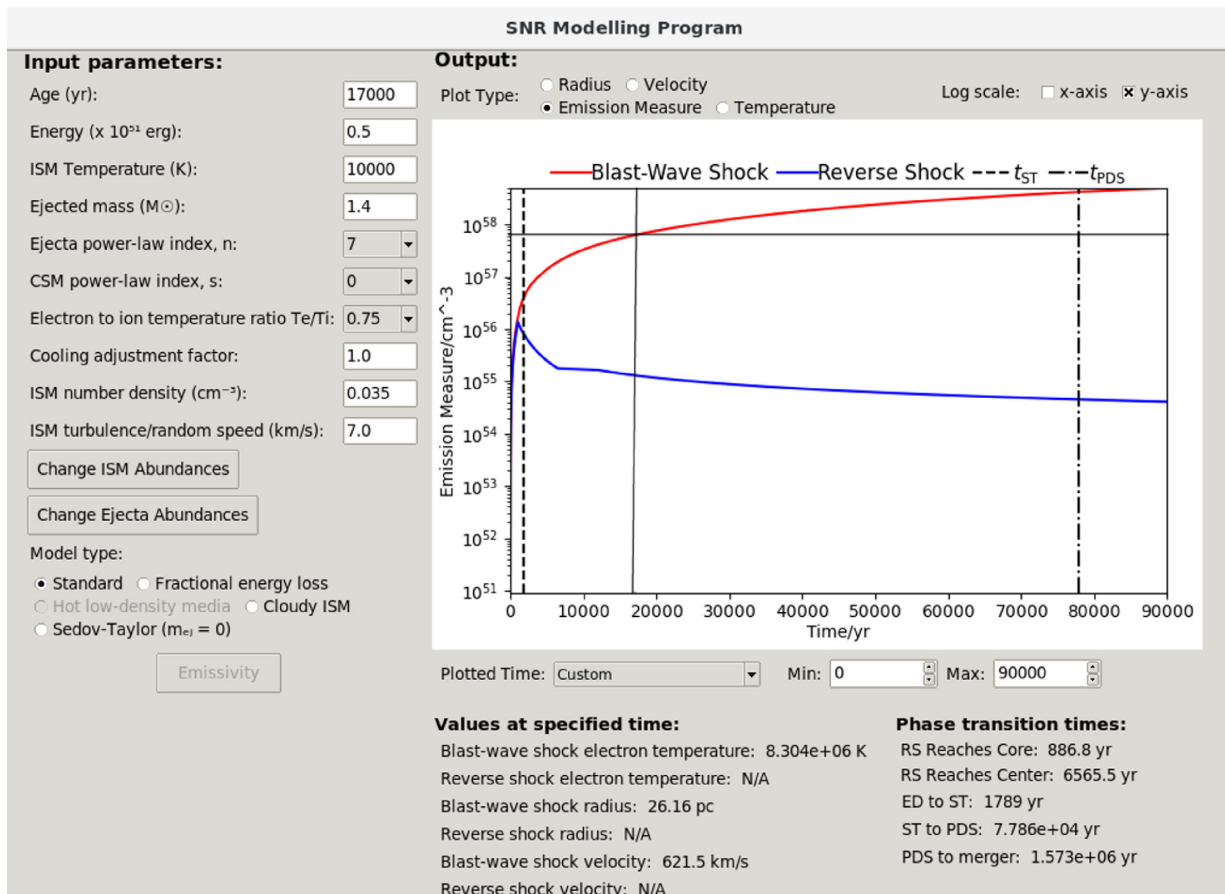


Figure 11. Screenshot of the main screen of the SNR modelling program. The boxes at the left side represent the input parameters. Top right: selection of the output plot of emission measure versus time; this plot represents the behaviour of the emission measure along the time corresponding to the blast-wave shock (red) and reverse shock (blue). Bottom right: output values at the specified time and the phase transition times. The vertical continuous line denotes the SNR age and the horizontal continuous line denotes respective emission measure.

From Fig. 6, we note that both X-ray and radio emissions have the same extensions. The different radial distributions of X-ray and radio intensities lead us to consider SNR 0520–69.4 as belonging to the category of MM SNRs.

In addition, from Figs 5 and 6, we see hot gas outside the radio emission boundary. In particular, we see X-ray emission through the north and south-east regions of the SNR. This suggests that there is leaking warm gas from the interior cavity to the outside of the optical and radio shell. However, when comparing the pressure in the optical with the pressure in X-ray, it can be seen that the value in the optical is \sim about one order of magnitude smaller than that in X-ray, which is expected as the hot gas inside the SNR shell is hotter than the gas emitting at the H α wavelength.

The WL model was put forward in an attempt to explain the MM class of SNRs as being caused by the evaporation of dense clouds that are overrun by the blast wave. From the optical observations at H α , we estimate a cloud density ranging from 2.0 cm⁻³ to 2.6 cm⁻³ and taking the electron density derived from X-ray observations, 0.13 cm⁻³ as the intercloud density, we derive a C parameter that ranges from 15 to 20. In Table 4, we present the values for the parameters C and τ^* , and their ratio. Using the data from table 3 of WL, it was possible to obtain the value of the emission weighted temperature $\langle T \rangle$. Taking into account the tables published by WL for values of their parameters $C/\tau^* = 10$ as derived from Table 4 of the present work, we see that WL’s values are plausible regarding the values of the different parameters we

obtain. Furthermore, when comparing with the numerical model of Leahy & Williams (2017), we are able to obtain reasonable values for the parameters required in WL with the constrained values of radius and age obtained from the observations we analysed.

More observational studies and detailed modelling employing numerical simulations are needed to determine the origin and evolution of MM SNRs such as the one studied in this paper.

ACKNOWLEDGEMENTS

JR-I acknowledges financial support from TNM-SEP, DGAPA-PAPIIT (UNAM) grant IG100516. MR is grateful for financial support from DGAPA-PAPIIT (UNAM) IN109919 and CONACYT CY-253085 grants. We acknowledge the anonymous referee for useful comments that improved the paper, Dr Fabio de Colle for improving the English, and Dr Etienne Le Coarer.

DATA AVAILABILITY

The X-ray data underlying this article are available in *XMM-Newton Science Archive Search* at <http://nxs.a.esac.esa.int/nxs-a-web/#search> with the name of the object SNR 0520–69.4 and Obs. ID 0204770101, PI: K. Borkowski, (ODF files). Optical data were taken from the H α survey of the LMC (Ambrocio-Cruz et al. 2016).

REFERENCES

- Ambrocio-Cruz P., 1999, *Journal des Astronomes Francais*, 60, 35
- Ambrocio-Cruz P., Rosado M., Laval A., Le Coarer E., Russeil D., Amram P., 2008, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 44, 355
- Ambrocio-Cruz P. et al., 2016, *MNRAS*, 457, 2048
- Amram P., Boulesteix J., Georgelin Y. M., Georgelin Y. P., Laval A., Le Coarer E., Marcelin M., Rosado M., 1991, *The Messenger*, 64, 44
- Arnaud K. A., 1996, *Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, 101, 17
- Chu Y-H., Kennicutt R. C. Jr, 1988, *AJ*, 96, 1874
- Cox D. P., Anderson P. R., 1982, *ApJ*, 253, 268
- Crawford E. J., Filipovic M. D., Payne J. L., 2008, *Serbian Astronomical Journal*, 176, 59
- Dickey J. M., Lockman F. J., 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Harrus I. M., Slane P. O., Smith R. K., Hughes J. P., 2001, *ApJ*, 552, 614
- Jones L. R., Smith A., Angelini L., 1993, *MNRAS*, 265, 631
- Koyama K., Petre R., Gotthelf E. V., Hwang U., Matsuura M., Ozaki M., Holt S. S., 1995, *Nature*, 378, 255
- Kuntz K. D., Snowden S. L., 2008, *A&A*, 478, 575
- Le Coarer E., Amram P., Boulesteix J., Georgelin Y. M., Georgelin Y. P., Marcelin M., Joulie P., Urios J., 1992, *A&A*, 257, 389
- Le Coarer E., Rosado M., Georgelin Y., Viale A., Goldes G., 1993, *A&A*, 280, 365
- Leahy D. A., Williams J. E., 2017, *AJ*, 153, 239
- McKee C. F., Cowie L. L., 1975, *ApJ*, 195, 715
- Maggi P. et al., 2016, *A&A*, 585, A162
- Mathewson D. S., Ford V. L., Dopita M. A., Tuohy I. R., Long K. S., Helfand D. J., 1983, *ApJS*, 51, 345
- Osterbrock D. E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*. University Science Books, Mill Valley, CA
- Payne J. L., White G. L., Filipović M. D., 2008, *MNRAS*, 383, 1175
- Pietrzyński G. et al., 2013, *Nature*, 495, 76
- Rho J., Petre R., 1998, *ApJ*, 503, L167
- Rho J.-H., Petre R., 1996, *ApJ*, 467, 698
- Riess A. G. et al., 1998, *AJ*, 116, 1009
- Shannon C. E., 1949, *IEEE Proc.*, 37, 10
- Slane P., Hughes J. P., Edgar R. J., Plucinsky P. P., 1999, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 1418
- Smith R. C., Points S. D., Chu Y-H., Winkler P. F., Aguilera C., Leiton R., 2005, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 37, 1200
- Snowden S. L., Collier M. R., Kuntz K. D., 2004, *ApJ*, 610, 1182
- Snowden S. L., Mushotzky R. F., Kuntz K. D., Davis D. S., 2008, *A&A*, 478, 615
- Weaver R., McCray R., Castor J., Shapiro P., Moore R., 1977, *ApJ*, 218, 377
- White R. L., Long K. S., 1991, *ApJ*, 373, 543 (WL)
- Wilms J., Allen A., McCray R., 2000, *ApJ*, 542, 914

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

Conclusiones

En el presente trabajo se realizó el estudio de la emisión difusa en rayos X de objetos localizados en la LMC. La primera región es el complejo de formación estelar LMC-N57 y está conformado por los objetos DEM L 229, la RSN 0532-675 y la nebulosa WR DEM L 231. El análisis de las observaciones obtenidas del telescopio espacial XMM-Newton han revelado en detalle sus emisiones en rayos X.

Al analizar la distribución de la emisión de DEM L 229, se observa que hacia la región sur el gas caliente está delimitado por gas molecular, sin embargo se observa que el gas se escapa en dirección hacia el norte. Se puede inferir que ésta es una región de baja densidad y que probablemente se esté mezclando con el gas caliente emitido por la RSN 0532-675.

Por otro lado, se advierte que los valores obtenidos para la luminosidad en rayos X son consistentes con el modelo de burbujas producidas por presión, ya que al considerar los vientos producidos por las estrellas que conforman la SB, se estima una luminosidad en rayos X de $L_x = (1 - 3) \times 10^{35}$ erg s^{-1} ; que es similar a la luminosidad obtenida mediante el análisis espectral nos da una luminosidad de $L_x = 3.5 \times 10^{35}$ erg s^{-1} , lo cual nos dice que no hay necesidad de proponer la presencia de una explosión de SN para reproducir la emisión obtenida dentro de la SB DEM L 229.

Además, con el resultado del ajuste espectral se pudo obtener la temperatura y la densidad electrónica del gas caliente; con esto se pudo llevar a cabo el análisis de las presiones dentro de la burbuja y se encontró que la presión producida por el gas caliente es comparable o excede la presión en la capa ionizada y que la presión de radiación no contribuye a la expansión de DEM L 229.

Las tres regiones componentes de LMC-N 57 parecen haberse formado a partir de la misma estructura filamentosa gigante revelada por las observaciones en IR. Si se puede asumir que las estrellas progenitoras de estas tres regiones componentes se formaron al mismo tiempo, se puede argumentar que las estrellas más masivas se ubicaron hacia el norte de LMC-N 57, que es donde se formó la RSN 0532-675. La siguiente estrella masiva sería la estrella WR Br 48, que está a punto de explotar como una SN dentro de DEM L 231. Y dado que demostramos que no ha ocurrido ninguna explosión de SN dentro de DEM L 229, esto quiere decir que las estrellas calientes menos masivas son las del cúmulo estelar LH 74. LMC-N 57 es un claro ejemplo del efecto de las estrellas masivas en su entorno. En un radio de ~ 150 pc, las estrellas masivas en diferentes etapas de evolución destruyen su nube natal como lo demuestran las imágenes en IR mostradas en este trabajo.

No se detectó ninguna emisión de rayos X difusa de la nebulosa WR DEM L 231. Las observaciones en IR muestran la presencia de polvo frío alrededor de DEM L 231, sugiriendo que la presencia de una emisión de rayos X suaves y extendida podría extinguir fácilmente debido a la alta densidad columnar.

También se generaron imágenes de la distribución de la emisión difusa de la RSN 0520-69.4 y encontramos que la RSN muestra una emisión central en rayos X del tipo térmico, comprendida en un radio de 26 pc, mientras que su emisión radio fue de 28 pc; lo cual, nos permitió clasificar a esta RSN como del tipo de morfología mezclada. Además se observa emisión de rayos X a través de las regiones norte y sureste del RSN. Esto sugiere que hay una fuga de gas caliente desde la cavidad interior hacia

el exterior de la cubierta óptica. Por otra parte, al comparar la presión en el rango del óptico con la presión en rayos X, se puede ver que el valor en el óptico es ~ 1 orden de magnitud más pequeño que el de los rayos X, que es lo que se esperaba para explicar porque el gas caliente se escapa a través de la cáscara óptica. Al comparar las condiciones físicas de estas 2 regiones, vemos que a pesar de que la densidad de la capa óptica es mayor (varía en el rango de $n_e = 2.0 - 2.6 \text{ cm}^{-3}$), su temperatura resulta ser menor ($T \sim 10^4 \text{ K}$); que al ser comparada con las condiciones del gas caliente dentro de la cubierta del RSN, reúne las condiciones de temperatura ($T \sim 10^6 \text{ K}$) y densidad ($n_e = 0.13 \text{ cm}^{-3}$) requeridas para el escape de material.

A partir de los estudios de las imágenes [OIII] y $H\alpha$, se pudo obtener la distribución radial de brillo superficial para esta RSN y se pudo mostrar que este objeto presenta emisión en radio. También se pudo obtener la densidad en la capa que emite en $H\alpha$, lo cual es importante en la determinación del parámetro C propuesto por [White y Long \(1991\)](#), así como la velocidad de choque secundaria inducida por el medio denso nebuloso. Con estos parámetros, ejecutamos el código en Python de [Leahy y Williams \(2017\)](#) y verificamos que los resultados son compatibles con las cantidades que se han medido, tales como el radio de la RSN, temperatura, velocidad de choque y medida de emisión.

Todos los objetos estudiados en este trabajo, estuvieron localizados en la Nube Mayor de Magallanes, cuya característica radica en que esta región es relativamente joven. Esto se puede sustentar por la cantidad de regiones HII (ver por ejemplo el catálogo DEM; [Davies et al., 1976](#)) y la conformación de asociaciones estelares jóvenes de los tipos OB, cuyas edades se estima que varían en el rango de 1-10 Ma.

Los objetos que principalmente se estudiaron son burbujas y superburbujas. Las burbujas se forman a partir del viento estelar rápido que soplan estrellas masivas individuales al interactuar con el material circunestelar (un ejemplo de ello son las estrellas WR, que al soplar vientos muy fuertes generan burbujas al interactuar el viento con su entorno), mientras que las superburbujas son un fenómeno similar pero en estas regiones se encuentran varias estrellas masivas soplando vientos fuertes al MIE, en donde cabe la posibilidad de encontrar RSNs en su interior. Burbujas y superburbujas comparten una estructura similar, conformada por una cáscara densa barrida con un interior lleno de gas caliente de muy baja densidad.

En la LMC se ha registrado un gran número de RSNs (se han confirmado un total de 60; [Ou et al., 2018](#)), cuyas emisiones se detectan en distintas frecuencias del espectro, entre las que destacan la emisión no-térmica en radio, las emisiones en óptico o en rayos X suaves. De esta última región espectral, aparte de conocer los parámetros físicos como presión o densidad, también se pudo determinar la composición química de esta región, el grado de ionización y la temperatura del gas caliente. Otro parámetro importante que se puede obtener a partir de estas observaciones es la luminosidad L_x , que sirve para analizar los efectos evolutivos de la RSN con su entorno.

Gracias al análisis espectral de los datos obtenidos con el interferómetro de barrido *Fabry-Perot*, se pudo conocer la cinemática de las SBs, en la que las magnitudes de las velocidades de expansión, ayudaron a sustentar si tales objetos podrían presentar en alguna explosión de SN o si solamente las cáscaras se expandían por la integración de los vientos estelares de las estrellas masivas que integran

a un cúmulo estelar. Otra ventaja de observar SBs en la LMC (o en su caso en la Nube Menor de Magallanes) radica en que al estar fuera de La Vía Láctea y dado que su orientación está fuera del plano galáctico la extinción es menor, esto se traduce en valores menores de las densidades columnares y además alberga un gran número de SBs y RSNs que se encuentran esencialmente a la misma distancia (50 kpc; Pietrzyński et al., 2013).

En cuanto a los tamaños de las SBs y RSNs en la LMC, éstos se pueden obtener tanto de las observaciones en rayos X como de las imágenes ópticas, pero cabe señalar que, si bien tanto los rayos X como la emisión óptica en $H\alpha$ se originan en la región del gas post-choque, surgen en condiciones físicas diferentes. En general, la emisión de rayos X proviene de gas caliente con temperaturas de 10^6 K, mientras que la emisión $H\alpha$ se origina del gas ionizado a $\sim 10^4$ K; por lo tanto, el tamaño de una RSN medido en rayos X puede diferir del medido en $H\alpha$.

Se considera conveniente realizar más estudios observacionales y desarrollar un análisis numérico que ayude a explicar el origen y evolución de las RSN de morfología mezclada. También continuaremos con el estudio de complejos de formación estelar como LMC-N 44, el cual está conformado tanto de asociaciones estelares del tipo OB, como de una RSN en su interior. En la que se busca explicar el efecto del escape del gas caliente que emite en rayos X.

*En ese tiempo Nimloth se había oscurecido y no
lucía flores, pues el invierno se acercaba; e Isildur
pasó entre los guardianes y tomó un fruto del Árbol,
y se volvió para marcharse.*

*Pero los guardianes despertaron, y se le echaron encima,
y él se abrió camino luchando, y fue herido muchas
veces, y escapó, y como estaba disfrazado no llegó a
saberse quién había puesto las manos en el Árbol.
Pero Isildur llegó por fin a duras penas a Rómenna,
y dejó el fruto en manos de Amandil antes de que las
fuerzas le faltaran. Luego el fruto se plantó en
secreto, y fue bendecido por Amandil; y un vástago
salió de él y brotó en la primavera.*

Akallabêth

(La caída de Númenor)

cuarto relato de El Silmarillion, de J. R. R. Tolkien

APÉNDICE A

ANÁLISIS ESPECTRAL DE LA EMISIÓN DIFUSA EN RAYOS-X

A continuación se da una descripción general del proceso del análisis espectral realizado para cada uno de los objetos que se estudiaron en este trabajo. Los resultados de los ajustes y los parámetros físicos obtenidos se muestran en los capítulos 3 y 4.

Desde XSPEC se efectúa la lectura del archivo; en esta parte, el programa muestra los parámetros de obtención de la imagen, de los que destacan: la tasa del conteo total, el tiempo de exposición de la fuente extendida o el tiempo de exposición del fondo (ver figura A.1). Posteriormente se analiza la posibilidad de generar los espectros en cada una de las cámaras EPIC (tanto MOS como pn). Esto se puede determinar mediante la lectura de la tasa del conteo total. Los valores típicos van del rango 70-200 cuentas ks^{-1} en el caso de los detectores MOS y del orden de 300-600 cuentas ks^{-1} para el detector pn. Esto nos muestra que este detector tiene una mayor sensibilidad a la detección de fotones en rayos X. Por otro lado, una tasa de conteo baja indica que no se puede reproducir el espectro y tampoco se puede ajustar mediante un modelo. Esto ocurrió con el caso de la WR Br 48 (en el capítulo 3), en donde se obtuvo una tasa de conteo de 0.63 cuentas ks^{-1} y que en un tiempo de integración de 12700 s, sólo se obtuvieron 8 cuentas para este objeto lo que no permitió obtener su espectro.

Posteriormente, se analizaron las características espectrales más importantes. Normalmente hay cuatro o cinco componentes espectrales que deberían ajustarse a los datos, en esta situación es necesario considerar que dentro de estas componentes aparezcan emisiones que no corresponden al objeto de estudio. Estas componentes adicionales pueden ser de origen instrumental (e.g. la línea de Mg XI a 1.4 keV). Algunas de los componentes pueden variar con el tiempo, dirección de observación en el cielo, y posición en el detector.

Dentro del conjunto de líneas típicas que pueden observarse en un espectro de rayos X suaves, se pueden encontrar las emisiones de O VII a 0.58 keV, O VIII a 0.65 keV, Fe VIII a 0.75 keV o Ne IX a 0.9 keV, entre otras emisiones. De los datos que se analizaron para este trabajo, en la mayoría de los

```

1
2 Spectrum 1 Spectral Data File: north_bubble_grp.pi
3 Net count rate (cts/s) for Spectrum:1 5.905e-02 +/- 2.150e-03 (66.2 % total)
4 Assigned to Data Group 1 and Plot Group 1
5 Noticed Channels: 2-70
6 Telescope: XMM Instrument: EPN Channel Type: PI
7 Exposure Time: 1.964e+04 sec
8 Using fit statistic: chi
9 Using test statistic: chi
10 Using Background File bkg.pi
11 Background Exposure Time: 1.958e+04 sec
12 Using Response (RMF) File north_bubble.rmf for Source 1
13 Using Auxiliary Response (ARF) File north_bubble.arf
14
15 Spectral data counts: 1751
16 Model predicted rate: 5.53032E-02
17
18
--

```

Figura A.1: En esta captura de pantalla se muestran los parámetros de obtención de la imagen. Esto ocurre una vez que se carga el archivo en XSPEC.

espectros se observó un pico de rayos X dominante entre 0.5 y 0.6 keV, lo que podría atribuirse al O VII, y un pico secundario que se ve más claramente en el espectro pn y que aparece entre 0.6-0.7 keV y se puede atribuir a la emisión de O VIII. Como ejemplo de este tipo de espectros, se puede observar en la Figura A.2 como destacan las líneas de los iones mencionados.

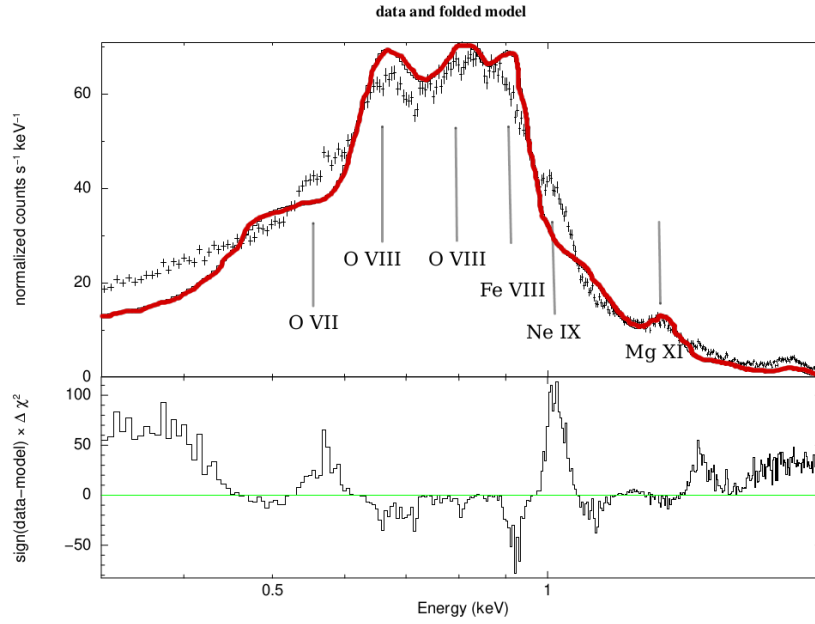
En las figuras A.2, A.3, A.4 y A.5 se muestra el ejemplo del resultado obtenido al realizar el ajuste de un modelo, en cada figura el mejor ajuste se muestra mediante la línea continua que se traza en cada espectro. Estas figuras son el resultado de un ajuste del caso particular de una SB en la LMC y se muestran las distintas situaciones que se pueden presentar. Lo que se puede observar es que inicialmente destacan las emisiones de algunos iones que no se ajustan a las observaciones, sin embargo, al corregir algunos parámetros en el modelo, como lo es el número de componentes del plasma, la composición química si es variable o fija, si hay únicamente absorción de fotones o si se considera un caso de choque plano paralelo, el ajuste se va corrigiendo y mediante el mejor valor del parámetro χ^2 (generalmente considerados entre 1.0 - 1.5) se pudo determinar que se obtuvo el mejor ajuste. En la figura A.6 se muestra el ejemplo del resultado obtenido para un ajuste en particular, en donde se muestran tanto la temperatura, densidad columnar, composición química, parámetro de ajuste, entre otros.

Posteriormente, se calcula el flujo absorbido f_x en el rango de energías de 0.3-5.0 keV, al que se le pudo asociar un flujo intrínseco F_x , esto se logra desde XSPEC indicando que la densidad columnar $N_H = 0$ (ver Figura A.7) y finalmente, se estimó la luminosidad de rayos X L_x . La expresión usada para la determinación de la luminosidad es:

$$L_x = 4\pi r^2 \approx (3 \times 10^{17} \text{ cm}^2) f_x, \quad (\text{A.1})$$

en donde $r = 50$ kpc, la distancia a la Nube mayor de Magallanes (Pietrzyński et al., 2013).

Para estimar la presión del gas que emite en rayos X, se requirió del cálculo de la densidad electrónica. Para llevarlo a cabo, se requirió del parámetro de normalización A obtenido en los ajustes espectrales. Este parámetro se puede escribir en una forma simplificada como



idrus 22-Oct-2020 20:30

Figura A.2: Ejemplo de un espectro obtenido de XMM-Newton EPIC-pn de la SNR N63 en la LMC. También se muestra el ajuste a un modelo por absorción de fotones (representado por la línea roja). En este caso se considera un plasma con una componente de temperatura y mantuvo constante la temperatura. En la parte inferior del panel se muestran los residuos.

$$A = 10^{-14} \times \frac{\int n_{e,X}^2 dV}{4\pi d^2}, \quad (\text{A.2})$$

donde V es el volumen de la región del gas emisor en rayos X y d es la distancia a la fuente. Con relación al volumen, inicialmente se supone una morfología esférica del gas caliente, pero dado que la emisión en rayos X proviene de una capa delgada, en la orilla externa de la burbuja; solamente se considera un pequeño porcentaje del volumen de la misma. En nuestro caso consideramos un grosor de la región de un 10 % del radio total de la burbuja caliente.

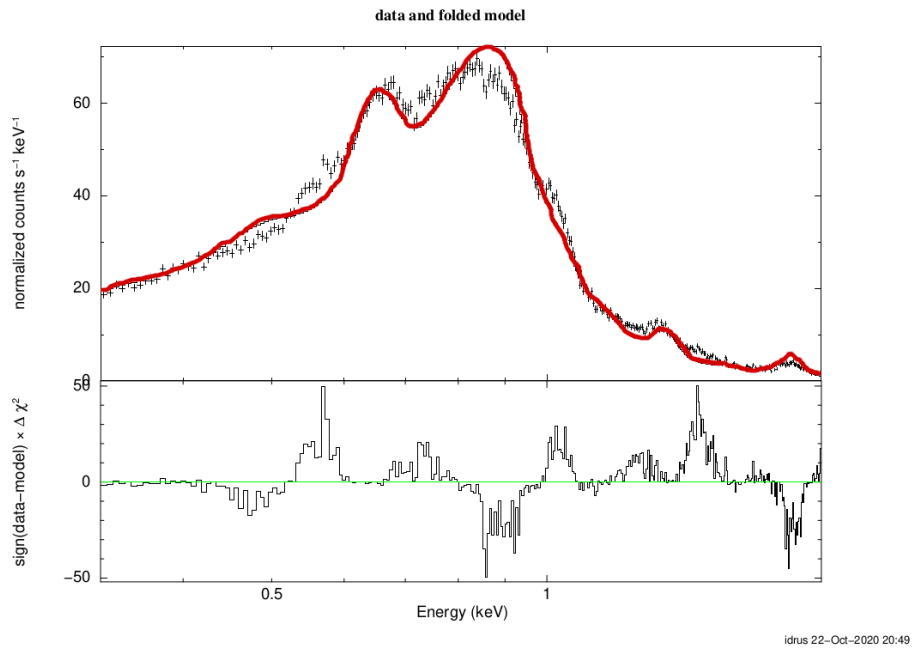


Figura A.3: Ajuste a un modelo por absorción de fotones. En este caso se considera un plasma con una componente de temperatura y se dió una abundancia variable. Descripción de la imagen similar a A.2.

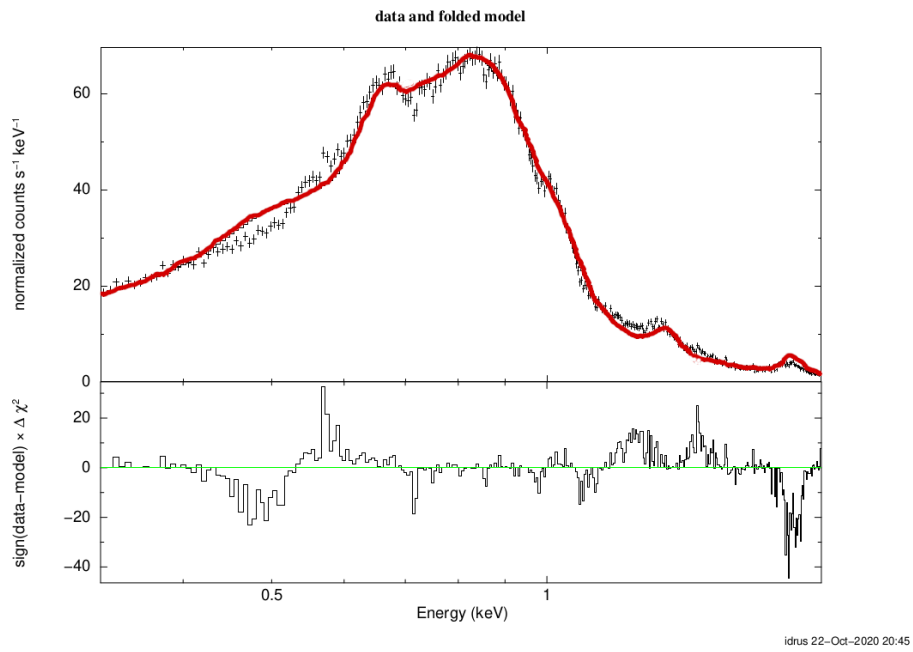
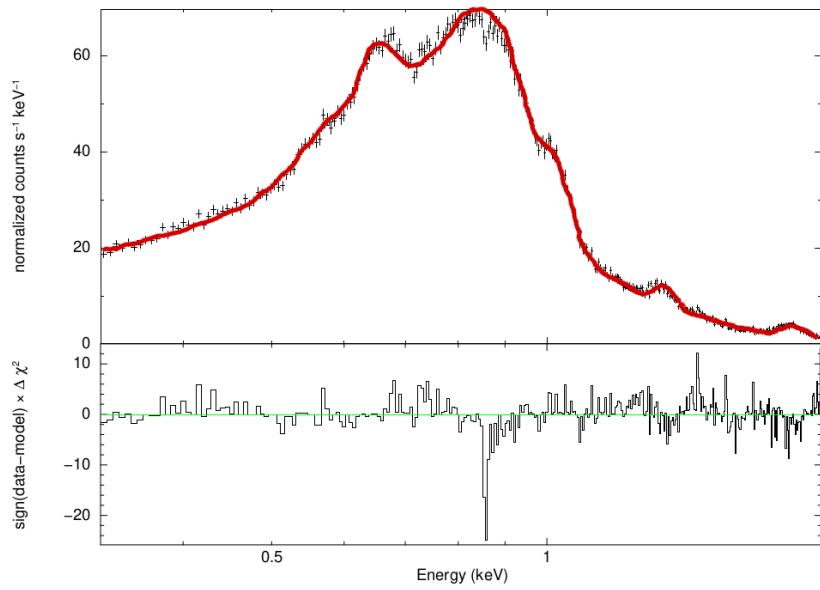


Figura A.4: Ajuste a un modelo por absorción de fotones. En este caso se considera un plasma con dos componentes de temperatura y se dió una abundancia variable. Descripción de la imagen similar a A.2.



idrus 26-Apr-2020 15:08

Figura A.5: Ajuste a un modelo por absorción de fotones, considerando un choque plano paralelo. En este caso se considera un plasma con dos componentes de temperatura y se dió una abundancia variable. Descripción de la imagen similar a [A.2](#).

```

24
25 Current model list:
26
27 =====
28 Model TBabs<1>*vapec<2> Source No.: 1 Active/On
29 Model Model Component Parameter Unit Value
30 par comp
31 1 1 TBabs nH 10^22 0.432992 +/- 4.58529E-02
32 2 2 vapec kT keV 0.165118 +/- 1.50947E-02
33 3 2 vapec He 1.00000 frozen
34 4 2 vapec C 0.260000 frozen
35 5 2 vapec N 0.780000 frozen
36 6 2 vapec O 0.360000 frozen
37 7 2 vapec Ne 0.400000 frozen
38 8 2 vapec Mg 0.320000 frozen
39 9 2 vapec Al 0.100000 frozen
40 10 2 vapec Si 0.760000 frozen
41 11 2 vapec S 1.00000 frozen
42 12 2 vapec Ar 1.00000 frozen
43 13 2 vapec Ca 1.00000 frozen
44 14 2 vapec Fe 0.510000 frozen
45 15 2 vapec Ni 1.00000 frozen
46 16 2 vapec Redshift 0.0 frozen
47 17 2 vapec norm 4.99436E-03 +/- 2.63616E-03
48
49 -----
50 Using energies from responses.
51
52 Fit statistic : Chi-Squared = 67.42 using 69 PHA bins.
53
54 Test statistic : Chi-Squared = 67.42 using 69 PHA bins.
55 Reduced chi-squared = 1.021 for 66 degrees of freedom
56 Null hypothesis probability = 4.283797e-01
57 Weighting method: standard
58

```

Figura A.6: Cuando se ha cargado el archivo y se han establecido los rangos de energía, se puede ejecutar un modelo (en este caso *vpshock*). Se introducen los parámetros de temperatura y densidad columnar. Además, si se considera variable la composición química se introducen los valores de cada elemento, de acuerdo a los valores obtenidos en previos trabajos. En la tabla también se obtiene el parámetro de normalización, mismo que sirve para calcular la densidad del plasma emisor en rayos X. En la parte inferior se muestra el valor del mejor ajuste del modelo (determinado por χ^2).

```

61
62 XSPEC12>err 1 2
63 Parameter Confidence Range (2.706)
64 1 0.353166 0.510656 (-0.0798382,0.0776521)
65 2 0.147053 0.178861 (-0.0180607,0.013747)
66
67 XSPEC12>flux 0.3 3
68 Model Flux 0.00011877 photons (1.2936e-13 ergs/cm^2/s) range (0.30000 - 3.0000 keV)
69
70
71 XSPEC12>newp 1 0
72 Fit statistic : Chi-Squared = 537879.4 using 69 PHA bins.
73
74 Test statistic : Chi-Squared = 537879.4 using 69 PHA bins.
75 Reduced chi-squared = 8149.688 for 66 degrees of freedom
76 Null hypothesis probability = 0.000000e+00
77 Current data and model not fit yet.
78
79 XSPEC12>flux 0.3 3
80 Model Flux 0.0056302 photons (4.0323e-12 ergs/cm^2/s) range (0.30000 - 3.0000 keV)
81

```

Figura A.7: Finalmente, se determina la desviación en el cálculo del flujo. No obstante, para conocer el flujo intrínseco, se determina un valor de la densidad columnar igual a cero, para que, con este resultado se pueda conocer la luminosidad intrínseca de la SB.

BIBLIOGRAFÍA

- Abbott, D. C. 1982, ApJ, 263, 723*
- Arnaud, K. A. 1996, Astronomical Data Analysis Software and Systems V, 101, 17*
- Aschenbach, B., Briel, U. G., Haberl, F., et al. 2000, Proc. SPIE, 731*
- Avedisova, V. S. 1972, SOVAST, 15, 708*
- Baker, J. G., & Menzel, D. H. 1938, ApJ, 88, 52*
- Beals, C. S. 1940, JRASC, 34, 169*
- Bochkarev, N. G. 1988, Nature, 332, 518*
- Borkowski, K. J., Lyerly, W. J., & Reynolds, S. P. 2001, ApJ, 548, 820*
- Cassinelli, J. P. 1979, ARA& A, 17, 275*
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, ApJ, 195, 157*
- Chevalier, R. A. 1977, ARA& A, 15, 175*
- Chiosi, C. 1998, Stellar Astrophysics for the Local Group: VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics, 1*
- Chiosi, C., & Maeder, A. 1986, ARA& A, 24, 329*
- Chu, Y.-H., Treffers, R. R., & Kwitter, K. B. 1983, APJS, 53, 937*
- Chu, Y.-H., Guerrero, M. A., Gruendl, R. A., et al. 2003, ApJ, 599, 1189*
- Conti, P. S., Massey, P., & Vreux, J.-M. 1990, ApJ, 354, 359*
- Crowther, P. A., De Marco, O., & Barlow, M. J. 1998, MNRAS, 296, 367*
- Crowther, P. A. 2007, ARA& A, 45, 177*
- Davies, R. D., Elliott, K. H., & Meaburn, J. 1976, MmRAS, 81, 89*
- de Jager, C., Nieuwenhuijden, H., & van der Hucht, K. A. 1988, Bulletin d'Information du Centre de Donnees Stellaires, 35, 141*
- Dickey, J. M., & Lockman, F. J. 1990, ARA& A, 28, 215*
- Dyson, J. E., & de Vries, J. 1972, A& A, 20, 223*

Esteban, C., Smith, L. J., Vilchez, J. M., et al. 1993, *A&A*, 272, 299

Filippenko, A. V. 1997, *ARA&A*, 35, 309

Gamow, G. 1943, *ApJ*, 98, 500

García-Gutiérrez, J.A., Cota, Carlos & Fernández-Leiva A.: *Evolutionary Computation in Astronomy and Astrophysics: A Review*

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

García-Segura, G., & Mac Low, M.-M. 1995, *ApJ*, 455, 160

Hamilton, A. J. S., Sarazin, C. L., & Chevalier, R. A. 1983, *APJS*, 51, 115

Howarth, I. D., Siebert, K. W., Hussain, G. A. J., et al. 1997, *VizieR Online Data Catalog*, *J/MNRAS/284/265*

Hughes, J. P., Hayashi, I., & Koyama, K. 1998, *ApJ*, 505, 732

Jenkins, E. B., & Meloy, D. A. 1974, *ApJL*, 193, L121

Kaastra, J. S., & Jansen, F. A. 1993, *A&AS*, 97, 873

Kingsburgh, R. L., Barlow, M. J., & Storey, P. J. 1995, *A&A*, 295, 75

Koyama, K., Petre, R., Gotthelf, E. V., et al. 1995, *Nature*, 378, 255

Koyama, K., Kinugasa, K., Matsuzaki, K., et al. 1997, *PASJ*, 49, L7

Kudritzki, R. P. 1998, *Stellar Astrophysics for the Local Group: VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics*, 149

Kudritzki, R.-P., & Puls, J. 2000, *ARA&A*, 38, 613

Kuntz, K. D., & Snowden, S. L. 2008, *A&A*, 478, 575

Lamers, H. J. G. L. M., Maeder, A., Schmutz, W., et al. 1991, *ApJ*, 368, 538

Lamers, H. J. G. L. M., & Cassinelli, J. P. 1999, *Introduction to Stellar Winds*

Leahy, D. A. & Williams, J. E. 2017, *AJ*, 153, 239

Lumb, D. H., Warwick, R. S., Page, M., et al. 2002, *A&A*, 389, 93

Mac Low, M.-M. & McCray, R. 1988, *ApJ*, 324, 776

Maeder, A. 1981, *A&A*, 102, 401

Maeder, A. & Meynet, G. 1994, *A&A*, 287, 803

Massey, P. 1998, *ApJ*, 501, 153

Massey, P., & Meyer, M. 2001, *Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics*, 1882

Massey, P., & Olsen, K. A. G. 2003, *AJ*, 126, 2867

Maggi, P., Haberl, F., Kavanagh, P. J., et al. 2016, *A&A*, 585, A162

McKee, C. F., & Ostriker, J. P. 1977, *ApJ*, 218, 148

Melo, V., & Muñoz-Tuñón, C. 2002, *Galaxies: The Third Dimension*, 338

Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., et al. 1994, *A&AS*, 103, 97

Morrison, R., & McCammon, D. 1983, *ApJ*, 270, 119

Ou, P.-S., Chu, Y.-H., Maggi, P., et al. 2018, ApJ, 863, 137. doi:10.3847/1538-4357/aad04b

Pietrzyński, G., Gieren, W., Graczyk, D., et al. 2013, Advancing the Physics of Cosmic Distances, 289, 169.

Pikel'Ner, S. B. 1968, APLETT, 2, 97

Pikel'Ner, S. B., & Shcheglov, P. V. 1969, SOVAST, 12, 757

Puls, J., Kudritzki, R.-P., Herrero, A., et al. 1996, A&A, 305, 171

Rosslowe, C. K. & Crowther, P. A. 2015, MNRAS, 447, 2322

Russell, S. C., & Dopita, M. A. 1992, ApJ, 384, 508

Salpeter, E. E. 1955, ApJ, 121, 161

Sato, T., Koyama, K., Lee, S.-H., et al. 2016, PASJ, 68, S8

Sedov, L. I. 1959, Similarity and Dimensional Methods in Mechanics

Shklovskii, I. S. 1962, SOVAST, 6, 162

Smith, L. F. 1968, MNRAS, 138, 109

Strüder, L., Briel, U., Dennerl, K., et al. 2001, A&A, 365, L18

Taylor, G. 1950, Proceedings of the Royal Society of London Series A, 201, 175

Toalá, J. A., & Arthur, S. J. 2011, ApJ, 737, 100

Toalá, J. A., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., et al. 2012, ApJ, 755, 77

Toalá, J. A. & Arthur, S. J. 2014, MNRAS, 443, 3486

Toalá, J. A., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., et al. 2015, MNRAS, 446, 1083

Toalá, J. A., Guerrero, M. A., Chu, Y.-H., et al. 2016, MNRAS, 456, 4305

Toalá, J. A., Marston, A. P., Guerrero, M. A., et al. 2017, ApJ, 846, 76

Toalá, J. A. & Arthur, S. J. 2018, MNRAS, 478, 1218. doi:10.1093/mnras/sty1127

Torres, A. V., Conti, P. S., & Massey, P. 1986, ApJ, 300, 379

Townsend, L. K., Feigelson, E. D., Montmerle, T., et al. 2003, ApJ, 593, 874

Vanbeveren, D. & Conti, P. S. 1980, A&A, 88, 230

Vanbeveren, D., van Bever, J., & De Donder, E. 1997, A&A, 317, 487

Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, A&A, 369, 574

Vishniac, E. T. 1983, ApJ, 274, 152

Weaver, R., McCray, R., Castor, J., et al. 1977, ApJ, 218, 377

White, R. L., & Long, K. S. 1991, ApJ, 373, 543

Woodward, P. R. 1978, ARA&A, 16, 555

Wolf, C. J. E., & Rayet, G. 1867, Academie des Sciences Paris Comptes Rendus, 65, 292

Woltjer, L. 1972, ARA&A, 10, 129

Woosley, S. E., Heger, A., & Weaver, T. A. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1015

Woosley, S., & Janka, T. 2005, *Nature Physics*, 1, 147

Wrigge, M. 1999, *A&A*, 343, 599

Wrigge, M., Chu, Y.-H., Magnier, E. A., et al. 2005, *ApJ*, 633, 248

Zhekov, S. A., & Park, S. 2011, *ApJ*, 728, 135