



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ANÁLISIS MOLECULAR Y
MULTIFRECUENCIA DE LA GALAXIA CON
NÚCLEO OSCURECIDO NGC 4303

T E S I S

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

FÍSICO

P R E S E N T A :

ÁNGEL ARENAS SONÍ

TUTORA

DRA. IRENE CRUZ-GONZÁLEZ ESPINOSA



CIUDAD UNIVERSITARIA, CD. MX.
2022



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.

A la luz de mi Universo...
V.I.S.F.

« Somos lo que hacemos para cambiar lo que somos. »
E. Galeano.

Agradecimientos

La realización de esta tesis fue gracias al valor, a la resiliencia, a la confianza y a los sueños. En lo personal, agradezco a mi pareja, la matemática más hermosa del mundo: Vanessa Soulé Flores. Tú eres la inspiración en todo momento. Gracias por entenderme y hacerme sonreír cuando más lo necesitaba. Pisha y tú llegaron en el momento justo a mi vida, sigamos disfrutándola.

Quiero dar la mención principal a mi amiga, guía, maestra, segunda madre, la Dra. Irene Cruz-González. No hay palabras para describir el papel omnipresente que tuvo para darle un científico más a este país. Gracias por la paciencia y el apoyo constante. Atesoro el día en que fui al Instituto y platiqué con usted para trabajar en este proyecto, fue una de las decisiones más atinadas en mi vida.

Agradezco a mi abuela, la Sra. Rosa Labra Carrillo, quien confió en mí y me dio la seguridad que me faltaba. Gracias a ti abuela por hacerme sentir que no estaba solo aunque estuviera lejos de todos. Gracias por tus regaños y consejos; por contarme la historia de tu vida y de cómo te convertiste en la mujer más fuerte que conozco.

En lo social, agradezco a mi familia y amigos, en especial a Jorge E. Guillén Tavera. Gracias por darme la oportunidad de ponerle atención a la carrera; por los viajes en carretera y las buenas cervezas que hemos cocinado. ¡Salud!

En lo institucional, este trabajo contó con el apoyo económico de la DGAPA-UNAM a través del proyecto PAPIIT IN113320 con I.P. Dra. Erika Benítez Lizaola, a la que agradezco ampliamente por la atención brindada en los trámites implicados. Agradezco también al CONACyT por el apoyo recibido como Ayudante de Investigador del Sistema Nacional de Investigadores asociado a la Dra. Irene Cruz-González.

Resumen

El agujero negro supermasivo (SMBH) que habita el centro de cada galaxia tiene una fuerte influencia en su morfología, dinámica y evolución. El estudio de su entorno requiere observaciones en radio frecuencias de las regiones más densas, compuestas de gas y polvo, que en otras frecuencias son altamente oscurecidas.

Caracterizar el gas molecular en la región nuclear de galaxias es crucial para obtener la masa en gas que eventualmente se convertirá en estrellas. Con tal objetivo, en esta tesis se presenta el análisis del espectro de líneas de emisión moleculares obtenido con el receptor Redshift Search Receiver del Gran Telescopio Milimétrico del núcleo de la galaxia NGC 4303. Las líneas detectadas son de los trazadores del gas denso: HCN, HNC, HCO⁺ y C₂H; así como de los del gas difuso ¹³CO y C¹⁸O. Ya que ¹³CO es una línea ópticamente delgada, se utilizó para calcular la densidad columnar de hidrógeno molecular, así como la masa de gas molecular total en la región central de radio ~800 pc. La velocidad radial que muestra el gas molecular coincide con la velocidad de la curva de rotación de la galaxia encontrada en estudios previos. Además, con la línea de HCN se calculó la masa y luminosidad del gas denso que, junto con la luminosidad en infrarrojo cumplen con la relación de formación estelar de Larson-Solomon. Con diagramas de cocientes de líneas moleculares no se obtuvo un diagnóstico del oscurecimiento para una muestra de galaxias con AGN. Sin embargo, sí fue posible obtener información sobre la abundancia molecular y los procesos físicos que imperan en la región nuclear de NGC 4303, en donde se ha reportado una intensa actividad de formación estelar. Los resultados aquí expuestos se suman a los encontrados por otros estudios multifrecuencia para explicar globalmente la actividad nuclear influenciada por el SMBH en NGC 4303.

Abstract

The supermassive black hole that inhabits the center of each galaxy has a strong influence on its morphology, dynamics, and evolution. Studying its environment requires observations in radiofrequency of the densest regions, which are compounds of gas and dust, that at other frequencies are highly obscured.

Characterizing molecular gas in the nuclear region of galaxies is crucial to obtaining the mass in gas that will eventually become stars. To that end, this dissertation presents the analysis of the spectrum of molecular emission lines obtained with the Redshift Search Receiver of the Large Millimeter Telescope from the nuclear region of the galaxy NGC 4303. The lines detected are from dense gas tracers, such as HCN, HNC, HCO^+ y C_2H ; as well as diffuse gas lines ^{13}CO y C^{18}O . Since ^{13}CO being an optically thin line, was used to calculate the column density of molecular hydrogen, and the total molecular gas mass of the central region of radio ~ 800 pc. The molecular gas radial velocity matches well the velocity of the galaxy's rotation curve found in previous studies. Furthermore, with the HCN line, the mass and luminosity of dense gas was calculated which jointly with the infrared luminosity follows the Larson–Solomon relation star-formation. Molecular lines ratio diagrams did not allow a diagnosis on obscuration for a sample of galaxies with AGN. However, it was possible to obtain information about the molecular abundance and physical process that prevail in the nuclear region of NGC 4303, where it has been reported a powerful activity of star-formation. The results presented here added to those found by other multifrequency studies to globally explain the nuclear activity influenced by the SMBH in NGC 4303.

Índice general

Agradecimientos	v
Resumen	vii
Abstract	ix
Prólogo	1
1. Introducción	5
1.1. Núcleo de Galaxia Activo	7
1.1.1. Componentes principales	8
1.1.2. Modelo Unificado	11
1.2. Núcleos oscurecidos	16
1.2.1. Diagnóstico multifrecuencia	16
1.3. Medio Interestelar	20
1.3.1. Gas	20
1.3.2. Polvo	21
2. Nubes moleculares	25
2.1. Características	26
2.2. Relaciones de escala	27
2.3. Propiedades del gas denso	28
2.4. Transiciones rotacionales	29
2.5. Formación de moléculas	31
	xI

2.5.1. H ₂ , la molécula más abundante	32
2.6. ¹² CO como trazador de gas molecular	35
2.6.1. ¹³ CO, C ¹⁸ O	35
2.7. El factor X_{CO}	36
2.8. Trazadores de gas denso	38
3. Observaciones en radio frecuencias	41
3.1. Radiotelescopio	42
3.2. Parámetros de antena	45
3.3. Espectro de líneas de emisión	50
3.4. Gran Telescopio Milimétrico (GTM)	52
3.4.1. Redshift Search Receiver (RSR)	54
3.5. Moléculas en galaxias cercanas	55
4. Análisis molecular y multifrecuencia en NGC 4303	59
4.1. La galaxia	60
4.2. Observaciones y reducción	62
4.3. Resultados	65
4.4. Discusión	73
5. Conclusiones	85
A. Constantes, unidades y factores de conversión	89
B. Procesos radiativos	91
C. Cosmología	101
D. Código	109

Índice de figuras

1.1. Esquema de las componentes principales de un AGN. Imagen tomada y modificada de Beckmann & Shrader (2012).	8
1.2. La fuente central de la galaxia M87. El EHT capturando por primera vez el horizonte de eventos de un SMBH. Imagen tomada de Akiyama et al. (2019).	9
1.3. Ejemplos de espectros en el óptico que muestran las similitudes y diferencias entre regiones H II, galaxias Sy2 y LINERs. Aunque se presumen los mismos anchos de línea entre los últimos dos, la intensidad de la primera es ampliamente mayor que la segunda. Figura tomada de Ho (2008).	13
1.4. Esquema del Modelo Unificado. Las distintas clases de AGNs clasificados según el ángulo de visión del observador. Créditos: PhD. J.E.Thorne	14
1.5. Modelo de síntesis poblacional SED del Cosmic X-ray Background. Se observa la gran contribución y cantidad de AGNs oscurecidos (CT-AGN) necesarios a $z \sim 1$ para explicar las observaciones. Tomado del artículo original de Tasnim Ananna et al. (2019).	15
1.6. Ajuste espectral para 4 galaxias <i>Sy2</i> observadas con NuSTAR con distintos parámetros de densidad columnar y factor de cobertura del toro. En líneas discontinuas se muestran las componentes absorbentes y en línea sólida el modelo espectral. Tomado de Baloković et al. (2018). .	22

1.7. Diagramas BPT para una muestra de 85,224 galaxias con actividad central. Se observa los límites de separación entre <i>starburst</i> (línea roja) de Kewley et al. (2001), la división de formación estelar pura (línea azul punteada) de Kauffmann et al. (2003) y la línea Seyfert-LINER (azul sólida) de Kewley et al. (2006). Tomada del artículo original de Kewley et al. (2006).	23
1.8. Galaxia NGC 1300 en UV-Óptico y radio tomada con el instrumento <i>Multi-Unit Spectroscopic Explorer</i> (MUSE) montado en el Very Large Telescope (VLT) y con el Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), respectivamente. Arriba izquierda: filtros (Thuan-Gunn) g,r,i, que revelan la distribución de estrellas jóvenes. Arriba derecha: filtros de H α , oxígeno doblemente ionizado [OIII] y azufre ionizado [SII] que muestran la presencia de nacimiento de estrellas. Abajo izquierda: Gas molecular trazado por monóxido de carbono (CO) en radio ondas. Abajo derecha: sobreposición de las imágenes anteriores. Como parte del proyecto PHANGS. Créditos: ESO/NAOJ/NRAO/PHANGS.	24
2.1. Esquema de una GMC con una PDR producida por un campo UV. Mientras en el exterior se encuentra gas atómico, en el interior de la nube se forma el gas molecular. Los <i>cores</i> son las regiones más densas donde se pueden crear moléculas más complejas.	27
2.2. Observaciones de ^{12}CO con gran resolución espectral para GMCs individuales en la galaxia y en galaxias cercanas. La zona gris muestra el valor para X_{CO} galáctico de $\sim 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$. Se observa la clara correlación entre la masa virial de la nube y la luminosidad de ^{12}CO . Gráfica tomada de Bolatto et al. (2013).	37
2.3. Relación de formación estelar entre la luminosidad total en infrarrojo y la luminosidad trazada por la intensidad de la línea HCN. Tomada de Bigiel et al. (2016).	40
3.1. Diseño <i>Cassegrain</i> para un telescopio single dish.	44

3.2. Patrón de sensibilidad del telescopio para un valor de <i>edge taper</i> igual a 10 dB. Marr (2015).	46
3.3. Gran Telescopio Milimétrico (GTM), Puebla, México. Foto tomada de la página oficial del telescopio http://lmtgtm.org/telescope/telescope-description/?lang=es	53
3.4. Foto del RSR tomada de la página http://lmtgtm.org/telescope/instrumentation/instruments/rsr/?lang=es	54
3.5. Espectros entre 100-116 GHz de las regiones centrales en ocho galaxias tipo starburst, AGNs y Ultra-Luminous Infrared Galaxies (ULIRGs). Imagen tomada de Aladro et al. (2015).	57
3.6. Mapa de ^{12}CO transición J=(2-1) de la galaxia NGC 628 a una resolución de 60 pc. Usado para estimar la densidad superficial de gas molecular, obtenida por el surveys PHANGS-ALMA para el estudio molecular con alta resolución espectral. Imagen tomada de Utomo et al. (2018).	57
4.1. NGC 4303 vista con el Telescopio Sloan Digital Sky Survey con un FoV de 8 arcmin. Tomada de la página oficial del <i>Infrared Science Archive</i> (IRSA) https://irsa.ipac.caltech.edu/frontpage/	61
4.2. Imagen tomada con el <i>Multi-Unit Spectroscopic Explorer</i> (MUSE) con el <i>Very Large Telescope</i> (VLT) en 6 filtros ópticos: G (475 nm), [OIII] (499 nm), R (625 nm), H α (656 nm), [SII] (673 nm), I (775 nm). FoV de 2.96 x 2.95 arcmin. En el cuadro se muestra la región de observación del RSR/GTM con un FWHM del <i>main beam</i> de 22" (~ 1.8 kpc a la distancia de NGC 4303) centrado a 100 GHz para el RSR/GTM 32 m. Original de ESO https://eso.org/ , modificada con fines ilustrativos.	63
4.3. Espectro en la banda de 84 a 111 GHz del núcleo de la galaxia NGC 4303. Frecuencia corregida por <i>redshift</i> que muestra 7 líneas de emisión en sus frecuencias de reposo.	64

4.4. Ajustes de las líneas sobrepuestas centradas en su frecuencia en reposo, equivalente a velocidad igual a cero. Se observa que todas las líneas tienen el ancho de velocidad entre ~ -250 y $+250 \text{ km s}^{-1}$, salvo CS (2-1) que es considerada como una posible detección. La línea horizontal marca el valor de 3σ	65
4.5. Perfil de líneas de emisión molecular (línea azul) y su respectivo ajuste gaussiano (línea punteada naranja) para el cálculo de la intensidad integrada. De izquierda a derecha: (Arriba) C_2H , HCN, (Abajo) HCO^+ , HNC.	67
4.6. Continuación. Perfil de líneas de emisión molecular. De izquierda a derecha: (Arriba) CS, C^{18}O , (Abajo) ^{13}CO	68
4.7. Mapa de alta resolución espacial ($\sim 150 \text{ pc}$) del centro de la galaxia NGC 4303 tomada OVRO con la línea ^{12}CO (1-0). El disco tiene $8''$ de diámetro (línea negra). Imagen de Schinnerer et al. (2002) y modificada para ilustrar el área observada (círculo guinda) por RSR/GTM con $20''$ de diámetro para la línea de ^{13}CO	73
4.8. Curvas de rotación de la galaxia NGC 4303 con simulaciones de formación de la barra a diferentes condiciones temporales iniciales (líneas punteadas) y la obtenida por observaciones (triángulos) de ALMA del gas molecular ^{12}CO (2-1) por Lang et al. (2020). Gráfica modificada de la original publicada por Iles et al. (2021).	75
4.9. Diagramas de diagnóstico de los trazadores de gas denso HCN, HCO^+ y HNC en función del trazador de gas difuso ^{12}CO para 9 galaxias del estudio de Jiménez-Donaire et al. (2019) y para el centro de NGC 4303 (punto rojo) de este trabajo. Gráfica modificada del artículo original.	76
4.10. Cocientes de líneas de gas denso de una muestra de galaxias tomada de la literatura (ver Tabla 4.8). El valor del centro de la galaxia NGC 4303 se encuentra señalado con un círculo rojo. De izquierda a derecha: a) $\text{C}_2\text{H}/\text{HCN}$ vs. $\text{C}_2\text{H}/\text{HCO}^+$, b) HNC/HCO^+ vs. $\text{C}_2\text{H}/\text{HCN}$, c) HNC/HCO^+ vs. HCO^+/HCN , d) $\text{HCN}/^{12}\text{CO}$ vs. HCN/HCO^+	78

4.11. Diagrama de cocientes de línea entre $R_{12/13}$ vs. HCO^+/HCN . Los valores para el núcleo de NGC 4303 se encuentran marcados con el punto rojo.	79
4.12. Relación L_{HCN} vs. L_{IR} . Original de Bigiel et al. (2016) y modificada para mostrar los valores del núcleo obscurecido (estrella roja) de la galaxia NGC 4303 en la relación de formación estelar.	81
4.13. Distribución espectral de energía (SED) de la galaxia NGC 4303. Tomada de <i>NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)</i>	82
B.1. Flujo de radiación en la dirección k dentro de una diferencial de ángulo sólido $d\Omega$ que atraviesa una diferencial de área dA	93
B.2. Profundidad óptica para la emisión de una fuente isotrópica en tres casos: espacio libre, región ópticamente gruesa y ópticamente delgada.	98
C.1. Relación lineal <i>redshift</i> vs. distancia para una muestra de galaxias cercanas. Gráfica tomada del artículo original de Hubble (1929).	103
C.2. Relación de Hubble encontrada por Riess para 2 tipos de candelas estándar: estrellas variables Cefeidas y supernovas tipo 1a. Tomada de Riess et al. (2022).	107
D.1. Código en lenguaje Python utilizado para el análisis del espectro del centro de la galaxia NGC 4303.	109
D.2. Continuación del código (II).	110
D.3. Continuación del código (III).	111
D.4. Continuación del código (IV).	112
D.5. Continuación del código (V).	113

Índice de tablas

1.1. Tamaño de las componentes principales de un AGN . Tabla modificada del libro “ <i>Active Galactic Nuclei</i> ” de Beckmann & Shrader (2012).	12
1.2. Propiedades de las distintas fases del gas en el ISM de la Vía Láctea.	20
2.1. Parámetros físicos de nubes moleculares. Tabla adaptada de Bodenheimer (2011).	28
2.2. Abundancia solar de los elementos químicos en el ISM. Tabla tomada y modificada de Lodders (2010).	34
2.3. Propiedades de algunas moléculas del ISM. Datos tomados de NIST en https://cccbdb.nist.gov/	34
2.4. Frecuencias de reposo y densidades críticas para el ^{12}CO y sus variantes isotópicas.	36
2.5. Frecuencias de emisión para los trazadores de gas denso observados en la ventana de los 3 mm y sus densidades críticas. Valores tomados del libro de Williams (2021).	39
3.1. Parámetros de antena del RSR/GTM de superficie reflectora principal de 32 m, para 4 frecuencias dentro de la banda de observación.	55
4.1. ^a Argyle & Eldridge (1990), ^b de Vaucouleurs et al. (1991), ^c Frei et al. (1996), ^d Kourkchi & Tully (2017), ^e Filippenko & Sargent (1985), ^f NED Database	60

4.2. Moléculas detectadas en el centro de NGC 4303 con sus respectivas frecuencias de reposo, intensidades integradas, ancho de línea del FWHM y temperatura de pico. *Posible detección.	66
4.3. Densidades columnares de ^{12}CO , ^{13}CO , H_2 y masas de gas molecular relativo a H_2 para tres temperaturas de excitación propuestas: 10, 20, 30 K.	69
4.4. Luminosidades de las distintas líneas de gas denso y del gas difuso ^{13}CO	72
4.5. Cocientes de intensidades integradas relativas a los trazadores de gas difuso C^{18}O y ^{12}CO	72
4.6. Cocientes entre los principales trazadores de gas denso.	72
4.7. Resumen de los parámetros moleculares obtenidos para la región observada a 3 mm ($20'' \sim 1647$ pc) del centro de NGC 4303.	83
4.8. Cocientes de líneas de gas denso de la literatura. ^a Este trabajo, ^b (Cruz-González et al., 2020), ^c (Jiang et al., 2011), ^d Costagliola et al. (2011), ^e Aladro et al. (2015). *NASA/IPAC Extragalactic Database (NED).	84

Prólogo

Los átomos que forman nuestros cuerpos, las moléculas del aire que respiramos y en general, la materia de nuestro entorno, es producida por los mismos astros que iluminan con su luz a un Universo tan vasto como oscuro. Las estrellas transforman elementos ligeros en otros más pesados y complejos mientras viven, al morir los liberan de manera súbita enriqueciendo químicamente el medio a su alrededor, brindando las condiciones propicias para la creación de una nueva generación de estrellas y así continuar con un proceso cíclico, autosostenido que da estructura y movimiento a cada *Universo isla* que habitan, término designado por Immanuel Kant en 1755 para lo que hoy conocemos como galaxias.

Entender la manera en la que los átomos se conforman en moléculas y éstas a su vez forman estrellas, es crucial para estudiar cada etapa de la evolución galáctica y la historia del Universo. Desde la primera *nebulosa* vista por el hombre hasta la galaxia más lejana observada al día de hoy, cada una de ellas es muestra de una gran variedad de entornos y procesos físicos a los que están inmersas. Tal variedad que pareciera las hace únicas, se da a escalas espaciales que van desde los *parsecs* ($\sim 3 \times 10^{18}$ cm) hasta las decenas y miles de ellos, en temperaturas cercanas al cero absoluto y hasta los miles de grados Kelvin; las densidades de materia bariónica van desde unas pocas partículas por cm^{-3} (que es varios órdenes de magnitud menor al vacío alcanzable en laboratorios terrestres), hasta decenas de miles de ellas por cm^{-3} en objetos compactos.

Lo que por muchas décadas se mantuvo oculto a los instrumentos astronómicos y oscuro en nuestro entendimiento, requiere conocimientos de Mecánica Cuántica, Física Atómica y Molecular, Procesos Radiativos y técnicas de observación con radio-

telescopios de gran tamaño y con receptores muy sensibles que hoy están a nuestro alcance. En esta tesis abordo el estudio del gas molecular en el núcleo obscurecido de la galaxia NGC 4303 con el objetivo de caracterizar y conocer el medio que rodea al agujero negro que se encuentra en el corazón de la galaxia. Se le añade un análisis multifrecuencia con datos en infrarrojo y en radio de estudios encontrados en la literatura con el fin de dar una explicación integral a dicha actividad nuclear.

En el Capítulo 1 doy la definición de lo que es un Núcleo Activo de Galaxia (de aquí en adelante, AGN), los tipos de AGNs y el modelo que trata de explicar de manera simple a todas las características observadas. Menciono algunos métodos de diagnóstico multifrecuencia para AGNs obscurecidos, haciendo énfasis en las pruebas que conciernen a la región milimétrica y submilimétrica del espectro electromagnético.

En el Capítulo 2 describo las propiedades de las nubes moleculares del medio interestelar, la formación de moléculas y las líneas de emisión que se observan en los espectros sub-mm debido a las transiciones rotacionales. También, menciono las abundancias moleculares desde el H_2 , CO y moléculas más complejas como los trazadores de gas denso (e.g., HCN, HNC, HCO^+), así como su importancia en el estudio de centros galácticos obscurecidos.

En el Capítulo 3 presento algunas nociones de Radioastronomía, desde los componentes de un telescopio tipo *single-dish* hasta los parámetros obtenidos para su posterior procesamiento. Menciono al Gran Telescopio Milimétrico (GTM), radiotelescopio mexicano con el que se obtuvo el espectro de líneas de emisión de la galaxia que se analiza en este trabajo. Es recomendable tener conocimientos previos de procesos radiativos para esta parte de la tesis, sin embargo en el Apéndice B se presentan los conceptos básicos necesarios para un mejor entendimiento de las cantidades que se obtienen de las observaciones en radio.

El núcleo de esta tesis se encuentra en el Capítulo 4, donde se detalla la observación, reducción y análisis de las líneas moleculares detectadas en el espectro nuclear de la galaxia. Se calculan parámetros físicos como intensidades integradas, luminosidades, densidades superficiales de gas y densidades columnares. Mediante el análisis de cocientes de líneas de emisión moleculares muestro la relación que existe entre las

intensidades integradas de las líneas de gas difuso (de baja densidad volumétrica), trazado por el monóxido de carbono y las líneas de gas denso, trazado por moléculas como HCN, HCO⁺, HNC, etc. Los resultados obtenidos se analizan y discuten comparándolos con cocientes de líneas moleculares obtenidos para otras galaxias en la literatura. Al análisis se le añaden datos de otros estudios multifrecuencias como rayos X, UV-Óptico, infrarrojas y radio para mostrar la relación que existe entre la formación estelar y el gas denso.

Finalizo con el Capítulo 5 en donde doy un resumen de los resultados obtenidos, expongo las conclusiones, menciono algunos problemas pendientes y el trabajo futuro.

Capítulo 1

Introducción

*«No matter how fast light travels,
it finds the darkness has always got there first,
and is waiting for it.»*

-Terry Pratchett, Reaper Man

Las galaxias son el gran ecosistema donde estrellas, planetas, gas, polvo, campos magnéticos y gravitatorios interactúan entre sí. Tal complejidad requiere de grandes proyectos que estudien al Universo en distintas escalas espaciales y desde diferentes “puntos de vista”. El conocimiento del cosmos que se tiene hasta ahora ha ido de la mano con el avance tecnológico al contar con instrumentos en tierra y en órbita cada vez más sensibles, capaces de distinguir y observar objetos en todo el rango del espectro electromagnético: desde los destellos de rayos gamma, rayos X, UV-Óptico, infrarrojo (IR) y las radio ondas.

A cada frecuencia que observamos, la luz de una fuente emisora es debida a procesos radiativos específicos que nos brindan información de la interacción entre los fotones y la materia. La descripción global de un objeto en el Universo necesita de estudios multifrecuencia con resultados que se complementen unos a otros como piezas de un gran rompecabezas, para después tratar de explicar otros con similares

características.

Históricamente, la espectroscopía en el óptico de galaxias cercanas muy brillantes arrojó la primera evidencia observacional para suponer la presencia de una componente de alta emisión en la región central de tales objetos, ahora conocidas como galaxias Seyfert en honor a su descubridor, Carl Seyfert. En los 70's, los radiotelescopios también revelaron objetos “puntuales” con una emisión mayor a la que se medía en galaxias conocidas, además de contar con un espectro con alto corrimiento al rojo (ver Apéndice C), indicativo de que se encontraban a grandes distancias. Estos objetos recibieron el nombre de “*quasi-stellar objects*” o *quasares* y llamaron rápidamente la atención por ser tan luminosos como lejanos. Así comenzó el descubrimiento de un “zoológico” de objetos en distintas frecuencias con características espectroscópicas y fotométricas diversas pero con una clasificación en común: su gran luminosidad central.

Ahora sabemos que la alta emisión de estas galaxias es debida a una intensa actividad nuclear que es asociada con la acreción de material en un disco que rodea a un agujero negro supermasivo (SMBH, por sus siglas en inglés) y que habita en el corazón de cada una de ellas (Zel'dovich & Novikov, 1964). El estudio multifrecuencia de la actividad nuclear es de suma importancia para entender la evolución galáctica en la historia del Universo y plantean un gran reto observacional debido a la gran distancia en la que se pueden encontrar, así como al pequeño volumen donde se produce la radiación. Además, pruebas observacionales en rayos X muestran que la mayor parte de la población de núcleos activos se encuentran oscurecidos (e.g., Ueda et al., 2014), es decir, una fracción de la radiación emitida es obstruida por el gas y polvo entre la fuente y el observador (ver revisión de Hickox & Alexander, 2018).

El problema con el oscurecimiento es que reduce la información que se puede obtener del núcleo y que es necesaria para explicar cómo el gas es acregado por el SMBH, así como entender el rol que tienen estos objetos en la evolución de la misma galaxia anfitriona. Además, al ser los objetos dominantes en densidad numérica y lumínica, la medida de la radiación total emitida por el SMBH en el tiempo cósmico está mayormente sesgada, así como también la contribución de estos objetos al fondo

cósmico de rayos X (Cosmic X-ray Background, CXB) que requiere una alta población de ellos para reproducir la distribución espectral de energía (SED) observada en el Universo ([Aird et al., 2015](#)).

Técnicas eficientes para diagnosticar núcleos oscurecidos se llevan a cabo mediante la combinación de observaciones en mediano infrarrojo (MIR) y en rayos X, sin embargo, observar y caracterizar el medio oscurecedor es también objetivo prioritario, pues al obtener la densidad, temperatura y composición de la región central se conocerán los procesos físicos que los producen.

La observación en frecuencias infrarrojas y milimétricas sirven para estudiar la re-emisión térmica por polvo en regiones oscurecidas al volverlas “transparentes” y observables, así como para estudiar el gas molecular difuso y denso trazado por la emisión de moléculas vía transiciones rotacionales (ver Sección 2.3). Aunque la debilidad de las líneas de emisión moleculares nos limita a observaciones de galaxias cercanas o muy brillantes, los instrumentos destinados al estudio del gas molecular se han hecho más sensibles a su detección, brindando conocimiento de la distribución, composición y características físicas locales.

Estudiar el gas molecular para escudriñar en la región más interna del núcleo activo es crucial. En particular, el estudio de gas molecular denso nos da pistas sobre la evolución de la galaxia anfitriona, pues este gas es directamente formador de estrellas, que después retroalimentan química y radiativamente el medio interestelar para crear nuevas generaciones de estrellas.

1.1. Núcleo de Galaxia Activo

La manifestación observacional de un fenómeno muy energético en el núcleo de las galaxias es a lo que se refiere el término Núcleo de Galaxia Activo (AGN). En el pasado, lo referido a la actividad era sólo a la “no asociada a estrellas”, hoy se entiende como la debida a la acreción de gas dentro de un SMBH central cuyo giro produce un disco de material ópticamente grueso (ver Apéndice B) que emite térmicamente debido a la viscosidad (e.g., [Rees, 1984](#)).

Los componentes del AGN en orden de menor a mayor escala espacial son: la fuente central o SMBH, el disco de acreción, la región de líneas anchas (BLR), la región de líneas angostas (NLR), el toro ópticamente grueso (responsable del oscurecimiento central) y los jets (ver Figura 1.1). A continuación describo las principales características de cada uno de ellos.

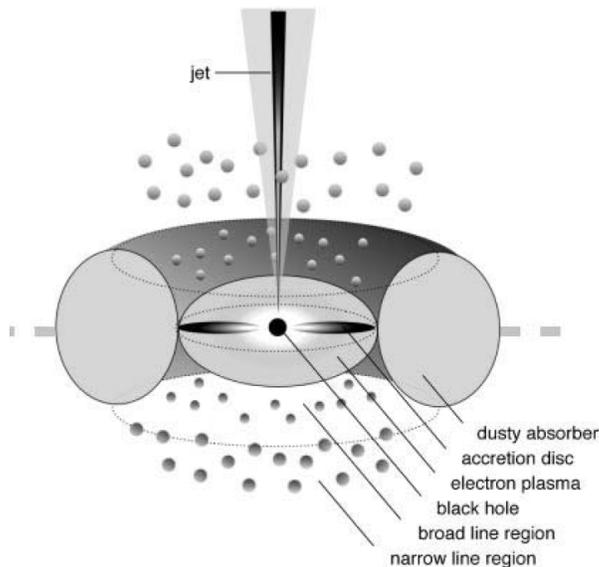


Figura 1.1: Esquema de las componentes principales de un AGN. Imagen tomada y modificada de [Beckmann & Shrader \(2012\)](#).

1.1.1. Componentes principales

SMBH

El *Event Horizon Telescope* (EHT) se ha consolidado en la segunda década del siglo XXI como el proyecto observacional colaborativo más ambicioso hasta ahora, al haber obtenido la imagen de la distribución espacial de las ondas de radio de un SMBH en el centro de la galaxia M87 (ver Figura 1.2), que además es prueba observacional de la existencia de estos objetos en los centros galácticos.

El pozo de potencial gravitacional que genera el SMBH atrapa al material circundante liberando energía en la más eficiente forma en el Universo, convirtiendo entre el 5 al 42 % de la masa en emisión radiativa ([Shapiro & Teukolsky, 1983](#)). La solución

de Schwarzschild de las ecuaciones de la Relatividad General postulada por Einstein explican la dinámica de un agujero negro (e.g., [Schwarzschild, 1916](#)), donde suponiendo el Teorema del Virial se encuentra la luminosidad total o energía por unidad de tiempo producida por una masa acreta a un SMBH en un radio de Schwarzschild dado. Para una galaxia Seyfert la luminosidad (L) está en el rango de $\sim 10^{42} - 10^{45}$ erg s $^{-1}$, mientras que para un quasar será $> 10^{45}$ erg s $^{-1}$.

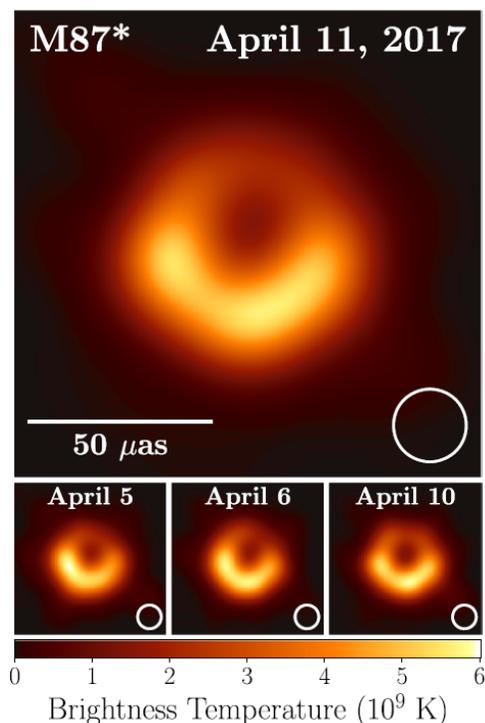


Figura 1.2: La fuente central de la galaxia M87. El EHT capturando por primera vez el horizonte de eventos de un SMBH. Imagen tomada de [Akiyama et al. \(2019\)](#).

Disco de acreción

La dinámica de esta componente es muy compleja, pues depende de factores como la intensidad del campo magnético o si el AGN tiene jets o un disco coronal. Además, las estimaciones de energía, eficiencia y tasa de acreción dependen fuertemente de considerar o no la viscosidad del material que lo compone. Bajo ciertas aproximaciones la temperatura del disco estará entre los $10^4 - 10^5$ K, es decir, la emisión observada estará en el intervalo UV-Óptico del espectro.

El tamaño del disco, que es influenciado gravitacionalmente por el SMBH, tendrá un radio igual a la distancia donde el polvo deje de sublimarse (e.g. [Barvainis, 1987](#)). Para un desarrollo más detallado de la dinámica del objeto central y de la estructura de acreción revisar el libro de [Beckmann & Shrader \(2012\)](#).

BLR

Regresando a las galaxias Seyfert, la región de líneas anchas (BLR, por sus siglas en inglés) se encuentra alrededor del disco de acreción del SMBH y debido a su cercanía provoca anchos Doppler (ver Sección 3.3) en las líneas de emisión de $\sim 10^4$ km s⁻¹ observadas en espectros ópticos. Asumiendo equilibrio de fotoionización (e.g. [Gaskell, 2009](#)), las propiedades del BLR dan una $T \sim 10^4$ K en filamentos de gas o nubes individuales, cuyas caras frontales hacia el centro estarán ionizadas mostrando líneas de [HeII], [OVI], [NV], [CIV]; mientras que el lado opuesto tendrá líneas de menor grado de ionización como [MgII], [CaII], [FeII] y neutras de [OI].

NLR

La región de líneas angostas (NLR) es la región más extendida ($> 100 pc$) y alejada de la influencia del SMBH, considerada como resuelta (observable) en el óptico (e.g. [Bennert et al., 2004](#)). Está fotoionizada por el continuo en UV-rayos X emitido por la acreción del SMBH. Las líneas de emisión observadas en el espectro óptico tienen un ancho de $\sim 400 - 500$ km s⁻¹. Se observan líneas permitidas como semiprohibidas de oxígeno, magnesio y azufre e indican una densidad de gas $\sim 10^3 - 10^5$ km s⁻¹.

Toro nuclear

Su estudio es de vital importancia para entender el fenómeno de acreción del SMBH, pues la emisión central puede ser absorbida casi en su totalidad y reprocesada en la región interna del toro, ocultando información directa del disco de acreción y de la BLR. Su composición es una mezcla de gas atómico, molecular y polvo a altas densidades pero de estructura compleja y abierta al debate, pues en un principio la

supuesta estructura “suave” y continua se vio imposibilitada de mantener ante resultados observacionales. Estudios dinámicos basados en un modelo de un toro grumoso o *clumpy* (Nenkova et al., 2002; Elitzur & Shlosman, 2006) predicen emisiones que se han encontrado en galaxias Seyfert y permiten la coexistencia del polvo en un gran rango de temperaturas (Nenkova et al., 2008).

Observaciones en MIR dan como tamaño de radio interno del toro o $r_{in} < 1$ pc, valor que queda determinado por la distancia radial desde el centro hasta donde el polvo alcanza su temperatura de sublimación (Barvainis, 1987). El radio exterior tiene que ver con la esfera de influencia del SMBH y tiene valores de decenas de parsecs (García-Burillo et al., 2021). La primera detección de un toro de AGN lo hizo ALMA para NGC 1068 (García-Burillo et al., 2016).

Jets

Son estructuras colimadas de gran escala muy energéticas de plasma fluyendo desde el disco de acreción, muy notables en radiofrecuencias debido a la radiación sincrotrón de partículas cargadas a grandes velocidades que siguen las trayectorias helicoidales del campo magnético generado. El tamaño se puede extender desde las décimas hasta los miles de parsecs, superando en ocasiones por decenas de veces el diámetro visible de la galaxia. La presencia de un lóbulo o de jets bipolares sólo se ve reflejada en $\sim 10\%$ de los AGNs.

La Tabla 1.1 muestra las escalas aproximadas de las componentes arriba mencionadas con sus respectivos métodos de estimación. En el caso del toro, la observación tanto en MIR, como en sub-mm puede dar una idea de la escala. La observación de los jets se hace por medio de imágenes de la distribución espacial de ondas de radio con conjuntos de radiotelescopios trabajando con la técnica de interferometría.

1.1.2. Modelo Unificado

La morfología y la luminosidad fueron los primeros criterios que los astrónomos usaron para clasificar a las galaxias. El espectro en el óptico de 6 galaxias observadas

Componente	Tamaño aproximado	Método de estimación
Horizonte de eventos SMBH	$R_S \sim 0.01\text{--}10$ AU	$R_S = 2GM_{BH}c^{-2}$
Disco de acreción: radio interior	$R_{in} \sim 0.01\text{--}60$ AU	$R_{in} = 1.2\text{--}6 R_s$
Disco de acreción: radio exterior	$R_{out} \sim 1\text{--}1000$ AU	Variabilidad de lentes grav. ver Morgan et al. (2010)
BLR	$R_{BLR} \sim 0.01\text{--}1$ pc	$R_{BLR} \propto R_{NLR}^{0.88 \pm 0.1}$ ver Bennert et al. (2004)
Toro polvo/molecular	Diámetro $\sim 7\text{--}50$ pc	Mapa en mm (ALMA, VLT)
NLR	$R_{NLR} \sim 10^2\text{--}10^4$ pc	$R_{NLR,type1} \approx L_{OIII}^{0.6}$ $R_{NLR,type2} \approx L_{OIII}^{0.3}$
Jets	>100 kpc	Imagen en radio

Tabla 1.1: Tamaño de las componentes principales de un AGN . Tabla modificada del libro “*Active Galactic Nuclei*” de [Beckmann & Shrader \(2012\)](#).

por Carl Seyfert en los 40’s reveló líneas de emisión de alta excitación: anchas, angostas o ambas ([Seyfert, 1943](#)), las líneas anchas mostraban velocidades mayores a los 1000 km s⁻¹, superiores a cualquier otro objeto conocido entonces.

Las galaxias tipo Seyfert se diferencian de los *quasares* en que las primeras son menos luminosas, además la mayoría de las galaxias Seyfert se encuentran en galaxias espirales. La primera clasificación de AGNs fue hecha por [Khachikian & Weedman \(1974\)](#), donde separaron a las galaxias Seyfert en dos tipos:

***Seyfert Tipo 1 (Sy1):** *Se observan dos tipos de líneas de emisión, las líneas angostas características de gas ionizado de baja densidad con velocidades de centenas de km s⁻¹, mientras que las otras líneas son anchas con velocidades >1000 km s⁻¹ y sólo líneas permitidas, que indican una densidad de gas muy alta.*

***Seyfert Tipo 2 (Sy2):** *Solo se observan las líneas angostas en su espectro, tanto permitidas como no permitidas, con velocidades de 500-1000 km s⁻¹, tal vez debido a cierto obscurecimiento.*

Una clasificación de galaxias activas pero con menor luminosidad nuclear que las Seyfert son las llamadas galaxias de Líneas de Emisión de Baja Ionización en la Región Nuclear o **LINERs** (por sus siglas en inglés, [Heckman, 1980](#)), con un espectro muy parecido a las Sy2 pero con las líneas de ionización [OII] y [NII] menos intensas (ver Figura 1.3). Los anchos de línea esperados son de $\sim 200 - 400$ km s⁻¹.

Existen más clases de AGNs que por su tipo son análogos a las *Sy1* y *Sy2* pero vistos en longitudes de ondas de radio, así como otras cuyas características son observadas en longitudes de onda UV e IR, de ellas no se darán más detalles aquí, pero se pueden consultar en los trabajos de [Ho \(2008\)](#) o [Padovani et al. \(2017\)](#).

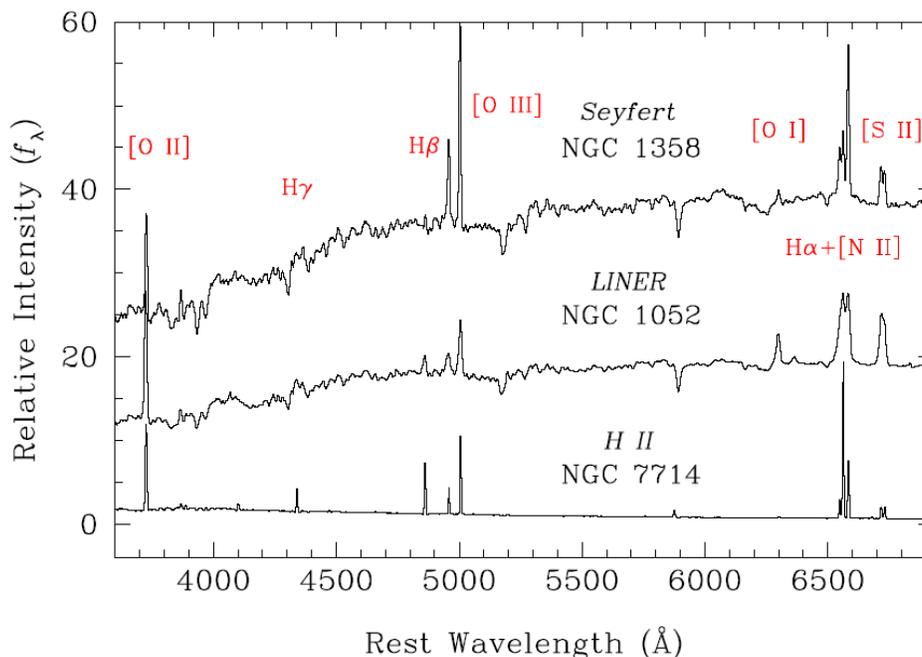


Figura 1.3: Ejemplos de espectros en el óptico que muestran las similitudes y diferencias entre regiones H II, galaxias Sy2 y LINERs. Aunque se presumen los mismos anchos de línea entre los últimos dos, la intensidad de la primera es ampliamente mayor que la segunda. Figura tomada de [Ho \(2008\)](#).

El Modelo Unificado ([Antonucci, 1993](#)) explica las características de la radiación observada en los diferentes tipos de AGNs dependiendo el ángulo de visión que tiene el observador con respecto a una estructura geoméricamente toroidal que se encuentra externo al disco de acreción del SMBH.

Siguiendo al Modelo Unificado, para galaxias *face-on* (baja inclinación con respecto al plano de observación y a la normal del disco galáctico) es difícil observar la BLR debido al gran ángulo de cobertura que puede tener el toro grueso que envuelve la región central hacia el SMBH. Para galaxias de canto o *edge-on* (la normal del disco galáctico es casi perpendicular a la línea de observación), el oscurecimiento es

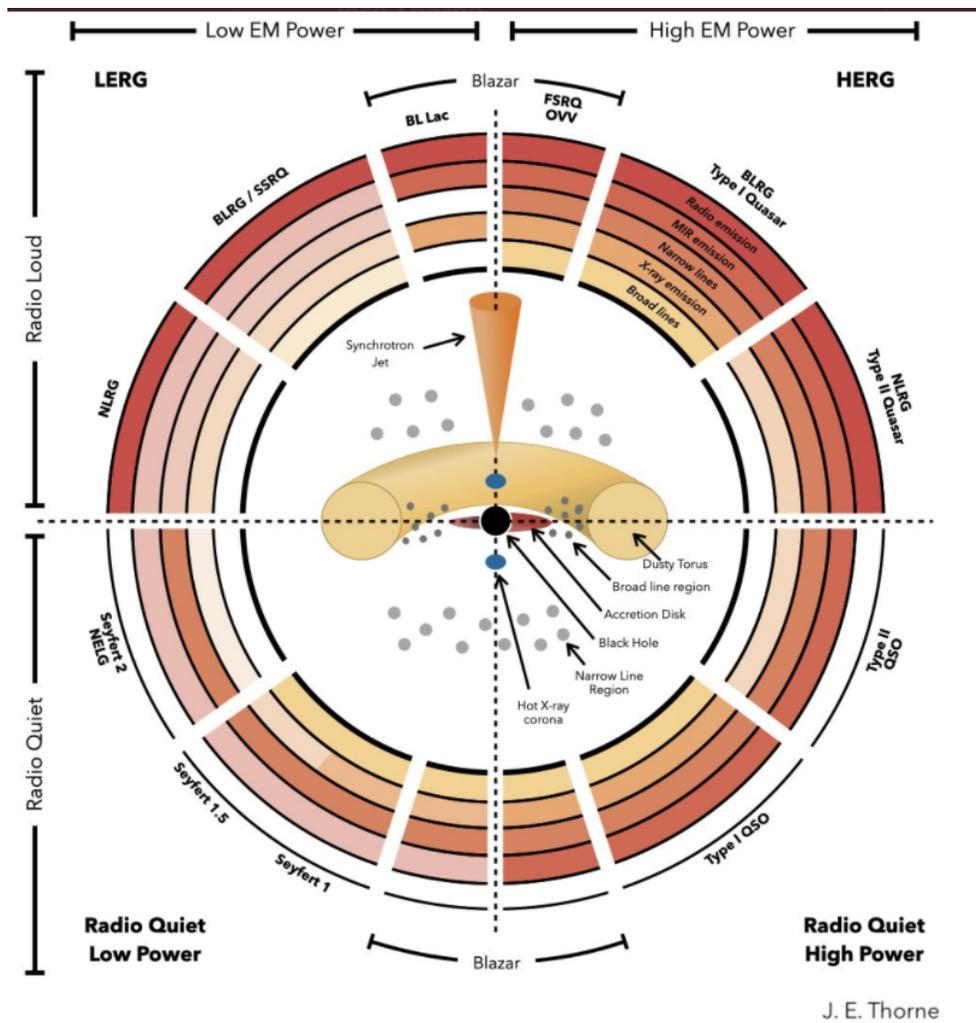


Figura 1.4: Esquema del Modelo Unificado. Las distintas clases de AGNs clasificados según el ángulo de visión del observador. Créditos: PhD. J.E.Thorne

debida al toro y al material del disco galáctico a gran escala, lo que hace aún más difícil escudriñar lo que pasa en el disco de acreción.

El modelo explica las características observadas en *Sy1* y *Sy2*, así como en las clasificadas por su emisión en radio. Sin embargo, lo que se observa en AGNs cercanos es distinto a lo que se observa en AGNs con alto corrimiento al rojo o *redshift* (z , ver Sección 3.3). Al observar hacia “el pasado”, las galaxias presentan etapas evolutivas distintas, con grandes cantidades de gas atómico y molecular que derivan en una alta formación estelar y por lo tanto, en una alta emisión en el centro galáctico.

En el Universo local ($z \leq 0.1$) una cantidad considerable de AGNs muestran regiones ópticamente gruesas (ver Apéndice B) que oscurecen la radiación producida por el SMBH (e.g., [Netzer, 2013](#)), pero a altos corrimientos al rojo la mayoría de éstos se encuentran altamente oscurecidos. Desde el descubrimiento del fondo cósmico en rayos X (CXB) ([Giacconi et al., 1962](#)), el debate sobre su naturaleza llevó a considerar y a adoptar que la emisión es debida a un gran número de fuentes puntuales distribuidas isotrópicamente en el Universo. La distribución espectral de energía observada del CXB (ver Figura 1.5) ha sido bien modelada con fuentes donde un SMBH está acretaando intensamente material, donde, vía modelos de síntesis poblacional en $z \sim 1$ sugieren que el $56 \pm 7\%$ de los AGNs son altamente oscurecidos ([Tasnim Ananna et al., 2019](#)), otra razón por la cual el estudio de este tipo de objetos es crucial para el entendimiento de la evolución de AGNs en la historia del Universo.

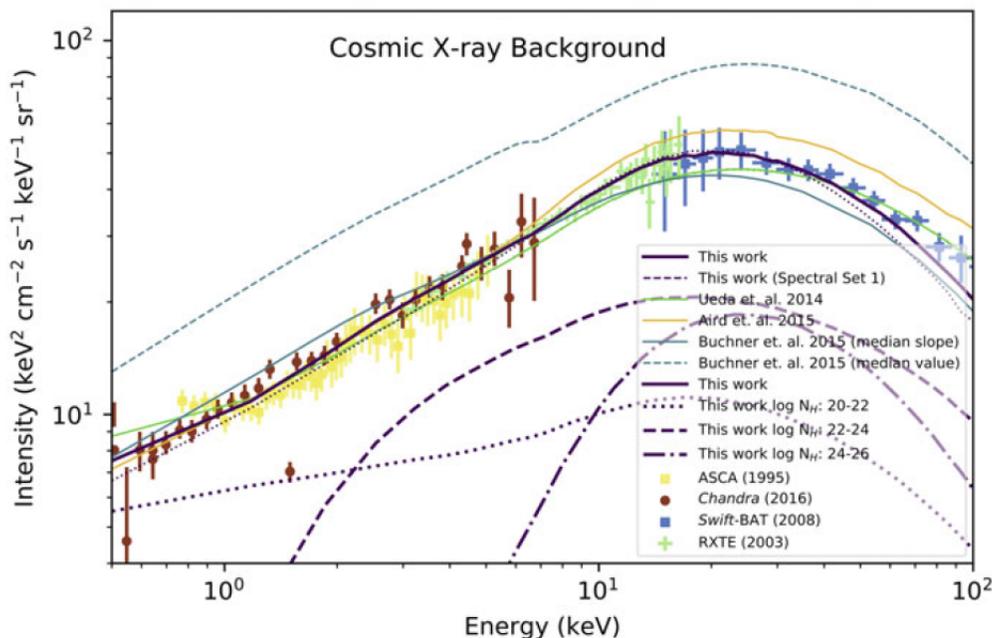


Figura 1.5: Modelo de síntesis poblacional SED del Cosmic X-ray Background. Se observa la gran contribución y cantidad de AGNs oscurecidos (CT-AGN) necesarios a $z \sim 1$ para explicar las observaciones. Tomado del artículo original de [Tasnim Ananna et al. \(2019\)](#).

1.2. Núcleos oscurecidos

El proceso de oscurecimiento se puede separar en tres escalas espaciales: la pequeña escala, i.e., el toro grueso de decenas de parsecs, la escala intermedia de cientos de parsecs de la región circumnuclear y por último, el oscurecimiento a gran escala donde el gas atómico y molecular del disco galáctico opaca la emisión proveniente de la región central. En cada una de las escalas será importante conocer la medida a la que el gas es “transparente” a los fotones con los que se observa la galaxia, i.e., la profundidad óptica del medio, que ayude a los astrónomos a diseñar proyectos específicos que estudien el material oscurecedor.

1.2.1. Diagnóstico multifrecuencia

Una gran cantidad de estudios se han llevado a cabo para buscar y diagnosticar AGNs oscurecidos en diferentes frecuencias con telescopios en tierra y en el espacio. A continuación se presenta un resumen de los métodos de identificación y algunos resultados importantes en cada rango del espectro electromagnético.

Rayos X

Son la principal y más confiable herramienta para diagnosticar un AGN oscurecido. Comúnmente se divide la banda de los rayos X en suaves y duros, donde el rango de energías para los primeros es de $0.2 - 10$ keV, mientras que de los segundos es de $10 - 200$ keV. Como la profundidad óptica incrementa cuando disminuye la energía, los fotones de baja energía en rayos-X son más fácilmente absorbidos que los fotones en rayos X más energéticos, por lo tanto, los observatorios sensibles a rayos-X duros podrán detectar AGNs mayormente oscurecidos que los rayos X blandos. Ejemplos de observatorios en rayos X duros son el *International Gamma-Ray Astrophysics Laboratory* (INTEGRAL), el *Nuclear Spectroscopic Telescope Array* (NuStar) y el *Burst Alert Telescope* (Swift-BAT). Ejemplos de observatorios en rayos X blandos son Chandra y XMM-Newton.

Una medida del obscurecimiento se puede obtener mediante la densidad columnar de hidrógeno neutro (N_H), de este modo, para $N_H > 1.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ la emisión en rayos X duros se ve altamente suprimida y al AGN se denomina Compton-Thick (de aquí en adelante, CT-AGN). Análogamente, para $10^{22} < N_H < 10^{24} \text{ cm}^{-2}$ los AGNs son nombrados Compton-Thin (ver revisión de [Comastri, 2004](#)).

El SED derivado de estas observaciones muestra un pico de emisión para la línea $K\alpha$ del Fe, así como una “joroba” característica a $\sim 30 \text{ keV}$ para absorciones Compton-Thick. Modelos de ajuste espectral toman como principales variables la densidad columnar promedio y el factor de cobertura del toro para realizar el mejor ajuste al SED observado (ver Figura 1.6).

UV-Óptico, NIR

Fotométricamente, la emisión en UV-Óptico del núcleo se ve opacada por la emisión de estrellas jóvenes de toda la galaxia, también, la profundidad óptica del polvo es alta en este rango de frecuencias debido a su alta capacidad de absorber los fotones para luego re-emitirlos en frecuencias más largas (e.g., NIR). Por lo tanto, es más efectivo el estudio de la galaxia anfitriona en este rango del espectro cuando por otro medio de diagnóstico ya se supone la existencia de un AGN obscurecido.

Cabe recordar que a estas frecuencias se hicieron las primeras detecciones de AGNs mediante espectroscopía, que es en comparación con la fotometría, una poderosa técnica de diagnóstico y caracterización de AGNs obscurecidos. Las líneas de emisión en el óptico han servido para diagnosticar regiones con líneas ionizadas intensas particularmente en los centros de las galaxias. Los diagramas actualmente conocidos BPT (Baldwin-Phillips-Terlevich) propuestos inicialmente por [Baldwin et al. \(1981\)](#) usan cocientes de líneas de emisión de átomos ionizados prominentes (e.g., [OIII], [NII], [SII]) para diferenciar entre galaxias de tipo AGN, galaxias formadoras de estrellas o tipo *starburst* (de aquí en adelante, SB). Estudios posteriores basados en modelos de síntesis de poblaciones estelares, han encontrado valores teóricos máximos que determinan si la emisión de la galaxia es dominada por AGNs ([Kewley et al., 2006](#)), que en los diagramas se aprecian como líneas que dividen galaxias de formación estelar y

Seyfert-III puras (Kauffmann et al., 2003).

Por lo anterior se puede concluir que el método de cocientes de líneas de emisión es efectivo como diagnóstico para determinar la actividad central en galaxias (ver Figura 1.7) y su uso no sólo se limita en la región del óptico sino que se extiende a la región milimétrica del espectro electromagnético, como se verá más adelante en el Capítulo 4. Sin embargo, no es posible usar los diagramas BPT para diagnosticar AGNs oscurecidos debido a la débil emisión de la NLR en el óptico.

MIR

Observaciones en el mediano infrarrojo (MIR) muestran diagnósticos confiables para detectar AGNs oscurecidos, pues a diferencia del UV-Óptico, detectan la emisión térmica producida por el polvo tibio-caliente del toro grueso. La banda definida entre $3 - 30 \mu\text{m}$ es observada por telescopios espaciales como *Akari*, *Infrared Astronomical Satellite* (IRAS), *Infrared Space Observatory* (ISO), SOFIA y recientemente por *Spitzer* y el *Wide-Field Infrared Survey Explorer* (WISE).

El método consiste en diagramas de diagnóstico *color-color*, como el de la banda de $12 - 100 \mu\text{m}$ obtenidos de IRAS (de Grijp et al., 1987) y el diagrama basado en los datos de *Spitzer* y WISE en $3 - 24 \mu\text{m}$ (Assef et al., 2013). Las fuentes centrales necesitan tener alta intensidad en las líneas, pues corren riesgo de contaminación por la emisión en las mismas bandas de regiones de formación estelar (regiones HII) en la galaxia. Discriminar entre AGNs oscurecidos y SB requiere de espectroscopía en MIR donde pueden detectarse líneas altamente ionizadas debido al campo de radiación caliente del disco de acreción. Es importante mencionar que además de detectar AGNs oscurecidos y no oscurecidos con la técnica de espectroscopía, también se puede medir de manera confiable la cantidad de oscurecimiento del AGN gracias a la fuerte absorción causada por los granos de polvo en la línea del silicio (Si) a 9.7 y $18 \mu\text{m}$ (e.g., Hao et al., 2007). Esta técnica se ha usado para asociar la emisión de polvo que es radiado en UV por estrellas recientemente formadas y así tener una medida indirecta de la tasa de formación estelar (SFR) en la región.

Radio

La emisión nuclear observada en galaxias en el intervalo de longitudes de onda de 0.01 – 30 m se debe principalmente a la radiación sincrotrón provocada por el disco de acreción y los jets. Midiendo el exceso de radiación en radio se puede identificar la actividad nuclear provocada por la acreción del SMBH y se puede distinguir de la emisión esperada por regiones HII de formación estelar (e.g., [Del Moro, A. et al., 2013](#)). Otro método de diagnóstico para el obscurecimiento de AGNs es la detección de la línea de 21 cm de hidrógeno neutro (HI), con el que se puede medir la densidad columnar (N_{HI} o N_H , ver Sección 2.7) de la fuente central, misma que se correlaciona con la densidad columnar que se puede medir vía rayos X ([Moss et al., 2017](#)).

Milímetros (submilímetros)

El campo de la Astronomía milimétrica es muy reciente, pues requiere de instrumentos muy precisos, receptores muy sensibles y ubicaciones excepcionales que brinden las condiciones climáticas adecuadas para la observación. En esta época, arreglos de telescopios como el *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array* (ALMA) o de una sola antena como el Nobeyama 45 m, *Institute for Radio Astronomy in the Millimeter range* (IRAM 30 m) y el Gran Telescopio Milimétrico (GTM 50 m) han brindado una serie de resultados muy importantes para el entendimiento de procesos que ocurren a bajas temperaturas (i.e., energías) y que son fundamentales en la formación de estrellas, sistemas planetarios, enriquecimiento del medio interestelar, detección de moléculas precursoras de vida, evolución del gas molecular en galaxias, entre otros más.

Debido a que el toro es la región más alejada a la influencia del SMBH, es más frío que las regiones centrales. Las condiciones físicas de alta densidad y baja temperatura permiten la formación de polvo y moléculas por lo que la identificación de trazadores de gas denso ($n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$) como HCN, HNC, HCO^+ y de gas difuso ($10^2 < n < 10^5 \text{ cm}^{-3}$) como el ^{12}CO es tarea imperativa para la identificación de AGNs obscurecidos. Estas líneas se excitan radiativamente por fotones MIR y emiten vía transiciones

rotacionales que caen en la banda de los milímetros y submilímetros (ver Capítulo 2). Conocer el polvo y gas es necesario para el entendimiento y posterior análisis del toro molecular, la siguiente sección da una breve idea de sus características físicas.

1.3. Medio Interestelar

La Vía Láctea es nuestro primer y más importante laboratorio astrofísico donde podemos estudiar regiones y objetos a diferentes escalas con una gran resolución espacial, revelando la composición y procesos físicos involucrados. Además de la luz de las estrellas, existen regiones aparentemente vacías y oscuras donde el material a muy bajas temperaturas emite en frecuencias menores a la del óptico. Al medio entre estrellas o interestelar (de aquí en adelante, ISM) lo constituye el gas y polvo, en general bien mezclado, que interactúan con campos magnéticos y rayos cósmicos. Su estudio resultó en una mayor comprensión sobre la dinámica y evolución de las estrellas y galaxias. A continuación se describen las características de estas dos componentes del ISM.

1.3.1. Gas

Dependiendo de la escala y la región que se observe, el gas presenta propiedades físicas diferentes en densidad, fase y temperatura. Las características mostradas en la siguiente tabla son de estudios realizados en nuestra galaxia que, si bien no podemos generalizar, observaciones extragalácticas muestran regiones con condiciones similares.

Nombre	Densidad [cm ⁻³]	Temperatura [K]	Frecuencia de observación
Nubes moleculares	>100	15	mm y sub-mm
Medio Neutral Frío (CNM)	40	80	Radio
Medio Neutral Tibio (WNM)	0.4	200-600	IR, Radio
Medio Ionizado Tibio (WIM)	0.2	7500	Óptico, Radio
Medio Ionizado Caliente (HIM)	0.004	10 ⁶ –10 ⁸	UV y Rayos X

Tabla 1.2: Propiedades de las distintas fases del gas en el ISM de la Vía Láctea.

1.3.2. Polvo

Está compuesto de silicatos (e.g., grafito) asimétricos de tamaños en el rango de $10^{-9} - 10^{-6}$ m, formados en las envolturas exteriores de las estrellas gigantes rojas, en las novae y supernovas por condensación debido a expansión y enfriamiento de vientos estelares.

El polvo es la principal fuente de obscurecimiento para fotones UV-Ópticos-NIR, que absorben y reemiten en frecuencias bajas como el MIR o FIR. En general, se caracteriza por absorber, difractar, polarizar, atenuar y extinguir la luz de una fuente que se encuentra cerca y en la línea de visión del observador. En la interacción del polvo con otra materia podemos mencionar el rol crucial en la formación de moléculas, entre ellas la más abundante del Universo: el hidrógeno molecular (H_2), reacción que no se podría dar de manera aislada ni en estado gaseoso.

La emisión en MIR y FIR debida a los granos de polvo ofrecen una medida de la cantidad de energía absorbida. Con ello, se pueden corregir por atenuación las observaciones de estrellas jóvenes en UV-Óptico y de este modo, combinando observaciones en UV o $H\alpha$ con IR total o en $24 \mu\text{m}$ se obtiene un trazador de la formación estelar directa (e.g., [Kennicutt et al., 2009](#)).

El Capítulo 1 finaliza con la Figura 1.8, que es una muestra de cómo una galaxia es percibida a cada rango de frecuencias observada. La información que brindan cada una de ellas es debida a materia en diferentes estados y bajo procesos físicos muy diversos pero no independientes, sólo la imagen global (abajo a la derecha) describirá mejor al objeto en cuestión y llevará a un mejor entendimiento de él.

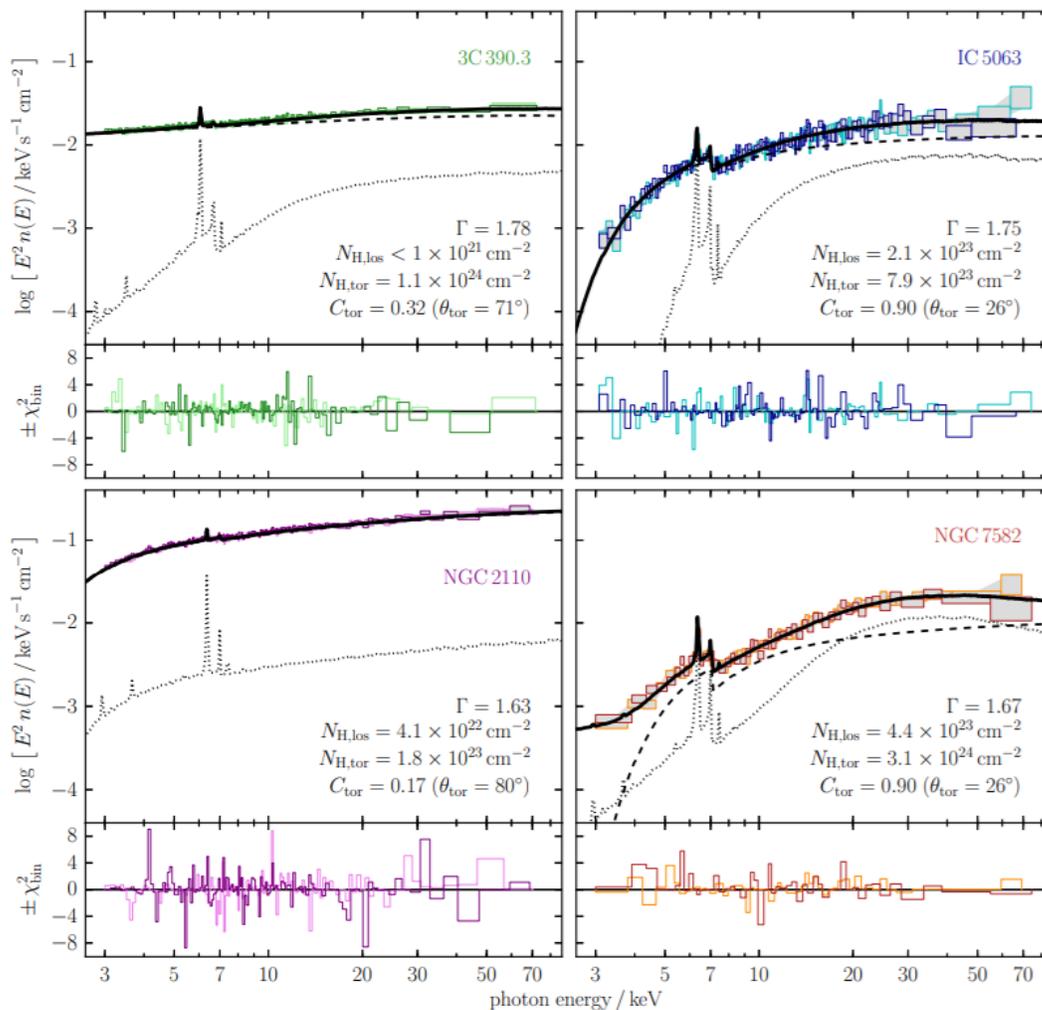


Figura 1.6: Ajuste espectral para 4 galaxias *Sy2* observadas con NuSTAR con distintos parámetros de densidad columnar y factor de cobertura del toro. En líneas discontinuas se muestran las componentes absorbentes y en línea sólida el modelo espectral. Tomado de [Baloković et al. \(2018\)](#).

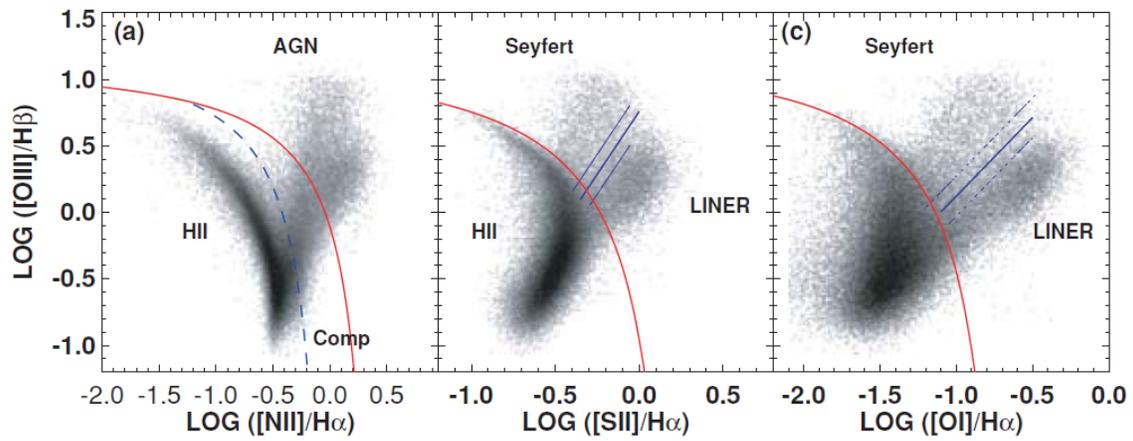


Figura 1.7: Diagramas BPT para una muestra de 85,224 galaxias con actividad central. Se observa los límites de separación entre *starburst* (línea roja) de Kewley et al. (2001), la división de formación estelar pura (línea azul punteada) de Kauffmann et al. (2003) y la línea Seyfert-LINER (azul sólida) de Kewley et al. (2006). Tomada del artículo original de Kewley et al. (2006).

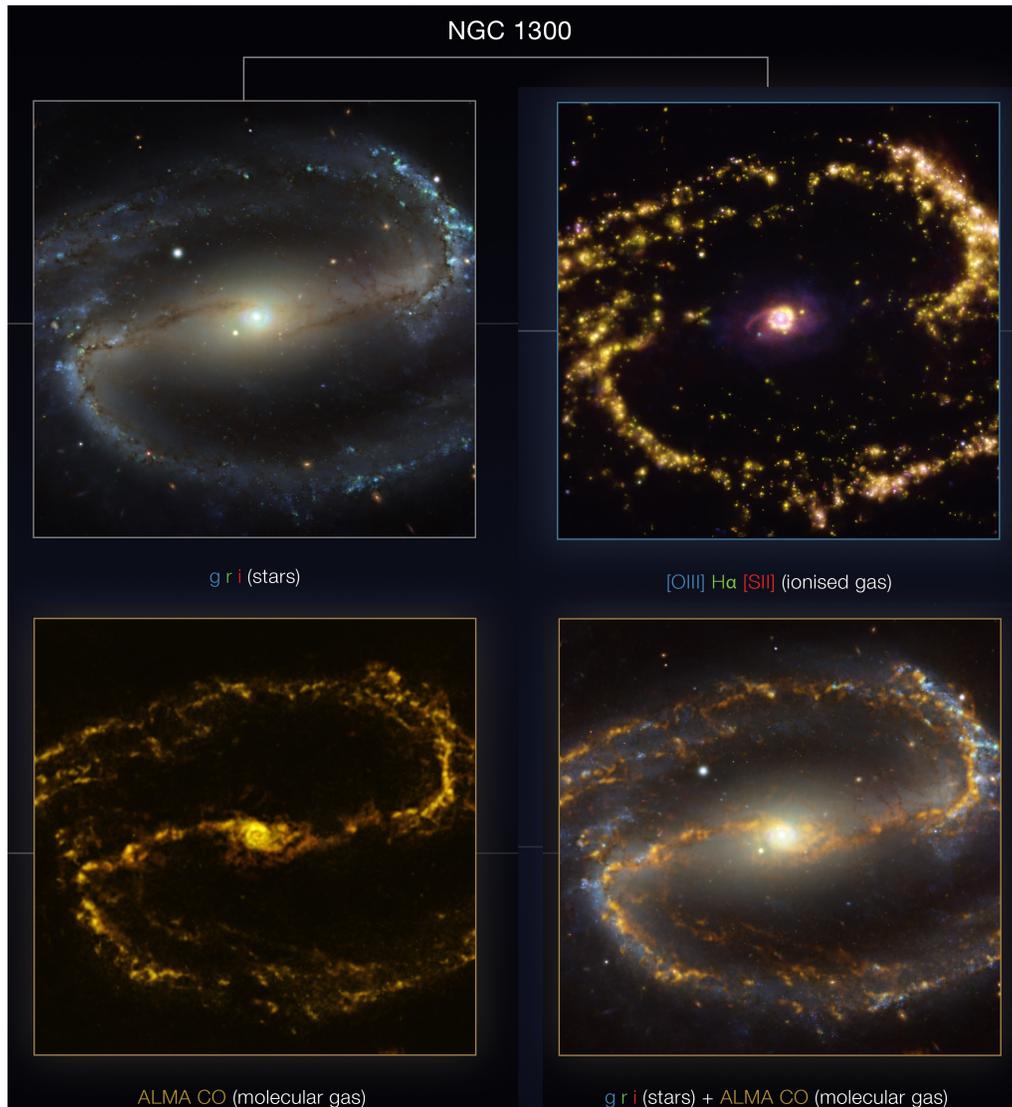


Figura 1.8: Galaxia NGC 1300 en UV-Óptico y radio tomada con el instrumento *Multi-Unit Spectroscopic Explorer* (MUSE) montado en el Very Large Telescope (VLT) y con el Atacama Large Millimeter/submillimeter Array (ALMA), respectivamente. Arriba izquierda: filtros (Thuan-Gunn) g,r,i, que revelan la distribución de estrellas jóvenes. Arriba derecha: filtros de H α , oxígeno doblemente ionizado [OIII] y azufre ionizado [SII] que muestran la presencia de nacimiento de estrellas. Abajo izquierda: Gas molecular trazado por monóxido de carbono (CO) en radio ondas. Abajo derecha: superposición de las imágenes anteriores. Como parte del proyecto PHANGS. Créditos: ESO/NAOJ/NRAO/PHANGS.

Capítulo 2

Nubes moleculares

*«I am a forest, and a night of dark trees:
but he who is not afraid of my darkness,
will find banks full of roses
under my cypresses»*

-F. Nietzsche, Thus spoke Zarathustra

La fase molecular del gas del ISM es una componente fundamental para la evolución galáctica pues la formación estelar activa está asociada directamente a estas nubes moleculares (ver [Blitz & Thaddeus, 1980](#); [Lada & Lada, 2003](#)), constituidas principalmente por hidrógeno molecular. De modo que entender cómo se transforma el gas molecular en estrellas es imperativo para el conocimiento de las galaxias.

El descubrimiento de moléculas en el Universo tuvo que esperar a la llegada de los radiotelescopios en las décadas de los 60's y 70's. En la actualidad ALMA es el principal observatorio con proyectos que buscan moléculas más complejas en galaxias distantes, moléculas precursoras de vida en cometas y satélites de nuestra vecindad solar o en sistemas planetarios cercanos. Además, proporciona mapas de distribución de gas molecular con resolución de centenas de parsecs donde se estudian las regiones relacionadas a la formación estelar en galaxias cercanas. Telescopios como Nobeyama, IRAM y GTM obtienen espectros con una gran variedad de líneas de emisión, que

hace unos 20 años sólo se habían observado en nuestra Galaxia. Hasta el momento en que se presenta este trabajo se han detectado ~ 250 moléculas en la Galaxia y 69 en fuentes extragalácticas (ver, https://cdms.astro.uni-koeln.de/classic/molecules#molecules_in_space).

2.1. Características

Como se muestra en la Tabla 1.2, las nubes moleculares son las regiones más densas y frías del ISM. La alta densidad y la presencia de polvo dan las condiciones ideales para la formación de moléculas en estado gaseoso, pues la densidad se refleja en una mayor probabilidad de colisiones entre partículas, mientras que el polvo funciona como un escudo contra la fotodisociación. Teóricamente, se suponen varios mecanismos de formación de nubes donde se pueden mencionar las ondas de choque causados por estallidos de supernovas o por vientos estelares de estrellas tipo OB; para una revisión más completa de los mecanismos de formación de GMC ver [McKee & Ostriker \(2007\)](#). La organización jerárquica de las nubes hace que podamos observar porciones individuales aisladas o conjuntos de ellas que forman una nube más grande ligada gravitacionalmente. Es común dividir a las nubes moleculares en dos categorías que dependen del tamaño de las mismas: las nubes moleculares gigantes (GMC) (ver [Lada et al., 1991](#)) y las asociaciones de nubes oscuras (ver [Mac Low & Klessen, 2004](#)) que forman estrellas de baja masa ([Mizuno et al., 1995](#); [Onishi et al., 2002](#)). Dentro de estas nubes existen regiones más pequeñas, densas y con altas profundidades ópticas llamadas núcleos (*cores*) que bajo ciertas inestabilidades colapsan para formar estrellas. Las nubes de gas que no muestran formación estelar tienen densidades promedio de $\sim 10^2 - 10^3 \text{ cm}^{-3}$, considerado gas difuso.

Observaciones en radio ondas identifican “envolturas” de hidrógeno atómico (HI) en las GMC que dan una clara pista de cómo fue la transición a hidrógeno molecular (H_2) ([Hasegawa et al., 1983](#)). Las regiones atómicas pueden estar dominadas por fotones ionizantes UV provenientes de estrellas cercanas jóvenes o del campo de radiación interestelar. Estos fotones ionizan las capas superficiales de las GMCs que

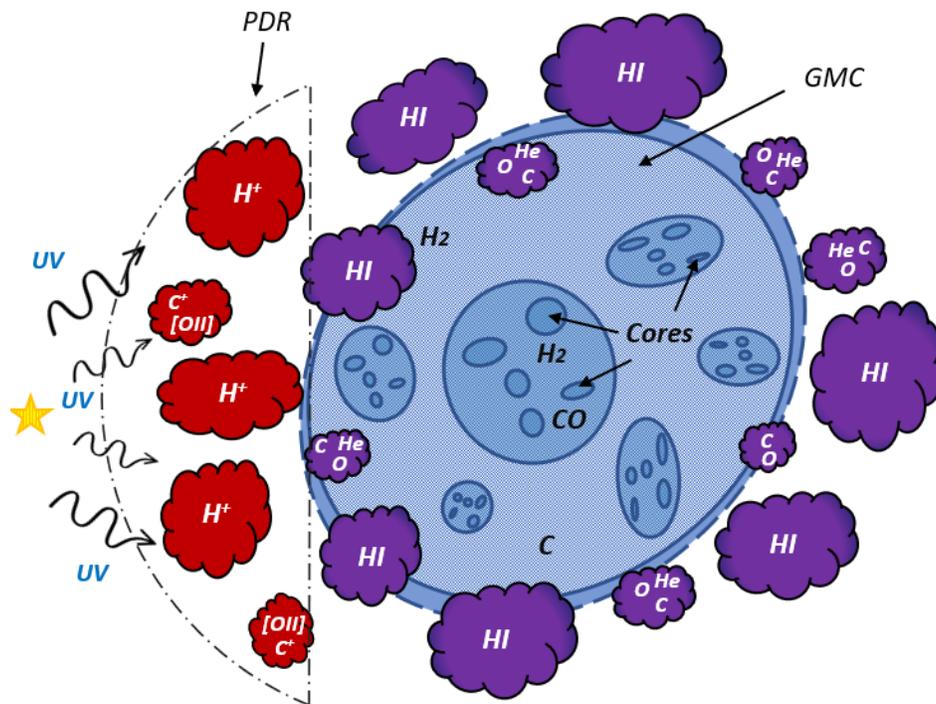


Figura 2.1: Esquema de una GMC con una PDR producida por un campo UV. Mientras en el exterior se encuentra gas atómico, en el interior de la nube se forma el gas molecular. Los *cores* son las regiones más densas donde se pueden crear moléculas más complejas.

contendrán H^+ y C^+ , mismos que su vez se recombinarán en capas más profundas para convertirse en átomos neutros como H y C , respectivamente. Estas regiones son las llamadas PDRs (*photon dominated regions*), por sus iniciales en inglés (ver Figura 2.1). Eventualmente en las regiones más densas e internas de las nubes, los átomos neutros e ionizados formarán moléculas como el H_2 y el monóxido de carbono (^{12}CO), la segunda molécula más abundante.

2.2. Relaciones de escala

El tamaño promedio de una GMC como se observa en la Tabla 2.1 es de unas cuantas decenas de parsecs, por lo que resolverlas observacionalmente es un reto tecnológico pues requiere de radio telescopios con grandes superficies reflectoras o arreglos de ellos. Diversos estudios han tenido el objetivo de medir las características

	GMC	Nubes oscuras	Cores
Radio promedio (pc)	20	5	0.08
Densidad $n(H_2)[cm^{-3}]$	100	300	10^5
Masa [M_\odot]	10^5 - 10^6	10^3 - 10^4	10
Ancho de línea [$km\ s^{-1}$]	7	4	0.3
Temperatura [K]	15	10	10

Tabla 2.1: Parámetros físicos de nubes moleculares. Tabla adaptada de [Bodenheimer \(2011\)](#).

individuales de las GMCs tanto en nuestra galaxia como en galaxias cercanas. Estudiando una gran cantidad de ellas en la Vía Láctea, [Larson \(1981\)](#) fue el primero en encontrar relaciones entre los parámetros observados y sus características físicas, concretamente entre la dispersión de velocidades (σ) del gas y su masa o tamaño.

Las relaciones conocidas como las relaciones de escala de Larson ofrecen un método para calcular las masas de GMCs a partir de su luminosidad suponiendo equilibrio virial. Una de estas relaciones se conoce como la relación de *tamaño-ancho de línea* y está dada por:

$$\Delta v \propto r^{0.5} \quad (2.1)$$

Donde r es el radio de la nube y Δv es el ancho del perfil de línea observado (ver Sección 3.3). Poco tiempo después, [Solomon et al. \(1987\)](#) realizó un estudio de GMCs usando observaciones de CO, con lo que determina la luminosidad (L_{CO}) para relacionarlo después con la masa virial de la nube (M_{vir}). De este modo obtiene la relación *Masa-Luminosidad* de la nube como:

$$M_{vir}[M_\odot] \propto 39 L_{CO}^{0.81} \quad (2.2)$$

2.3. Propiedades del gas denso

Debido a las altas densidades a las que se encuentran las nubes moleculares, la excitación de los niveles de energía son debidas principalmente a colisiones, es decir, las colisiones determinan las velocidades de las partículas. En este caso se dice que el gas se encuentra **termalizado** y la función de distribución de velocidades estará dado

por la distribución de Maxwell para una temperatura cinética (T_k) del gas, mientras que la población de los niveles de excitación está dada por la ley de Boltzmann para una temperatura dada (T_{ex}), donde, para un estado de equilibrio termodinámico $T_k = T_{ex}$. Este equilibrio es una aproximación, pues las circunstancias en la naturaleza del ISM hacen casi imposible que se dé, sin embargo, podemos decir que la materia está en equilibrio aunque la radiación no esté dada por la ley de Planck. En este caso hablamos de un equilibrio termodinámico local (LTE).

Para alcanzar la termalización, la densidad del medio debe ser elevada, donde se define el valor crítico como aquella en donde la desexcitación radiativa iguala a la desexcitación colisional, i.e., para un modelo de dos niveles 1 y 2, donde la energía del nivel 2 es mayor a la del nivel 1, la densidad crítica se define como:

$$n_{critic} = \frac{A_{21}}{\gamma_{21}} \quad (2.3)$$

Donde A_{21} es el coeficiente de Einstein de desexcitación espontánea del nivel 2 al 1 y γ_{21} es el coeficiente de desexcitación colisional. La deducción de la ecuación anterior así como los conceptos expuestos se encuentran en el Apéndice B como parte de los conceptos básicos de procesos radiativos. Como ejemplo, la densidad crítica promedio en la NLR es $\sim 2000 \text{ cm}^{-3}$.

2.4. Transiciones rotacionales

Antes de abordar el tema de formación de moléculas es necesario hablar un poco sobre las reglas de la Mecánica Cuántica que describen las tres transiciones energéticas fundamentales de las moléculas: las electrónicas, vibracionales y rotacionales. Se centra la atención en las últimas mencionadas, pues en su gran mayoría, las energías de transición caen en el rango milimétrico del espectro.

Las moléculas al igual que los átomos, tienen transiciones energéticas debidas a los electrones que pasan de un nivel orbital a otro, éstas son las llamadas transiciones electrónicas. Aquí la energía potencial electrostática está cuantizada y la separación

entre los niveles de energía es proporcional a:

$$E_e \simeq \frac{\hbar^2}{m_e a^2} \simeq 7.5 [eV] \quad (2.4)$$

Con m_e la masa del electrón, \hbar la constante de Planck entre 2π y a el tamaño molecular promedio ($\sim 1 \text{ \AA}$). La energía corresponde a una frecuencia de transición en el rango del UV.

En el caso exclusivo de las moléculas, los núcleos de los átomos que las forman interaccionan como lo hacen los electrones, la gran diferencia de masas hace que los primeros se muevan mucho más lentos que los segundos. Estas interacciones nucleares dan lugar a otros grados de libertad como los vibracionales y rotacionales, con niveles que también están cuantizados y determinados por los números ν y J , respectivamente.

La separación entre núcleos puede derivar a una vibración en torno a una posición de equilibrio que puede ser explicada por el oscilador armónico simple con frecuencia angular ω . La energía entre niveles en términos de la energía electrónica será:

$$E_{vib} \simeq \hbar\omega \simeq \left(\frac{m_e}{M}\right)^{1/2} E_{el} \simeq 0.06 [eV] \quad (2.5)$$

con M una masa molecular $\simeq 10$ la masa del protón. Las energías de transición vibracional se observan en frecuencias IR del espectro EM.

Finalmente, los núcleos de las moléculas también pueden rotar en torno al centro de masa como lo describe la ecuación del rotor rígido (ver [Griffiths, 2016](#)). Con el momento angular cuantizado $L = I\omega$, donde I es el momento de inercia de la molécula dado por $I \simeq Ma^2$, la energía entre niveles de transición rotacionales es:

$$E_{rot} \simeq I\omega^2 \simeq \left(\frac{m_e}{M}\right) E_e \simeq 0.0004 eV \quad (2.6)$$

Estas bajas energías se emiten en radiofrecuencias (particularmente en mm y submm). La energía para excitar una línea mediante colisiones en una nube molecular es del orden de kT_k , con k la constante de Boltzmann, por lo tanto la temperatura cinética

(T_k) para las transiciones rotacionales es ~ 5 K y, por lo que vimos en la sección anterior las nubes moleculares brindan las temperaturas necesarias para excitar las moléculas y que éstas emitan energía únicamente por transiciones rotacionales, prueba que sustentan las observaciones del gas molecular en frecuencias de onda milimétricas y submilimétricas.

Resolviendo la ecuación de Schrödinger podemos encontrar la energía de cada nivel de transición J debido a rotaciones en moléculas por medio de la ecuación 2.7, con B la constante rotacional y h la constante de Planck.

$$E_{rot} = hBJ(J + 1) \quad (2.7)$$

con frecuencia de la transición $J = (J, J - 1)$ dada por:

$$\nu_{J,J-1} = 2BJ \quad (2.8)$$

Siendo B particular para cada molécula e inversamente proporcional a la masa, de modo que se puede concluir inmediatamente que las moléculas más pesadas rotan más lento y tienen bajos niveles de energía rotacional. Como una consecuencia inmediata del resultado anterior vemos que al tener un rango muy amplio de transiciones, muchas componentes moleculares del ISM pueden radiar y de este modo enfriar la región eficientemente, desde $T > 10^3$ K hasta ~ 10 K.

2.5. Formación de moléculas

La alta densidad de las GMCs conlleva a una alta probabilidad colisional entre átomos, moléculas, rayos cósmicos y granos de polvo. Las temperaturas son tan bajas que procesos endotérmicos de formación de moléculas son casi imposibles. La formación principal de moléculas se realiza mediante la reacción *ion-molécula* en un proceso de 2 ó 3 cuerpos, pero antes, hago un paréntesis para hablar del hidrógeno molecular (H_2), pues esta reacción requiere ya de una molécula formada.

2.5.1. H₂, la molécula más abundante

El polvo además de ser una fuente eficiente de enfriamiento de las nubes moleculares y un escudo en contra de la fotodisociación, funge como catalizador para la formación de la molécula de hidrógeno (Duley & Williams, 1984). Ésta al ser una molécula diatómica idéntica hace de su formación imposible, pues el exceso de energía generado por la unión de los dos hidrógenos no puede ser radiada, i.e., la Mecánica Cuántica prohíbe su formación en estado gaseoso. Aquí es donde el polvo sirve como un lugar en donde el hidrógeno puede adherirse y esperar la colisión de otro átomo de hidrógeno. En este escenario el exceso de energía es absorbido por la superficie del grano y es usado para expulsarlo ya en estado gaseoso. Como un ejemplo de la interacción, sean A , B y C tres cuerpos:



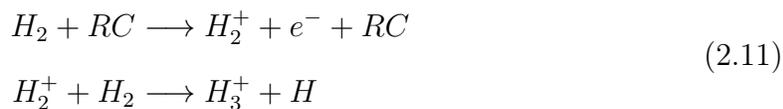
Aquí, el hidrógeno A se une al grano de polvo C que actúa como catalizador y espera a que otro átomo B se una. El resultado será la formación del hidrógeno molecular AB separado del grano de polvo. Ahora, en un escenario de formación en tres pasos:



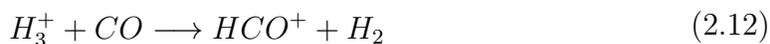
Cada átomo se une a un grano de polvo y después del choque entre ellos en el paso 3, se tiene la formación de H₂.

Regresando a la formación de moléculas, es necesario mencionar el papel que juegan los rayos cósmicos (de aquí en adelante, RC) en las nubes moleculares, pues estos son los principales actores en la ionización del medio. Con lo anterior se tienen listos los componentes para que las reacciones *ion-molécula* se lleven a cabo. Como

primer paso tenemos la siguiente reacción:



El resultado es un *cation trihidrógeno* H_3^+ , que junto con el H_2^+ son los iones moleculares más sencillos y abundantes del Universo. Gracias a ellos comienzan una serie de reacciones que producirán otras especies moleculares importantes, pues después de su formación, el H_3^+ dará un protón a otra molécula neutra, e.g., el ^{12}CO :



El resultado es un *formilio* cuya densidad crítica es dos órdenes de magnitud mayor que el del ^{12}CO y muy importante para trazar el gas molecular denso. Los RC también ionizan al segundo átomo más abundante del Universo y cuyo papel es importante para la destrucción de moléculas, el ion helio He^+ separa un CO^+ de ^{12}CO de modo que se puedan formar especies más complejas de hidrocarburos. En reacciones simples se puede formar OH^+ o CH^+ a partir de H_3^+ :



El *cianuro de hidrógeno* (HCN) se forma con N^+CH , mientras que su isómero HNC se forma al agregar un protón (H^+) a HCN, que a su vez se puede disociar a HNC o CN. Ambas moléculas necesitan condiciones de alta densidad, $n \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$, para que puedan formarse y prevalecer, de modo que se encuentran en los *cores* de las GMCs, siendo el gas asociado directamente a la formación de estrellas. En un medio con estos radicales hidrocarburos, el cociente HCN/HNC es importante para considerar en el estudio de gas molecular (ver Capítulo 4).

Recordemos que la abundancia del hidrógeno en el Universo es de $\sim 70\%$ del total de elementos, por lo tanto las reacciones 2.9, 2.10 y 2.11 son las más dominantes y sin sorpresa dejan a la molécula H_2 como la más abundante también. En general, la

abundancia de la molécula formada depende de la abundancia de sus componentes, de modo que observando la Tabla 2.2, la molécula de ^{12}CO es la segunda más abundante con una densidad $n(^{12}\text{CO}) \sim 10^{-4} - 10^{-5}n(\text{H}_2)$.

Elemento	% de masa total	E_{ion} [eV]
Hidrógeno	71.10	13.60
Helio	27.36	24.59
Oxígeno	0.68	13.62
Carbono	0.24	11.26
Neón	0.18	21.56
Nitrógeno	0.08	14.53
Magnesio	0.07	7.65
Silicio	0.08	8.15

Tabla 2.2: Abundancia solar de los elementos químicos en el ISM. Tabla tomada y modificada de [Lodders \(2010\)](#).

A pesar de que las nubes moleculares están en su mayoría formadas por H_2 , las condiciones de temperatura y densidad hacen imposible que el hidrógeno molecular pueda emitir vía transiciones rotacionales. Al ser una molécula diatómica homonuclear no tiene un momento dipolar permanente, pues el vector de momento dipolar es cero y por lo tanto la rotación no hará ningún cambio en él, i.e., la transición $J = (1 - 0)$ es imposible. La primera transición será vibracional-rotacional $J = (2 - 0)$ y es gracias al término cuadrupolar bajo condiciones de energías superiores a las que imperan en las nubes moleculares, i.e., en regiones de gas tibio-caliente en donde tendrán una probabilidad de transición de $A_{20} = 2.95 \times 10^{-11} \text{ s}^{-1}$.

Molécula	Energía de disociación [eV]	Dipolo eléctrico μ [Debye]
H_2	4.48	0.00
CO	11.11	0.11
OH	4.41	1.66
CH	3.47	1.46
CN	7.72	1.45
CS	7.39	1.98

Tabla 2.3: Propiedades de algunas moléculas del ISM. Datos tomados de NIST en <https://cccbdb.nist.gov/>.

2.6. ^{12}CO como trazador de gas molecular

Afortunadamente, la molécula de monóxido de carbono $^{12}\text{C}^{16}\text{O}$ resuelve el problema que presenta H_2 en las observaciones de nubes moleculares al tener energías de excitación similares a las que se encuentran en la nube, con un coeficiente de Einstein $A_{10} = 7.20 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1}$, i.e., una probabilidad de transición 2400 veces más que para el H_2 , además de que cuenta con un mayor índice de ionización que la hace más resistente a la disociación por fotones UV (ver Tabla 2.3). Gracias a lo planteado anteriormente esta molécula ha demostrado ser una gran trazadora del gas molecular y se ha usado exitosamente para estudiar su distribución en galaxias cercanas desde su descubrimiento en 1970 por Wilson et al. (1970). Los mapas de emisión de CO así como las líneas de emisión espectrales se usan actualmente para estudiar el gas molecular en las regiones nucleares de galaxias activas, así como para estudiar la formación estelar en estas regiones de alta densidad (Latter et al., 1997) y en galaxias a altos *redshift* (Solomon & Vanden Bout, 2005).

2.6.1. ^{13}CO , C^{18}O

La línea de ^{12}CO es ópticamente gruesa y aunque es un trazador confiable, las líneas de sus variedades isotópicas ^{13}CO y C^{18}O son ópticamente delgadas, de modo que son trazadores más confiables para la masa de gas molecular y la densidad columnar de H_2 . En general, transiciones altas en J de moléculas con densidades críticas altas dan mejores resultados al ser ópticamente delgadas. Recordar que el momento de inercia de la molécula está dada por la masa reducida de la molécula, por lo tanto las variedades isotópicas ^{13}CO y C^{18}O tendrán energías y frecuencias de emisión que serán ligeramente distintas a las de ^{12}CO (ver Tabla 2.4).

La abundancia en el ISM de C y O tienen valores similares a los encontrados en la vecindad solar, de modo que las abundancias de ^{13}CO y C^{18}O relativas a ^{12}CO en el ISM son de $[^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}] = 89$ y $[^{12}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}] = 500$ (Wilson & Rood, 1994), respectivamente.

Nombre	Fórmula	ν_{rest} (GHz)	E_{up} (K)	n_{critic} (cm^{-3})
Monóxido de carbono	C^{18}O (1-0)	109.78	5.27	4.0×10^3
	^{13}CO (1-0)	110.20	5.29	1.9×10^3
	^{12}CO (1-0)	115.27	5.53	2.2×10^3

Tabla 2.4: Frecuencias de reposo y densidades críticas para el ^{12}CO y sus variantes isotópicas.

2.7. El factor X_{CO}

Con observaciones de la línea de ^{12}CO no se puede hablar de las características globales del gas molecular, pues su densidad es 4 órdenes de magnitud menor que la del H_2 , el principal constituyente de esta fase del gas. Es necesario usar las observaciones de ^{12}CO para obtener una medida del gas molecular total parametrizada por la densidad de H_2 . La relación galáctica *Masa-Luminosidad* (ec. 2.2) da la pauta para la existencia de un factor que relacione a L_{CO} con la densidad columnar de hidrógeno molecular ($N(\text{H}_2)$) suponiendo equilibrio virial para después obtener la masa de la GMC. Gracias a estudios galácticos y extragalácticos de la línea de ^{12}CO en GMCs individuales a diferentes escalas espaciales y en diferentes ambientes, es posible encontrar un valor para el llamado factor X_{CO} . De las observaciones en radio, la intensidad observada de la línea de emisión del ^{12}CO (I_{CO} , ver Capítulo 3) será proporcional a $N(\text{H}_2)$ de modo que el factor de proporción es el factor X_{CO} , con unidades típicas de $\text{cm}^{-2}(\text{K km s}^{-1})^{-1}$:

$$N(\text{H}_2)[\text{cm}^{-2}] = X_{CO} \int T_{mb} \Delta v = X_{CO} I_{CO} \quad (2.14)$$

No es de sorprender que el valor encontrado es diferente dependiendo del método con el que se obtiene, la longitud de onda con la que se observa y de las propiedades locales de la región, pues las condiciones de cada GMC y de su ambiente local son muy diversas. Algo de llamar la atención es que se ha encontrado que X_{CO} aumenta cuando disminuye la metalicidad, lo que lo hace particularmente difícil de extrapolar hacia otros sistemas fuera de la Vía Láctea o incluso ser tomado como un valor universal.

En la Vía Láctea el factor X_{CO} tiene un valor de $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ con $\pm 30\%$ de incertidumbre (Bolatto et al., 2008).

Estudios de GMCs en galaxias cercanas como las Nubes de Magallanes, M31 e IC10, entre otras, dan valores para el factor X_{CO} distintos al de la Galaxia pero en el mismo orden de magnitud (ver revisión de Fukui & Kawamura, 2010). Las consecuencias de una alta incertidumbre y de diferentes valores en cada galaxia, aunado a los parámetros cosmológicos adoptados por cada estudio o autor para calcular distancias extragalácticas, hace complicado el cálculo de masa molecular total o densidades superficiales de gas molecular (Σ_{mol} , ver Capítulo 4).

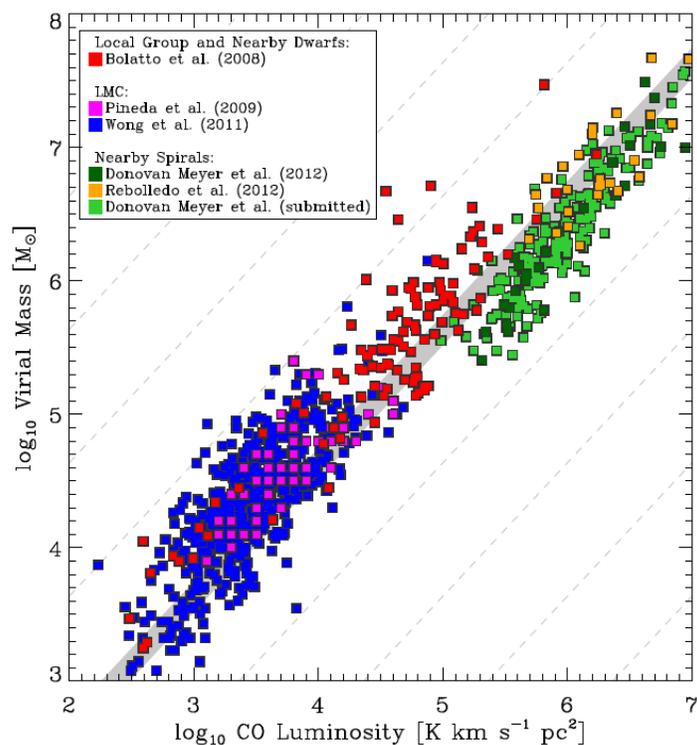


Figura 2.2: Observaciones de ^{12}CO con gran resolución espectral para GMCs individuales en la galaxia y en galaxias cercanas. La zona gris muestra el valor para X_{CO} galáctico de $\sim 2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$. Se observa la clara correlación entre la masa virial de la nube y la luminosidad de ^{12}CO . Gráfica tomada de Bolatto et al. (2013).

La masa de la nube que se encuentra virializada, se puede expresar por el área superficial y la densidad columnar. Si escribimos $N(\text{H}_2)$ en términos de la ecuación

2.14 se tiene que la masa es proporcional a la intensidad integrada del ^{12}CO .

$$M \propto N(\text{H}_2)R^2 \propto X_{\text{CO}}I_{\text{CO}}R^2 \quad (2.15)$$

Por último, como la luminosidad es también un parámetro obtenido directamente por observaciones, pues $L_{\text{CO}} \propto I_{\text{CO}}R^2$, se llega a que la relación *Masa-Luminosidad* pero con una relación lineal:

$$M \propto X_{\text{CO}}L_{\text{CO}} \quad (2.16)$$

2.8. Trazadores de gas denso

Hasta este punto he mencionado que las nubes moleculares están compuestas en su mayoría por H_2 y ^{12}CO pero que las condiciones físicas de las nubes fijan al ^{12}CO como el principal trazador del gas molecular. También, que al ser el ^{12}CO ópticamente grueso (ver Apéndice B) sólo es posible observar la superficie y no las profundidades de las nubes donde el gas es inmediatamente formador de estrellas. Para estudiar el gas molecular denso de un AGN que se encuentra oscurecido es necesario observar moléculas con densidades críticas del mismo orden que las encontradas en los núcleos de la nube, i.e., $n_{\text{critic}} \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$. En la Tabla 2.5 enlisto algunos trazadores de gas denso comúnmente observados en radio ondas con sus respectivas energías y densidades críticas. Entre los más importantes están HNC, HCN, HCO^+ debido a su alta intensidad observada en los espectros de AGNs cercanos (e.g., Aladro et al., 2015).

Los estudios de trazadores de gas denso que basan el análisis en el método de cocientes de líneas moleculares son importantes, mismo análisis que detallaré en el Capítulo 4. Con dichos cocientes se exploran las variaciones del gas denso para diferentes ambientes galácticos al relacionarlos con densidades superficiales estelares (Σ_*), de eficiencia de formación estelar (SFE) y de la tasa de formación estelar (SFR, ver Capítulo 4), así como relaciones entre la fracción de gas denso y el equilibrio de presión hidrodinámica de la galaxia (Jiménez-Donaire et al., 2019). También, se han

Nombre	Fórmula	ν_{rest} (GHz)	E_{up} (K)	n_{critic} (cm^{-3})
Radical etinilo	C_2H (1-0)	87.32	4.19	1×10^5
Cianuro de hidrógeno	HCN (1-0)	88.63	4.25	1×10^6
Formilio	HCO^+ (1-0)	89.19	4.28	1.6×10^5
Isocianuro de hidrógeno	HNC (1-0)	90.66	4.35	1×10^5
Diazenilio	N_2H^+ (1-0)	93.20	4.47	4×10^4
Monosulfuro de carbono	CS (2-1)	97.98	2.35	8.2×10^5

Tabla 2.5: Frecuencias de emisión para los trazadores de gas denso observados en la ventana de los 3 mm y sus densidades críticas. Valores tomados del libro de [Williams \(2021\)](#).

encontrado resultados importantes como la *Relación de Formación Estelar* donde se relaciona la luminosidad en infrarrojo (L_{IR}) y la luminosidad de gas denso trazado por la molécula de HCN (L_{HCN}) (e.g., [Gao & Solomon, 2004b](#); [Graciá-Carpio et al., 2006](#); [Bigiel et al., 2008](#); [Usero et al., 2015](#); [Bigiel et al., 2016](#)), presentado en la Fig. 2.3 tomada de [Bigiel et al. \(2016\)](#).

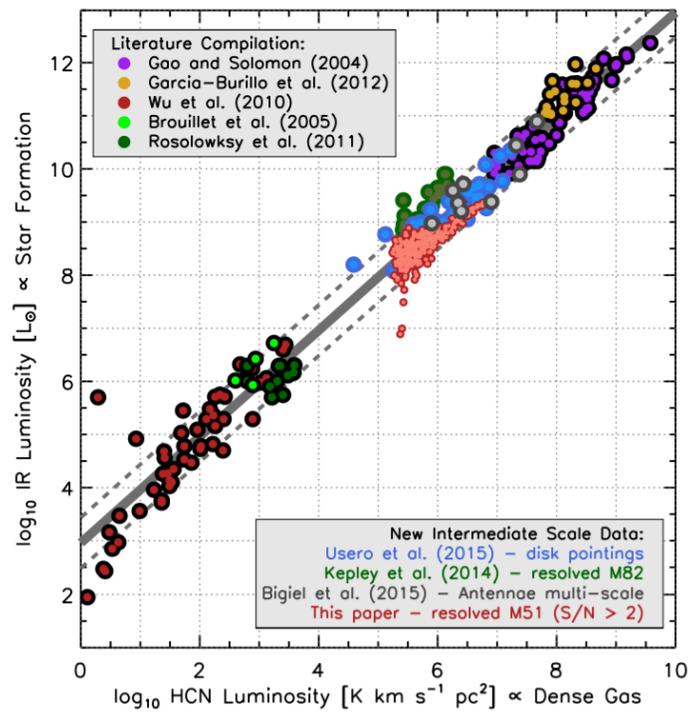


Figura 2.3: Relación de formación estelar entre la luminosidad total en infrarrojo y la luminosidad trazada por la intensidad de la línea HCN. Tomada de Bigiel et al. (2016).

Capítulo 3

Observaciones en radio frecuencias

*«Darkness cannot drive out darkness,
only light can do that.»*
- Dr. Martin Luther King Jr.-

Han pasado un poco más de 400 años desde que se comenzó a observar el cielo oscuro con instrumentos ópticos, el Universo que se veía con lentes, espejos, placas fotográficas y con los ojos humanos, resultó ser muy distinto al que se observó en los primeros años del siglo XX con antenas de radio, dejando al descubierto que el Universo no estaba formado sólo por estrellas y planetas, que donde hay obscuridad también hay materia que se encuentra en constante interacción, evolución y creación. La detección de la primera señal extraterrestre en radio ondas realizada por [K. Jansky \(1933\)](#) inauguró una nueva rama en la Astronomía que en muy poco tiempo dio su primer gran descubrimiento: el Fondo Cósmico de Microondas (CMB, por sus iniciales en inglés, [Penzias & Wilson, 1965](#)), una radiación remanente y prueba observacional del modelo del “*Big Bang*” sobre el origen del Universo.

El amplio intervalo del espectro electromagnético en donde se definen las radio ondas ($\sim 10 - 300$ GHz) es sólo equiparable a la gran variedad de procesos físicos que se pueden observar en el Universo, desde las regiones más frías ($T \sim 5$ K) y oscuras

formadoras de moléculas, hasta los procesos altamente energéticos de velocidades relativistas como los jets de AGN, estrellas de neutrones, entre otros. Actualmente, esta área de la Astronomía provee las imágenes de más alta resolución espacial, capaces de detectar la estructura de discos proto-planetarios (e.g., [Carrasco-González et al., 2016](#)), de sistemas solares en formación, exo-planetas, (e.g., [Benisty et al., 2021](#)) o incluso el horizonte de eventos de un SMBH (e.g., [Akiyama et al., 2019](#)).

Con el objetivo de analizar los AGNs oscurecidos, en los capítulos anteriores se han expuesto las propiedades físicas del medio oscurecedor (i.e., el polvo y gas molecular), así como las razones que justifican la necesidad de observar estas regiones densas en radiofrecuencias, específicamente en sub-milímetros y milímetros.

A continuación se presentan las partes que conforman un radio telescopio tipo single-dish, las magnitudes que lo describen, cómo se transforma la señal recibida por una fuente astronómica emisora en una señal digital de salida y cómo, a partir de estas últimas se obtiene información física que caracterice el objeto observado. Después, se dan las características técnicas y físicas del Gran Telescopio Milimétrico destinado a la observación sub-milimétrica del espectro. Se finaliza con un breve repaso de los surveys que han investigado el gas molecular en galaxias cercanas en los últimos años así como de los resultados obtenidos especialmente para el gas molecular en las regiones centrales de las galaxias.

Los conceptos básicos de procesos radiativos que son necesarios para entender las cantidades físicas medidas por un radiotelescopio se exponen en el Apéndice B y para una explicación global y detallado de lo que es la Radioastronomía, se pueden consultar las siguientes fuentes: [Wilson et al. \(2013\)](#); [Marr \(2015\)](#); [Burke et al. \(2019\)](#).

3.1. Radiotelescopio

Entre las variedades de antenas y la geometría de sus superficies receptoras, en términos generales un radiotelescopio consiste de un reflector primario (*dish*), un alimentador (*feed*), una línea de transmisión y un receptor. A diferencia de los telescopios ópticos modernos, los radiotelescopios deben usar la naturaleza ondulatoria de

la luz para cuantificar la energía recibida y procesarla digitalmente. A continuación se describen las características básicas de cada componente así como sus principales parámetros.

Reflector primario

El radiotelescopio tipo *single-dish* o de solo una antena, cuenta con una superficie principal reflectora de geometría parabólica cuyas dos principales funciones son “colectar” las ondas electromagnéticas de la fuente astronómica y dar “directividad”, i.e., proporcionar la resolución necesaria para diferenciar la dirección de la emisión de objetos muy cercanos entre ellos, pero que se encuentran en diferentes posiciones angulares.

La geometría del *dish* provoca que los rayos se concentren en un punto llamado *foco* de una superficie llamada el *plano focal* en donde, dependiendo del diseño del telescopio estará colocado el *feed* o un reflector secundario que redirija los rayos a otro plano focal ubicado en el centro del *dish* pero detrás de su vértice (ver Figura 3.1). Esta última configuración se conoce como diseño *Cassegrain*.

Similar a lo que ocurre con los telescopios ópticos de grandes espejos, a mayor superficie del *dish* se podrá colectar una mayor cantidad de ondas electromagnéticas y así aumentar la intensidad luminosa de objetos muy débiles o muy distantes. La cantidad de radiación colectada depende entonces del área efectiva (A_{eff}) del telescopio, de modo que el poder de radiación o potencia (P) recibida de una fuente con densidad de flujo (F_ν), en un rango de frecuencias ($\Delta\nu$) estará dado por :

$$P = F_\nu A_{\text{eff}} \Delta\nu \quad (3.1)$$

Feed

Los alimentadores (*feeds*) son antenas que convierten las radio ondas de la fuente emisora en ondas confinadas en líneas de transmisión que las llevarán hacia los receptores. Estos *feeds* se encuentran en los focos del telescopio y hay uno para cada

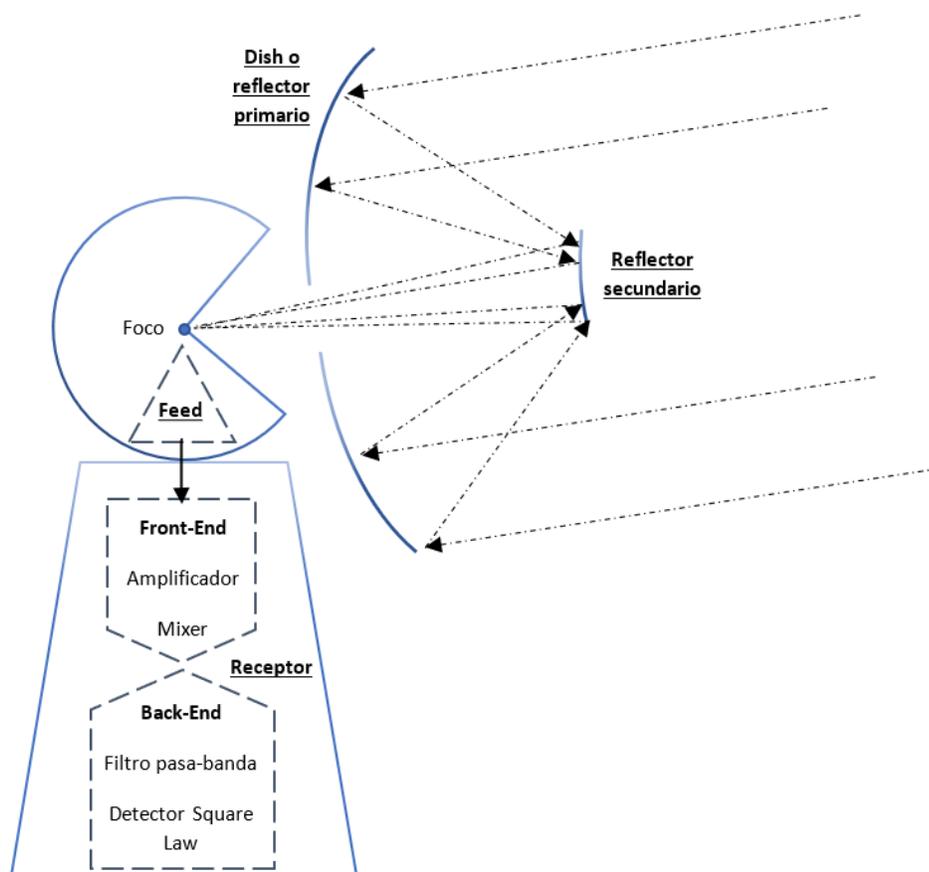


Figura 3.1: Diseño *Cassegrain* para un telescopio single dish.

receptor, de modo que un arreglo de ellos permita mediciones simultáneas de un objeto observado. La longitud de entrada de los *feeds* debe ser mayor a la longitud de onda de la radiación que se quiere transmitir a los receptores.

Receptores Heterodinos

El receptor es usado para seleccionar el rango de frecuencias a la cual se recibirá una señal (potencia). También se usa para producir otra señal proporcional a la señal de entrada para que ésta pueda ser grabada. El término heterodino se refiere justo a esta última parte, en el receptor se pueden combinar o mezclar dos señales distintas para lograr una conversión en frecuencia gracias a sus dos componentes: el *Front-end* y el *Back-end*.

Receptor Front-end

Tiene como primer tarea incrementar la amplitud de las radio ondas que ingresan. El amplificador se caracteriza por la *ganancia de potencia* o simplemente *ganancia* (G):

$$G = \frac{P_{out}}{P_{in}} \quad (3.2)$$

Que básicamente describe la proporción que incrementa la potencia de salida con respecto a la de entrada. Después de la amplificación, la señal de entrada se convierte a una señal con otra frecuencia lo más baja posible. Un dispositivo llamado *mixer* combina esta señal de baja frecuencia con otra señal creada por un oscilador local (LO) a diferente frecuencia para crear una señal que lleva la misma información que la señal recibida.

Receptor Back-end

Después de obtener otra onda electromagnética a la salida del *Front-end*, es necesario medir su potencia. Primero se tiene un pasa-bandas que filtra sólo la información en las frecuencias deseadas. Finalmente, mediante un detector “*square-law*” (llamado así porque produce una corriente proporcional al cuadrado del campo eléctrico de la onda de entrada) y por la ley de Ohm se obtiene un voltaje de salida (V) que es proporcional a la potencia (P) de la señal de entrada.

$$V = \alpha P \quad (3.3)$$

Con α la respuesta del detector o factor de conversión de potencia a voltaje.

3.2. Parámetros de antena

Beam Pattern y Resolución Angular

El *beam pattern* es la medida de la sensibilidad del telescopio a las señales en radiofrecuencias entrantes como una función del ángulo en el cielo. El patrón típico

de la sensibilidad o respuesta de un radio telescopio está dada por el disco de Airy, donde el pico central es llamado el haz principal o *main beam*. El *beam pattern* de la potencia recibida es definido como $P_{bm}(\theta)$ y como se puede observar en la Figura 3.2, está normalizado a la unidad en el máximo y va decreciendo hasta el valor cero para luego oscilar en los llamados *sidelobes*. Si se integra $P_{bm}(\theta)$ sobre todos los ángulos se obtiene el *ángulo sólido de antena* (Ω_A).

$$\Omega_A = \int P_{bm}(\theta, \phi) d\Omega \quad (3.4)$$

Donde $d\Omega = \sin\theta d\theta d\phi$. El tamaño del *feed* determinará cómo se distribuye el *beam pattern* en el radiotelescopio pues no será lo mismo en el centro del *dish* que en sus bordes. Lo ideal es que el *beam pattern* sea máximo en el centro y hacia los bordes tienda a cero para evitar la contaminación por radiación proveniente de otras direcciones a las del objeto que se observa. La cantidad que describe cómo se relaciona la sensibilidad del centro del reflector con la de los bordes se llama *edge taper* y sus unidades son los decibeles (dB).

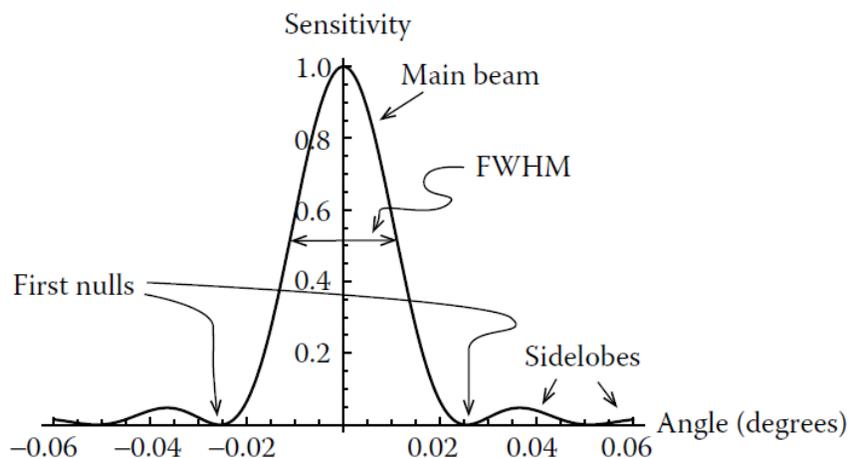


Figura 3.2: Patrón de sensibilidad del telescopio para un valor de *edge taper* igual a 10 dB. Marr (2015).

El área efectiva colectora de radiación es menor al área física total del *dish*, pero el cociente de ellas define la *eficiencia de iluminación*. Así, considerando la iluminación

fuera del *feed's beam* o *spillover* y la *eficiencia de iluminación* se puede encontrar el máximo valor del área colectora del *dish*, que tiene un valor de *edge taper* 10 veces mayor a la potencia por unidad de área del centro con respecto al de los bordes y que es $\sim 82\%$ el área total del *dish*. Regresando a la Figura 3.2, el ancho del *main beam* a media altura del patrón define la resolución angular del telescopio o θ_{FWHM} . Para una resolución angular óptima, el valor de *edge taper* es de 10 dB y está dada por:

$$\theta_{\text{FWHM}} = 1.15 \frac{\lambda}{D} \quad (3.5)$$

Con $\lambda = c/\nu$, la longitud de onda observada y D el diámetro físico del radiotelescopio. Como se dijo antes, al patrón del *main beam* se le puede aproximar una función gaussiana denotada por $P_{mb}(\theta)$, la integral de esa función sobre todos los ángulos define el *ángulo sólido del main beam* como:

$$\Omega_{mb} = \frac{\pi}{4 \ln(2)} \theta_{\text{FWHM}}^2 \quad (3.6)$$

Finalmente, el cociente entre el *ángulo sólido del main beam* (Ω_{mb}) y el de antena (Ω_A) definen la *eficiencia del main beam* (η_{mb}).

$$\eta_{mb} = \frac{\Omega_{mb}}{\Omega_A} \quad (3.7)$$

Temperatura de antena

Los procesos realizados en los receptores generan ruido en la señal que será indeseable al momento de calcular la intensidad de la señal de entrada. Este ruido es causado por la temperatura generada tanto por las componentes del radio telescopio como por fuentes astronómicas en otras posiciones angulares del cielo. Cuantificar este ruido en términos de la energía se puede hacer mediante el Teorema de Nyquist, que relaciona la potencia (P) de un circuito con una temperatura equivalente (T_{eq}) causada por una resistencia conectada dentro de él. En términos de los parámetros usados en un radiotelescopio, el Teorema de Nyquist en unidades de energía queda

de la siguiente forma:

$$kT_{eq} = \frac{P}{\Delta\nu} \quad (3.8)$$

Con k la constante de Boltzmann y $\Delta\nu$ el ancho de banda. De esta forma se puede medir la energía en unidades de temperatura, algo muy usado en Radioastronomía. Con base en lo anterior, se puede definir la temperatura equivalente a la potencia de la señal recibida en las líneas de transmisión: *la temperatura de antena* (T_A) y la temperatura equivalente al ruido del sistema: *temperatura de ruido* (T_N). Esta última será mucho mayor que T_A y tendrá que agregarse en la ecuación anterior para medir la potencia total:

$$P = Gk\Delta\nu(T_A + T_N) \quad (3.9)$$

La temperatura de ruido es uno de varios factores que contribuyen a la contaminación en la detección que son englobados en un sólo término: la *temperatura del sistema* (T_{sys}). Recordar que T_A está directamente relacionada con la fuente astronómica, por lo que es necesario que en la ecuación 3.9 se pueda eliminar T_N . El *beam switching* es un método de calibración que se lleva a cabo durante la observación y cuyo resultado es una medida del voltaje relacionado únicamente con T_A . El primer paso del método es observar la fuente astronómica (*on-observation*) y después el cielo sin la fuente (*off-observation*) para después restar la diferencia de voltajes entre ellos y eliminar el término de la temperatura de ruido de todo el sistema:

$$V_{on} - V_{off} = Gk\Delta\nu T_A \quad (3.10)$$

Con la ecuación anterior se obtiene la temperatura de antena, mientras que para encontrar el “*root mean square (rms)*” o la medida de las fluctuaciones del ruido del sistema (σ) se usa la llamada ecuación del radiómetro para un intervalo de tiempo Δt , en un ancho de banda $\Delta\nu$.

$$\sigma(T_A) = \frac{T_{sys}}{\sqrt{\Delta t \Delta\nu}} \quad (3.11)$$

De la ecuación 3.10 podemos ver que T_A depende de parámetros del telescopio como el área efectiva, por lo que se necesita una cantidad que describa al poder de la radiación pero que sea independiente de las observaciones.

Temperatura del main beam

La temperatura de brillo (T_B) será la cantidad relacionada directamente a la fuente e independiente de los parámetros físicos del telescopio, pero antes de definirla es necesario hacer la distinción entre dos casos de obtención de datos en radio: la observación de fuentes resueltas y las no resueltas. Una fuente resuelta será aquella cuyo tamaño angular es mayor que Ω_{mb} , mientras que una fuente no resuelta (o puntual) será el caso contrario. Las fuentes resueltas son más complicadas, pues el *beam* medido puede contener espacios oscuros a escalas pequeñas que puede llevar a un cálculo de T_B menor. Bajo el supuesto de una fuente con ángulo sólido de intensidad uniforme, la relación entre las temperaturas y los ángulos sólidos es:

$$T_A = \frac{\Omega_{mb}}{\Omega_A} T_B \quad (3.12)$$

Recordando la definición de *eficiencia del main beam* podemos sustituir la ecuación (3.7) en (3.12) para obtener:

$$T_{mb} \equiv T_B = \frac{T_A}{\eta_{mb}} \quad (3.13)$$

Notar aquí que bajo las condiciones de equilibrio termodinámico para la radiación recibida de una fuente resuelta, la temperatura de brillo se renombra como *temperatura del main beam* (T_{mb}).

Ganancia de telescopio

Como se mencionó en secciones anteriores, la ganancia del telescopio (G) es una característica de la sensibilidad y es función de la frecuencia de observación (ν), pues depende del área efectiva del *dish* (o de su ángulo sólido). Conocer su valor es necesario para poder convertir la temperatura de antena a densidad de flujo de la

fuente observada para su posterior análisis. En general, G es función de la frecuencia y está dado por:

$$G(\nu) = \frac{A_{\text{eff}}}{2k} = \frac{4\pi}{\Omega_A} \quad (3.14)$$

3.3. Espectro de líneas de emisión

Hasta este punto se ha visto que los receptores del radiotelescopio medirán la intensidad o densidad de flujo de la fuente emisora y la procesarán de modo que al final se pueda visualizar gráficamente en términos de la frecuencia. Esta gráfica es conocida como **espectro**. En el capítulo anterior se ha concluido que las moléculas en regiones densas emitirán energía vía transiciones rotacionales, que por reglas de cuantización estarán dadas a frecuencias específicas. De este modo el espectro tendrá una serie de líneas discretas llamadas líneas de emisión, que pueden ser de iones o moléculas. Analizar un espectro de líneas de emisión iónicas y moleculares permite conocer la composición química de la fuente emisora de radio ondas así como sus propiedades cinemáticas.

Las líneas de emisión (o absorción) se observarán con un perfil ensanchado en lugar de uno discreto o infinitamente delgado que será función de la frecuencia de observación. Esta función $\psi(\nu)$ está normalizada a la unidad, tiene su valor máximo en la frecuencia de reposo de la línea (ν_0) y se hace cero rápidamente fuera de ella, como el perfil descrito anteriormente del patrón del *mean beam*. Si el perfil de línea está dado por una gaussiana, el ancho equivalente a media altura o FWHM está dado por:

$$\text{FWHM} = \Delta\nu = 2\sqrt{2\ln(2)} \sigma_\nu \quad (3.15)$$

Donde σ_ν es la desviación estándar de la función y está relacionado con el error y la dispersión de velocidades. Como se verá más adelante, las unidades del ancho de banda de los espectrómetros tendrán unidades de velocidad, por lo que el FWHM del perfil de línea será un indicador de la componente radial de la velocidad del gas (v_r).

Una causa de ensanchamiento de las líneas es la debida al movimiento de las partículas, indicadores de turbulencia de una distribución Maxwelliana de velocidades,

que producen un desplazamiento de la frecuencia observada de la línea (ν) con respecto a la frecuencia que tiene en el sistema de referencia de la partícula (ν_0). Este efecto es conocido como el *Efecto Doppler* y está dado por:

$$\frac{v_r}{c} = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu} \quad (3.16)$$

Donde c es la velocidad de la luz. Si nos referimos a la velocidad de una partícula que se aleja, la frecuencia observada disminuye, i.e., se corre hacia la región “roja” del espectro (corrimiento al rojo). Si la velocidad es de acercamiento (negativa) la frecuencia observada aumenta, i.e., se corre hacia la región “azul” del espectro (ver [Shu, 1982](#)). Comúnmente al término de la derecha de la ecuación 3.16 se define como el corrimiento al rojo o *redshift* y se denota por la letra z :

$$z \equiv \frac{\nu_0 - \nu}{\nu} \quad (3.17)$$

El *redshift* es un parámetro usual para expresar distancias en el Universo mediante la conocida Ley de Hubble (ver Apéndice C) y su valor preciso será importante para los cálculos de luminosidades y factores de conversión como se verá en el siguiente capítulo.

Parámetros espectrales

Los espectrómetros son dispositivos que procesan la señal del receptor *Front-end* mediante varias técnicas dentro de las cuales las más comunes son los espectrómetros análogos *filter-bank* y los espectrómetros digitales. La explicación del funcionamiento de ambos tipos está fuera del alcance de este trabajo y sólo se mencionarán los parámetros usados en el análisis espectral.

Al momento de procesar los espectros obtenidos es necesario conocer tres cantidades importantes sobre ellos: la radio frecuencia al centro del pasabandas (ν_{center}), el ancho de banda ($\Delta\nu$) y la resolución espectral ($\delta\nu$). La primera de ellas queda determinado por la combinación del oscilador local y la frecuencia intermedia que ocurre

3.4. GRAN TELESCOPIO MILIMÉTRICO (GTM)

en el *Front-end*, mientras que las dos últimas quedan determinadas por el diseño del espectrómetro.

Las observaciones simultáneas crean un espectro dividido en muchos canales, el ancho de estos últimos determinan la resolución espectral $\delta\nu$. Si tenemos N canales con un ancho de frecuencia dado, podemos calcular el ancho de banda total del espectrómetro con la siguiente ecuación:

$$\Delta\nu = N \delta\nu \quad (3.18)$$

En Radioastronomía se usan unidades de velocidad para los anchos de banda, pues llega a ser conveniente para saber las propiedades cinéticas del gas observado en líneas de emisión. Esto se logra corrigiendo la frecuencia de la línea observada por corrimiento Doppler. Finalmente, con el valor de temperatura de *main beam* dada por la ecuación 3.13 y el ancho de la línea dada en unidades de velocidad, se puede calcular el valor de la intensidad integrada (I) del perfil de línea gaussiano como:

$$I = \int_{v_1}^{v_2} T_{mb} dv, \quad (3.19)$$

donde v_1 y v_2 definen el intervalo de la línea. De este modo, las unidades para la intensidad integrada serán de K km s^{-1} .

3.4. Gran Telescopio Milimétrico (GTM)

La atmósfera terrestre es transparente a las radio ondas entre los 15 MHz a 1300 GHz, con sus respectivas variaciones dependiendo la posición y el tiempo. En general, para altas frecuencias habrá cortes debido a la absorción de las bandas rotacionales bajas de la molécula H_2O (vapor de agua) y del O_2 que se encuentran en la troposfera terrestre. Por lo anterior, es necesario que los grandes radiotelescopios con base en la Tierra se encuentren en lugares donde el aire tenga el menor contenido de vapor de agua, preferentemente a grandes alturas con climas secos. Este es el caso del Gran Telescopio Milimétrico (GTM), ubicado en lo alto del volcán Sierra Negra

a 4580 m sobre el nivel del mar, ubicado en el estado de Puebla, México.

El GTM es un radiotelescopio tipo *single-dish* con sistema óptico Cassegrain, con un espejo secundario curvo de 2.5 m de diámetro y un espejo terciario en el eje de elevación del telescopio que refleja el haz de luz hacia los receptores (ver <http://lmtgtm.org/telescope/telescope-description/?lang=es>). Actualmente cuenta con una superficie reflectora de 50 m de diámetro haciéndolo el más grande del mundo en su tipo en observaciones entre 0.85–4 mm. Cabe mencionar que desde que vio la “primera luz” en 2011 y durante su primera etapa de observaciones de ciencia temprana del 2014 al 2017, el GTM contó con un diámetro de 32 m.

Entre sus principales instrumentos de observación se encuentra el Redshift Search Receiver (RSR) un espectrómetro de banda ancha a 3 mm, el espectrómetro SE-QUOIA y próximamente se pondrá en operación una nueva cámara de imagen directa que opera a 1.1, 1.4 y 2 mm, llamada TolTEC. Con ellos se busca estudiar los procesos físicos en el Universo temprano, formación de galaxias, sistemas planetarios y exo-planetetas, entre muchos otros proyectos.



Figura 3.3: Gran Telescopio Milimétrico (GTM), Puebla, México. Foto tomada de la página oficial del telescopio <http://lmtgtm.org/telescope/telescope-description/?lang=es>.

3.4.1. Redshift Search Receiver (RSR)

El RSR es un receptor heterodino montado en el GTM diseñado para cubrir la banda de 3 mm en una sola sintonización. Dividido en 6 bandas de ~ 6.7 GHz cada una, para un total de 38 GHz entre las frecuencias de 73 y 111 GHz. La resolución espectral a 90 GHz es de 31 MHz que se traduce a 100 km s^{-1} . El rango es apropiado para observar las variedades isotópicas del CO, así como moléculas de gas denso en galaxias distantes.

El RSR usa la técnica de “*beam switching*” para medir las diferencias entre la emisión de la fuente y el cielo. Se calibra usando el método estándar “*chopper wheel*” que corrige las observaciones por atenuaciones atmosféricas.

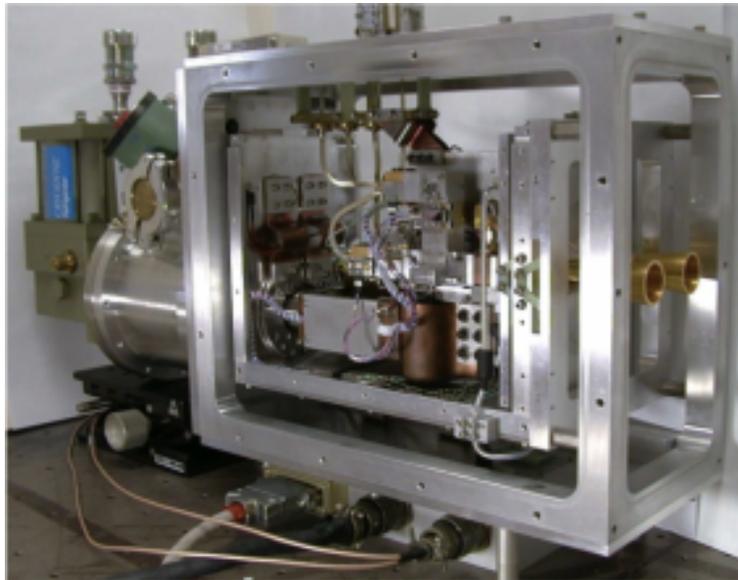


Figura 3.4: Foto del RSR tomada de la página <http://lmtgtm.org/telescope/instrumentation/instruments/rsr/?lang=es>.

Observaciones en la primera etapa del GTM (32m) mostraron que el factor de conversión, i.e., la relación entre el número de Janskys de densidad de flujo requerida para producir un grado de temperatura de antena (T_A) es $\sim 7 \text{ Jy K}^{-1}$ a la frecuencia de 100 GHz. Formalmente, la dependencia de la ganancia con la frecuencia observada

para el RSR está dada por:

$$G(\nu)^{-1} = 7 \left(\frac{\nu [\text{GHz}]}{100 [\text{GHz}]} \right) [\text{Jy K}^{-1}] \quad (3.20)$$

También, el valor de la *eficiencia del main beam* o η_{mb} encontrado mediante calibraciones hechas en 2017, con ν la frecuencia de observación dada en GHz, está dada por:

$$\eta_{mb} = (1.2 \exp((\nu/170)^2))^{-1} \quad (3.21)$$

Con los resultados anteriores de *ganancia y eficiencia de main beam*, se puede dar una tabla con los parámetros del RSR/GTM en la frecuencia central de 3 mm (100 GHz) y en otros valores del ancho de banda (ver Tabla 4.7). Para más datos técnicos del instrumento ver http://lmtgtm.org/wp-content/uploads/2020/11/RSR_v1p0.pdf.

ν [GHz]	θ_{HPBW} [arcsec]	Ω_{mb} $\times 10^{-8}$ [sr]	Ω_A $\times 10^{-8}$ [sr]	η_{mb}
73	30	2.39	3.46	0.69
90	24	1.57	2.49	0.63
100	22	1.27	2.15	0.59
110	20	1.05	1.90	0.55

Tabla 3.1: Parámetros de antena del RSR/GTM de superficie reflectora principal de 32 m, para 4 frecuencias dentro de la banda de observación.

3.5. Moléculas en galaxias cercanas

El estudio molecular en galaxias ha sido posible gracias a los grandes radiotelescopios que se han encargado por más de 40 años en estudiar el gas en el ISM en diferentes regiones, escalas y medioambientes para caracterizar los procesos físicos que determinan las abundancias de ciertas especies (ver revisión de Fukui & Kawamura, 2010). Como ejemplo, los estudios realizados con el telescopio IRAM 30 m han sido pioneros en la detección de HCN y HCO⁺ en muestras de apenas una decena de galaxias (e.g., Nguyen et al., 1992). Trabajos importantes como los de Gao & Solomon (2004a,b) estudiaron el gas molecular en nubes que se encuentran en la Vía

Láctea con el objetivo de encontrar relaciones entre el gas molecular denso trazado por moléculas con altas densidades críticas y la eficiencia con la que una masa de gas dada forma estrellas (*Star Formation Eficacy*, SFE) y a qué ritmo o tasa lo hace (*Star Formation Rate*, SFR) basándose en la *Relación de Formación Estelar* mencionada con anterioridad. Particularmente destacan los estudios del gas denso en las regiones circumnucleares de galaxias con AGNs o SB del Universo local ($z < 0.5$) que enriquecen el entendimiento entre la luminosidad observada en UV-Óptico-IR y el gas formador de estrellas en la región central, así como las densidades superficiales de gas total (atómico+molecular) como función de SFR y SFE. En la Figura 3.5 se muestran espectros obtenidos por [Aladro et al. \(2015\)](#) de una muestra de galaxias con núcleo activo con el fin de estudiar la emisión de moléculas en la región central. Trabajos actuales con ALMA detectan estas moléculas de gas denso pero en líneas de emisión moleculares de altas transiciones rotacionales que son ópticamente delgadas y brindan un resultado más confiable en cuanto al cálculo densidades de gas (e.g., [Imanishi et al., 2016](#)). Los resultados se traducen en mapas de gas molecular de alta resolución espacial como se puede ver en la Figura 3.6.

Resultados obtenidos por el método de cocientes de líneas moleculares como HCN/HCO⁺ y HCN/HNC muestran las variaciones que existen entre regiones densas del centro, del disco, de los brazos o regiones interbrazo de las galaxias, mientras que el cociente HCN/¹²CO muestra la fracción de gas denso al gas difuso indicativo de regiones formadoras de estrellas o altamente obscurecidas (e.g., [Costagliola et al., 2011](#); [Aladro et al., 2015](#); [Bigiel et al., 2016](#); [Jiménez-Donaire et al., 2019](#); [Sorai et al., 2019](#); [Morokuma-Matsui et al., 2020](#)), además de la relación existente entre el gas molecular y la acreción del SMBH (e.g., [García-Burillo, 2016](#)).

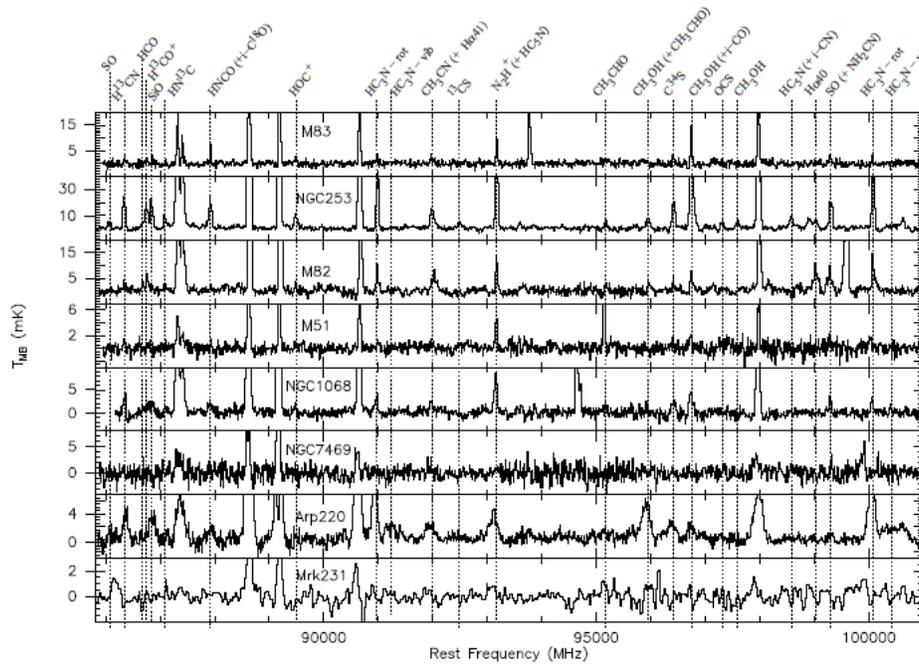


Figura 3.5: Espectros entre 100-116 GHz de las regiones centrales en ocho galaxias tipo starburst, AGNs y Ultra-Luminous Infrared Galaxies (ULIRGs). Imagen tomada de [Aladro et al. \(2015\)](#).

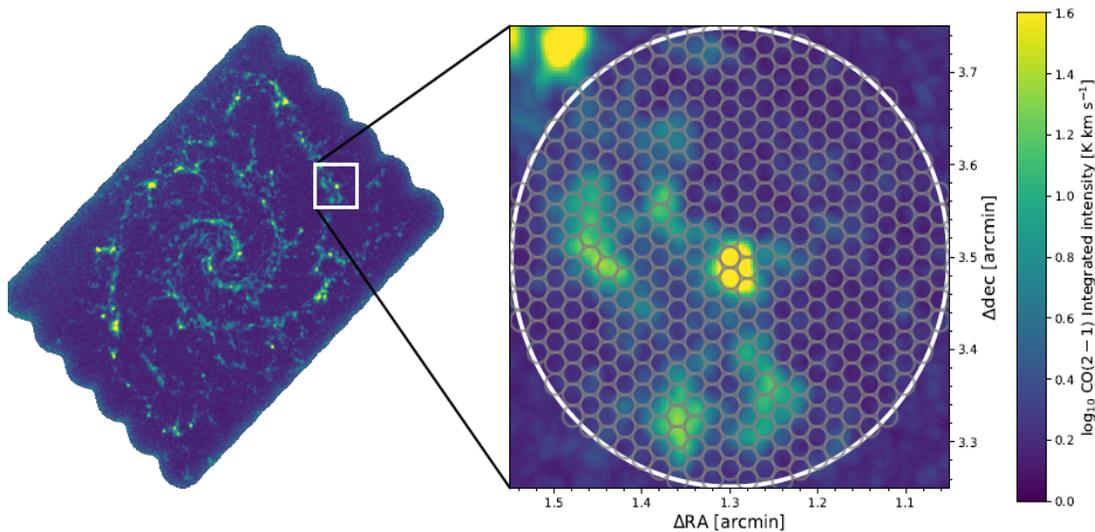


Figura 3.6: Mapa de ^{12}CO transición $J=(2-1)$ de la galaxia NGC 628 a una resolución de 60 pc. Usado para estimar la densidad superficial de gas molecular, obtenida por el surveys PHANGS-ALMA para el estudio molecular con alta resolución espectral. Imagen tomada de [Utomo et al. \(2018\)](#).

Capítulo 4

Análisis molecular y multifrecuencia en NGC 4303

*«If you want to find the secrets of the universe,
think in terms of energy, frequency and vibration.»*

- Nikola Tesla.-

En este capítulo se presentan las observaciones en la banda de los 3 mm del núcleo obscurecido de la galaxia NGC 4303, como parte del proyecto que estudia los CT-AGNs en el Universo local (I.P. Dra. Irene Cruz-González), con el objetivo de caracterizar el gas molecular denso en la región central y relacionarlo con la actividad y la acreción del SMBH; así como estudiar las condiciones de la región para la formación estelar. La galaxia ha sido profundamente estudiada en todo el espectro electromagnético, además, su inclinación y cercanía la hace idónea para el estudio espectral del núcleo galáctico y así evitar el obscurecimiento a gran escala del disco. Los datos multifrecuencia con los que se apoya el análisis son de *Spitzer* para la luminosidad infrarroja total y de CHANDRA para los rayos X suaves.

4.1. La galaxia

NGC 4303 (M 61) es una galaxia miembro del cúmulo de Virgo con una morfología espiral barrada (SABrc, de Vaucouleurs et al., 1991), mostrada en la Figura 4.1. Su actividad nuclear se ha encontrado en debate, pues en un inicio fue catalogada como LINER por Huchra et al. (1982) debido a sus líneas de emisión de baja intensidad, unos años después Filippenko & Sargent (1985) mostraron el espectro de la región central con presencia de un núcleo tipo *Sy2*, Veron-Cetty & Veron (1986) confirmaron el diagnóstico encontrando líneas de [NII] con anchos equivalentes de 400 km s^{-1} . Actualmente la existencia de un AGN en su interior es también confirmado por medio de diagramas BPT (e.g., Malkan et al., 2017), por diagrama color-color en IR (e.g., Colina et al., 2015) e incluso se le llega a considerar como un AGN desvanecido (e.g., Esparza-Arredondo et al., 2020).

Parámetros básicos	
RA (J2000) ^a	12 ^h 21 ^m 55.89 ^s
DEC (J2000) ^a	4° 28' 25''
Morfología ^b	SAB(rs)bc
Inclinación ^c	25°
Distancia ^d	16.99 Mpc
Actividad ^e	Sy2/LINER
Redshift z^f	0.00522

Tabla 4.1: ^a Argyle & Eldridge (1990), ^b de Vaucouleurs et al. (1991), ^c Frei et al. (1996), ^d Kourkchi & Tully (2017), ^e Filippenko & Sargent (1985), ^f NED Database

La distancia es una cantidad muy importante para el estudio extragaláctico, pues el conocimiento preciso de ella ofrece resultados confiables en identificación de líneas de emisión y los parámetros dinámicos que pueden ser extraídos, e.g., las luminosidades en cualquier frecuencia, los factores de conversión luminosidad-masa y las densidades superficiales de masa del gas. Generalmente la distancia observada de una galaxia es la suma de la componente debida a la expansión del Universo (ver Apéndice C) y otra debido a las interacciones gravitacionales con otras galaxias. En el caso de galaxias cercanas la segunda componente se hace más importante que la primera y su cálculo se complica si la galaxia es parte de un grupo o un cúmulo de ellas, por

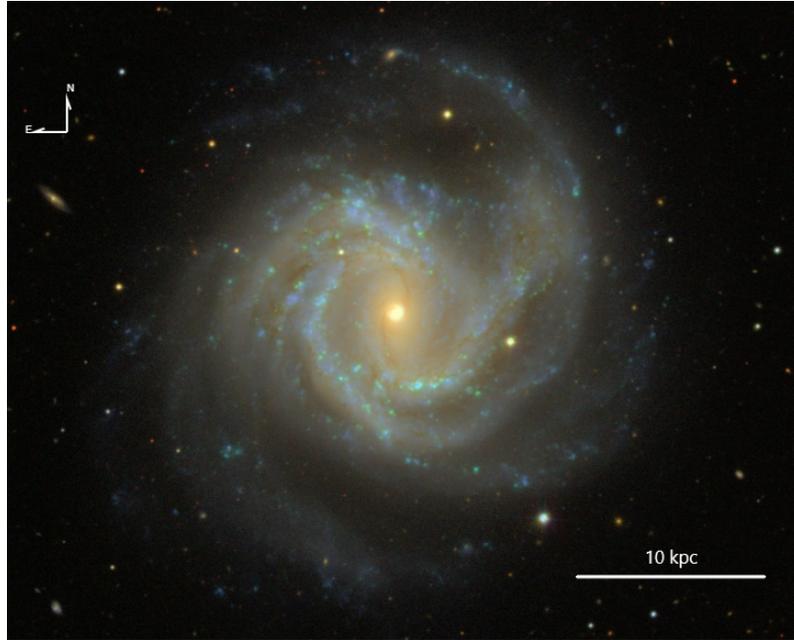


Figura 4.1: NGC 4303 vista con el Telescopio Sloan Digital Sky Survey con un FoV de 8 arcmin. Tomada de la página oficial del *Infrared Science Archive* (IRSA) <https://irsa.ipac.caltech.edu/frontpage/>.

lo que tiende a tener grandes incertidumbres. Con el paso de los años, estudios han ofrecido un valor para la distancia bajo distintos métodos como la relación Tully-Fischer (Tully & Fisher, 1977), otros con medidas independientes del *redshift* como las candelas estándar o el método de franja de Gigantes Rojas (TGBR, e.g., Anand et al., 2021). En el caso de esta galaxia, al ser miembro de un cúmulo, la distancia resulta ambigua y dependiente de los miembros más masivos del mismo o de grupos más pequeños asociados al mismo cúmulo que interactúan gravitacionalmente con ella. La distancia aquí adoptada está basada en un algoritmo que fija como el centro del grupo a la galaxia masiva M87 y busca candidatos a miembros con velocidades conocidas con otros medios como estrellas Cefeidas. El resultado es de 16.99 ± 3 Mpc (ver Kourkchi & Tully, 2017).

Las luminosidades y las intensidades de líneas presentadas aquí de otros estudios multifrecuencia de NGC 4303, serán adoptadas tal cual son publicadas por sus autores debido a que la diferencia entre las distancias de cada uno y la adoptada por nosotros es muy pequeña, además de que tales distancias caen en el rango de incertidumbre

que tiene asociada la adoptada aquí (i.e., ± 3 Mpc).

4.2. Observaciones y reducción

Las observaciones de NGC 4303 fueron realizadas con el GTM (en su fase inicial de 32 m) y el espectrómetro RSR (de aquí en adelante, RSR/GTM). La región nuclear observada se muestra en la Figura 4.2.

La calibración y la remoción de la línea de base del espectro fue llevado a cabo por el Dr. Arturo Gómez Ruiz, investigador asociado al *Instituto Nacional de Astronomía, Óptica y Electrónica* (INAOE), utilizando el software *Data REduction and Analysis Methods in PYthon* (DREAMPY) desarrollado exclusivamente para el RSR por el Dr. Gopal Narayanan (University of Massachusetts-Amherst). En el proceso de reducción se tiene un espectro cuyo eje horizontal muestra la frecuencia de observación que cubre la banda de 73 a 111 GHz, en el eje vertical se tiene la temperatura de antena (T_A) en unidades de 1×10^{-3} Kelvin; si se desea cambiar de T_A a flujo (S_ν), en unidades de Janskys, sólo hace falta usar el factor de conversión o ganancia del telescopio dado por la ecuación 3.20. El último paso para el tratamiento del espectro es obtener la temperatura del main beam (T_{mb}), por lo que se multiplicó T_A por la eficiencia del main beam (η_{mb}) del RSR/GTM para todo el ancho de banda mediante la ecuación 3.21.

Los siguientes pasos en el proceso de reducción del espectro se realizaron mediante una rutina en Python (ver Apéndice D). Primero se ajustó la frecuencia observada con el valor del *redshift* de la galaxia para tener un espectro en un marco de referencia en reposo. Después, se calculó el ruido RMS en toda la banda que cubre el RSR/GTM, encontrando que para frecuencias menores a 92 GHz la variación de RMS es menor que para las frecuencias mayores a este valor. El valor para el RMS en $\nu < 92$ GHz fue de 0.618 mK, mientras que para $\nu > 92$ GHz el RMS fue de 0.854 mK. El valor de máxima temperatura de antena de cada línea es la temperatura del máximo o peak (T_{mb}^{peak}). A las líneas cuya relación entre T_{mb}^{peak} y ruido RMS (σ) o señal a ruido (S/N) superaron los 3σ se les consideró una detección, las líneas cuya T_{mb} estaba entre 2σ y

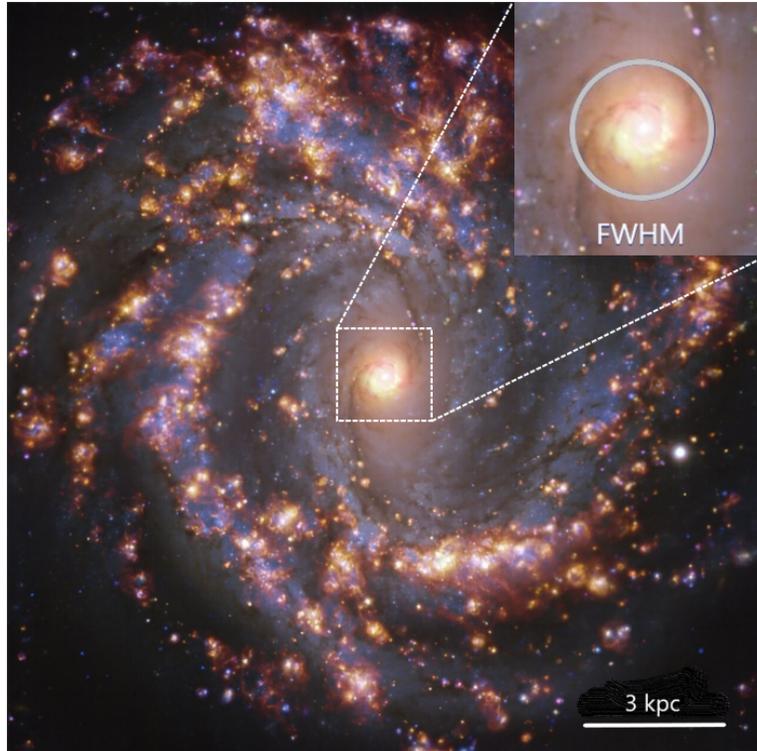


Figura 4.2: Imagen tomada con el *Multi-Unit Spectroscopic Explorer* (MUSE) con el *Very Large Telescope* (VLT) en 6 filtros ópticos: G (475 nm), [OIII] (499 nm), R (625 nm), H α (656 nm), [SII] (673 nm), I (775 nm). FoV de 2.96 x 2.95 arcmin. En el cuadro se muestra la región de observación del RSR/GTM con un FWHM del *main beam* de 22'' (~ 1.8 kpc a la distancia de NGC 4303) centrado a 100 GHz para el RSR/GTM 32 m. Original de ESO <https://eso.org/>, modificada con fines ilustrativos.

3σ se le consideró como una posible detección, mientras que a las líneas con $T_{mb} < 2\sigma$ no se consideraron como detecciones.

Bajo estos criterios se encontraron 6 líneas espectrales cuyas especies moleculares se identificaron usando la frecuencia en reposo obtenida de la base de datos de *Splatalogue*¹. Las líneas corresponden a las moléculas C₂H (87.31 GHz), HCN (88.63 GHz), HCO⁺ (89.18 GHz), HNC (90.66 GHz), C¹⁸O (109.78 GHz) y ¹³CO (110.20 GHz) en transiciones J=(1-0) y la posible detección de línea CS (97.98 GHz) en transición J=(2-1). El espectro de líneas de emisión se muestra en la Figura 4.3.

A las líneas detectadas se les ajustó un perfil gaussiano debido al ensanchamiento por efecto Doppler. Cada línea se centró en su frecuencia de reposo para transformar su

¹<https://splatalogue.online//>

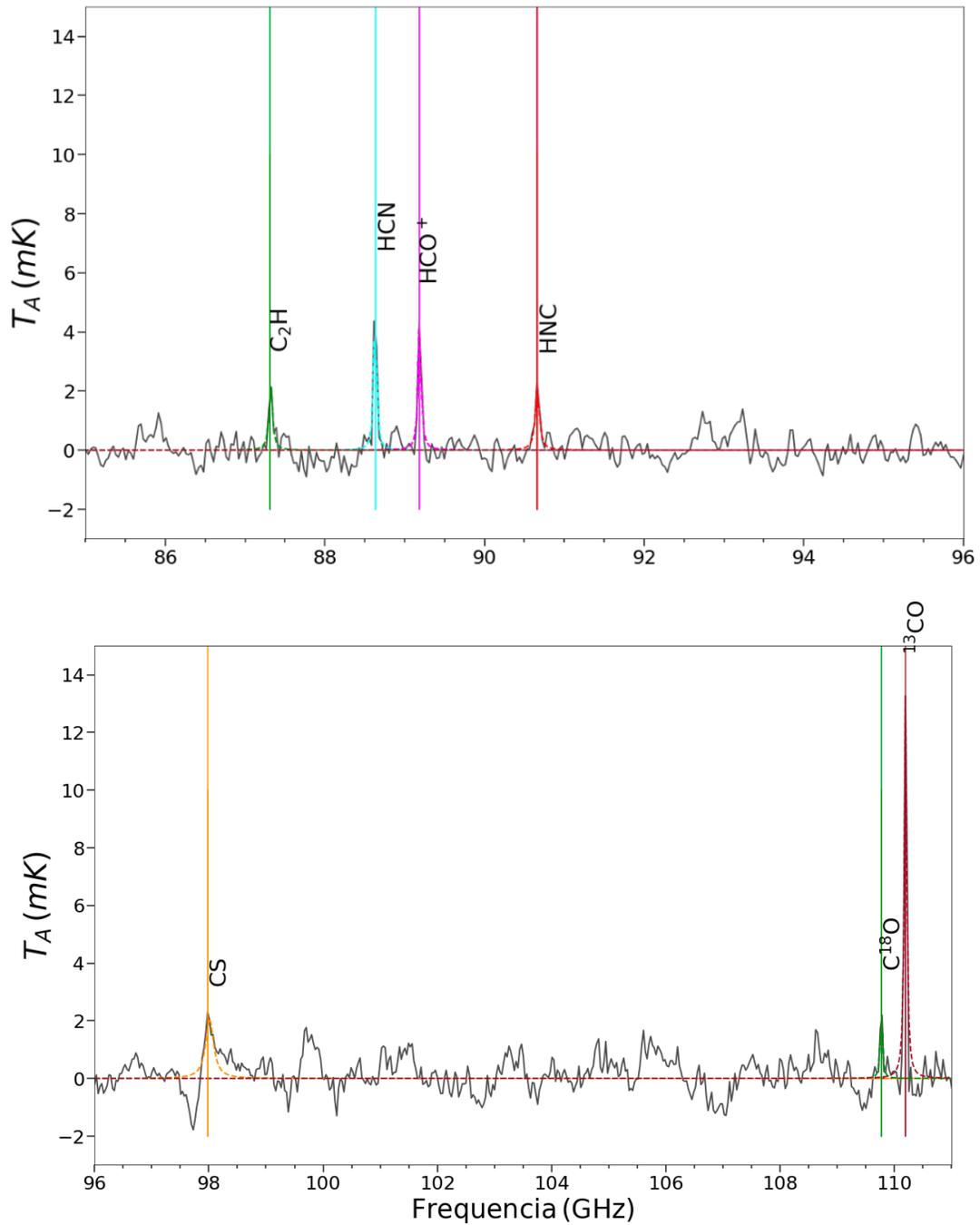


Figura 4.3: Espectro en la banda de 84 a 111 GHz del núcleo de la galaxia NGC 4303. Frecuencia corregida por *redshift* que muestra 7 líneas de emisión en sus frecuencias de reposo.

coordenada de frecuencia a velocidad con unidades de km s^{-1} , para T_{mb}^{peak} la velocidad es cero, de modo que en ambos extremos de la curva se tiene una velocidad creciente que resultó en un rango de ~ -250 a $+250 \text{ km s}^{-1}$ (ver Figura 4.4). Finalmente, la integral del ajuste gaussiano en el intervalo de velocidades resulta en la intensidad integrada para cada línea dado por la ecuación 3.19 en unidades de K km s^{-1} .

La velocidad Doppler para cada línea se obtuvo del ajuste gaussiano tomando el valor del FWHM dado por la ecuación 3.15 (columna 4, Tabla 4.2). Los errores se obtuvieron de la matriz de covarianza dada por el ajuste gaussiano en Python. Si se comparan con la resolución del RSR en el centro de la banda de 3 mm ($\sim 100 \text{ km s}^{-1}$), se presentan errores menores a la resolución.

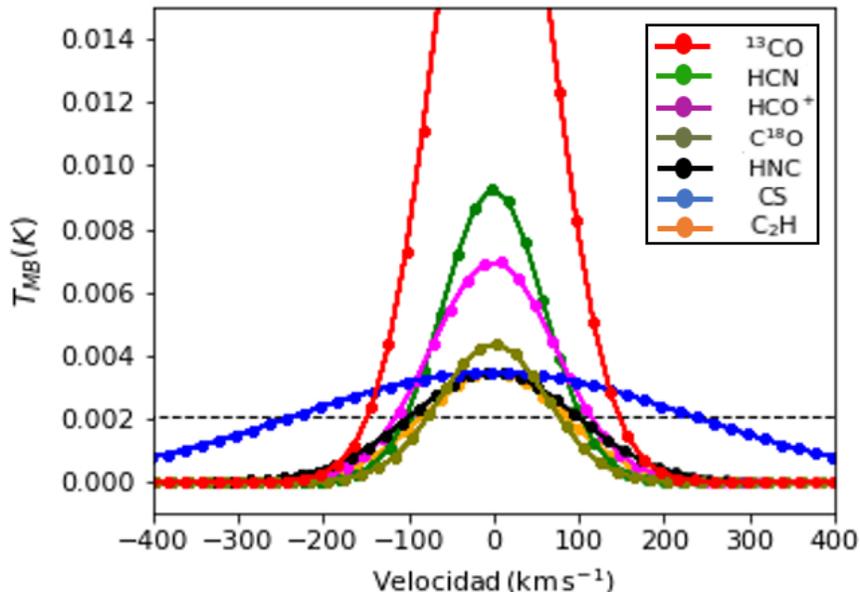


Figura 4.4: Ajustes de las líneas superpuestas centradas en su frecuencia en reposo, equivalente a velocidad igual a cero. Se observa que todas las líneas tienen el ancho de velocidad entre ~ -250 y $+250 \text{ km s}^{-1}$, salvo CS (2-1) que es considerada como una posible detección. La línea horizontal marca el valor de 3σ .

4.3. Resultados

Se obtuvieron 7 líneas de emisión con $\text{S/N} > 3$, de las cuales se considera como posible detección a CS (2-1). Todas las líneas se pueden apreciar individualmente en

las Figuras 4.5 y 4.6. Las intensidades integradas (I) para cada línea se enlistan en la Tabla 4.2, mostrando que la línea más intensa es la variedad isotópica ^{13}CO , le siguen el HCN, HCO^+ y HNC. Cabe destacar la detección de la segunda variedad isotópica C^{18}O que aquí se presenta no es detectada en estudios similares de líneas de emisión del centro de NGC 4303 como el de Yajima et al. (2019). Una caída en la señal del espectro a la derecha de la línea de CS (2-1) en 97.98 GHz provoca que el ancho de velocidad calculado sobrepase al de las otras 6 líneas, por lo tanto no se realizaron cálculos referentes a su intensidad integrada, quedando como una posible detección.

Línea	ν_0 [GHz]	I [K km s $^{-1}$]	Δv [km s $^{-1}$]	T_{MB}^{peak} [mK]
C_2H (1-0)	87.31	0.77 ± 0.03	192 ± 38	3.47 ± 0.96
HCN (1-0)	88.63	1.55 ± 0.11	138 ± 59	9.28 ± 0.97
HCO^+ (1-0)	89.18	1.41 ± 0.09	171 ± 73	6.98 ± 0.97
HNC(1-0)	90.66	0.90 ± 0.04	225 ± 48	3.47 ± 0.98
CS(2-1)*	97.98	2.06 ± 0.10	541 ± 167	3.46 ± 1.41
C^{18}O (1-0)	109.78	0.77 ± 0.04	146 ± 28	4.37 ± 1.54
^{13}CO (1-0)	110.20	4.53 ± 0.26	155 ± 29	24.45 ± 1.55

Tabla 4.2: Moléculas detectadas en el centro de NGC 4303 con sus respectivas frecuencias de reposo, intensidades integradas, ancho de línea del FWHM y temperatura de pico. *Posible detección.

Para los cálculos siguientes se necesitó comprobar que la línea de ^{12}CO fuera ópticamente gruesa y que la de ^{13}CO fuese ópticamente delgada, según las hipótesis antes expuestas. Para ello, se calculó la profundidad óptica (τ_{13}) para ^{13}CO ayudándome del valor de I_{12} obtenido por otros autores y siguiendo el método de Jiménez-Donaire et al. (2017) con la siguiente ecuación:

$$\tau_{13} = \ln \left[1 - \frac{I_{13}}{I_{12}} \right] \quad (4.1)$$

Debido a que no tenemos la intensidad integrada de la línea de ^{12}CO , pues su frecuencia en reposo sale del ancho de banda observado, se tomó el valor de $\mathbf{I}_{12} = 55.2 \pm 5.5 \text{ K km s}^{-1}$ obtenido por el telescopio IRAM y publicado por Israel (2020). Sustituyendo este valor en la ecuación 4.1 se obtuvo $\tau_{13} = 0.08 \pm 0.01 < 1$, i.e., línea ópticamente delgada. Para la línea de ^{12}CO se calculó τ_{12} multiplicando τ_{13} por la abundancia re-

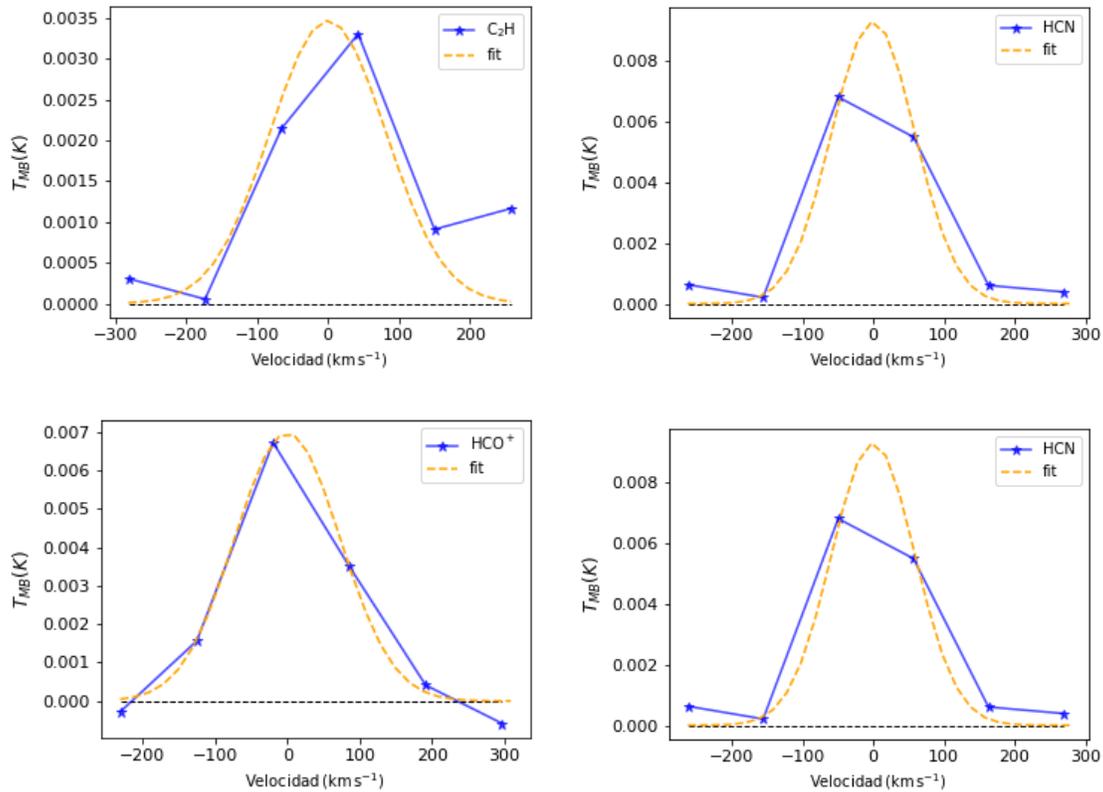


Figura 4.5: Perfil de líneas de emisión molecular (línea azul) y su respectivo ajuste gaussiano (línea punteada naranja) para el cálculo de la intensidad integrada. De izquierda a derecha: (Arriba) C₂H, HCN, (Abajo) HCO⁺, HNC.

lativa de $[^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}]=89$ dada en la Sección 2.6, resultando en $\tau_{12} = 7.12 \pm 0.89 > 1$, i.e., I₁₂ es una línea ópticamente gruesa.

Densidad columnar N(H₂)

El cálculo de la densidad columnar de H₂ está dado directamente por la ecuación 2.14 usando la intensidad de ¹²CO, sin embargo, existe otra opción si se cuenta con la intensidad de la línea de ¹³CO y su temperatura de excitación, siendo un resultado más confiable debido a que la línea de ¹³CO es ópticamente delgada.

Como primer paso se calculó la densidad columnar (N¹³) de la variante isotópica suponiendo equilibrio térmico local con la ecuación 4.2 dada por Jiménez-Donaire et al. (2017). Además, se propusieron 3 valores para la temperatura de excitación

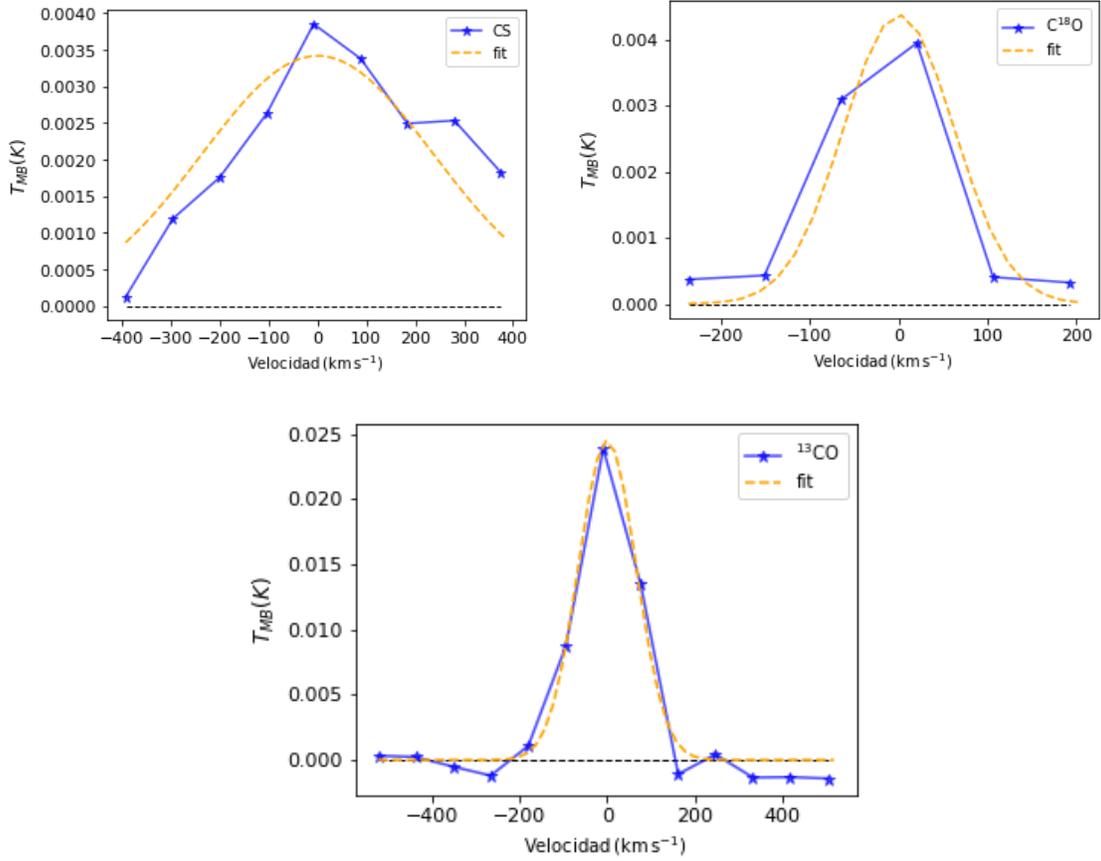


Figura 4.6: Continuación. Perfil de líneas de emisión molecular. De izquierda a derecha: (Arriba) CS, C¹⁸O, (Abajo) ¹³CO.

(T_{ex}) comúnmente encontradas en nubes moleculares densas: 10, 20 y 30 K.

$$\left[\frac{N^{13}}{cm^{-2}} \right] = 3 \times 10^{14} \left[\frac{I_{13}}{K km s^{-1}} \right] \left[\frac{1}{1 - e^{-\tau_{13}}} \right] \frac{\tau_0^{13}}{1 - e^{-5.29/T_{ex}}} \quad (4.2)$$

Como segundo paso se calculó el valor de $N(H_2)$ multiplicando por la abundancia relativa entre $[H_2/^{13}CO] = 588,235$ (Dickman, 1978) con la siguiente ecuación:

$$\left[\frac{N(H_2)}{cm^{-2}} \right] = \left[\frac{H_2}{^{13}CO} \right] \left[\frac{N^{13}}{cm^{-2}} \right] \quad (4.3)$$

Si se requiere, también se puede encontrar la densidad columnar de ¹²CO sólo multiplicando por la abundancia relativa entre $[^{12}CO/^{13}CO]$.

$$\left[\frac{N^{12}}{cm^{-2}} \right] = \frac{[^{12}CO]}{[^{13}CO]} \left[\frac{N^{13}}{cm^{-2}} \right] \quad (4.4)$$

Como último paso, la masa de hidrógeno molecular se aproximó con la ecuación 4.5 suponiendo una estructura esférica en una nube con diámetro d . Éste se calcula en términos del *main beam* del telescopio, que para la línea de ^{13}CO es de $20''$ y que equivale a un círculo de 1647 pc de diámetro.

$$M(H_2) = \frac{\pi d^2}{4} N(H_2) m_{H_2} \quad (4.5)$$

Donde m_{H_2} es la masa molecular del H_2 . Los valores obtenidos para las densidades columnares y la masa total de hidrógeno molecular M_{H_2} para las 3 temperaturas de excitación propuestas se encuentran en la Tabla 4.3.

T_{ex} [K]	N^{13} [$\times 10^{15} cm^{-2}$]	N^{12} [$\times 10^{17} cm^{-2}$]	$N(H_2)$ [$\times 10^{21} cm^{-2}$]	$M(H_2)$ [$\times 10^7 M_\odot$]
10	3.44 ± 0.63	3.06 ± 0.56	2.02 ± 0.37	6.88 ± 1.26
20	6.08 ± 1.11	5.41 ± 0.99	3.58 ± 0.65	12.17 ± 2.23
30	8.74 ± 1.60	7.78 ± 1.42	5.14 ± 0.94	17.50 ± 3.20

Tabla 4.3: Densidades columnares de ^{12}CO , ^{13}CO , H_2 y masas de gas molecular relativo a H_2 para tres temperaturas de excitación propuestas: 10, 20, 30 K.

Densidades superficiales

Para conocer la cantidad de gas en la región observada se calculó la densidad superficial de gas de hidrógeno molecular (Σ_{H_2}), que nos dice la cantidad de masa de H_2 en un parsec cuadrado de área. Por lo tanto, tomando la masa de H_2 calculada con $T_{ex} = 30$ K (ver justificación en Sección 4.4), el área equivalente a un círculo de 1647 pc de diámetro y corrigiendo por la inclinación de la galaxia, se tiene que $\Sigma_{H_2} = 79 \pm 14 M_\odot pc^{-2}$.

Para obtener la masa de gas molecular (M_{mol}) se debe incluir la contribución del helio molecular a la masa de H_2 con la siguiente relación $M_{mol} \sim 1.36 M(H_2)$ (Teng et al., 2022). Así $M_{mol} = (2.38 \pm 0.43) \times 10^8 M_\odot$ y siguiendo el procedimiento anterior

se tiene una densidad superficial de gas molecular $\Sigma_{mol} = 107 \pm 19 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$.

Recordando la ecuación 2.16 de la Sección 2.7 se define el factor de conversión masa-luminosidad como α_{13CO} , con unidades de $M_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$. De modo que reescribiendo la relación Larson-Solomon se tiene que:

$$M_{mol} = \alpha_{13CO} L_{13} \quad (4.6)$$

Otra forma de relacionar el factor α_{13CO} es con la intensidad integrada de la línea:

$$\alpha_{13CO} = \frac{\Sigma_{mol}}{I_{13}} \quad (4.7)$$

Usero et al. (2015) realizan el cálculo de densidad superficial de gas molecular pero derivado de la intensidad de ^{12}CO con la ecuación:

$$\Sigma_{mol}[M_{\odot} \text{ pc}^{-2}] = \alpha_{CO} I_{12} \cos(i) \quad (4.8)$$

donde i es la inclinación de la galaxia y α_{CO} es el factor de conversión de ^{12}CO a masa molecular igual a $4.4 M_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$ dado por Bolatto et al. (2013). El resultado con I_{12} de la literatura es de $\Sigma_{mol} = 201 \pm 3 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$.

Análogamente, se calculó la densidad superficial de gas molecular denso trazado por la línea de HCN con la siguiente ecuación:

$$\Sigma_{dense}[M_{\odot} \text{ pc}^{-2}] = \alpha_{HCN} I_{HCN} \cos(i) \quad (4.9)$$

Donde $\alpha_{HCN} = 10 M_{\odot} \text{ pc}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$, propuesto por Gao & Solomon (2004b) como un valor típico de galaxias espirales. El resultado para la intensidad de HCN aquí obtenida es de $\Sigma_{dense} = 14 \pm 1 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$.

Con Σ_{dense} y Σ_{mol} para una $T_{ex} = 30 \text{ K}$, se puede calcular la fracción de gas molecular denso (f_{dense}) en la región observada como:

$$f_{dense} = \frac{\Sigma_{dense}}{\Sigma_{mol}} = 0.13 \quad (4.10)$$

Luminosidades

Gao & Solomon (2004b) calculan la luminosidad para una fuente extendida con tamaño mayor al *main beam* del telescopio, pero que, al no ser mapeada en el eje mayor se toma como una fuente con tamaño igual o menor al *main beam* del telescopio. El cálculo está dado por la siguiente fórmula:

$$L'_{HCN} \approx \Omega_{mb} I_{HCN} D_L^2 (1+z)^{-3} [K km s^{-1} pc^{-2}] \quad (4.11)$$

Donde Ω_{mb} es el ángulo sólido del *main beam*, D_L es la distancia luminosa o la distancia de la fuente al observador en parsecs, I_{HCN} es la intensidad integrada de la línea de HCN, z es el *redshift* de la fuente.

Sustituyendo la ecuación 3.6 en 4.11, podemos reescribir la luminosidad en términos del FWHM del telescopio, i.e., en términos de la frecuencia de la línea de emisión dada como:

$$L'_{HCN} \approx \frac{\pi}{4 \ln(2)} \theta_{FWHM}^2 I_{HCN} D_L^2 (1+z)^{-3} [K km s^{-1} pc^{-2}] \quad (4.12)$$

Con la ecuación anterior se calculó la luminosidad de los trazadores de gas denso simplemente sustituyendo las intensidades integradas obtenidas en este trabajo, e.g., HCN por HCO⁺ y el θ_{FWHM} correspondiente a la frecuencia de observación. Los resultados se encuentran en la Tabla 4.4.

Con los datos antes calculados de M_{mol} , Σ_{mol} y las ecuaciones 4.6 y 4.7 se calculó el factor α_{13CO} y la luminosidad de ¹³CO, dando como resultado $\alpha_{13CO} = (23.6 \pm 4.4) M_{\odot} pc^{-2} (K km s^{-1})^{-1}$ y $L_{13} = (1.0 \pm 0.2) \times 10^7 K km s^{-1} pc^{-2}$. La luminosidad de ¹²CO se calcula con la ecuación 4.8 y el FWHM de 22'' con el que fue observada la línea. El resultado es de $L_{12} = 1.49 \times 10^8 K km s^{-1} pc^{-2}$.

Cocientes de líneas

Con el objetivo de conocer las abundancias el gas molecular en la región nuclear obscurecida se realizaron cocientes de líneas de emisión entre los principales trazadores

Línea	L_{gas} $\times 10^6$ [K km s ⁻¹ pc ²]	Log(L_{gas}) [K km s ⁻¹ pc ²]
C ₂ H	3.78 ± 0.68	6.58 ± 0.07
HCN	7.38 ± 1.40	6.87 ± 0.08
HCO ⁺	6.63 ± 1.24	6.82 ± 0.08
HNC	4.09 ± 0.75	6.61 ± 0.08
Total denso	21.88 ± 4.07	6.90 ± 0.08
¹³ CO	10 ± 2	7 ± 0.09

Tabla 4.4: Luminosidades de las distintas líneas de gas denso y del gas difuso ¹³CO.

de gas denso: HCN, HNC y HCO⁺; y los trazadores de gas difuso: ¹³CO, C¹⁸O y ¹²CO (con la intensidad de línea $I_{12} = 55.2 \pm 5.5$ K km s⁻¹). Los resultados se encuentran en las Tablas 4.5 y 4.6.

Cociente	Valor
C ₂ H / C ¹⁸ O	1.01 ± 0.07
HCN / C ¹⁸ O	2.01 ± 0.18
HCO ⁺ / C ¹⁸ O	1.83 ± 0.15
HNC / C ¹⁸ O	1.17 ± 0.08
CS / C ¹⁸ O	2.67 ± 0.19
¹³ CO / C ¹⁸ O	5.88 ± 0.46
HCN / ¹² CO	0.028 ± 0.002
HCO ⁺ / ¹² CO	0.025 ± 0.003
HNC / ¹² CO	0.016 ± 0.003
¹³ CO / ¹² CO	0.082 ± 0.010
C ¹⁸ O / ¹² CO	0.013 ± 0.002

Tabla 4.5: Cocientes de intensidades integradas relativas a los trazadores de gas difuso C¹⁸O y ¹²CO.

Cociente	Valor
HNC / HCN	0.58 ± 0.04
HCO ⁺ / HCN	0.91 ± 0.08
C ₂ H / HCN	0.38 ± 0.04

Tabla 4.6: Cocientes entre los principales trazadores de gas denso.

4.4. Discusión

Masa de gas denso

La masa de hidrógeno molecular obtenida para el *main beam* del telescopio centrado en la línea de ^{13}CO se puede comparar con la encontrada por [Schinnerer et al. \(2002\)](#) en un estudio de alta resolución espacial (~ 150 pc) de gas molecular trazado por la línea de ^{12}CO ($J=1-0$), hecho con el interferómetro milimétrico *Owens Valley Radio Observatory* (OVRO). Como se observa en la Figura 4.7, ellos encuentran que en un disco central de $8''$ (~ 630 pc) se concentra $7 \times 10^7 M_{\odot}$ de la masa de H_2 . Además, en los brazos noreste y suroeste que se extienden en una región de $22'' \times 22''$, se concentra ~ 2 veces el valor de la masa del disco, por lo tanto, la masa de gas de hidrógeno molecular que se encuentra en el disco y ambos brazos es de $M(\text{H}_2) = 1.81 \times 10^8 M_{\odot}$. Para la región de $20''$ (~ 1647 pc) observada por RSR/GTM, la masa calculada es de $(1.75 \pm 0.32) \times 10^8 M_{\odot}$.

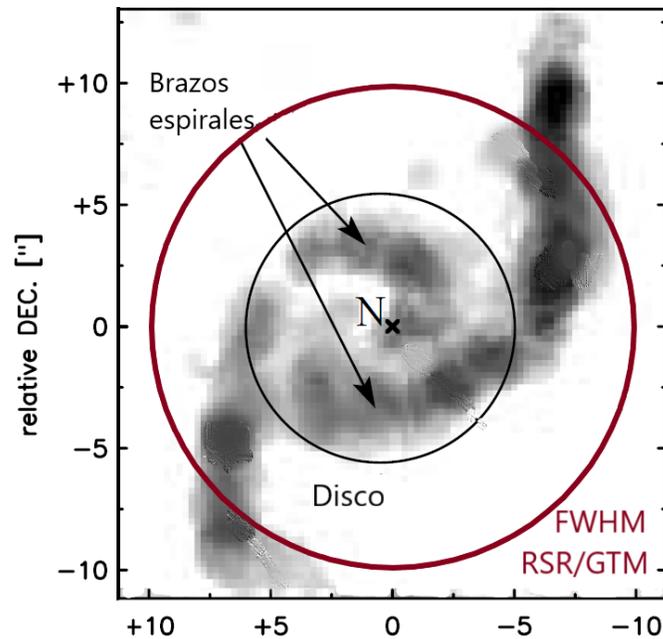


Figura 4.7: Mapa de alta resolución espacial (~ 150 pc) del centro de la galaxia NGC 4303 tomada OVRO con la línea ^{12}CO (1-0). El disco tiene $8''$ de diámetro (línea negra). Imagen de [Schinnerer et al. \(2002\)](#) y modificada para ilustrar el área observada (círculo guinda) por RSR/GTM con $20''$ de diámetro para la línea de ^{13}CO .

La región observada por RSR/GTM no cubre totalmente los brazos y esto hace que el valor de masa sea menor al reportado por [Schinnerer et al. \(2002\)](#), pero al estar la mayoría del gas concentrado en la región central, la diferencia entre ambos resultados es pequeña, i.e., $(0.06 \pm 0.32) \times 10^8 M_{\odot}$. Otra razón a considerar es que ellos calculan la masa molecular con la línea ópticamente gruesa de ^{12}CO , mientras que aquí se usa la línea ópticamente delgada de ^{13}CO y al final este hecho compensa claramente la falta de resolución espacial que tiene el RSR/GTM comparado con el OVRO.

La densidad superficial de gas molecular denso (Σ_{dense}) obtenido de la ecuación 4.9 se encuentra integrando en una región donde el gas molecular no se encuentra homogéneamente distribuido, sino más bien en una región con zonas donde no hay emisión de gas y está compuesta por un disco central y dos brazos espirales (ver Figura 4.7), por lo que Σ_{dense} se encuentra subestimada. El resultado importante es poder calcular la cantidad de gas denso trazado por HCN que se encuentra en la región donde sí hay emisión de gas y que es $M_{dense} = (3.8 \pm 0.3) \times 10^7 M_{\odot}$, solo 4 veces menor que la cantidad de gas de hidrógeno molecular.

En la Figura 4.8 se observa la curva de rotación de la galaxia trazada por el gas molecular ^{12}CO J=(2-1) a resolución de ~ 150 pc hecho por [Lang et al. \(2020\)](#) con ALMA y las curvas obtenidas para simulaciones de formación de la barra central hechas por [Iles et al. \(2021\)](#). Como se puede observar, para un radio $r \leq 1$ kpc la velocidad de rotación (V_{rot}) de las simulaciones (IsoB IC, líneas azules) están en el rango de 150 - 175 km s^{-1} , mientras que el ajuste a los datos observacionales (triángulos) de [Lang et al. \(2020\)](#) da una velocidad de $V = 178.2 \text{ km s}^{-1}$. Las velocidades obtenidas en este trabajo de los perfiles de línea para el gas difuso, i.e., ^{13}CO y C^{18}O , dan un valor promedio de $151 \pm 29 \text{ km s}^{-1}$ que coinciden con el valor de la velocidad de rotación desde 1 kpc hasta 3 kpc, es decir, el radio de la barra de la galaxia, $r_{bar} = 2.50 \pm 0.63 \text{ kpc}$ (e.g., [Zurita et al., 2021](#)).

El valor promedio de velocidad para los trazadores de gas denso C_2H , HCN, HNC y HCO^+ obtenido aquí es de $180 \pm 55 \text{ km s}^{-1}$, que coinciden con los obtenidos por

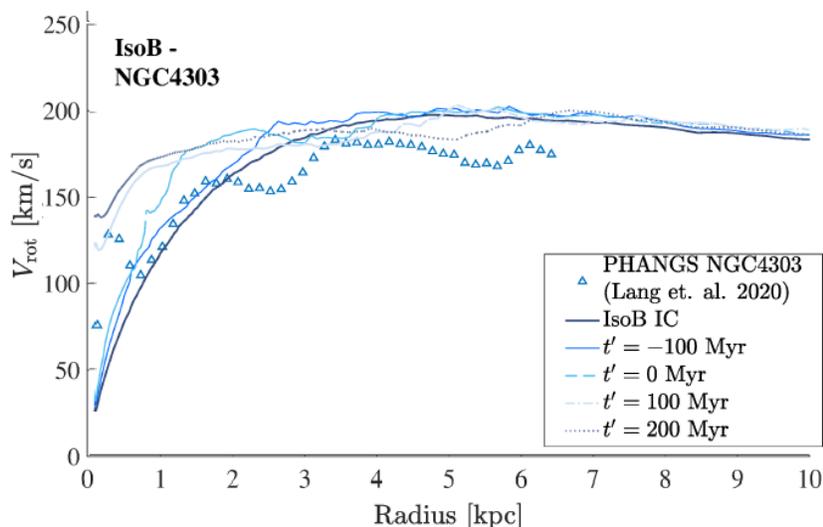


Figura 4.8: Curvas de rotación de la galaxia NGC 4303 con simulaciones de formación de la barra a diferentes condiciones temporales iniciales (líneas punteadas) y la obtenida por observaciones (triángulos) de ALMA del gas molecular $^{12}\text{CO}(2-1)$ por Lang et al. (2020). Gráfica modificada de la original publicada por Iles et al. (2021).

ajuste de Lang et al. (2020). La velocidad del gas denso es mayor al gas difuso e incluso comparable con la velocidad a la que se encuentra el gas en las regiones de los brazos de la galaxia, tal vez debida a la influencia de la acreción del SMBH.

Cocientes de líneas de emisión

El método de cocientes de líneas de emisión moleculares ayuda a cuantificar el gas molecular en regiones específicas de las galaxias, en el caso de los AGNs, estos cocientes pueden dar una información de las características de formación estelar o de la acreción del SMBH.

Estudios previos han tratado de clasificar la actividad de las galaxias mediante diagramas con cocientes de líneas moleculares, e.g., HCN/HNC , HCN/HCO^+ (Kohno et al., 2001; Baan et al., 2008; Costagliola et al., 2011; Jiang et al., 2011). Un problema es la capacidad para detectar las líneas de gas denso en galaxias lejanas, pues el *main beam* del telescopio es mayor que el tamaño de las mismas, por lo que la intensidad de las líneas es la suma de la intensidad del disco (brazos) y del centro. Además de este problema de resolución espacial, es importante detectar altas transiciones de los

trazadores de gas denso que son líneas ópticamente delgadas, aunque son incluso más débiles que las de transición rotacional $J=(1-0)$.

Estudios de gas denso en galaxias cercanas muestran que los principales cocientes de líneas tienen un valor máximo en el centro y decrecen radialmente hacia las partes más externas del disco o brazos espirales (Jiménez-Donaire et al., 2019). Al graficar los cocientes de gas denso HNC, HCN, HCO^+ en función de la intensidad de ^{12}CO en un diagrama de diagnóstico se observa una relación creciente que separa claramente las regiones de la galaxia, siendo los centros galácticos los de mayor intensidad (ver Figura 4.9).

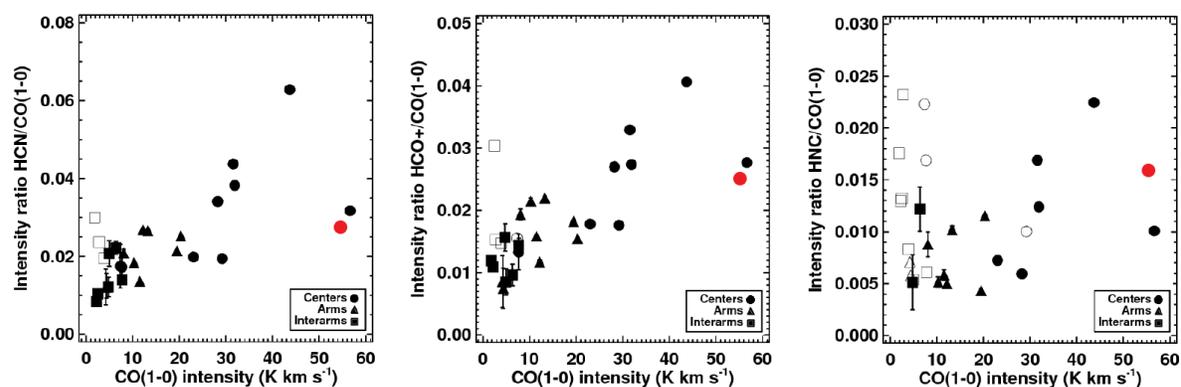


Figura 4.9: Diagramas de diagnóstico de los trazadores de gas denso HCN, HCO^+ y HNC en función del trazador de gas difuso ^{12}CO para 9 galaxias del estudio de Jiménez-Donaire et al. (2019) y para el centro de NGC 4303 (punto rojo) de este trabajo. Gráfica modificada del artículo original.

Al ejemplo anterior se le añadieron los cocientes $\text{HCN}/^{12}\text{CO}$, $\text{HCO}^+ / ^{12}\text{CO}$ y $\text{HNC}/^{12}\text{CO}$ de la Tabla 4.5 encontrados para el núcleo oscurecido de NGC 4303. Como se observa en la Figura 4.9 nuestros valores (puntos rojos) se ubican en la región donde se encuentran los centros galácticos de 9 galaxias espirales cercanas. Cabe señalar que el centro de la galaxia que se encuentra más cerca de nuestro punto, es de la galaxia espiral barrada NGC 6946 clasificada como *Sy2*.

El cociente entre las intensidades integradas del gas difuso ^{12}CO y ^{13}CO es denotada por $R_{12/13}$ y ha sido estudiado para una gran muestra de galaxias al ser generalmente más intensas y fáciles de detectar (e.g., Aladro et al., 2015; Israel, 2020). El

valor del cociente para el núcleo de la galaxia NGC 4303 es de $R_{12/13} = 12.1 \pm 1.4$ y es menor que el valor medio $R_{12/13} = 13 \pm 6$ de galaxias cercanas tipo SB encontrado por [Aalto et al. \(1995\)](#). Este cociente en especial nos dan información sobre la variación de la profundidad óptica en cada galaxia, así como las abundancias relativas de ^{12}C y ^{13}C . En el caso de ^{12}C , éste puede ser producido por supernovas de estrellas masivas, mientras que ^{13}C puede ser producido por estrellas de baja masa o por intercambios de iones $^{13}\text{C}^+$ en regiones con temperaturas ~ 10 K (e.g., [Keene et al., 1998](#); [Davis, 2014](#)).

El cociente $\text{HNC}/\text{HCN} = 0.58 \pm 0.04$ indica que la abundancia de HNC es menor comparada con HCN. Según [Hirota et al. \(1998\)](#), este valor es consecuencia de que esta región molecular central tenga una temperatura $T_{ex} > 24$ K en donde las reacciones neutral-neutral se llevan a cabo, de modo que la molécula HNC se destruya para formar su isómero HCN. Esto soporta la idea de que los cálculos de densidades superficiales se hayan realizado con el valor de $M(H_2)$ obtenida para una $T_{ex} = 30$ K.

El cociente HCO^+/HCN es el más sensible a los cambios de densidad pues HCO^+ tiene una densidad crítica un orden de magnitud menor que HCN. Además, HCO^+ tiende a recombinarse rápido cuando el medio es denso debido a los electrones que se encuentran libres, sin embargo, la abundancia de la molécula comparada con HCN es muy similar, lo que indica que a altas densidades también existe un mecanismo que enriquezca la abundancia de HCO^+ . Estudios de abundancias moleculares de [Meijerink & Spaans \(2005\)](#) sugieren que en regiones dominadas por fotones ionizantes (PDRs), esta molécula mejorará su abundancia para densidades $n > 10^5 \text{ cm}^{-3}$. Sin embargo, otra opción es que cocientes menores a uno se obtengan en regiones dominadas por rayos X (XDRs, por sus siglas en inglés) causados por el AGN pero con baja densidad $n > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y $N(\text{H}_2) < 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (e.g., [Loenen et al., 2008](#)), que concuerda con el valor de $N(\text{H}_2)$ encontrado en este trabajo.

En cuanto a la presencia de C_2H en la región central, ésta puede ser debida a una alta tasa de ionización de rayos cósmicos que favorecen su abundancia debido a que se forma gracias al radical C^+ con otros hidrocarburos (e.g., [Meier & Turner, 2005](#)). También se puede asociar su presencia y abundancia a las reacciones que producen las

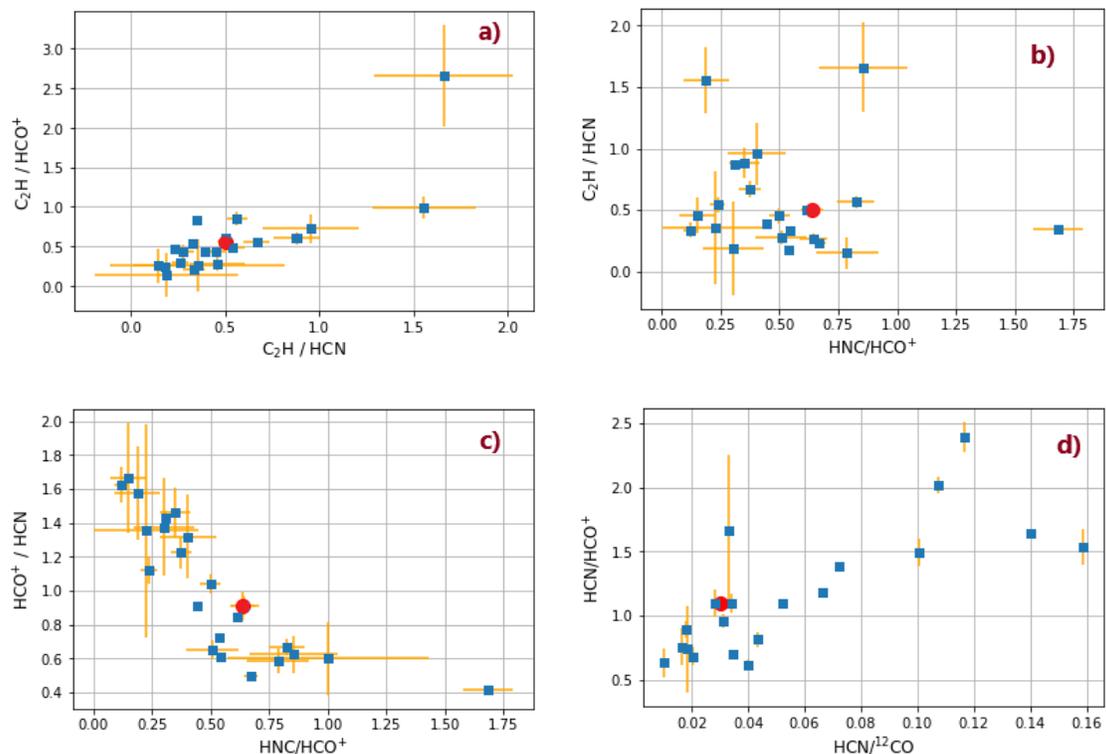


Figura 4.10: Cocientes de líneas de gas denso de una muestra de galaxias tomada de la literatura (ver Tabla 4.8). El valor del centro de la galaxia NGC 4303 se encuentra señalado con un círculo rojo. De izquierda a derecha: a) C_2H/HCN vs. C_2H/HCO^+ , b) HNC/HCO^+ vs. C_2H/HCN , c) HNC/HCO^+ vs. HCO^+/HCN , d) $HCN/^{12}CO$ vs. HCN/HCO^+

PDRs asociadas con regiones masivas y calientes de formación estelar (e.g., [Martín, S. et al., 2015](#)).

Para una muestra de 23 galaxias cuyas intensidades integradas de HCN, HNC, C_2H , HCO^+ , ^{12}CO y ^{13}CO se reportan en la literatura (ver Tabla 4.8), se realizaron diagramas de cocientes de líneas de emisión agregando los valores encontrados para el centro de NGC 4303 (ver Figura 4.10). En estos diagramas no se observa una relación entre la intensidad de las líneas y la actividad de las galaxias, pues los tipos SB y AGN se encuentran mezclados. Lo que sí se puede observar son tendencias de linealidad entre los cocientes: C_2H/HCN vs. C_2H/HCO^+ , HNC/HCO^+ vs. HCO^+/HCN y $HCN/^{12}CO$ vs. HCN/HCO^+ .

En la primera relación, Figura 4.10 a), se observa que cuando C_2H aumenta, HCN y HCO^+ disminuyen pero HCN lo hace más rápido. En el diagrama d) para los cocientes $HCN/^{12}CO$ vs. HCN/HCO^+ se observa una relación creciente donde para valores de HCN/HCO^+ menores a uno, la mayoría de las galaxias de la muestra presenta baja fracción de gas denso, mientras que para valores de HCN/HCO^+ mayores a uno la cantidad de gas denso con respecto a gas difuso crece rápidamente en un factor de 5-8 veces.

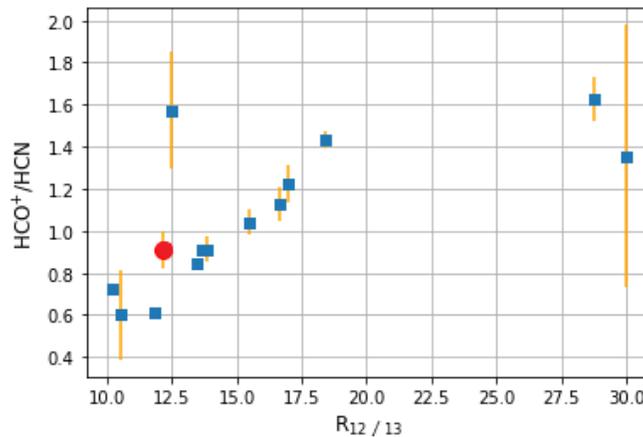


Figura 4.11: Diagrama de cocientes de línea entre $R_{12/13}$ vs. HCO^+/HCN . Los valores para el núcleo de NGC 4303 se encuentran marcados con el punto rojo.

En la Figura 4.11 se muestra un diagrama entre el cociente $R_{12/13}$ vs. HCO^+/HCN . En él se observa una relación creciente, donde para valores de HCO^+/HCN menores a 1, i.e., alta densidad, la contribución de la variedad isotópica ^{13}CO se hace presente para valores de $R_{12/13} < 15$, i.e., para galaxias espirales cercanas.

Como se expresó arriba, los diagramas no nos pueden ofrecer un diagnóstico de la presencia o no de AGNs oscurecidos, pero sí puede decirnos más sobre las abundancias del gas molecular en cuanto al cambio de las condiciones de densidad y temperatura en las regiones cercanas a los centros galácticos. Esto puede llevar a la caracterización de las condiciones de formación estelar activa o de la supresión de la misma en las regiones circundantes a un SMBH.

Relación L_{HCN} vs. L_{IR}

Por último, HCN es un indicador de gas denso y por lo tanto de la actividad de formación estelar. La luminosidad en IR es tomada de los datos de archivo de Spitzer MIPS y Herschel PACS instrumentos de NASA/IPAC. [Li et al. \(2020\)](#) hace relaciona la emisión molecular con la L_{IR} corregida a la región del *main beam* del telescopio IRAM. El logaritmo de la luminosidad en infrarrojo resultante de la corrección y tomada en este trabajo es de $\log(L_{IR}) = 9.6 \pm 0.11 L_{\odot}$.

Con el valor $\log(L_{HCN}) = 6.87 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$, de luminosidad para la línea de HCN tomado de la Tabla 4.4, se puede visualizar la relación de formación estelar en la Figura 4.12. El valor cae en la franja estrecha obtenida de una muestra de valores para galaxias cercanas y nubes moleculares individuales de nuestra Galaxia realizada por múltiples autores. Cabe mencionar que la relación es independiente de la región de la galaxia en donde se calculen dichas luminosidades.

Rayos X

Como se abordó en la sección 1.2.1, los AGNs oscurecidos han sido eficientemente detectados en observaciones de rayos X gracias a que presentan varias características que pueden confirmarlos. Primero está una alta luminosidad nuclear $\log L_X = 38 \text{ erg s}^{-1}$ derivada de una alta actividad, otra es la presencia de la línea de Fe $K\alpha$ a 6.4 keV en su espectro y por último, como indicativo de una región oscurecida y alta absorción por material, tienen densidades columnares de hidrógeno neutro con valores de $N_H > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$.

En el caso de esta galaxia, datos en los rayos X suaves obtenidos por CHANDRA indican una fuente central luminosa con $L_X = 39.77 \text{ erg s}^{-1}$ cuya densidad espectral de energía puede modelarse mediante una ley de potencias más un modelo de gas caliente difuso. Aunque fue observada en el rango de 0.2-10 keV, no se observa la emisión de la línea fluorescente de Fe $K\alpha$. Reportan un límite superior para la columna de hidrógeno neutro $N_H < 3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ ([Tzanavaris & Georgantopoulos, 2007](#)).

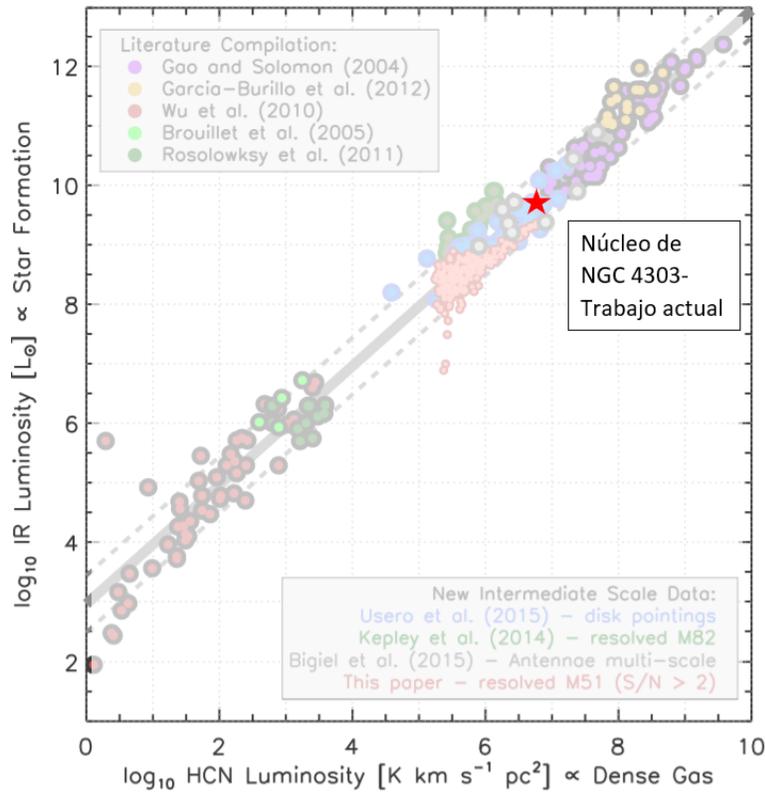


Figura 4.12: Relación L_{HCN} vs. L_{IR} . Original de Bigiel et al. (2016) y modificada para mostrar los valores del núcleo obscurecido (estrella roja) de la galaxia NGC 4303 en la relación de formación estelar.

El valor aquí obtenido para la columna de hidrógeno molecular en la región central es de $N(\text{H}_2) = 5.14 \pm 0.94 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$. Incluso sin tomar en cuenta la aportación a la masa del hidrógeno atómico que es de $M(\text{H}) = 1.17 \times 10^{10} M_{\odot}$ en todo el disco de la galaxia (Haynes et al., 2018), la densidad supera el límite reportado por Tzanavaris & Georgantopoulos (2007), pero aún está 3 órdenes de magnitud por debajo de las densidades columnares de un CT-AGN, i.e., $N(\text{H}) > 10^{24} \text{ cm}^{-2}$.

Distribución espectral de energía

Gracias a información multifrecuencia de un AGN se puede construir el espectro de banda ancha característico o distribución espectral de energía SED (por sus siglas en inglés, Spectral Energy Distribution) mismo que a su vez se puede dividir por componentes en las principales bandas del espectro que determinan los procesos

responsables de tal emisión. En el caso de los AGNs, la emisión en radio continuo es gracias a emisión sincrotrón de los jets y fuentes centrales no resueltas, el exceso en IR es dominado por reemisión térmica por granos de polvo, mientras que una prominente joroba o “*big blue bump*” en el UV-Óptico presumiblemente es debida al disco de acreción ópticamente grueso que emite como cuerpo negro. En los rayos X se observa un exceso debido a emisión Compton-inverso debido a la corona y la BLR en la parte central del SMBH (Ho, 2008).

El SED de la galaxia NGC 4303 muestra el característico “*big blue bump*” y una brecha vacía tanto en la región milimétrica como en la parte de rayos X suaves, por lo que el aporte de esta tesis es indispensable para el conocimiento integral de esta galaxia. Si la galaxia contiene un CT-AGN no es claro, a falta de rayos X duros que lo comprueben, la cantidad de gas molecular en la región central deriva a una formación estelar activa y a una alta densidad columnar.

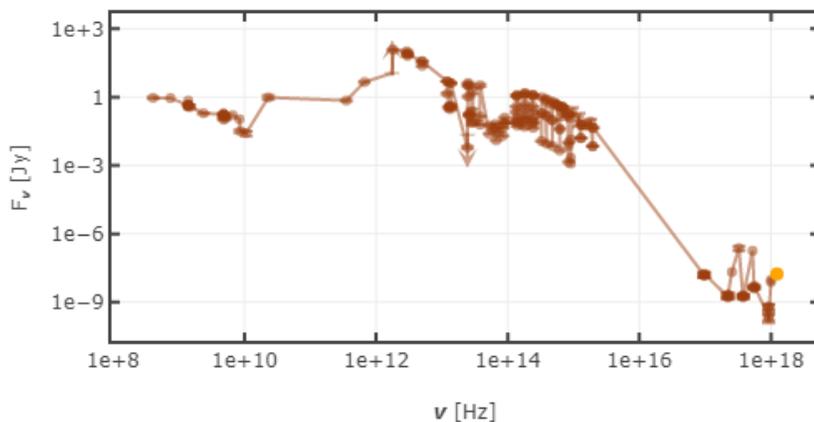


Figura 4.13: Distribución espectral de energía (SED) de la galaxia NGC 4303. Tomada de *NASA/IPAC Extragalactic Database (NED)*

Parámetros del gas denso ($T_{ex} = 30$ K, $\tau_{13}=0.08$)			
$N(\text{H}_2)$ [cm^{-2}]	M_{H_2} [M_{\odot}]	M_{mol} [M_{\odot}]	Σ_{mol} [$M_{\odot} \text{pc}^{-2}$]
$(5.14 \pm 0.94) \times 10^{21}$	$(17.5 \pm 3.2) \times 10^7$	$(23.8 \pm 4.3) \times 10^7$	107 ± 19
M_{dense} [M_{\odot}]	Σ_{dense} [$M_{\odot} \text{pc}^{-2}$]	L_{dense} [$\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$]	L_{HCN} [$\text{K km s}^{-1} \text{pc}^2$]
$(3.8 \pm 0.3) \times 10^7$	14 ± 1	$(21.88 \pm 4.07) \times 10^6$	$(7.38 \pm 1.40) \times 10^6$

Tabla 4.7: Resumen de los parámetros moleculares obtenidos para la región observada a 3 mm ($20'' \sim 1647$ pc) del centro de NGC 4303.

Galaxia	$\frac{\text{C}_2\text{H}}{\text{HCO}^+}$	$\frac{\text{C}_2\text{H}}{\text{HCN}}$	$\frac{\text{HCN}}{\text{HCO}^+}$	$\frac{\text{HNC}}{\text{HCO}^+}$	$\frac{\text{HNC}}{^{12}\text{CO}}$	Actividad*
NGC 4303 ^a	0.55	0.50	1.10	0.64	0.03	Sy2
UGC 5101 ^b	0.84	0.56	1.50	0.83	0.10	Sy1.5
IC 180 ^c	2.65	1.66	1.60	0.86	-	-
NGC 1614 ^c	0.26	0.54	0.74	0.22	0.02	Sy2
NGC 3079 ^c	0.48	0.54	0.89	0.24	0.02	Sy2
NGC 4194 ^c	0.73	0.96	0.76	0.40	0.02	-
NGC 4388 ^c	0.14	0.19	0.73	0.30	-	Sy2
NGC 4418 ^c	0.25	0.15	1.69	0.79	-	Sy2
NGC 6090 ^c	0.27	0.46	0.60	0.15	-	Sy2
NGC 6240 ^c	0.21	0.34	0.61	0.12	0.04	Sy2
NGC 7771 ^c	0.29	0.26	1.10	0.65	0.03	-
NGC 660 ^c	0.43	0.45	0.96	0.50	0.03	Sy2
NGC 3556 ^a	0.99	1.56	0.64	0.19	0.01	-
NGC 2866 ^a	0.60	0.88	0.68	0.35	0.02	-
NGC 2273	-	-	1.67	1.00	0.03	Sy1-2
NGC 5236	0.43	0.39	1.09	0.44	0.05	SB
NGC 253	0.60	0.51	1.18	0.61	0.07	Sy2
M82	0.61	0.87	0.70	0.31	0.03	SB
M51	0.47	0.23	2.02	0.67	0.11	-
NGC 1068	0.54	0.33	1.64	0.54	0.14	Sy2
NGC 7469	0.55	0.67	0.82	0.37	0.04	Sy1.2
ARP 220	0.83	0.35	2.39	1.68	0.12	Sy2
MRK 231	0.43	0.28	1.54	0.51	0.16	Sy1
IC 342	0.25	0.18	1.38	0.54	0.07	SB

Tabla 4.8: Cocientes de líneas de gas denso de la literatura. ^a Este trabajo, ^b (Cruz-González et al., 2020), ^c (Jiang et al., 2011), ^d Costagliola et al. (2011), ^e Aladro et al. (2015). *NASA/IPAC Extragalactic Database (NED).

Capítulo 5

Conclusiones

Con el objetivo de estudiar el gas molecular en el núcleo oscurecido de la galaxia NGC 4303, en esta tesis se analizó el espectro de líneas de emisión obtenido por el *Redshift Search Receiver* del Gran Telescopio Milimétrico (en su fase inicial de 32 m) en la banda de 3 mm o 73-110 GHz.

Se detectaron 6 líneas moleculares con $S/N > 3$ de transición rotacional $J=(1-0)$, las cuales son: C_2H (87.31 GHz), HCN (88.63 GHz), HCO^+ (89.18 GHz), HNC (90.66 GHz), $C^{18}O$ (109.78 GHz) y ^{13}CO (110.20 GHz). Las primeras cuatro son líneas de gas con densidades críticas $n_{critic} > 10^4 \text{ cm}^{-3}$ lo que las hace indicadas para el estudio de gas denso directamente responsable de la formación de estrellas. Se presentan las intensidades integradas de cada línea, calculadas en un rango de -250 a $+250 \text{ km s}^{-1}$, centradas en sus frecuencias de reposo. Las velocidades promedio obtenidas del ajuste gaussiano son de $151 \pm 29 \text{ km s}^{-1}$ para el gas difuso y $180 \pm 55 \text{ km s}^{-1}$ para el gas denso. El resultado para la velocidad del gas difuso está de acuerdo con el resultado de [Schinnerer et al. \(2002\)](#) para la curva de rotación trazada por ^{12}CO en la disco central de $8''$ de diámetro, así como con la curva encontrada observacionalmente por [Lang et al. \(2020\)](#).

Las variedades isotópicas del monóxido de carbono $C^{18}O$ y ^{13}CO trazan el gas molecular difuso con $n_{critic} \sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ y gracias a que ^{13}CO es ópticamente delgada, i.e., $\tau_{13} = 0.08 \pm 0.01$, se calcularon las densidades columnares relativas a ^{12}CO y a H_2 para 3 temperaturas de excitación: 10, 20 y 30 K. Los resultados obtenidos con

$T = 30$ K son de $N(\text{H}_2) = (5.14 \pm 0.94) \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ y $M(\text{H}_2) = (1.75 \pm 0.32) \times 10^8 M_\odot$. Este último resultado para la masa de hidrógeno molecular es del mismo orden de magnitud que el encontrado para la región central en un área de $22'' \times 22''$ del mapa de ^{12}CO (1-0) de [Schinnerer et al. \(2002\)](#).

Con la intensidad de la línea de HCN fue posible calcular la cantidad de gas denso en el área observada. El valor de $M_{dense} = (3.8 \pm 0.3) \times 10^7 M_\odot$ nos da una idea de la alta concentración de gas molecular denso en la región central, al ser casi 5 veces menor que la cantidad de gas de H_2 . Estas altas concentraciones de gas denso inmediatamente formador de estrellas proporcionan las condiciones para el anillo circumnuclear de 200-250 pc de diámetro estudiado por [Riffel et al. \(2016\)](#) mediante observaciones en el UV-Óptico-IR en donde revelan brotes intensos de formación estelar. También, el valor calculado de la luminosidad de HCN ajusta bien en la relación de formación estelar con el valor de luminosidad en infrarrojo publicado en la literatura para nubes moleculares galácticas y otras galaxias.

El método de cocientes de líneas de emisión en el óptico ha servido para comparar y caracterizar cuantitativamente tipos de AGNs o SB con base en la intensidad de sus líneas de emisión. Sin embargo, los diagramas de cocientes de líneas moleculares en la banda de 3 mm no da información clara que diagnostique de AGNs oscurecidos, no oscurecidos o SB. Los cocientes de gas denso dan información física sobre los procesos de ionización y/o temperatura del gas. El bajo cociente HNC/HCN puede deberse a que la temperatura del gas del medio es > 25 K, en donde la molécula HNC se destruye para formar HCN.

El cociente HCO^+/HCN indica una abundancia muy similar entre ambas moléculas. Para que HCO^+ pueda formarse en la región densa, i.e., $n_{critic} > 10^5 \text{ cm}^{-3}$, debe existir ionización del medio mediante ondas de choque o en PDRs producidos por estrellas jóvenes. Las poblaciones estelares de la región circumnuclear descritas por [Dametto et al. \(2019\)](#) son jóvenes ($t < 2$ Gyr) y aunado a la alta densidad del medio, refuerza la idea de que el gas de la región tenga altas probabilidades de ionización para la formación del radical.

El cociente $\text{HCN}/^{12}\text{CO}$ es indicador de fracción de gas denso, se relaciona directamente con la formación estelar. En la relación Schmidt-Kennicutt de formación estelar, la luminosidad L_{HCN} se relaciona con la luminosidad en el infrarrojo L_{IR} , estrechamente ligada a la tasa de formación estelar SFR.

Al comparar los cocientes de líneas obtenidos aquí, con los de una muestra de galaxias en la literatura, no se observa una tendencia clara para distinguir la actividad nuclear o la cantidad de obscurecimiento del núcleo. Sin embargo, no se descarta correlacionarlo con otro parámetro observacional.

Las intensidades de las líneas de emisión de los trazadores de gas molecular denso y difuso dan clara muestra de que la abundancia con las que estas especies enriquecen la química del medio es debida a cierta actividad de formación estelar en la región circumnuclear. Las PDRs son consecuencia de la interacción de estrellas jóvenes o regiones de formación estelar y se encargan de generar dicha abundancia en radicales en una región muy densa que haría que se recombinaran rápidamente. Los mecanismos de acreción de este gas hacia el centro y responsables de tal densidad deben estar ligados a los dos brazos espirales y la barra que llegan al centro y que deben estar influenciadas por el potencial gravitacional del SMBH.

Como trabajo a futuro y siguiente paso en el estudio molecular, es necesario mapear espacialmente las regiones más externas e internas de la galaxia para poder estudiar las variaciones del gas denso trazado por HCN. Actualmente el GTM cuenta con una superficie reflectora de 50 m, por lo que lo hace más sensible a la detección de líneas que en este espectro aparecen menores a 3σ o que simplemente se confunden con el ruido RMS. Poder detectar líneas de variedades isotópicas de los trazadores de gas denso como H^{13}CN , HN^{13}C o H^{13}CO^+ que son ópticamente delgadas implica obtener un cálculo confiable en la profundidad óptica y por lo tanto, en las densidades de gas.

En cuanto a la galaxia NGC 6946 cuyo núcleo presenta valores similares a los cocientes de líneas del núcleo de NGC 4303, queda comparar otras características entre ellas que puedan correlacionarse con dichos valores de cocientes moleculares. NGC 6946 es también una galaxia espiral barrada, con una actividad nuclear asociada

a formación estelar y con una inclinación similar a NGC 4303 (i.e., 30°). Su estudio de líneas moleculares en la banda de 3 mm está recién publicado (Eibensteiner et al., 2022), por lo que la comparación directa es un paso siguiente.

Los resultados aquí presentados requieren también de un análisis sin la suposición de LTE. Para ello, se puede usar el software de análisis RADEX ¹ que con los parámetros obtenidos de la línea se puede obtener temperaturas de excitación y densidades columnares para cada gas.

También, es necesario hacer un estudio con una muestra más amplia de galaxias con el GTM (50 m) donde se pueda observar las líneas moleculares en la región central y así para poder comparar los resultados en diagramas de cocientes de líneas. Con más datos y más líneas de gas denso detectadas se puede buscar una relación con el método de cocientes de líneas de emisión que puedan diagnosticar entre galaxias con actividad debida a formación estelar o por acreción del SMBH, o simplemente dar valores característicos del medio obscurecedor a los cuales se den procesos de formación estelar de estrellas masivas y masa intermedia en la región circumnuclear o sean suprimidos debido a la alta acreción del gas molecular hacia el SMBH.

¹<https://home.strw.leidenuniv.nl/~moldata/radex.html>

Apéndice A

Constantes, unidades y factores de conversión

Constantes físicas

Nombre	Valor
Constante Gravitacional	$G = 6.67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-2} \text{ g}^{-1}$
Velocidad de la luz	$c = 2.99792458 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
Constante de Planck	$h = 6.626 \times 10^{-27} \text{ erg s}$
Constante de Boltzmann	$k = 1.381 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$
Masa del electrón	$m_e = 9.109 \times 10^{-28} \text{ g}$
Masa del protón	$m_p = 1.672 \times 10^{-24} \text{ g}$
Carga del electrón	$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$

Unidades

Nombre	Valor
Jansky	$\text{Jy} = 1 \times 10^{-23} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$
Watt	$W = 10^7 \text{ erg s}^{-1}$
Joule	$J = 10^7 \text{ erg}$
electron-Volt	$eV = 1.602 \times 10^{-12} \text{ erg}$

Constantes astronómicas

Nombre	Valor
Constante de Hubble	$H_0 = 75 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$
Parsec	$pc = 3.09 \times 10^{18} \text{ cm} = 206265 \text{ UA}$
Año luz	$ly = 9.46 \times 10^{17} \text{ cm}$
Unidad Astronómica UA	$UA = 1.496 \times 10^{13} \text{ cm}$
Masa solar	$M_{\odot} = 1.99 \times 10^{33} \text{ g}$
Radio solar	$R_{\odot} = 6.96 \times 10^{10} \text{ cm}$
Luminosidad solar	$L_{\odot} = 3.827 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$

Apéndice B

Procesos radiativos

Un objetivo de los astrónomos es analizar la radiación detectada y colectada por el telescopio para su posterior interpretación física. Para ello, sólo se puede medir la energía debida a los fotones por unidad de tiempo de observación, en un rango de frecuencias y en todas las direcciones. Comienzo definiendo los conceptos importantes en los procesos radiativos de los más simples a los más complejos que nos ayudarán a entender las condiciones físicas a las que se encuentra la fuente emisora en radiofrecuencias.

Conceptos básicos

Potencia

Se define a la Potencia (P) como la energía emitida (E) por unidad de intervalo de tiempo (Δt). En el Sistema Internacional de Unidades (SI) se utilizan los Watts (W) o Joules entre segundo ($1 W = 1 J s^{-1}$), en el sistema cgs se usan los ergios entre segundo [$erg s^{-1}$].

$$P = \frac{E}{\Delta t} \tag{B.1}$$

Flujo

La cantidad de energía captada por radiotelescopio depende de su superficie colectora, así, el poder de radiación o potencia por unidad de área efectiva (A_{eff}) es el flujo (F):

$$F = \frac{P}{A_{\text{eff}}} \quad (\text{B.2})$$

Debido a que el flujo sólo se puede detectar en un rango de frecuencias, se define el flujo específico (F_ν) como el flujo dividido entre un intervalo de frecuencias ($\Delta\nu$):

$$F_\nu = \frac{F}{\Delta\nu} \quad (\text{B.3})$$

Las unidades en SI son los [$\text{W m}^{-2} \text{Hz}^{-1}$]. Aquí quiero comentar que debido a las muy bajas energías recibidas en las radio frecuencias, se acostumbra usar el Jansky (Jy) como unidad del flujo, donde:

$$1\text{Jy} = 10^{-26}\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} = 10^{-23}\text{ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \quad (\text{B.4})$$

Sustituyendo B.3 en B.2 y despejando a la Potencia, se obtiene la ecuación (3.1).

Luminosidad específica

Para una fuente emisora, se define la luminosidad específica en un intervalo de frecuencias dado (L_ν) y se obtiene integrando el flujo para una superficie esférica de radio d igual a la distancia entre la fuente y el observador. Sus unidades son [$\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$].

$$L_\nu = 4\pi d^2 F_\nu \quad (\text{B.5})$$

Intensidad específica o brillo

La intensidad específica (I_ν) es la cantidad fundamental, función de la posición (\mathbf{r}), del tiempo (t) y de la dirección dada por el vector unitario (\hat{k}) perpendicular a

la superficie A . Es el flujo por unidad de ángulo sólido (Ω):

$$I_\nu = \frac{F_\nu}{\Omega} \quad (\text{B.6})$$

Sus unidades son $[\text{W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}]$ o $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}]$.

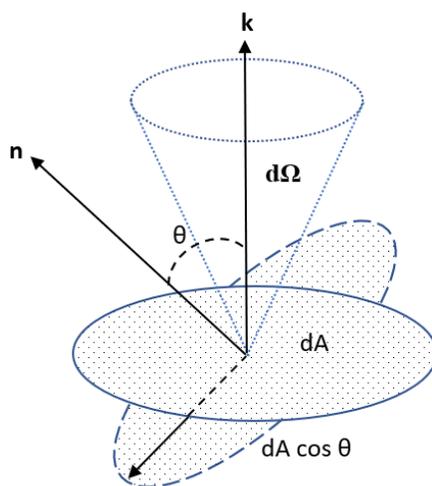


Figura B.1: Flujo de radiación en la dirección k dentro de una diferencial de ángulo sólido $d\Omega$ que atraviesa una diferencial de área dA .

Una cantidad usada en Radioastronomía es la Intensidad media (J_ν), que es sólo el promedio angular de la intensidad:

$$J_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_\nu d\Omega \quad (\text{B.7})$$

Para el caso en el que se acopla la radiación con el telescopio, la intensidad observada de la fuente (I_ν^{obs}) será integrada para obtener el flujo total:

$$F_\nu = \int I_\nu^{\text{obs}} d\Omega \quad (\text{B.8})$$

En donde el valor de la intensidad es máxima podemos llamarla intensidad de pico (I_ν^{pic}). A diferencia de la potencia, tanto el flujo como la intensidad son magnitudes que sí se pueden medir directamente por el radiotelescopio, aunque la segunda tiene

la gran ventaja de que para el espacio libre es independiente de la distancia y sólo cambiará si existe un medio entre nosotros y la fuente que absorba o emita radiación.

Existe otra forma de medir la radiación obtenida por el telescopio y será utilizando su temperatura de radiación o temperatura del haz principal, T_{mb} . Para su desarrollo es necesario antes hablar un poco de la radiación de cuerpo negro.

Temperatura de brillo

La intensidad de un cuerpo negro viene dada por la ley de Planck:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (\text{B.9})$$

Con ν la frecuencia, h la constante de Planck, c la velocidad de la luz, k la constante de Boltzmann y T la temperatura del cuerpo. Suponiendo equilibrio termodinámico, esta temperatura es conocida como temperatura de brillo (T_B).

$$I_\nu = B_\nu(T_B) \quad (\text{B.10})$$

La ecuación B.9 cuenta con dos aproximaciones que describen dos partes del comportamiento diferentes: la ley de desplazamiento de Wein y la aproximación de Rayleigh-Jeans. La segunda es aplicable para frecuencias bajas, que en nuestro caso serán las ondas milimétricas y que será una ecuación mucho más sencilla de tratar.

$$I_\nu \simeq \frac{2k\nu^2}{c^2} T_B \quad (\text{B.11})$$

En este régimen de bajas frecuencias se define una temperatura en donde se dé la igualdad de la aproximación con la intensidad específica, ésta es la temperatura de radiación (T_R):

$$I_\nu = \frac{2k\nu^2}{c^2} T_R \quad (\text{B.12})$$

Para finalizar, podemos expresar T_R en términos de T_B ayudándonos de la intensidad media para obtener I_ν en unidades de temperatura:

$$T_R = J_\nu(T_B) \tag{B.13}$$

En resumen, suponiendo equilibrio térmico se puede definir la temperatura de radiación para una fuente observada en el régimen de frecuencias bajas aproximando la Ley de Planck por la relación de Rayleigh-Jeans. La radiación medida por el radio telescopio será la temperatura del *main beam*, T_{mb} y con ella, el cálculo para la intensidad integrada (I) será:

$$I = \int T_{mb} dv \tag{B.14}$$

En Radioastronomía, se usan unidades de velocidad para los anchos de banda en frecuencia con el fin de obtener información directa de la dinámica del gas, por lo tanto, las unidades para la intensidad integrada serán de $[\text{K km s}^{-1}]$. Con estos conceptos se tienen las bases para estudiar la transferencia de la radiación en el espacio libre.

Ecuación de transporte radiativo

La radiación de una fuente emisora en el espacio libre puede interactuar con la materia que esté entre ella y el observador. Dependiendo de la naturaleza de la materia será la interacción, pero generalmente ésta absorberá una parte de la radiación y la re-emitirá a longitudes de onda distintas de la incidente. Si suponemos que la radiación atraviesa una región de longitud L , un modo de cuantificar su atenuación por unidad de longitud es midiendo el coeficiente de absorción κ_ν con unidades de $[\text{cm}^{-1}]$. Análogamente, si queremos conocer la intensidad de la re-emisión por unidad de longitud, se debe conocer el coeficiente de emisión j_ν , cuyas unidades son de $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}]$.

Para estudiar cómo varía la Intensidad específica de una fuente que atraviesa

materia por unidad de longitud $d\ell$, se tiene la ecuación de transferencia radiativa:

$$\frac{dI_\nu}{d\ell} = -\kappa_\nu I_\nu + j_\nu \quad (\text{B.15})$$

El cociente de los coeficientes de emisión entre el de absorción define la llamada función fuente S_ν , mientras que el inverso de κ_ν define el camino libre medio l_ν del fotón antes de ser absorbido.

$$l_\nu = \frac{1}{\kappa_\nu} \quad (\text{B.16})$$

Dividiendo [B.15](#) entre κ_ν se tiene que:

$$\frac{dI_\nu}{\kappa_\nu d\ell} = -I_\nu + \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \quad (\text{B.17})$$

Donde se identifica a la función fuente en el segundo término de la derecha, mientras que se define un parámetro importante en el denominador del término de la izquierda. El cambio infinitesimal de la profundidad óptica τ_ν se define como $\kappa_\nu d\ell$ y podemos reescribir la ecuación de transferencia como:

$$\frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = -I_\nu + S_\nu \quad (\text{B.18})$$

La solución general de [B.18](#) se obtiene integrando en una región de materia de longitud L :

$$I_\nu(\tau_\nu) = dI_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + \int_0^{\tau_\nu} S_\nu e^{-(\tau_\nu - \tau'_\nu)} d\tau'_\nu \quad (\text{B.19})$$

La solución nos dice que la intensidad específica medida por un observador es la suma de la intensidad específica inicial de la fuente más una suma de emisiones provenientes de varias capas que dependen de su profundidad óptica y función fuente. Ambos términos decaen de forma exponencial siendo la intensidad medida por el observador menor que la intensidad de la fuente emisora. Note que la intensidad recibida y la emitida sólo serán iguales cuando los coeficientes κ_ν y j_ν sean cero, es decir, sólo en el espacio libre donde no haya interacción con materia.

Suponiendo que S_ν es constante, la integral de la ecuación [B.19](#) se resuelve y la

solución toma la siguiente forma:

$$I_\nu(\tau_\nu) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu} + S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (\text{B.20})$$

Aquí se puede resolver B.20 tomando los dos casos extremos del índice de la exponencial:

- Cuando $\tau_\nu \ll 1$, la exponencial del primer término de la derecha tiene una potencia cercana a cero, por lo que su valor tiende a uno. En el segundo término, la exponencial se puede aproximar a segundo orden como $e^{-\tau_\nu} \approx 1 - \tau_\nu$, de modo que la solución se aproxima como:

$$I_\nu \approx I_\nu(0) + S_\nu\tau_\nu = I_\nu(0) + \int_0^L j_\nu d\ell \quad (\text{B.21})$$

El resultado dice que la intensidad de la fuente se obtiene íntegramente mientras que el término de la capas sólo depende de la re-emisión, sin términos de atenuación. En este caso la región parece transparente a la radiación y se conoce como una región *ópticamente delgada*.

- Con $\tau_\nu \gg 1$ la función exponencial cae rápidamente a cero, por lo que el término de la intensidad específica de la fuente se elimina, mientras que en el segundo término sólo se mantiene la función fuente.

$$I_\nu \approx S_\nu \quad (\text{B.22})$$

La intensidad observada es sólo re-emitada por la fuente y únicamente de la capa superficial más cercana al observador. La región se torna totalmente opaca y es conocida como *ópticamente gruesa*.

La Figura B.2 hace referencia a la emisión isotrópica de una fuente en el espacio donde podemos medir la intensidad emitida en función del ángulo sólido. Esta radiación puede pasar a través de materia con la que interacciona en los casos arriba explicados, más el caso donde la radiación de la fuente se transporta por el espacio libre. La

intensidad medida por el observador nos puede dar información de la fuente, del medio entre ellos o de ambos.

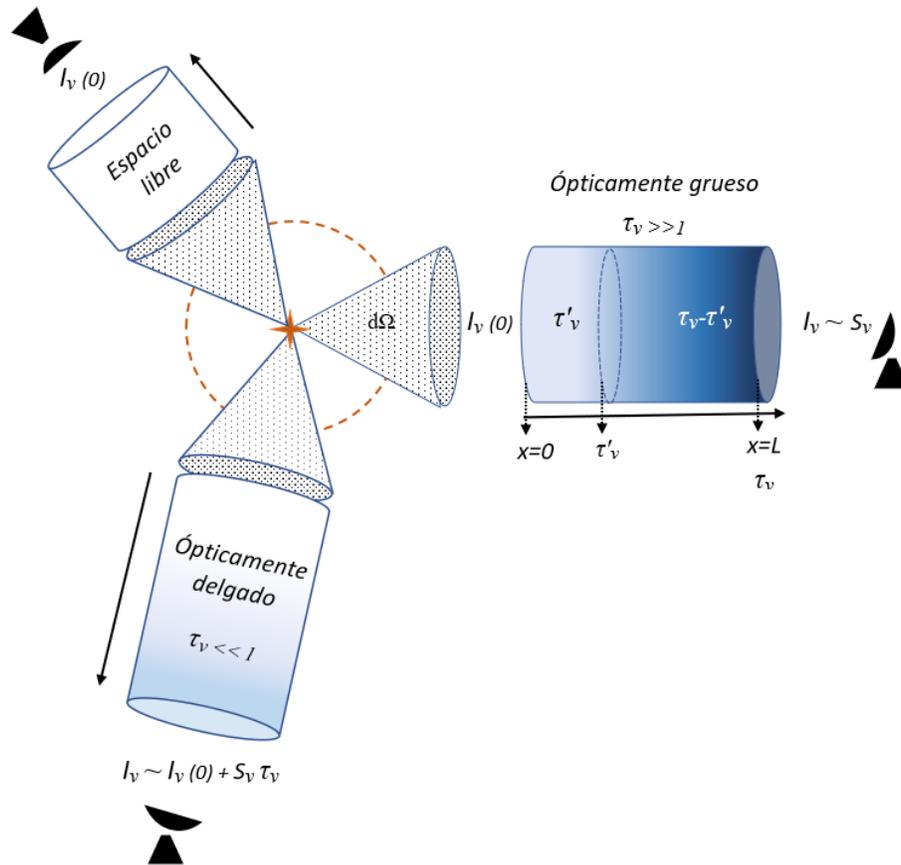


Figura B.2: Profundidad óptica para la emisión de una fuente isotrópica en tres casos: espacio libre, región ópticamente gruesa y ópticamente delgada.

Coeficientes de Einstein

Los átomos o moléculas que entren en contacto con un campo de radiación interactuarán de una forma en donde algunos de ellos transiten de un estado de menor energía a otro de mayor energía o viceversa. Sea un modelo de donde sólo existen dos niveles, 1 y 2, con $E_1 < E_2$, los átomos que absorban la energía suficiente del campo de radiación tendrán una transición del nivel 1 al 2. La probabilidad de que esta transición se realice depende de la intensidad del campo y del número de átomos

que se encuentren en el nivel 1. Einstein propone el coeficiente de excitación B_{12} como el relacionado a la probabilidad de transición.

La electrodinámica cuántica nos dice que eventualmente los niveles excitados son inestables y decaerán a un estado de menor energía o a su estado base. En el modelo de dos niveles, el proceso donde el átomo tiene una transición del nivel 2 al 1, que es el proceso inverso al anterior, la desexcitación podrá ser estimulada por otro fotón incidente y cuando baje de estado emitirá otro fotón. La probabilidad de que ocurra vendrá dado por el coeficiente de emisión inducida o estimulada, B_{21} .

La última posibilidad de transición entre los niveles es que al átomo se desexcite espontáneamente. Al igual que en el caso anterior, se emitirá un fotón al pasar del nivel 2 al 1 pero, al no ser ocasionado por otro fotón incidente, sólo dependerá del tiempo en que pase del estado de mayor al de menor energía. El coeficiente de Einstein de desexcitación espontánea, A_{21} será la probabilidad de transición por unidad de tiempo. En equilibrio termodinámico los tres coeficientes se relacionan de la siguiente forma:

$$n_2 A_{21} = (n_1 B_{12} - n_2 B_{21}) I_\nu \quad (\text{B.23})$$

La intensidad específica estará dada por la función de Planck a una temperatura de radiación (T_{rad}), mientras que la población de los niveles seguirá la ley de Boltzmann:

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{g_2}{g_1} e^{-h\nu/kT_{rad}} \quad (\text{B.24})$$

Donde g_i es el peso estadístico del nivel i .

Apéndice C

Cosmología

Ley de Hubble y efecto Doppler

En Astrofísica, la medida de la frecuencia ν que un espectrómetro obtiene para una línea de absorción (o emisión) en una galaxia distante no es generalmente la misma que la frecuencia ν_0 medida en un laboratorio terrestre debido al efecto Doppler. Este efecto está dado por:

$$\frac{v_r}{c} = \frac{\nu_0 - \nu}{\nu} \quad (\text{C.1})$$

Donde c es la velocidad de la luz y v_r es la componente radial de la velocidad de la fuente emisora. Si nos referimos a la velocidad de una partícula que se aleja, la frecuencia observada disminuye, i.e., se corre hacia la región “roja” del espectro. Si la velocidad es de acercamiento (negativa) la frecuencia observada aumenta, i.e., se corre hacia la región “azul” del espectro (ver [Shu, 1982](#)). Comúnmente al término de la derecha de [C.1](#) se define como el *redshift* y se denota por la letra z :

$$z \equiv \frac{\nu_0 - \nu}{\nu} \quad (\text{C.2})$$

Para inicios de 1900 se tenían medidas de corrimiento al rojo y en menor medida, de corrimiento al azul para unas cuantas decenas de galaxias cuyas distancias no eran totalmente conocidas. La dificultad con la que se determinaban las distancias en esos

años no era muy distinta a la que se tiene ahora, el uso de “candelas estándar” se basan en relaciones observacionales encontradas como la del Periodo-Luminosidad en estrellas variables tipo Cefeidas. Observar esas estrellas en galaxias cercanas resultaba en obtener un valor de distancia para la galaxia anfitriona con un margen de error muy amplio (ver [Tammann et al., 2008](#)).

La concepción de un Universo estático conoce su primera prueba observacional en contra en el año de 1929, cuando el astrónomo Edwin Hubble publica los resultados de un estudio con ~ 40 galaxias para los que se conocía su distancia y su valor de z ([Hubble, 1929](#)). Hubble muestra una gráfica de ambas variables (Fig. [C.1](#)) y encuentra que los puntos corresponden a una relación lineal dada por:

$$z = \frac{H_0}{c} r \tag{C.3}$$

Donde r es la distancia a la galaxia, c es la velocidad de la luz y H_0 es la ahora llamada constante de Hubble con unidades de velocidad sobre distancia, comúnmente en $\text{km s}^{-1} \text{Mpc}^{-1}$. Tomando el efecto Doppler en su forma clásica (no relativista) se puede escribir la ley de Hubble sustituyendo [C.1](#) en [C.3](#) para obtener:

$$v = H_0 r \tag{C.4}$$

La ecuación anterior es conocida como la Ley de Hubble y de esta forma el autor interpreta el *redshift* de las galaxias como un corrimiento Doppler debido a su velocidad radial de alejamiento de la Tierra. Con [C.4](#) se obtiene una relación de distancias, i.e., se puede conocer la distancia a la fuente emisora de luz conociendo su velocidad radial espectroscópicamente, concluyendo que entre más lejos se encuentre la fuente mayor velocidad de alejamiento presenta.

Expansión del Universo

Si dos galaxias se alejan una de otra por un factor de escala que depende del tiempo, en el pasado ambas galaxias se encontraban cada vez más cerca entre ellas en

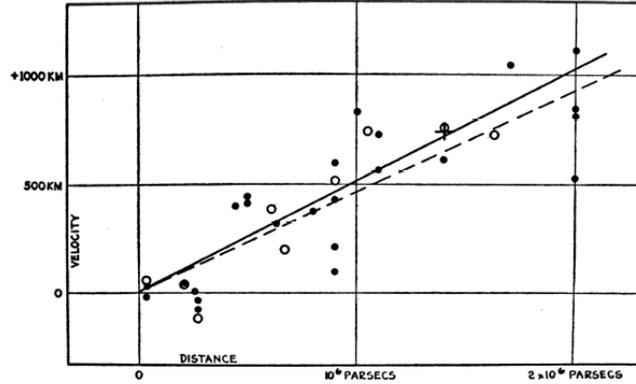


Figura C.1: Relación lineal *redshift* vs. distancia para una muestra de galaxias cercanas. Gráfica tomada del artículo original de [Hubble \(1929\)](#).

una escala de tiempo inverso a la constante de Hubble (H_0^{-1}). El resultado de la Ley de Hubble deja un modelo de evolución natural en expansión para Universo, como lo es la teoría del *Big Bang*. Entonces, en un modelo de expansión de un Universo homogéneo e isotrópico las coordenadas espaciales estarán afectadas por un factor de escala $a(t)$ que en términos de la Ley de Hubble se puede escribir como:

$$v = Hr = \frac{\dot{a}}{a}r \quad (\text{C.5})$$

El *redshift* de la luz que emite un objeto distante está relacionada con el factor de escala de expansión del Universo al tiempo en que fue emitida (t_e) mediante la ecuación:

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} = \frac{1}{a(t_e)} \quad (\text{C.6})$$

Donde $a(t_0)$ es el factor de escala al tiempo de observación y que en el momento presente se normaliza a la unidad. Como conclusión, el *redshift* depende del factor de escala al tiempo de observación de la luz y no de cómo se expande el Universo.

La dinámica de un Universo que se expande (o contrae) está dada por la ecuación de Friedmann que a su vez es derivada de la ecuación de campo de la Relatividad General de Albert Einstein. Friedmann deriva la ecuación ([Friedman, 1922](#)) y con ella liga el factor de escala, la curvatura del universo (κ), el radio de curvatura (R_0) y la

densidad de energía ($\epsilon(t)$) para un Universo homogéneo e isotrópico. El desarrollo de la ecuación está fuera del alcance de esta tesis pero se menciona para mostrar que la ecuación está ligada a propiedades observables del Universo como la constante de Hubble de la siguiente forma:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H(t)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\epsilon(t) - \frac{\kappa c^2}{R_0^2 a(t)^2} \quad (\text{C.7})$$

Donde $H(t)$ es conocido como el parámetro de Hubble. Al momento actual, i.e., $H_0 = H(t_0)$ la ecuación de Friedmann toma la forma:

$$H_0^2 = \frac{8\pi G}{3c^2}\epsilon_0 - \frac{\kappa c^2}{R_0^2} \quad (\text{C.8})$$

Por lo que conociendo el valor preciso de H_0 y de ϵ_0 se puede encontrar el valor de curvatura del Universo o incluso dar un valor mínimo al radio de curvatura para un Universo supuesto vacío al no tener el valor de ϵ_0 . Para un valor de $\kappa = 0$, i.e., un Universo plano, el segundo término del lado derecho de la ecuación de Friedmann [C.7](#) se hace cero y nos queda una ecuación en la que si se despeja el valor de la densidad de energía se obtiene un valor de densidad crítica.

$$\epsilon_c(t) = \frac{3c^2}{8\pi G}H(t)^2 \quad (\text{C.9})$$

En Cosmología es común usar el *parámetro de densidad* $\Omega(t)$ en lugar de solo usar la densidad absoluta $\epsilon(t)$. Este parámetro se define como el cociente de la densidad entre la densidad crítica.

$$\Omega(t) \equiv \frac{\epsilon(t)}{\epsilon_c(t)} \quad (\text{C.10})$$

En términos del parámetro de densidad la ecuación de Friedmann para el tiempo actual [C.8](#) se escribe como:

$$\frac{\kappa}{R_0^2} = \frac{H_0^2}{c^2}(\Omega_0 - 1) \quad (\text{C.11})$$

Conociendo Ω_0 se conoce el signo de curvatura de κ y conociendo H_0 se puede calcular el radio de curvatura. Con el paso de los años diversos proyectos han intentado medir

con mayor precisión la constante de Hubble con una muestra de miles de galaxias, se pasó de tener un valor de $500 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ dado por su descubridor, a $\sim 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ en la actualidad, apoyándose de varios métodos y telescopios. En un proyecto llevado a cabo por el *Hubble Space Telescope (HST)* se encontró un resultado para $H_0 = 72 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Freedman et al., 2001). Los datos del survey *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP)* asume un Universo plano y determina $H_0 = 70.0 \pm 2.2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Bennett et al., 2013). Usando datos de Cosmic Microwave Background (CMB), BAO y escalas de distancia Bennett et al. (2014) da un valor de $H_0 = 69.6 \pm 0.7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. Los cálculos y colaboraciones se cuentan por decenas, hasta el momento de terminar esta tesis se publicó el valor más preciso para H_0 por Riess et al. (2022), con un resultado de 5σ para un valor de la constante $H_0 = 73.04 \pm 1.04 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$.

Parámetros cosmológicos

Einstein publicaba en 1917 un modelo para un Universo estático, positivamente curvo y lleno de materia que tenía el defecto de ser inestable. Al considerar un Universo lleno de materia, la fuerza atractiva producida por la densidad de materia haría colapsar al Universo. Por ello, Einstein introduce un término que balancea la fuerza de atracción con una de repulsión con el fin de obtener un Universo estático, el término es conocido como la constante cosmológica Λ .

Tanto el modelo como las ecuaciones de Friedmann se basan en las densidades críticas de las componentes del Universo, como materia y radiación. Observaciones en las últimas décadas han dejado claro que la materia bariónica es sólo el 5 % de lo que compone a Universo, mientras que el 25 % es debida a masa que se detecta sólo por influencia gravitatoria pero que no emite radiación electromagnética, la materia oscura. La tercera y más grande componente del Universo es la energía oscura con 70 %, esa energía responsable de la aceleración positiva en la expansión del Universo (e.g., Planck Collaboration, 2016; Ferreira, 2019).

La densidad de energía se escribe en términos de las componentes del Universo,

de modo que se tiene una densidad crítica para la materia bariónica (Ω_b), una para la materia oscura (Ω_{DM}) y otra para la energía oscura (Ω_Λ). Estos parámetros cosmológicos se determinan mediante diferentes modelos de expansión que ajusten a las observaciones cosmológicas, como las fluctuaciones en el CMB (Aghanim et al., 2020). Dependiendo de la naturaleza de la materia oscura se tendrán distintos ajustes que nos digan cómo evoluciona el Universo en el tiempo cósmico.

El modelo estándar cosmológico Λ CDM para un Universo dominado ahora por materia oscura (no bariónica) fría (CDM) y con constante cosmológica Λ es consistente con las mediciones de energía oscura, de un Universo plano, homogéneo e isotrópico a gran escala (> 100 Mpc) y del poder espectral angular del CMB (ver revisión de Ferreira, 2019). El modelo establece que el Universo se originó hace 13.7 billones de años (Peebles, 1993), bajo la Teoría del *Big Bang*. La cosmología usada en esta tesis es del modelo Λ CDM con $H_0 = 75 \pm 2$ km s⁻¹ Mpc⁻¹, $\Omega_\Lambda = 0.73$ y $\Omega_m = 0.27$.

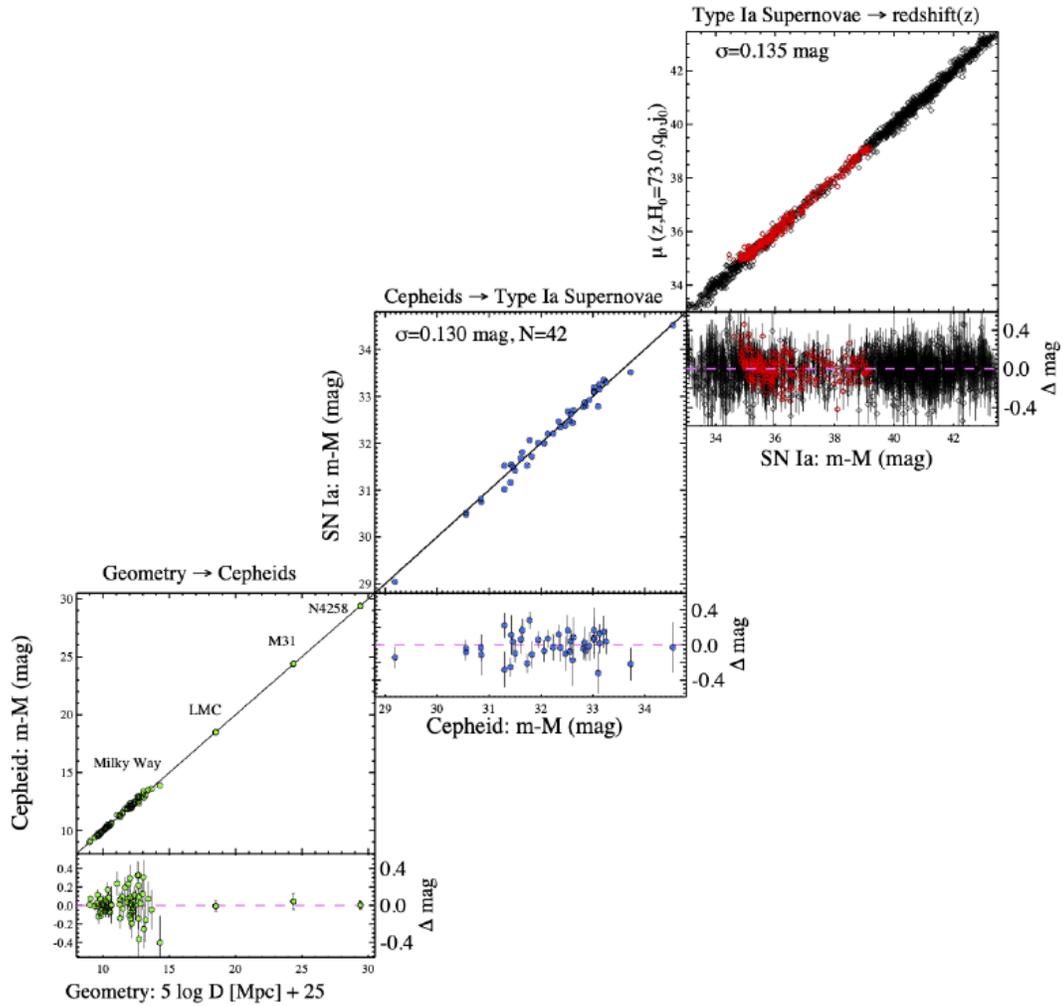


Figura C.2: Relación de Hubble encontrada por Riess para 2 tipos de candelas estándar: estrellas variables Cefeidas y supernovas tipo 1a. Tomada de [Riess et al. \(2022\)](#).

Apéndice D

Código

```
#!/usr/bin/env python3
# -*- coding: utf-8 -*-
"""
@author: angelsoni
"""

import numpy as np
import matplotlib.pyplot as plt
from matplotlib.pylab import axis, figure, plot, subplot, xlabel, ylabel, xlim, ylim,
fill_between, subplots_adjust, setp, xticks, yticks, title, tick_params, grid
from matplotlib.ticker import MultipleLocator, FormatStrFormatter
from scipy.optimize import leastsq
from astropy.stats import sigma_clip
import statistics as stats
from os import sys
import sympy as sp

def lorentz(p,x):
    p[3] = 0.
    if p[1] < 0.:
        p[1] = 0.
    if p[1] > 0.1:
        p[1] = 10
    return (p[2])*((p[1]*p[1])/((x - p[0])*(x - p[0]) + p[1]*p[1]) + p[3])

def errorfunc(p,x,z):
    return lorentz(p,x)-z

def gaussian(p,x):
    p[3]=p[0] = 0.
    if p[1] < 0.:
        p[1] = 0.
    # if p[1] > 0.1:
    #     p[1] = 100
    z=(p[2])* ( (np.exp(-1.*(x-p[0])*(x-p[0]))/(2.*p[1]*p[1])) ) + p[3])
    return z

def integra(z,x1,x2):
    q=sp.integrate(z, x1,x2)
    return q

def errorfuncGaussian(p,x,z):
    return gaussian(p,x)-z

def ComputeFluxlines(objname,infile,redshift,profile):
    datafile = open (infile+".txt",'r') # Lee espectros LMT
    xx = []
    yy = []
    velo=[]
```

Figura D.1: Código en lenguaje Python utilizado para el análisis del espectro del centro de la galaxia NGC 4303.

```

for key in datafile:
    key = key.replace('\n', '')
    for m in np.arange(10):
        key = key.replace(" ", " ")
        key = key.split(" ")
        if key[2] != 'nan':
            xx.append(float(key[1])*(1.+redshift)) # corrige frecuencia por z
            yy.append(float(key[2])*1.2*1.0e-3 * np.exp((float(key[1])/170)**2)) # flujo

xx = np.array(xx, ndmin=0)
yy = np.array(yy, ndmin=0)

for i in np.arange(100):
    aux = np.where(yy < np.median(yy)+1.*np.std(yy))
    zp=np.polyfit(xx[aux],yy[aux],9)
    po = np.poly1d(zp)
    ys = po(xx)
    yy = yy - ys

#Convertir de TA a TMB

freqs = [87.3169,88.6318,89.1885,90.6636,97.9810,109.7822,110.2014]
freqswdizq = [1.0,0.5,0.4,1.0,1.0,2.0,0.1]
freqswdder = [1.0,0.3,0.9,1.0,1.0,0.1,3.0]
freqsnames = ['C$2$H', 'HCN', 'HCO$^+$', 'HNC', 'CS', 'C$^{18}$O', '$^{13}$CO']
freqsRMS= [0.085,0.1,0.1,0.1,0.2,0.1,0.1]
colores = ['orange', 'green', 'magenta', 'black', 'blue', 'olive', 'red']
fluxs_total = []
error_total = []
Ampl_total = []
rmsl_total = []
rmsf_total = [] #error integrado
Sigma_l_total = []
Center_l_total = [] #centro
Cont_l_total = [] #continuo
HWHM = []

L = []
M = []
I = []
#Conversión de frecuencia a velocidad
for m in np.arange(len(freqs)):

    velo = []
    IRMS = []
    DRMS = []

    p0 = [0,70, 0.025,0.]
    auxGAUSS = np.where((xx > freqs[m] - freqsRMS[m]) & (xx < freqs[m] + freqsRMS[m]))
    izqRMS = np.where((xx > freqs[m] - freqswdizq[m]) & (xx < freqs[m] - freqsRMS[m]))
    derRMS = np.where((xx > freqs[m] + freqsRMS[m]) & (xx < freqs[m] + freqswdder[m]))
    peak = np.max(yy[auxGAUSS])

```

Figura D.2: Continuación del código (II).

```

print('pico {:.4f}'.format(peak))
print(freqs[m])

#Cálculo de RMS en la izq
for j in np.arange(len(xx[izqRMS])):
    RMS = np.sqrt(np.mean(yy[izqRMS]**2))
    IRMS.append(RMS)
    #print(type(RMS))
    IZQR= np.array(IRMS)
    izqu=IZQR[j]
    SNoise1= peak/0.0006179

#Cálculo de RMS en la derecha
for k in np.arange(len(xx[derRMS])):
    RMS1 = np.sqrt(np.mean(yy[derRMS]**2))
    DRMS.append(RMS1)
    #print(type(RMS))
    DER= np.array(DRMS)
    dere=DER[k]
    SNoise2= peak/0.0008539

#Cambio de unidades en el eje x

for j in np.arange(len(xx[auxGAUSS])):
    dife=(xx[auxGAUSS]-freqs[m])
    calculo= (dife / xx[auxGAUSS])*299792
    velo.append(calculo)
    ve = np.array(velo)
    chido= ve[j]
    minimo= np.min(chido)
    maximo = np.max(chido)
    g= figure(figsize=(4,.5))
    ax = g.add_subplot(121)
    ax.set_position([0.09,0.25,0.98,5.8])
    yticks(size = 11,rotation = 0) #25
    xticks(size = 11,rotation = 0)
    #title(objname, color='black',size=25)
    xlabel(r'$ \rm{Velocidad}, (km \, s^{-1})$', size =10)
    ylabel(r'$ T_{MB} (K)$', size =12)
    ax.hlines(y=0.0,xmin=(minimo),xmax= maximo, lw=1, linestyle='dashed')
    (ln,) = ax.plot(chido,yy[auxGAUSS],'-*',color =
'blue',markersize=7,lw=1.5,alpha=0.7,label=freqsnames[m])
    ax.legend(loc='upper left')

#Ajuste Gaussiano /Lorentziano

if profile == 'lorentzian':
    Params,cov_x,infodict,msg,ier =
leastsq(errorfunc,p0,args=(chido,yy[auxGAUSS]),full_output=True)
else:
    Params,cov_x,infodict,msg,ier =
leastsq(errorfuncGaussian,p0,args=(chido,yy[auxGAUSS]),full_output=True)
xxx=[]
if Params[2]>0.0021:

```

Figura D.3: Continuación del código (III).

```

        print('{:.4f}'.format(Params[2]))
        print(freqsnames[m], freqs[m])
    for t in np.arange(minimo,maximo+20,20):
        xxx.append(t)
    yyy=gaussian(Params, xxx)
    L.append(chido)
    I.append(xxx)
    M.append(yyy)
    HWHM.append(2.35482*Params[1])
    print("FWHM", HWHM[m])

#Cálculo de integral bajo la curva
TOT=[]
Trian=[]
Recta=[]
ERROR=[]
for i in np.arange(len(xxx)-1):

    base= abs(xxx[i+1]-xxx[i])
    recta= abs(base*yyy[i])
    trian= abs(base*(abs(yyy[i+1]-yyy[i])/2))
    Trian.append(trian)
    Recta.append(recta)
    TTR=np.sum(Recta)
    TTT=np.sum(Trian)
    TOT=TTR+TTT

#Error
    if (-2*Params[1])>=xxx[i]:
        ErrR=np.sum(Recta)
        ErrT=np.sum(Trian)
        ERROR=(ErrT+ErrR)*2
    else:
        continue

error_total.append(ERROR)
fluxs_total.append(TOT)
ax.plot(xxx, gaussian(Params,xxx), '--', color= 'orange',label= "fit")
ax.legend(loc='upper right')
Ampl_total.append(Params[2])
SigmaL_total.append(Params[1])
CenterL_total.append(Params[0])
ContL_total.append(Params[3])

#Cociente de todas las lineas con C_18_0:

Co18CO = fluxs_total[m]/0.7717
print('I integrada ', freqsnames[m], ' es : ', '{:.4f}'.format(fluxs_total[m]), '\n con
hwhm ', '{:.2f}'.format(HWHM[m]),'km s^{-1}')
print('El cociente de cada línea entre  $C^{18}O$  es: ', '{:.4f}'.format(Co18CO))
print('intensida de pico ', '{:.4f}'.format(Ampl_total[m]*1000), 'mK\n')
print('con error', '{:.4f}'.format(error_total[m]))
print('\n')

```

Figura D.4: Continuación del código (IV).

```

Coc1 = fluxs_total[1]/ fluxs_total[1]
Coc2 = fluxs_total[2]/ fluxs_total[1]
Coc3 = fluxs_total[3]/ fluxs_total[1]
Coc4 = fluxs_total[0]/ fluxs_total[4]
Coc5 = fluxs_total[1]/52.2
Coc6 = fluxs_total[6]/55.2
Coc7 = fluxs_total[2]/55.2
Coc8 = fluxs_total[5]/55.2
print('HCN/CO : ', '{:.4f}'.format( Coc5))
print('HCO+/CO : ', '{:.4f}'.format( Coc7))
print('13CO/CO : ', '{:.4f}'.format( Coc6))
print('C18O/CO : ', '{:.4f}'.format( Coc8))
print('HCO+/HCN : ', '{:.4f}'.format( Coc2))
print('HNC/HCN : ', '{:.4f}'.format( Coc3))
print('C2H/HCN : ', '{:.4f}'.format( Coc4))

#Gráfica que da todas las lineas sobrepuestas
f= figure(figsize=(4,.5))
ax = f.add_subplot(122)
ax.set_position([0.09,0.25,0.98,5.8])
yticks(size = 11,rotation = 0) #25
xticks(size = 11,rotation = 0)
xlabel(r'$ \sqrt{v} \text{ (km s}^{-1}\text{)}$', size =11)
ylabel(r'$ T_{\text{MB}} \text{ (K)}$', size =12)
ylim(-0.001,0.015)
xlim(-400,400)
ax.hlines(y=0.0021,xmin=-1400,xmax=1400, lw=1, linestyle='--')
for r in np.arange(len(M)):

    L1x=[]
    L1y=[]
    for q in np.arange(len(M[0+r])):

        L1x.append(I[r][q])
        L1y.append(M[r][q])
        (ln,) = ax.plot(L1x,L1y,'-o',color =
colores[r],markersize=3,lw=1.2,alpha=0.7,label='d')

objname = 'NGC4303'
infile = 'lmtfile_ngc4303a1'
redshift = 0.00522
profile = 'gaussian'
ComputeFluxlines(objname,infile,redshift,profile)
sys.exit()

```

Figura D.5: Continuación del código (V).

Bibliografía

- Aalto, S., Booth, R. S., Black, J. H., & Johansson, L. E. B. 1995, *A&A*, 300, 369
- Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., & et al. 2020, *Astronomy & Astrophysics*, 641, A6
- Aird, J., Coil, A. L., Georgakakis, A., Nandra, K., Barro, G., & Perez-Gonzalez, P. G. 2015, The evolution of the X-ray luminosity functions of unabsorbed and absorbed AGNs out to $z = 5$
- Akiyama, K., Bouman, K., & Woody, D. 2019, *Astrophysical Journal Letters*, 875
- Aladro, R., Martín, S., Riquelme, D., Henkel, C., Mauersberger, R., Martín-Pintado, J., Weiß, A., Lefevre, C., Kramer, C., Requena-Torres, M. A., & et al. 2015, *Astronomy & Astrophysics*, 579, A101
- Anand, G. S., Lee, J. C., Van Dyk, S. D., Leroy, A. K., & et al. 2021, *MNRAS*, 501, 3621
- Antonucci, R. 1993, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 31, 473
- Argyle, R. W. & Eldridge, P. 1990, *MNRAS*, 243, 504
- Assef, R. J., Stern, D., Kochanek, C. S., Blain, A. W., Brodwin, M., Brown, M. J. I., & et al. 2013, *ApJ*, 772, 26
- Baan, W. A., Henkel, C., Loenen, A. F., Baudry, A., & Wiklind, T. 2008, *A&A*, 477, 747
- Baldwin, J. A., Phillips, M. M., & Terlevich, R. 1981, *PASP*, 93, 5
- Baloković, M., Brightman, M., Harrison, F. A., Comastri, A., & et al. 2018, *ApJ*, 854, 42
- Barvainis, R. 1987, *ApJ*, 320, 537
- Beckmann, V. & Shrader, C. R. 2012, *Active Galactic Nuclei*
- Benisty, M., Bae, J., Facchini, S., Keppler, M., & et al. 2021, *ApJ Letters*, 916, L2
- Bennert, N., Falcke, H., Shchekinov, Y., & Wilson, A. S. 2004, *Proceedings of the International Astronomical Union*, 2004, 307–308
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., & Hinshaw, G. 2014, *ApJ*, 794, 135
- Bennett, C. L., Larson, D., Weiland, J. L., Jarosik, N., Hinshaw, G., Odegard, N., Smith, K. M., Hill, R. S., Gold, B., & et al. 2013, *ApJ Supplement*, 208, 20
- Bigiel, F., Leroy, A., Walter, F., Brinks, E., de Blok, W. J. G., Madore, B., & Thornley, M. D. 2008, *AJ*, 136, 2846

- Bigiel, F., Leroy, A. K., Jiménez-Donaire, M. J., & et al. 2016, *The Astrophysical Journal*, 822, L26
- Blitz, L. & Thaddeus, P. 1980, *ApJ*, 241, 676
- Bodenheimer, P. H. 2011, *Principles of Star Formation*
- Bolatto, A. D., Leroy, A. K., Rosolowsky, E., Walter, F., & Blitz, L. 2008, *ApJ*, 686, 948
- Bolatto, A. D., Wolfire, M., & Leroy, A. K. 2013, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 51, 207
- Burke, B. F., Graham-Smith, F., & Wilkinson, P. N. 2019, *An Introduction to Radio Astronomy*, 4th edn. (Cambridge University Press)
- Carrasco-González, C., Henning, T., Chandler, C. J., Linz, H., Pérez, L., Rodríguez, L. F., & et al. 2016, *ApJ Letters*, 821, L16
- Colina, L., Piqueras López, J., Arribas, S., Riffel, R., Riffel, R. A., & et al. 2015, *A&A*, 578, A48
- Comastri, A. *Compton-Thick AGN: The Dark Side of the X-Ray Background*, ed. A. J. Barger (Dordrecht: Springer Netherlands), 245–272
- Costagliola, F., Aalto, S., Rodríguez, M. I., Müller, S., Spoon, H. W. W., & et al. 2011, *Astronomy & Astrophysics*, 528, A30
- Cruz-González, I., Gómez-Ruiz, A. I., Caldú-Primo, A., Benítez, E., Rodríguez-Espinosa, J. M., & et al. 2020, *MNRAS*, 499, 2042
- Dametto, N. Z., Riffel, R., Colina, L., Riffel, R. A., Piqueras López, J., & et al. 2019, *MNRAS*, 482, 4437
- Davis, T. A. 2014, *MNRAS*, 445, 2378
- de Grijp, M. H. K., Lub, J., & Miley, G. K. 1987, *AAPS*, 70, 95
- de Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, Herold G., J., Buta, R. J., Paturel, G., & Fouque, P. 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*
- Del Moro, A., Alexander, D. M., Mullaney, J. R., Daddi, E., Pannella, M., Bauer, F. E., Pope, A., & et al. 2013, *A&A*, 549, A59
- Dickman, R. L. 1978, *ApJ Supplement*, 37, 407
- Duley, W. W. & Williams, D. A. 1984, *Interstellar chemistry*
- Eibensteiner, C., Barnes, A. T., Bigiel, F., Schinnerer, E., Liu, D., Meier, D. S., Usero, A., Leroy, A. K., Rosolowsky, E., Puschignig, J., Lazar, I., Pety, J., Lopez, L. A., Emsellem, E., Bešlić, I., Querejeta, M., Murphy, E. J., den Brok, J., Schruba, A., Chevance, M., Glover, S. C. O., Gao, Y., Grasha, K., Hassani, H., Henshaw, J. D., Jimenez-Donaire, M. J., Klessen, R. S., Kruijssen, J. M. D., Pan, H.-A., Saito, T., Sormani, M. C., Teng, Y.-H., & Williams, T. G. 2022, *arXiv e-prints*, arXiv:2201.02209
- Elitzur, M. & Shlosman, I. 2006, *Astrophys. J. Lett.*, 648, L101
- Esparza-Arredondo, D., Osorio-Clavijo, N., González-Martín, O., & et al. 2020, *ApJ*, 905, 29
- Ferreira, P. G. 2019, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 57, 335

- Filippenko, A. V. & Sargent, W. L. W. 1985, *ApJ Supplement*, 57, 503
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., & Kennicutt, R. C. 2001, *ApJ*, 553, 47
- Frei, Z., Guhathakurta, P., Gunn, J. E., & Tyson, J. A. 1996, *AJ*, 111, 174
- Friedman, A. 1922, *Z. Phys.*, 10, 377
- Fukui, Y. & Kawamura, A. 2010, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 48, 547
- Gao, Y. & Solomon, P. M. 2004a, *ApJ Supplement*, 152, 63
- . 2004b, *ApJ*, 606, 271
- García-Burillo, S. 2016, in *From Interstellar Clouds to Star-Forming Galaxies: Universal Processes?*, ed. P. Jablonka, P. André, & F. van der Tak, Vol. 315, 207–214
- García-Burillo, S., Alonso-Herrero, A., Ramos Almeida, C., González-Martín, O., & et al. 2021, *A&A*, 652, A98
- García-Burillo, S., Combes, F., Ramos Almeida, C., Usero, A., Krips, M., Alonso-Herrero, A., Aalto, S., Casasola, V., & et al. 2016, *ApJ Letters*, 823, L12
- Gaskell, C. M. 2009, *New Astronomy Reviews*, 53, 140, proceedings of the VII Serbian Conference on Spectral Line Shapes (VII SCSLSA) held in Zrenjanin, Serbia June 15th–19th 2009
- Giacconi, R., Gursky, H., Paolini, F. R., & Rossi, B. B. 1962, *Phys. Rev. Lett.*, 9, 439
- Graciá-Carpio, J., García-Burillo, S., Planesas, P., & Colina, L. 2006, *ApJ Letters*, 640, L135
- Griffiths, D. J. 2016, *Introduction to Quantum Mechanics*
- Hao, L., Weedman, D. W., Spoon, H. W. W., Marshall, J. A., Levenson, N. A., Elitzur, M., & Houck, J. R. 2007, *The Astrophysical Journal*, 655, L77–L80
- Hasegawa, T., Sato, F., & Fukui, Y. 1983, *AJ*, 88, 658
- Haynes, M. P., Giovanelli, R., Kent, B. R., Adams, E. A. K., Balonek, T. J., Craig, D. W., Fertig, D., Finn, R., Giovanardi, C., Hallenbeck, G., Hess, K. M., Hoffman, G. L., Huang, S., Jones, M. G., Koopmann, R. A., Kornreich, D. A., Leisman, L., Miller, J., Moorman, C., O’Connor, J., O’Donoghue, A., Papastergis, E., Troischt, P., Stark, D., & Xiao, L. 2018, *ApJ*, 861, 49
- Heckman, T. M. 1980, *A&A*, 500, 187
- Hickox, R. C. & Alexander, D. M. 2018, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 56, 625
- Hirota, T., Yamamoto, S., Mikami, H., & Ohishi, M. 1998, *ApJ*, 503, 717
- Ho, L. C. 2008, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 46, 475–539
- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Huchra, J. P., Wyatt, W. F., & Davis, M. 1982, *AJ*, 87, 1628
- Iles, E. J., Pettitt, A. R., & Okamoto, T. 2021, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 510, 3899–3916

- Imanishi, M., Nakanishi, K., & Izumi, T. 2016, *AJ*, 152, 218
- Israel, F. P. 2020, *A&A*, 635, A131
- Jansky, K. G. 1933, *Popular Astronomy*, 41, 548
- Jiang, X., Wang, J., & Gu, Q. 2011, *MNRAS*, 418, 1753
- Jiménez-Donaire, M. J., Bigiel, F., Leroy, A. K., Cormier, D., Gallagher, M., Usero, A., Bolatto, A., Colombo, D., & et al. 2017, *MNRAS*, 466, 49
- Jiménez-Donaire, M. J., Bigiel, F., Leroy, A. K., & et al. 2019, *ApJ*, 880, 127
- Kauffmann, G., Heckman, T. M., Tremonti, C., Brinchmann, J., Charlot, S., & White, S. D. M. 2003, *MNRAS*, 346, 1055
- Keene, J., Schilke, P., Kooi, J., Lis, D. C., Mehringer, D. M., & Phillips, T. G. 1998, *ApJ Letters*, 494, L107
- Kennicutt, Robert C., J., Hao, C.-N., Calzetti, D., Moustakas, J., Dale, D. A., Bendo, G., Engelbracht, C. W., Johnson, B. D., & Lee, J. C. 2009, *ApJ*, 703, 1672
- Kewley, L. J., Dopita, M. A., Sutherland, R. S., Heisler, C. A., & Trevena, J. 2001, *ApJ*, 556, 121
- Kewley, L. J., Groves, B., Kauffmann, G., & Heckman, T. 2006, *MNRAS*, 372, 961
- Khachikian, E. Y. & Weedman, D. W. 1974, *ApJ*, 192, 581
- Kohno, K., Matsushita, S., Vila-Vilaró, B., Okumura, S. K., Shibatsuka, T., Okiura, M., Ishizuki, S., & Kawabe, R. 2001, in *The Central Kiloparsec of Starbursts and AGN: The La Palma Connection*
- Kourkchi, E. & Tully, R. B. 2017, *ApJ*, 843, 16
- Lada, C. J., Kylafis, N. D., & Meynet, G. 1991, *Space Science Reviews*
- Lada, C. J. & Lada, E. A. 2003, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 41, 57
- Lang, P., Meidt, S. E., Rosolowsky, E., Nofech, J., & et al. 2020, *The Astrophysical Journal*, 897, 122
- Larson, R. B. 1981, *MNRAS*, 194, 809
- Latter, W. B., Radford, S. J. E., Jewell, P. R., Mangum, J. G., & Bally, J. 1997, *IAU Symposium*, 170
- Li, F., Wang, J., Fang, M., Tan, Q.-H., Zhang, Z.-Y., Gao, Y., & Li, S. 2020, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 72
- Lodders, K. 2010, in *Astrophysics and Space Science Proceedings*, Vol. 16, *Principles and Perspectives in Cosmochemistry*, 379
- Loenen, A. F., Spaans, M., Baan, W. A., & Meijerink, R. 2008, *A&A*, 488, L5
- Mac Low, M.-M. & Klessen, R. S. 2004, *Reviews of Modern Physics*, 76, 125–194
- Malkan, M. A., Jensen, L. D., Rodriguez, D. R., & et al. 2017, *ApJ*, 846, 102
- Marr, J.M., S.-R. . K. S. 2015, *Fundamentals of Radio Astronomy: Observational Methods*
- Martín, S., Kohno, K., Izumi, T., Krips, M., & et al. 2015, *A&A*, 573, A116

- McKee, C. F. & Ostriker, E. C. 2007, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 45, 565
- Meier, D. S. & Turner, J. L. 2005, *ApJ*, 618, 259
- Meijerink, R. & Spaans, M. 2005, *A&A*, 436, 397
- Mizuno, A., Onishi, T., Yonekura, Y., Nagahama, T., Ogawa, H., & Fukui, Y. 1995, *ApJ Letters*, 445, L161
- Morgan, C. W., Kochanek, C. S., Morgan, N. D., & Falco, E. E. 2010, *ApJ*, 712, 1129
- Morokuma-Matsui, K., Sorai, K., Sato, Y., & et al. 2020, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 72
- Moss, V. A., Allison, J. R., Sadler, E. M., Urquhart, R., Soria, R., Callingham, J. R., Curran, S. J., & et al. 2017, *MNRAS*, 471, 2952
- Nenkova, M., Ivezić, Ž., & Elitzur, M. 2002, *ApJ Letters*, 570, L9
- Nenkova, M., Sirocky, M., Ivezić, Z., & Elitzur, M. 2008, *The Astrophysical Journal*, 685
- Netzer, H. 2013, *The Physics and Evolution of Active Galactic Nuclei*
- Nguyen, Q. R., Jackson, J. M., Henkel, C., Truong, B., & Mauersberger, R. 1992, *ApJ*, 399, 521
- Onishi, T., Mizuno, A., Kawamura, A., Tachihara, K., & Fukui, Y. 2002, 575, 950
- Padovani, P., Alexander, D. M., Assef, R. J., De Marco, B., Giommi, P., Hickox, R. C., Richards, G. T., Smolčić, V., Hatziminaoglou, E., Mainieri, V., & Salvato, M. 2017, *AAPR*, 25, 2
- Peebles, P. J. E. 1993, *Principles of Physical Cosmology*
- Penzias, A. A. & Wilson, R. W. 1965, *ApJ*, 142, 419
- Planck Collaboration. 2016, *A&A*, 594, A13
- Rees, M. J. 1984, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 22, 471
- Riess, A. G., Yuan, W., Macri, L. M., Scolnic, D., & et al. 2022, *A Comprehensive Measurement of the Local Value of the Hubble Constant with 1 km/s/Mpc Uncertainty from the Hubble Space Telescope and the SH0ES Team*
- Riffel, R. A., Colina, L., Storchi-Bergmann, T., Piqueras López, J., Arribas, S., Riffel, R., & et al. 2016, *MNRAS*, 461, 4192
- Schinnerer, E., Maciejewski, W., Scoville, N., & Moustakas, L. A. 2002, *ApJ*, 575, 826
- Schwarzschild, K. 1916, *Abh. Konigl. Preuss. Akad. Wissenschaften Jahre 1906,92, Berlin, 1907, 1916*, 189
- Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28
- Shapiro, S. L. & Teukolsky, S. A. 1983, *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : the physics of compact objects*
- Shu, F. H. 1982, *The Physical Universe*
- Solomon, P. & Vanden Bout, P. 2005, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 43, 677–725

- Solomon, P. M., Rivolo, A. R., Barrett, J., & Yahil, A. 1987, *ApJ*, 319, 730
- Sorai, K., Kuno, N., & et al. 2019, *Publications of the Astronomical Society of Japan*
- Tammann, G. A., Sandage, A., & Reindl, B. 2008, *AAPR*, 15, 289
- Tasnim Ananna, T., Treister, E., Megan Urry, C., & et al. 2019, *The Astrophysical Journal*, 871, 240
- Teng, Y.-H., Sandstrom, K. M., Sun, J., Leroy, A. K., Johnson, L. C., & et al. 2022, *The Astrophysical Journal*, 925, 72
- Tully, R. B. & Fisher, J. R. 1977, *A&A*, 500, 105
- Tzanavaris, P. & Georgantopoulos, I. 2007, *Astron. Astrophys.*, 468, 129
- Ueda, Y., Akiyama, M., Hasinger, G., Miyaji, T., & Watson, M. G. 2014, 786, 104
- Usero, A., Leroy, A. K., Walter, F., Schrubba, A., García-Burillo, S., & et al. 2015, *AJ*, 150, 115
- Utomo, D., Sun, J., Leroy, A. K., Kruijssen, J. M. D., Schinnerer, E., Schrubba, A., & et al. 2018, *ApJ Letters*, 861, L18
- Veron-Cetty, M. P. & Veron, P. 1986, *AAPS*, 66, 335
- Williams, J. P. 2021, *Introduction to the Interstellar Medium* (Cambridge University Press)
- Wilson, R. W., Jefferts, K. B., & Penzias, A. A. 1970, *ApJ Letters*, 161, L43
- Wilson, T. L., Rohlfs, K., & Hüttemeister, S. 2013, *Tools of Radio Astronomy*
- Wilson, T. L. & Rood, R. 1994, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 32, 191
- Yajima, Y., Sorai, K., Kuno, N., Muraoka, K., & et al. 2019, *PASJ*, 71, S13
- Zel'dovich, Y. B. & Novikov, I. D. 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 246
- Zurita, A., Florido, E., Bresolin, F., Pérez-Montero, E., & Pérez, I. 2021, *MNRAS*, 500, 2359