

UNIVERSIDAD DE EL SALVADOR
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA
ESCUELA DE FÍSICA



TRABAJO DE GRADUACION
“DETERMINACIÓN DEL BORDE DE LA GALAXIA UGC 7321
EN HIDRÓGENO NEUTRO”

PRESENTADO POR:

BRISA MARGARITA TEREZÓN SEGURA

PARA OPTAR AL GRADO DE:
LICENCIADA EN FÍSICA

SAN SALVADOR, EL SALVADOR, MARZO DE 2004

UNIVERSIDAD DE EL SALVADOR
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA
ESCUELA DE FÍSICA



TRABAJO DE GRADUACION
“DETERMINACIÓN DEL BORDE DE LA GALAXIA UGC 7321
EN HIDRÓGENO NEUTRO”

PRESENTADO POR:
BRISA MARGARITA TEREZÓN SEGURA

PARA OPTAR AL GRADO DE:
LICENCIADA EN FÍSICA

ASESOR: LIC. FRANCISCO AMERICO MEJIA BOLAINES

SAN SALVADOR, EL SALVADOR, MARZO DE 2004

UNIVERSIDAD DE EL SALVADOR
FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMÁTICA
ESCUELA DE FÍSICA

TRABAJO DE GRADUACION
“DETERMINACIÓN DEL BORDE DE LA GALAXIA UGC 7321
EN HIDRÓGENO NEUTRO”

PRESENTADO POR:
BRISA MARGARITA TEREZÓN SEGURA

PARA OPTAR AL GRADO DE:
LICENCIADA EN FÍSICA

ASESOR: **LIC. FRANCISCO AMERICO MEJIA BOLAINES**

SAN SALVADOR, EL SALVADOR, MARZO DE 2004

AUTORIDADES UNIVERSITARIAS

RECTOR: **DRA. MARIA ISABEL RORIGUEZ**

SECRETARIA GENERAL: **LICDA. LIDIA MARGARITA MUÑOZ VELA**

FISCAL GENERAL: **LIC. PEDRO ROSALIO ESCOBAR
CASTANEDA**

FACULTAD DE CIENCIAS NATURALES Y MATEMATICA

DECANO: **M.Sc. FRANCISCO ANTONIO CHICAS BATRES
(DECANO EN FUNCIONES)**

SECRETARIA: **LIC. CARLOS ANTONIO GRANADOS**

DIRECTOR DE LA

ESCUELA DE FÍSICA: **LIC. FRANCISCO AMERICO MEJIA BOLAINES**

CIUDAD UNIVERSITARIA, MARZO DE 2004

DEDICATORIA

La culminación de todo lo referente a este trabajo:

MARINA DEL CARMEN SEGURA

MARIA LUCIA GAMEZ DURAN

SUGEY ALEJANDRINA TEREZON SEGURA

LARISA YASMIN TEREZON SEGURA

BERTA ALICIA CHICAS ROMERO

REYNALDO DEL CARMEN GAMEZ

Que con su fe, oraciones y sus insistentes preguntas no perdieron la esperanza de que terminara lo que había comenzado hace tiempo.

AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Juan Uson del Observatorio Nacional de Radioastronomía (NRAO) por ayudarme a facilitar mi aceptación y estadía en el NRAO; además de darme su asesoría en la realización de la parte experimental de este trabajo. El Observatorio Nacional de Radioastronomía ha facilitado las imágenes que aparecen en las diferentes figuras para usos educativos; esto incluye las imágenes obtenidas como resultado del trabajo.

A la Unión Internacional de Astronomía por proporcionarme el costo del pasaje aéreo desde San Salvador hasta Charlottesville, Virginia. USA.

El padre Víctor Bermúdez Vicerrector Académico de la Universidad Don Bosco por darme su apoyo institucional para viajar y trabajar en el proyecto en el NRAO.

Al profesor Francisco Américo Mejía por apoyar que este trabajo se convirtiera en trabajo de tesis. A los profesores José Héctor Elías, Raúl Alfonso Alvarenga y Franklin Moisés Mejía quienes aceptaron el reto de orientarme y evaluarme durante el desarrollo académico de la tesis. Al Profesor Tomás Emilio Caprin, Licda. Ethelvina de Escobar y el Lic. Raul Alfonso Alvarenga por el tiempo empleado en el proyecto anterior. Por las revisiones de redacción realizadas por el profesor Tomás Emilio Caprin también son motivos de agradecimiento.

A Marina, Sughey, Yasmin, Lucía, Oscar Chicas y Berta Alicia Chicas Romero que son el grupo familiar que me ayudó con todos los recursos que estuvieron a su alcance.

INDICE

INDICE DE FIGURAS	IX
RESUMEN	XI
INTRODUCCION.....	XII
OBJETIVOS	XIV
GENERAL	XIV
ESPECIFICOS	XIV
CAPITULO 1. MARCO TEORICO.....	1
1.1 GALAXIAS EN EL UNIVERSO	1
1.1.1 Nuestra galaxia: La Vía Láctea	1
1.1.2 Clasificación de las galaxias.....	4
1.1.2.1 Galaxias Espirales.	4
1.1.2.2 Galaxias Elípticas	8
1.1.2.3 Galaxias irregulares	9
1.2. FUNDAMENTOS DE RADIO ASTRONOMÍA	10
1.2.1. Definiciones Básicas	11
Iv: brillo o intensidad específica, en $\text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$	12
1.2.2. Radiotelescopios e Interferometría	13
1.2.2.1 Radiotelescopios.....	13
1.2.2.2. Interferometría.....	18
1.3. RADIACIÓN ELECTROMAGNÉTICA.....	22
1.3.1. FUNDAMENTOS DE PROPAGACIÓN DE ONDAS ELECTROMAGNÉTICAS	24

1.3.1.1. Ecuaciones de Maxwell.....	24
1.3.1.2. La Ecuación de Onda.....	26
1.4. MECANISMOS DE FORMACIÓN DE LÍNEAS ESPECTRALES	28
1.4.1. Líneas Espectrales.....	28
1.4.2. Recombinación de Líneas.....	30
1.4.3. Línea espectral HI de 21 cm.....	40
1.4.4. Radiación en la línea de 21 cm	52
1.4.4.1. Coeficientes de Einstein.	52
1.4.4.2 Transferencia Radiativa.....	57
1.5 LA GALAXIA UGC 7321	62
CAPITULO 2. METODOLOGÍA.....	66
2.1 ENTRENAMIENTO CON AIPS Y OBTENCIÓN DE IMÁGENES EN RADIO.....	66
2.2 PROCESAMIENTO DE IMÁGENES EN RADIO DE UGC 7321	66
2.3 CÁLCULOS DE DENSIDAD DE COLUMNA DE HI EN UGC 7321	67
CAPITULO 3. RESULTADOS Y ANÁLISIS	67
CAPITULO 4. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES	75
BIBLIOGRAFÍA	78
ANEXOS	81
ANEXO 1. GLOSARIO	81

INDICE DE FIGURAS

Figura 1.1: La Vía Láctea en una impresión tomada por el satélite COBE.	3
Figura 1.2: Galaxia espiral (NGC4565) vista de perfil. La Vía Láctea posiblemente ofrece este aspecto a un observador situado fuera de ella.....	3
Figura 1.3: Esquema de clasificación de las galaxias diseñado por Hubble.	4
Figura 1.4: La galaxia espiral Andrómeda, conocida como M31	5
Figura 1.5: Ejemplos de galaxias lenticulares.....	6
Figura 1.6: Ejemplo de una galaxia espiral barrada, la galaxia NGC 7741.	7
Figura 1.7: Ejemplo de una galaxia espiral, NGC 3310.....	8
Figura 1.8: Ejemplo de galaxias elípticas.	9
Figura 1.9: Las Nubes de Magallanes como ejemplo de galaxias irregulares.	10
Figura 1.10: Un esquema para ilustrar la definición de intensidad específica.	12
Figura 1.11: Ejemplo de un radio telescopio.....	15
Figura 1.12: Mapa de radio del centro de la galaxia. Los contornos.....	17
Figura 1.13: Radiotelescopio de Arecibo, Puerto Rico.....	18
Figura 1.14: Ondas "A" es la amplitud y λ la longitud de onda. Cuando hay interferencia de dos o más ondas, las amplitudes se suman. En el caso (a) la interferencia es positiva o constructiva, en el (b) es negativa o destructiva.	19
Figura 1.15: Radiotelescopio de síntesis. Vistos desde una posición sobre el polo, al girar la Tierra uno de los radiotelescopios (marcado con un asterisco) describe un arco alrededor del otro (considerado fijo). Después de cada rotación se van acercando hasta sintetizar el área de un semicírculo.....	20
Figura 1.16: Esquema que representa al espectro electromagnético.....	23
Figura 1.17: Perfil gaussiano de una línea espectral.....	38
Figura 1.18: Esquema del modelo de átomo de Bohr.....	40

Figura 1.19: Espectro de emisión (arriba) y absorción (abajo), figura tomada del material de apoyo del curso de radioastronomía del profesor James Condon del NRAO.....	45
Figura 1.20: Selección de curvas de galaxias espirales, tomado del material didáctico de apoyo del curso de radioastronomía impartido por el profesor James Condon del NRAO en octubre de 2002.....	49
Figura 1.21: Esquema de la formación de la línea de hidrógeno de 21 cm	51
Figura 1.22: Fotón emitido de una transición del nivel superior al inferior	52
Figura 1.23: Distribución de frecuencia normalizada.....	53
Figura 1.24: Esquema de la entrada y salida de flujo a través de una área.....	57
Figura 1.25: Imagen de la galaxia UGC 7321 que muestra la	63
Figura 3.1: Esquema de cómo se midieron las distancias desde un punto tomado como el centro de la galaxia.	69
Figura 3.2: Imagen de momento cero para la galaxia UGC 7321.....	70
Figura 3.3: Contornos de intensidad de HI para UGC 7321. Los niveles de contorno son (-40, -30, -20, -10, 10, 20, 30, 40, 50, 70, 90, 100, 200, 300, 500, 700) Jy beam⁻¹ m s⁻¹, con un valor pico a 7.20 x 10³ Jy beam⁻¹ m s⁻¹.	72
Figura 3.4: Contornos de intensidad para UGC 7321, obtenida por Uson, J & Matthews, D. (AJ, 2002)	73
Figura 3.5: Densidad de columna de HI en función de la distancia en la galaxia desde el centro, la cual muestra el descenso gradual en densidad de columna hasta un valor límite de 7.11 x 10¹⁸ átomos cm⁻² ±6.9 x 10¹⁸ átomos cm⁻² ..	74

RESUMEN

El estudio de galaxias ofrece un escenario distinto cuando se trata de observarlas en otras longitudes de ondas, en el caso de galaxias que presentan una deficiente formación estelar como el de la galaxia UGC 7321 de la cual la información que se tiene acerca del borde cuando se observa la emisión del hidrógeno neutro (HI) en él, es que éste es abrupto a una densidad de columna de unas cuantas veces 10^{19} átomos/cm²; es probable que esto se debe a que la galaxia tiene dificultad para mantener suficiente hidrógeno, ocasionado en parte a que la mayoría está ionizándose debido al campo intergaláctico de los fotones ultravioleta (Van Gorkom 1991).

El trabajo experimental y de análisis para estudiar el borde de la galaxia UGC 7321 bajo la supervisión del Dr. Juan Uson del Observatorio Nacional de Radio Astronomía, proporcionando un conjunto de imágenes espectrales de la galaxia, con una resolución espectral de 24 kHz (5.2 km s^{-1}) y una resolución espacial de $36''$, permitieron obtener una imagen que tiene una sensibilidad de 0.52 mJy/beam correspondiente a una densidad de columna de hidrógeno neutro de 2.2×10^{18} átomos cm⁻². A este nivel se detecta hidrógeno neutro en la galaxia hasta aproximadamente $285''$ correspondiente a 7.1×10^{18} átomos cm⁻² $\pm (14 - 7) \times 10^{18}$ átomos cm⁻², aunque el borde podría extenderse más allá a otro nivel de densidad. Este resultado no muestra que la galaxia tenga cortes abruptos que indiquen ionización del hidrógeno en algunas regiones de la galaxia.

La experiencia y los resultados obtenidos dejan algunas bases para que en la Escuela de Física se busquen perfiles de estudiantes y docentes que quieran realizar más trabajo en el área de la Astronomía y desarrollar así un nuevo campo de investigación.

INTRODUCCION

El presente proyecto pretende medir el tamaño del borde de la galaxia UGC 7321, utilizando imágenes en longitudes de onda de radio (intervalo de longitudes), mediante el uso de datos obtenidos con el Very Large Array (VLA), un radio telescopio ubicado en Nuevo México, el cual es una instalación de la National Science Foundation de los Estados Unidos. Los datos fueron obtenidos por el radio astrónomo Juan Uson del Observatorio Nacional de Radio Astronomía, quién en 2000 realizó observaciones astronómicas de la galaxia UGC 7321. Esta información será procesada haciendo uso de un software astronómico llamado AIPS (Astronomical Image Processing System), que permite trabajar datos en longitudes de onda de radio.

La información que se tiene acerca del borde de las galaxias, cuando se observa la emisión del hidrógeno neutro (HI) en él, es que éste es abrupto a una densidad de columna de unas cuantas veces 10^{19} átomos/cm², estos bordes abruptos son en su mayoría debido a la incapacidad del hidrógeno de autoprotgerse de la ionización ocasionada por el campo intergaláctico de los fotones ultravioleta (Van Gorkom 1991), pero cabe la posibilidad de que sean las galaxias quienes contribuyen en muy poco a mantener suficiente hidrógeno neutro.

Puede decirse que la galaxia UGC 7321 es una galaxia poco activa comparada con la actividad de otras galaxias; es decir la galaxia UGC 7321 cuenta solamente con un mínimo de formación estelar y está inusualmente aislada, con vecinas no conocidas dentro de 2 Mega parsec (Mpc); ambas razones llevan a una baja contaminación de fuentes locales para el campo intergaláctico de fotones ultravioleta. Se espera que la galaxia UGC 7321

muestre un borde en HI no tan abrupto y también que muestra HI a una baja densidad de columna más que cualquier otra galaxia hasta hoy estudiada.¹

Los datos del radio telescopio Very Large Array (VLA), obtenidos por Juan Uson en mayo de 2000 serán usados para hacer imágenes en HI lo cual permitirá determinar el borde de UGC 7321; en otras palabras se podrá conocer hasta donde se extiende el borde de la galaxia a un nivel de hidrógeno neutro característico.

El trabajo realizado ha tenido los siguientes alcances:

- Aprendizaje en cuanto a técnicas interferométricas y síntesis de imágenes, además de las técnicas de procesamiento de imágenes.
- En base al nivel de densidad de columna de hidrógeno neutro en la galaxia, se logró estimar hasta donde se extiende el borde de la galaxia.
- Se comparó los resultados del tamaño del borde en HI a cierto nivel de densidad de columna, con el resultado obtenido por el Dr, Juan Uson del NRAO.
- La Escuela de Física ha dado un paso para iniciar una línea de investigación en radio astronomía haciendo uso de datos proporcionados por el Observatorio Nacional de Radio Astronomía en Charlottesville, Virginia USA, el cual es una instalación de la National Science Foundation.

¹ Uson, J. M. & Matthews, L. D. *Astrophysical Journal* , 2002 (en prensa, Mayo 2003).

OBJETIVOS

GENERAL

Estimar la densidad de columna de hidrogeno neutro en el borde de la galaxia.

ESPECIFICOS

- I . Aprender técnicas de procesamiento de imágenes en radio.

- II. Analizar imágenes en emisión de hidrógeno neutro de la galaxia.

- III. Estimar hasta donde se extiende el borde de la galaxia UGC 7321 a cierto nivel de densidad de columna de Hidrógeno Neutro.

Capítulo 1. MARCO TEORICO

Al estudiar la galaxia UGC 7321, lo que se conoce de su estructura y morfología y de hasta donde se extiende su borde, se hace necesario discutir sobre los conocimientos básicos de las galaxias comenzando por nuestro vecindario y luego conocer algunas características generales de las demás galaxias, pasando luego a discutir definiciones básicas de la radioastronomía, radiotelescopios e interferometría. Posteriormente, se sientan las bases del comportamiento de la radiación electromagnética, desde lo que se refiere a su propagación, hasta su descripción a través de las ecuaciones de Maxwell. A este nivel se puede comenzar a explicar los mecanismos de formación de líneas espectrales, centrándose después en la línea de 21 cm. Finalmente se procede a tener las principales referencias del estudio hecho a la galaxia UGC 7321.

1.1 Galaxias en el Universo

1.1.1 Nuestra galaxia: La Vía Láctea

Una galaxia es un gran conjunto de estrellas, gas y polvo ligados por su mutua atracción gravitacional y no todas las galaxias son como la nuestra, La Vía Láctea, que tiene brazos espirales. Hay muchas más que poseen formas muy particulares, que dieron origen a una clasificación de las galaxias en base a su apariencia.

Desde hace miles de años, los hombres han podido observar durante las noches de verano más oscuras, una banda de luz que cruza el cielo de extremo a extremo. Los antiguos griegos vieron en ella un rastro de leche derramado por Almatea y por ello la denominaron Vía Láctea. En 1610, Galileo descubrió con un telescopio fabricado por él

mismo, que La Vía Láctea estaba formada por estrellas y no por material nebuloso como se había sugerido. La palabra actual, galaxia, se utiliza para designar las estructuras del universo que contienen una gran cantidad de estrellas ligadas por la atracción gravitatoria. Nuestra galaxia está formada por millones de soles agrupados casi todos ellos en un disco, inmerso en un halo difuso cuya zona central, más poblado de estrellas, se denomina "bulbo". Nosotros observamos una banda en el cielo nocturno, porque vemos el disco de la Vía Láctea de canto, ya que nuestro sistema solar se encuentra inmerso en el disco galáctico. La primera determinación realista de la forma y el tamaño de nuestra galaxia fue realizada por el astrónomo americano H. Shapley entre 1915 y 1919. Shapley estudió la distribución de los cúmulos globulares, enjambres esféricos de cientos de miles de estrellas antiguas, en la Vía Láctea. Descubrió que los cúmulos globulares de nuestra galaxia se distribuyen de modo aproximadamente esférico en torno a su centro y lejos del plano de ésta. De este modo pudo determinar la posición del centro de la Vía Láctea y estimó su distancia hasta el Sol, que resultó estar en un extremo de nuestra galaxia. En 1932 Karl Jansky descubrió ondas de radio extraterrestres. Las más intensas procedían del centro de la Vía Láctea. El centro de nuestra galaxia se encuentra en la dirección de la constelación de Sagitario que, desde el hemisferio norte, se ve hacia el Sur, cerca del horizonte, en las noches de verano. Actualmente se cree que la distancia que nos separa del centro galáctico es de aproximadamente 7.500 parsecs (unos 24.000 años luz).².

² <http://www.oan.es/servicios/divulga/cg/node1.html>, Artículos de divulgación en los Anuarios del Observatorio Astronómico de Madrid, VIAJE AL CENTRO DE LA VIA LACTEA ,Pablo de Vicente Abad 1996.

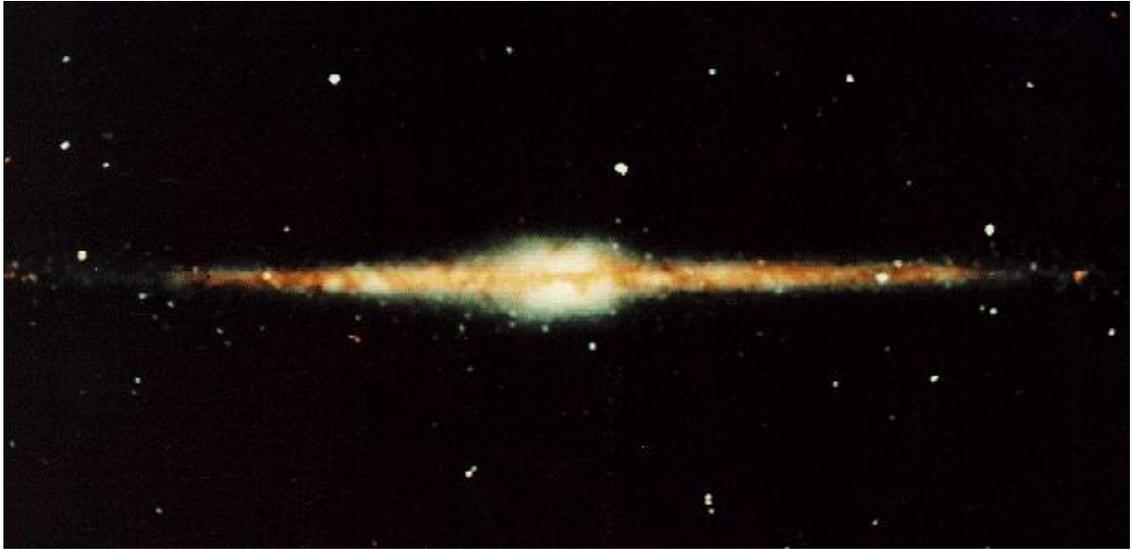


Figura 1.1: La Vía Láctea en una impresión tomada por el satélite COBE.



Figura 1.2: Galaxia espiral (NGC4565) vista de perfil. La Vía Láctea posiblemente ofrece este aspecto a un observador situado fuera de ella.

1.1.2 Clasificación de las galaxias

Las galaxias difieren bastante entre sí, pero la gran mayoría tiene formas más o menos regulares cuando son observadas a través de telescopios ópticos. Pueden agruparse en dos clases generales de acuerdo a su forma aparente: Espirales y elípticas. Algunas galaxias no tienen forma definida y son llamadas irregulares.

Uno de los primeros y más simples esquemas de clasificación de las galaxias, que es usado hasta hoy, fue diseñado por Hubble en los años 20. El esquema de Hubble consiste de tres secuencias principales de clasificación: elípticas, espirales y espirales barradas. En ese esquema, las galaxias irregulares forman una cuarta clase de objetos

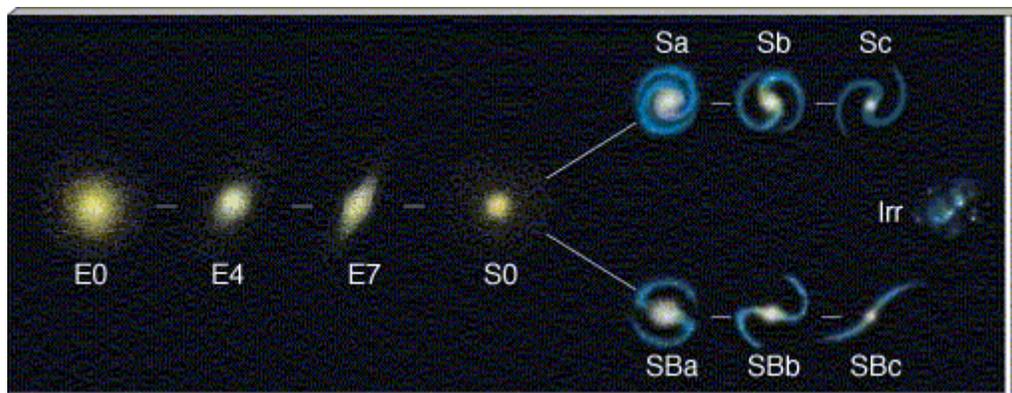


Figura 1.3: Esquema de clasificación de las galaxias diseñado por Hubble.

1.1.2.1 Galaxias Espirales.

Las galaxias espirales, cuando son vistas de frente, presentan una clara estructura espiral. La galaxia M31 y nuestra propia Galaxia son espirales típicas. Las galaxias espirales poseen un núcleo, un disco, un halo y brazos espirales. Las galaxias espirales

presentan diferencias entre sí, principalmente respecto al tamaño del núcleo y al grado de desarrollo de los brazos espirales. Así, las galaxias espirales se subdividen en las categorías Sa, Sb y Sc, de acuerdo con el grado de desarrollo y curvatura de los brazos espirales (a, brazos pequeños y bien curvos, c, brazos grandes y más abiertos) y con el tamaño del núcleo comparado con el del disco (a, núcleo mayor, c, núcleo menor). Por ejemplo, una galaxia Sa es una espiral con núcleo grande y brazos espirales pequeños, bien curvos, de difícil resolución.



Figura 1.4: La galaxia espiral Andr6meda, conocida como M31

Existen algunas galaxias que tienen núcleo, disco y halo, pero no tienen trazos de estructura espiral. Hubble clasific6 esas galaxias como S0 y ellas son llamadas lenticulares. Las galaxias espirales y lenticulares juntas forman el conjunto de las galaxias discoidales.

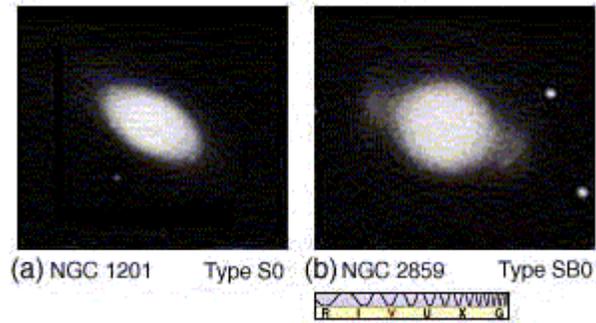


Figura 1.5: Ejemplos de galaxias lenticulares

Pero al menos la mitad de todas las galaxias discoidales presentan una estructura en forma de barra atravesando el núcleo. Estas galaxias son llamadas barradas y, en la clasificación de Hubble son identificadas por las iniciales SB. Las galaxias barradas también se subdividen en las categorías SB0, SBa, SBb y SBc. En las espirales barradas, los brazos normalmente parten de las extremidades de la barra. El fenómeno de la formación de la barra todavía no está bien comprendido, pero se cree que la barra sea la respuesta del sistema a un tipo de perturbación gravitacional periódica (como una galaxia compañera) o simplemente la consecuencia de una asimetría en la distribución de masa en el disco de la galaxia. Algunos astrónomos también creen que la barra sea, por lo menos en parte, responsable de la formación de la estructura espiral, así como por otros fenómenos evolutivos en galaxias.



Figura 1.6: Ejemplo de una galaxia espiral barrada, la galaxia NGC 7741.

Normalmente se observa, en los brazos de las galaxias espirales, el material interestelar. Allí también están presentes nebulosas gaseosas, polvo y estrellas jóvenes, incluyendo las supergigantes luminosas. Los cúmulos estelares abiertos pueden ser vistos en los brazos de las espirales más próximas y los cúmulos globulares, en el halo. La población estelar típica de las galaxias espirales está formada por estrellas jóvenes y viejas.

Las galaxias espirales tienen diámetros que varían entre 20 mil años-luz, hasta más de 100 mil años-luz. Se estima que sus masas varían entre 10 mil millones a 10 billones de veces la masa del Sol. Nuestra Galaxia y M31, ambas son espirales grandes y masivas.

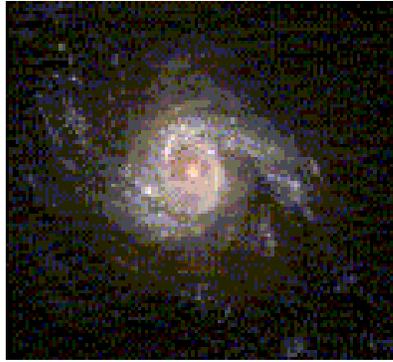


Figura 1.7: Ejemplo de una galaxia espiral, NGC 3310.

1.1.2.2 Galaxias Elípticas

Las galaxias elípticas presentan forma esférica o elipsoidal y no tienen estructura espiral. Tienen poco gas, poco polvo y pocas estrellas jóvenes. Estas galaxias se parecen al núcleo y halo de las galaxias espirales.

Hubble subdividió las elípticas en las clases E0 a E7, de acuerdo con su grado de achatamiento. Hubble basó su clasificación en la apariencia de la galaxia, no en su verdadera forma. Por ejemplo, una galaxia E0 puede ser una elíptica realmente esférica o puede ser una elíptica más achatada vista de frente, pero una E7 tiene que ser una galaxia elíptica achatada vista de perfil. Sin embargo, ninguna galaxia elíptica va a parecer tan achatada como una espiral vista de perfil.

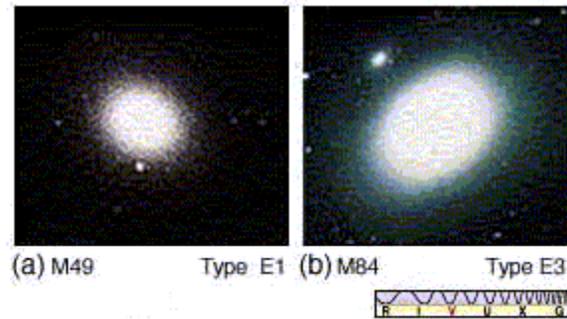


Figura 1.8: Ejemplo de galaxias elípticas.

Las galaxias elípticas varían mucho de tamaño, desde supergigantes hasta enanas. Las mayores tienen diámetros de millones de años-luz, mientras que las menores tienen solamente pocos millares de años-luz de diámetro. Las elípticas gigantes, que tienen masas de hasta 10 billones de masas solares, son raras, mientras que las elípticas enanas son el tipo más común de galaxias.

1.1.2.3 Galaxias irregulares

Hubble clasificó como galaxias irregulares a aquellas que no presentaban ninguna simetría circular o rotacional, presentando una estructura caótica o irregular. Muchas irregulares parecen estar sufriendo actividad de formación estelar relativamente intensa. Aparentemente están dominadas por estrellas jóvenes brillantes y nubes de gas ionizado distribuidas irregularmente. En contraste, observaciones en la línea de 21 cm, que revela la distribución del gas hidrógeno, muestra la existencia de un disco de gas similar al de las galaxias espirales. Las galaxias irregulares también recuerdan a las espirales en su contenido estelar, que incluye estrellas de población I y II (jóvenes y viejas).

Los dos ejemplos más conocidos de galaxias irregulares son la Nube Mayor y la Nube Menor de Magallanes, las galaxias vecinas más próximas de la Vía Láctea, visibles a simple vista en el Hemisferio Sur. La Nube Mayor de Magallanes tiene una barra, aunque no tenga brazos espirales. Aparentemente orbita alrededor de la Vía Láctea. En ella está presente el complejo 30 Doradus, uno de los mayores y más luminosos agrupamientos de gas y estrellas supergigantes conocido en galaxia alguna.



Figura 1.9: Las Nubes de Magallanes como ejemplo de galaxias irregulares.

1.2. Fundamentos de Radio Astronomía

La mayoría de cosas que se conocen acerca del universo, de las estrellas y el espacio entre ellas, acerca de los sistemas estelares, su distribución, cinemática y dinámica han sido obtenidos de la información a través de las observaciones de la radiación electromagnética. Durante muchos años el género humano se restringió a mediciones de luz visible; sólo en la época de Herschel este rango fue expandido; por ejemplo en 1930 se

extendió desde el cercano ultravioleta hasta el cercano infrarrojo. Las investigaciones de los astrónomos se limitaron debido a que la atmósfera terrestre bloquea la radiación de otras longitudes de onda a través de los telescopios o porque no se tenían detectores disponibles para estos tipos de radiación. Esta situación cambió dramáticamente en 1931 cuando Jansky mostró que la radiación de longitud de onda de 14.6 m recibida con un arreglo de antena sensitiva, debía estar emitida por una fuente extraterrestre, la cual no era precisamente el Sol.

La atmósfera alrededor de la Tierra es transparente a las ondas de radio; esta ventana en radio se extiende desde un límite en baja frecuencia de 15 MHz ($\lambda \cong 20$ m) hasta una alta frecuencia aproximadamente de 600 GHz ($\lambda \cong 0.5$ mm), pero estos límites no son cerrados, ya que hay variaciones tanto con la posición geográfica del observador como con el tiempo.

1.2.1. Definiciones Básicas

La radiación electromagnética en la frecuencia de radio es un fenómeno ondulatorio, pero cuando la escala del sistema involucrado para su detección es mucho más grande que la longitud de onda de la radiación incidente, se considera que la radiación viaja en líneas rectas llamadas *rayos*. La energía infinitesimal dW interceptada por una superficie infinitesimal $d\sigma$ es, entonces:

$$dW = I_v \cos\theta \cos\theta d\Omega d \quad (1.1)$$

donde:

dW : potencia infinitesimal, en watts

$d\sigma$: area infinitesimal de superficie, cm^2 ,

ν : ancho de banda infinitesimal, en Hz,

θ : ángulo entre la normal de $d\sigma$ y la dirección de $d\Omega$,

I_ν : brillo o intensidad específica, en $\text{Wm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$

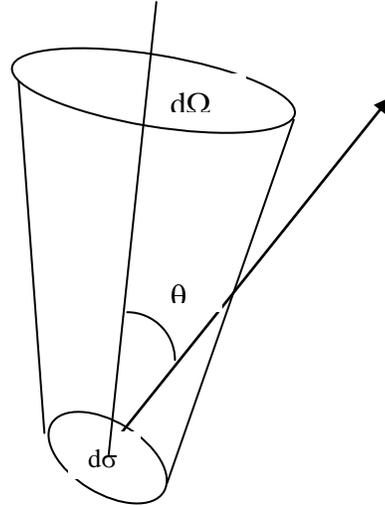


Figura 1.10: Un esquema para ilustrar la definición de intensidad específica.

La ecuación (1.1) debería ser considerada como la definición de brillo I_ν , aunque el término de intensidad o intensidad específica I_ν , es usado en lugar del término brillo. El flujo total de una fuente que se obtiene por integración de la ecuación (1.1) sobre el total del Angulo sólido Ω_s subtendido por la fuente es:

$$S_\nu = \int_{\Omega_s} I_\nu(\theta) \cos\theta \, d\Omega \quad (1.2)$$

Esta densidad de flujo se mide en unidades de $\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$. Siendo que la densidad de flujo de fuentes de radio es una cantidad pequeña, se ha definido una unidad especial en radio astronomía de manera que para esta densidad de flujo la unidad especial es el Jansky (abreviado Jy) y ha sido introducido de manera que³:

$$1 \text{ Jy} = 10^{-26} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1} = 10^{-23} \text{ ergs}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{Hz}^{-1} \quad (1.3)$$

³ Rohlfs, K., Wilson, T. L. Tools of Radio Astronomy. Segunda edición. A&A Library. Alemania. 1996

1.2.2. Radiotelescopios e Interferometría

1.2.2.1 Radiotelescopios

Poco después de la gran depresión que golpeó a los Estados Unidos a principios de los años treinta y en buena parte por el desarrollo de las técnicas del radar durante la primera Guerra Mundial, los astrónomos norteamericanos lograron observar objetos celestes en longitudes de onda de radio. Situado en los vastos campos plantados de papas de Nueva Jersey, el primer radiotelescopio era un instrumento extraño, nada parecido a los telescopios ópticos pero su operación marcó una nueva época en la astronomía, comparable a la marcada por Galileo cuando, por vez primera, utilizó su pequeño telescopio para ver el cielo. En realidad, ya antes se habían detectado ondas de radio del espacio, aunque no con un radiotelescopio. La compañía de teléfonos Bell estudiaba las fuentes de "estática" (ruido) que interferían las comunicaciones de los barcos con las estaciones de tierra y encomendó al joven ingeniero Karl Jansky la investigación; Jansky diseñó una antena que podía distinguir la dirección de la que provenía la estática. Después de un año, logró distinguir entre tormentas eléctricas locales o distantes y estática de fondo proveniente del espacio. Ahora sabemos que lo que Jansky detectaba eran ondas de radio generadas en el gas de la Vía Láctea. La señal en un radio telescopio es captada de manera similar a lo que hace un radio ordinario. Las señales llegan a nuestro radio de una gran cantidad de estaciones radioemisoras que radian en todas direcciones y a diversas longitudes de onda (frecuencia). Nosotros sintonizamos nuestros receptores a la longitud de onda que deseamos y el aparato extrae el mensaje de voces o música superpuesto a las ondas de radio, que escuchamos mediante una bocina.

Un radiotelescopio es una versión compleja de un radioreceptor, pero no está conectado a una bocina. Los emisores (radiofuentes) naturales del Universo emiten tan sólo una cacofonía de silbidos y ruidos. El "oír" no nos dará ninguna información sobre la forma o el tamaño del emisor. Para obtener esta información necesitamos una radio imagen, que es lo que proporciona el radiotelescopio. Para obtener estas radio imágenes, los astrónomos se cuidan de no operar sus radiotelescopios a longitudes de onda en que se realizan transmisiones sobre la Tierra que puedan interferir con las débiles señales del espacio. De otro modo, sería como tratar de ver las estrellas de día. Existen convenciones internacionales sobre ciertas longitudes de onda destinadas a la radioastronomía. Nadie puede transmitir en estas longitudes de onda, de manera que los radiotelescopios pueden escudriñar el Universo sin el "resplandor" de los transmisores terrestres. Existen asimismo ciertas limitaciones atmosféricas a las longitudes de onda que podemos detectar (Figura 13). Las longitudes de onda mayores a 30 m provenientes de fuentes de radio rebotan al espacio debido a la ionosfera. En el otro extremo, están las longitudes de onda cortas, de alrededor de 1 mm, que se mezclan con el lejano infrarrojo. La frontera exacta entre ambos se define en la práctica por el tipo de detector que se utiliza. Si se trata de un radiotelescopio, se hablará de ondas de radio —milimétricas o submilimétricas— y si se trata de un detector infrarrojo se hablará del lejano infrarrojo. En un radiotelescopio el receptor es una antena, comúnmente colocada sobre una superficie parabólica —llamada plato— que sirve, como el espejo parabólico de los grandes telescopios, para coleccionar y enfocar la radiación (Figura 1.11). En estos casos, la antena receptora se coloca en el foco de la parábola. Sin embargo, no todos los radiotelescopios tienen esta forma. La energía de la radiación recibida es transformada en una señal eléctrica que se manifiesta bajo la forma de una débil fluctuación de voltaje. Esta pasa por una serie de amplificadores, que la

amplifican hasta miles de millones de veces. Finalmente, una computadora recibe las señales y las almacena. Para poder construir una radio imagen, el radiotelescopio barre la fuente para obtener la intensidad de la señal punto a punto. La computadora puede desplegar la información bajo la forma de un radio mapa o una radio foto. El radio mapa consiste de varios niveles de intensidad representados por líneas de contorno. Una fuente aislada aparece como una serie de círculos concéntricos, el menor y más interior de los cuales marca la mayor intensidad (Figura 1.12). Puede lograrse una forma más directa de "ver" la radio imagen utilizando una pantalla de televisión. Se pueden usar técnicas de falso color mediante las cuales la computadora asigna un código de colores a las diversas intensidades. De esta forma, podemos obtener radio fotos en color.

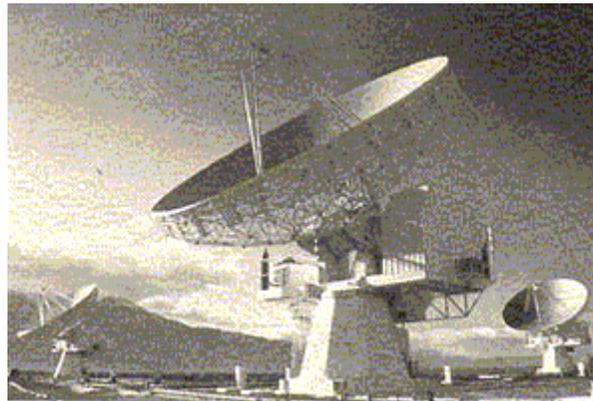


Figura 1.11: Ejemplo de un radio telescopio

En cuanto a la resolución en un radio telescopio, ésta tiene que ver con el grado de detalle con que un telescopio puede revelar y depende del diámetro de la superficie

colectora de la radiación, es decir lente, espejo o plato relativo a la longitud de onda de dicha radiación⁴.

Usando la teoría de la difracción se puede demostrar que la resolución angular de un radio telescopio es:

$$\delta \approx \frac{\lambda}{D} \quad (1.4)$$

Donde

δ : la menor separación angular a la cual dos fuentes puntuales pueden reconocerse como objetos separados

λ : longitud de onda de la radiación recibida.

D: diámetro del radio telescopio⁵.

Si la superficie colectora es grande comparada con la longitud de onda, la resolución será buena. Las ondas de luz visible tienen longitudes de onda de cienmilésimas de centímetro (mucho más pequeña que las dimensiones de la superficie colectora), por lo que el poder de resolución de un telescopio óptico siempre es grande (aumenta con la superficie colectora). Aún el ojo que tiene una superficie colectora de luz que es la lente formada por el cristalino, tiene alto poder de resolución. Sin embargo, las ondas de radio tienen longitudes de onda casi un millón de veces mayores que la luz visible, por lo tanto, para poder resolver un detalle parecido al que nos dan los telescopios ópticos, los

⁴ http://biblioteca.redescolar.ilce.edu.mx/sites/ciencia/volumen1/ciencia2/53/htm/SEC_8.html

⁵ Rohlfs, K., Wilson, T. L. Tools of Radio Astronomy. Segunda edición. A&A Library. Alemania. 1996

radiotelescopios debieran ser un millón de veces mayores. Hasta ahora el telescopio de plato más grande del mundo, situado en Effelsberg, Alemania Federal, observa a longitudes de onda de 11 cm y el diámetro de su plato es de 100 m. Su poder de resolución es menor al del ojo humano. Las dimensiones de este plato representan el límite tecnológico razonable. La construcción y manipulación de platos mayores representa un problema de ingeniería. Se han encontrado, sin embargo, alternativas. Una de ellas ha sido la construcción de un plato apoyado y fijo en la tierra, construido aprovechando una depresión natural del terreno en un valle de Puerto Rico; este es el radiotelescopio de Arecibo, cuyo plato mide 330 m de diámetro. La antena ha sido colgada por cables fijos a las montañas circundantes y se encuentra a una altura de 130 m sobre el plato (Figura 1.13). Este gigante es capaz de ver casi con el mismo detalle que el ojo humano.

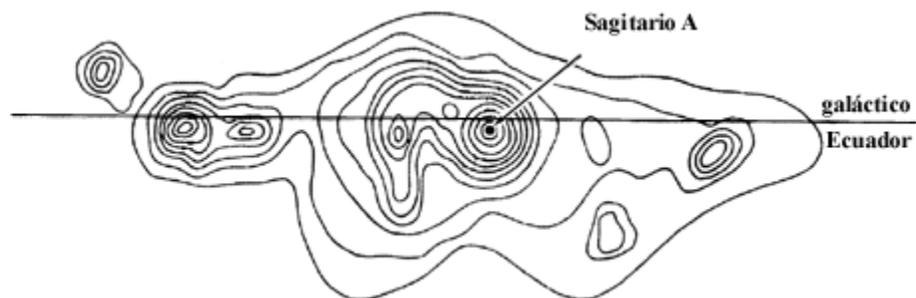


Figura 1.12: Mapa de radio del centro de la galaxia. Los contornos son curvas que unen puntos de igual intensidad de emisión.



Figura 1.13: Radiotelescopio de Arecibo, Puerto Rico.

1.2.2.2. Interferometría

El problema de la baja resolución llevó a los radioastrónomos a aguzar el ingenio a fin de encontrar una solución. El pionero fue Martin Ryle, de Cambridge, en la década de 1960. En esa época se desarrollaron los radiotelescopios llamados de síntesis, que ensamblan dos radiotelescopios pequeños y utilizan una computadora potente así como también la rotación de la Tierra sobre su eje. El principio de operación es la interferometría, que se basa en que cualquier espejo forma una imagen en el foco donde converge la radiación reflejada por cada parte de su superficie, de tal modo que las ondas "interfieren" una con otra; la cresta de una, puede ser reforzada por la coincidencia con la cresta de otra, o amortiguada por el valle de otra (Figura 1.14).

Haciendo uso de este principio se puede crear el efecto de un enorme espejo mediante la utilización de dos espejos pequeños separados a una distancia D . Se mantiene un espejo fijo en el centro y se mueve el otro circunferencialmente a posiciones sucesivas, hasta cubrir así el área de un gran espejo imaginario que estamos sintetizando. En cada posición del espejo móvil, una computadora registra la imagen en el foco y, eventualmente, todas las imágenes pueden combinarse a fin de obtener la imagen que daría el gran espejo

imaginario o sintetizado cuya área se ha barrido. Este principio se utiliza para ondas de radio, pues para construir la imagen global, hay que seguir en detalle las fases de cada imagen, es decir, las formas de las ondas en cada punto del espejo y sumarlas correctamente, dado que las ondas de radio tienen una longitud de onda suficientemente grande como para registrar las fases con precisión electrónica. Además, los dos radiotelescopios no tienen que reflejar realmente la imagen a un foco mutuo distante. Esto se hace también electrónicamente: La salida de cada plato es una señal eléctrica y éstas pueden sumarse para simular la combinación de las radio ondas en el foco.

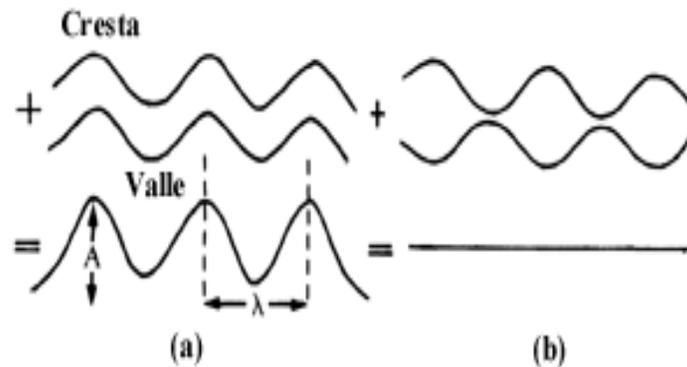


Figura 1.14: Ondas "A" es la amplitud y λ la longitud de onda. Cuando hay interferencia de dos o más ondas, las amplitudes se suman. En el caso (a) la interferencia es positiva o constructiva, en el (b) es negativa o destructiva.

De esta manera, se puede sintetizar un gran plato con dos pequeños, conectados entre sí y una técnica electrónica bastante complicada. El problema práctico de mover continuamente uno de los radiotelescopios, cubriendo el área del plato imaginario, se resuelve valiéndose de la rotación de la Tierra. Imaginemos que miramos hacia la Tierra desde una radiofuente sobre el Polo Norte. Al girar la Tierra, la posición relativa de dos radiotelescopios se modifica. Vistos desde la posición sobre el Polo Norte, veremos que si

consideramos uno de los telescopios fijo, el otro describe un semiarco a su alrededor. Para la siguiente rotación terrestre se acerca ligeramente el segundo espejo; éste describirá entonces un semiarco menor y así sucesivamente, hasta, sintetizar el área de un semicírculo (Figura 1.15). La información del semiplato faltante puede ser reconstruída por la computadora a partir de la existente, en forma automática. Mediante dicha técnica, se puede suministrar a la computadora la información que generaría un gran plato cuyo diámetro sería igual a la máxima separación entre los dos platos pequeños.

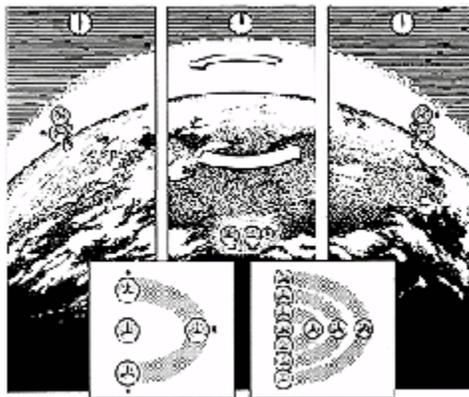


Figura 1.15: Radiotelescopio de síntesis. Vistos desde una posición sobre el polo, al girar la Tierra uno de los radiotelescopios (marcado con un asterisco) describe un arco alrededor del otro (considerado fijo). Después de cada rotación se van acercando hasta sintetizar el área de un semicírculo.

El primer telescopio de síntesis que se construyó tenía 1.6 km de largo y fue seguido por otro de 5 km, en 1972. En la actualidad existen varios de ellos. Los primeros radiotelescopios de este tipo que se construyeron tenían problemas para observar objetos lejos del Polo Norte celeste. En tal caso, el plato sintetizado resultaba oval y no circular, lo que introducía una distorsión en la imagen, sobre todo en la dirección Norte-Sur. Para objetos cercanos al ecuador celeste la distorsión es extrema. La solución fue incluir más de

dos platos, unos alineados Este-Oeste y otros Norte-Sur. De esta manera se reducen al mínimo las distorsiones y la computadora puede eliminarlas.

El más ambicioso arreglo de este tipo es el VLA, situado en el desierto de Socorro, en Nuevo México y consta de 27 platos de 25 metros de diámetro cada uno. Los platos se pueden mover sobre los brazos de unos rieles en forma de Y. El arreglo sintetiza un plato de 25 km de diámetro. Al observar en la menor de sus longitudes de onda, 1.3 cm, el VLA resuelve detalles de 0.13 segundos de arco, una resolución mil veces mejor que el ojo y casi diez veces mejor que el mayor telescopio óptico. En este tipo de arreglos, los platos están conectados entre sí electrónicamente, mediante cables subterráneos, a una computadora que se encuentra en el edificio de control. No es factible construir arreglos más grandes conectados entre sí de este modo. Sin embargo, se pueden hacer arreglos mayores si la señal de cada plato se transmite por un radiotransmisor ordinario al centro del control. Existe un arreglo de 133 kilómetros que funciona así, ligando varios platos en diversos puntos de Inglaterra, llamado MERLIN2. El más ambicioso de todos los radiointerferómetros es VLBI, que es un arreglo transcontinental, en el que los radio astrónomos de varios países del mundo se ponen de acuerdo para observar simultáneamente una radiofuente: Registran las señales junto con las de un reloj atómico, que sincroniza el tiempo con una precisión extrema y se guardan los datos en cintas magnéticas que después se hacen llegar a un centro común.

1.3. Radiación Electromagnética

Todas las formas de la radiación electromagnética (ondas de radio, radiación infrarroja, luz visible, radiación ultravioleta, rayos X y rayos gamma) consisten en oscilaciones de los campos eléctricos y magnéticos que se mueven a través del espacio a una velocidad de 3×10^5 km/s.⁶ Los distintos tipos de radiación electromagnética dependen directamente de las características de la onda, que son frecuencia, longitud de onda y amplitud o intensidad.. La longitud de onda (λ) es la distancia entre dos máximos consecutivos de la onda. Se mide en unidades de distancia, por ejemplo, metros (m) o cualquiera de sus submúltiplos, como el ángstrom ($1 \text{ \AA} = 10^{-10}$ m). La frecuencia (ν) se define como el número de máximos que pasan por un punto en un tiempo determinado. Sus unidades son los hertz (Hz), de forma que 1 Hertz equivale a un ciclo por segundo. La amplitud (A) es la distancia que hay entre el punto de inflexión de la onda y el máximo. Debido a que la velocidad de la luz es constante e igual a c, existe una relación directa entre la frecuencia y la longitud de onda, ya que dada una longitud de onda determinada, si sabemos que la onda se desplaza a velocidad c, para saber el número de veces que pasa un máximo por un punto, se tiene en cuenta que:

$$\nu = \frac{c}{\lambda} \quad (1.5)$$

En la figura 1.16 se muestra un esquema del espectro electromagnético en donde se observa el rango del espectro electromagnético en el que se produce la mayor parte de la emisión de fuentes astronómicas. Los límites entre distintas regiones del espectro son

⁶ Kaufmann III, William and Comins, Niel F. Discovering the Universe. Fourth edition. W. H. Freeman and Company. USA. 1996.

difusos y en muchas ocasiones, dependen de las técnicas empleadas para detectar o producir la radiación.

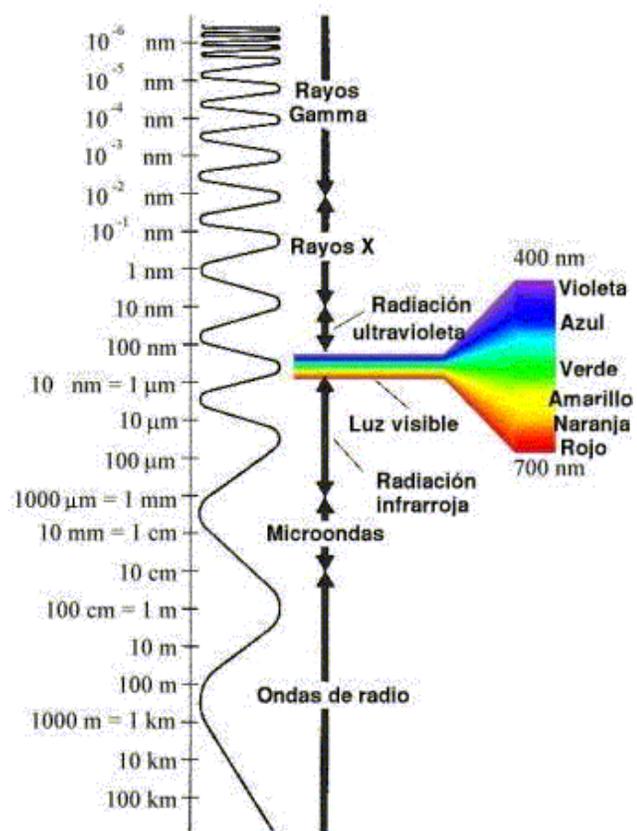


Figura 1.16: Esquema que representa al espectro electromagnético

1.3.1. Fundamentos de Propagación de ondas Electromagnéticas

1.3.1.1. Ecuaciones de Maxwell

La teoría de Maxwell de la electrodinámica, describe los campos electromagnéticos en términos de las variaciones en tiempo y espacio de las componentes del campo electromagnético. A continuación se presentan detalles de la teoría que son necesarios para entender la formación, emisión y propagación de las ondas electromagnéticas que estarán dadas en el sistema cgs; esto se refiere a la intensidad de campo eléctrico \mathbf{E} , el desplazamiento eléctrico \mathbf{D} , la intensidad del campo magnético \mathbf{H} , la inducción magnética \mathbf{B} y la densidad de corriente \mathbf{J} . La densidad de carga eléctrica es designada por la letra ρ .

Las relaciones de los cinco vectores de campo y un campo escalar, los cuales son requeridos para describir el fenómeno electromagnético, están dados por las ecuaciones de Maxwell. Estos pueden dividirse convenientemente en tres grupos. Algunos componentes del campo están relacionados por propiedades del medio en el cual ellos existen. Estas son las llamadas ecuaciones materiales:

$$\vec{\mathbf{J}} = \sigma \vec{\mathbf{E}} \quad (1.6)$$

$$\vec{\mathbf{D}} = \epsilon \vec{\mathbf{E}} \quad (1.7)$$

$$\vec{\mathbf{B}} = \mu \vec{\mathbf{H}} \quad (1.8)$$

σ , ϵ y μ son funciones escalares que son comúnmente conocidas en la mayoría de materiales. Para el sistema gaussiano en el cgs los valores de ϵ y μ son unitarios (=1) en el vacío, mientras que la ecuación 1.6 es la ecuación diferencial de la ley de Ohm y σ es la conductividad específica, por lo que las ecuaciones de Maxwell más adecuadas pueden ahora ser divididas en dos grupos:

El primer grupo involucra solamente la estructura espacial de los campos:

$$\nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.10)$$

Mientras que el segundo grupo incluye derivadas en el tiempo:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}} \quad (1.11)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \dot{\vec{D}} \quad (1.12)$$

Tomando la divergencia de la ecuación 1.12, el lado izquierdo de la ecuación resultante se encuentra para ser igualada a cero. Si se usa la ecuación 1.9, se obtiene:

$$\nabla \cdot \vec{J} + \rho = 0 \quad (1.13)$$

La ecuación anterior es la densidad de carga y la corriente obedece a la ecuación de continuidad.

1.3.1.2. La Ecuación de Onda

Las ecuaciones 1.9, 1.10, 1.11 y 1.12 proporcionan la conexión entre la variación espacial y en el tiempo del campo electromagnético, sin embargo, la situación es complicada por el hecho que las ecuaciones relacionan diferentes campos.

Para simplificar la derivación de la conductividad σ , se tomará como constantes en el tiempo y en el espacio a la permitividad ϵ y la permeabilidad μ . De manera que tomando el rotacional de la ecuación 1.12:

$$\begin{aligned}\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) &= \frac{4\pi}{c} \nabla \times \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times \vec{D} \\ \nabla \times (\nabla \times \vec{H}) &= \frac{4\pi}{c} \nabla \times (\sigma \vec{E}) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \times (\epsilon \vec{E}) \\ \nabla \times (\nabla \times \vec{H}) &= \frac{1}{c} \left(4\pi\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) \nabla \times \vec{E}\end{aligned}$$

Donde el orden de ∇ y la derivación en el tiempo han sido intercambiados y \vec{J} y \vec{D} han sido reemplazados por $\sigma \vec{E}$ y $\epsilon \vec{E}$ respectivamente, por la aplicación de las ecuaciones 1.6 y 1.7; luego, usando las ecuaciones 1.11 y 1.8, esto puede modificarse para:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = -\frac{\mu}{c^2} \left(4\pi\sigma + \epsilon \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial}{\partial t} \vec{H} = -\frac{\mu}{c^2} \left(4\pi\sigma \dot{\vec{H}} + \epsilon \ddot{\vec{H}} \right) \quad (1.14)$$

Con un proceso similar de la ecuación 1.11 se tiene:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{B}) = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \vec{H})$$

Y usando la ecuación 1.12 se tiene

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \dot{\vec{D}} \right) = -\frac{\mu}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{4\pi}{c} \sigma \vec{E} + \frac{\epsilon}{c} \dot{\vec{E}} \right) \quad (1.15)$$

El lado izquierdo de la ecuación 1.14 y 1.15 pueden ser reducidas para ser fácilmente reconocidas; esto es posible usando el vector de identidad:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{P}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{P}) - \nabla^2 \vec{P}$$

Aplicando esta relación a la ecuación 1.10, se tiene:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{H}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} = -\nabla^2 \vec{H}$$

Y si esta ecuación se asume que no hay cargas libres en el medio; es decir $\nabla \cdot \vec{D} = 0$ similarmente:

$$\nabla \times (\nabla \times \vec{E}) = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E}$$

Finalmente se obtiene:

$$\nabla^2 \vec{H} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \ddot{\vec{H}} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \dot{\vec{H}} \quad (1.16)$$

$$\nabla^2 \vec{E} = \frac{\epsilon\mu}{c^2} \ddot{\vec{E}} + \frac{4\pi\sigma\mu}{c^2} \dot{\vec{E}} \quad (1.17)$$

En las ecuaciones 1.16 y 1.17 se observa que tanto \vec{E} como \vec{H} obedecen a la misma ecuación de onda no homogénea de segundo orden lineal de la ecuación parcial diferencial.

1.4. Mecanismos de Formación de Líneas Espectrales

1.4.1. Líneas Espectrales

Las líneas espectrales son un tramo de frecuencias $\Delta\nu$ ($\Delta\nu \ll \nu$, el $\Delta\nu$ tiene que ser más pequeño que la frecuencia de trabajo)) de emisión o absorción de características dependiendo de la fuentes. Ejemplos de líneas espectrales en el rango de radio frecuencia que pueden mencionarse son: $\lambda = 21$ cm una línea hiperfina de H I (hidrógeno neutro) recomblando líneas de hidrógeno ionizada y elementos más pesados y líneas rotacionales de moléculas polares tales como el monóxido de carbono (CO).

Las líneas espectrales son fenómenos mecánico-cuánticos intrínsecos no tienen una explicación en la física clásica. Los conceptos clásicos de “partículas” y “ondas” desaparecen en mecánica cuántica: Tanto las partículas (electrones) y las ondas (luz) tienen presentan características corpusculares y ondulatorias. La acción de quantum es la constante de Planck h , cuyas dimensiones son ($masa \times longitud^2 \times tiempo^{-1}$), la misma que ($energía \times tiempo$) o (momento angular) o ($longitud \times momento$). La partículas de momento p tienen longitudes de onda de **De Broglie** $\lambda = h/p$. La radiación está cuantizada en los fotones cuya energía es proporcional a la frecuencia: $E = h\nu$. Las líneas espectrales tienen definitivamente frecuencias resultantes de la transición en sistemas

físicos que poseen estados discretos de energía y éstos usualmente surgen de la cuantización del momento angular. Otro concepto importante de la mecánica cuántica para las líneas espectrales, particularmente en longitud de onda de radio donde $h\nu \ll kT$, es que se tiene **emisión estimulada**.

Las líneas espectrales brindan diagnóstico poderoso de las condiciones existentes en las fuentes astronómicas. El desplazamiento Doppler de las frecuencias de las líneas mide velocidades radiales. Estas velocidades pueden ser utilizadas para establecer el corrimiento al rojo (redshifts) y las distancias Hubble de las fuentes extragalácticas, así como también las curvas de rotación y las distribuciones radiales de masa para resolver galaxias. La rapidez de colapso, velocidades turbulentas y los movimientos termales contribuyen a ensanchar las líneas espectrales de las fuentes galácticas. Las condiciones físicas (por ejemplo, temperatura y densidad) y químicas de regiones H II, nubes moleculares densas con polvo oscuro y gas interestelar difuso son necesarias para las observaciones de líneas espectrales. Algunas características de línea espectral de radio incluye:

(1) El ancho natural de las líneas es menor que el ancho de las líneas por ensanchamiento - Doppler, por lo que muy pequeños cambios en la velocidad radial puede ser medidos.

(2) Ya que $h\nu \ll kT$ para estimular la emisión, esta línea causa opacidad para variaciones de T^{-1} y favorece la formación de masers.

(3) Habilidad para penetrar polvo en nuestra y en otras galaxias y detectar líneas de emisión desde nubes de polvo molecular, proto estrellas y discos moleculares orbitando AGNs (Núcleos activos gigantes).

(4) En la práctica, la frecuencia (inversa del tiempo) puede ser medida con mucha más precisión que longitudes de onda (longitud).

La mayor parte del medio interestelar (ISM) en nuestra galaxia está aproximadamente en equilibrio de presión, debido a los movimientos de masa con velocidades arriba de la velocidad del sonido que tiende a reducir gradientes de presión rápidamente. Cuando se trata de equilibrar temperaturas lentamente, donde hay amplios rangos del producto consistente con la presión (temperatura x densidad), se hace necesario considerar varias fases importantes de el ISM (Medio interestelar) con presiones comparables:

- (1) Frío (10^3 's de K) densas nubes moleculares.
- (2) Fresco ($\sim 10^2 K$) gas neutral H I.
- (3) Templado ($\sim 10^4 K$) gas ionizado H II.
- (4) Caliente ($\sim 10^6 K$) gas ionizado de baja densidad (en “burbujas” formadas por expansión de remanentes de supernova, por ejemplo).

1.4.2. Recombinación de Líneas.

El semi - clásico átomo de Bohr contiene un núcleo con uno o más protones, algunos neutrones que proveen masa nuclear adicional y electrones orbitando el núcleo. La masa nuclear M es mucho más grande que la masa del electrón m_e . Los electrones tienen longitudes de onda de De Broglie :

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{h}{m_e v} \quad (1.18)$$

y únicamente aquellas órbitas con números enteros de ondas estacionarias les son permitidas; así que la circunferencia de la orbita atómica debe ser igual a un número entero n de longitudes de onda. Entonces el radio de la *enésima* órbita permitida es:

$$2\pi a_n = n\lambda = \frac{nh}{m_e v} \quad (1.19)$$

esto es:

$$a_n = \frac{nh}{2\pi m_e v} \quad (1.20)$$

que equivale a requerir que el momento angular orbital L , puede ser cuantizado en múltiplos de $\hbar \equiv h/(2\pi)$:

$$L = m_e v a_n = n\hbar \quad (1.21)$$

la relación entre a_n y v es provisto por balanceo de las fuerzas de Coulomb y centrífugas.

Para un átomo de hidrógeno:

$$\frac{e^2}{a_n^2} = \frac{m_e v^2}{a_n} \quad (1.22)$$

entonces

$$v^2 = \frac{e^2}{m_e a_n} \quad (1.23)$$

$$a_n^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 m_e e^2} a_n \quad (1.24)$$

$$a_n = \frac{n^2 \hbar^2}{m_e e^2} \quad (1.25)$$

A continuación algunos ejemplos⁷:

Ejemplo 1: ¿Cuál es el radio de Bohr de un átomo de hidrógeno cuyo electrón está en el *enésimo* nivel de energía electrónica?

$$a_n = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} n^2 = \frac{[6.63/(2\pi) \times 10^{-27} \text{ ergs}]^2}{9.11 \times 10^{-28} \text{ g} \times (4.8 \times 10^{-10} \text{ statcoul})^2} n^2 \approx 0.53 \times 10^{-8} \text{ cm} \times n^2$$

El radio de Bohr de un átomo de hidrógeno en estado de reposo es únicamente $a_1 \approx 0.53 \times 10^{-8} \text{ cm}$, pero altamente excitado ($n \approx 100$) el radio de emisión de átomos en el ISM son igualmente grandes: $a_{100} \approx 0.53 \times 10^{-4} \text{ cm}$.

El electrón en un átomo de Bohr puede caer del estado $(n + \Delta n)$ a n , donde Δn y n son cualquier número natural (+1,+2,+3,...) por emisión de un fotón donde la energía equivale a la diferencia de energía ΔE entre los niveles final e inicial. La energía total E_n es la suma de las energías cinética y potencial del electrón en el *enésimo* nivel:

$$E_n = T + V = -T = V/2 = -\frac{e^2}{2a_n} = -\frac{e^2 m_e e^2}{2n^2 \hbar^2} = -\frac{m_e e^4}{2\hbar^2 n^2}$$

El cambio de energía del electrón ΔE que parte del nivel $(n + \Delta n)$ al nivel n , es igual a la energía $h\nu$ emitida por el fotón:

$$\Delta E = \frac{m_e e^4}{2\hbar^2} \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right] = h\nu = \hbar\omega$$

⁷ Ejemplos tomados de la clase de radio astronomía de la Universidad de Virginia en el segundo semestre del 2002

la frecuencia del fotón es:

$$\nu = \left(\frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} \right) c \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right]$$

La cantidad en paréntesis es llamada la **constante de Rydberg** R_∞ , donde el subíndice se refiere a nuestro supuesto que la masa nuclear M es esencialmente infinita.

$$R_\infty \equiv \left(\frac{2\pi^2 m_e^4}{h^3 c} \right) = \frac{2\pi^2 \cdot 9.11 \times 10^{-28} \text{ g} \cdot (4.8 \times 10^{-10} \text{ esu})^4}{(6.63 \times 10^{-27} \text{ ergs})^3 \cdot 3 \times 10^{10} \text{ cms}^{-1}} = 1.09737312 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$$

El producto $R_\infty c$ es la frecuencia $\nu \approx 3.29 \times 10^{15} \text{ Hz}$.

Si se continúa para la masa nuclear finita M y repetimos el análisis en la trama del centro de masa atómico, tenemos la misma formula de frecuencia con R_∞ reemplazado por

R_M :

$$\nu = R_M c \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right] \text{ donde } R_M = R_\infty \left(1 + \frac{m_e}{M} \right)^{-1}$$

donde $M(H) \approx 1836 m_e$, $M(^4He) \approx 4M(H)$, $M(^{12}C) \approx 12M(H)$ y así sucesivamente.

Simple especies ionizadas de isótopos con diferentes masas producen líneas con una ligera diferencia en la frecuencia y pueden ser detectadas individualmente. Por ejemplo, la abundancia primordial del raro isótopo de helio 3He es importante, porque refleja la densidad de bariones en el universo temprano. La abundancia de 3He en las regiones H II de la galaxia se mide vía radio, recombinando líneas de emisión y la muestra usada de bariones puede contar únicamente con un porcentaje de la densidad total necesaria para

cerrar el universo⁸. La recombinación observada de líneas de radio, son producidas por las transiciones con $\Delta n \ll n$ y así podemos usar a menudo la aproximación :

$$\left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n+\Delta n)^2} \right] \approx \frac{(n+\Delta n)^2 - n^2}{n^2(n+\Delta n)^2} = \frac{n^2 + 2n\Delta n + (\Delta n)^2 - n^2}{n^2[n^2 + 2n\Delta n + (\Delta n)^2]} \approx \frac{2n\Delta n}{n^4} = \frac{2\Delta n}{n^3}$$

así la radio frecuencia ν es:

$$\nu \approx \frac{2(R_M c)\Delta n}{n^3}$$

Ejemplo 2: La transición del hidrógeno desde $n = 110$ a $n = 109$ tiene un $\Delta n = 1$ y una frecuencia:

$$\nu \approx \frac{2(R_M c)\Delta n}{n^3} = \frac{2 \cdot 3.29 \times 10^{15} \text{ Hz} \cdot 1}{(109)^3} \approx 5.08 \times 10^9 \text{ Hz} = 5.08 \text{ GHz}$$

esta es una nomenclatura estándar para la recombinación de líneas, en la forma (símbolo del elemento) (n) (letra griega para Δn).

Así la línea emitida para $n = 109$, $\Delta n = 1$ transición de hidrógeno es llamada la línea $H109\alpha$, la $n = 109$, $\Delta n = 2$ línea es $H109\beta$, etc. La línea $H109\alpha$ fue la primera línea de recombinación de radio detectada, por P. Mezger en 1965, a pesar de predicciones teóricas que la presión se acrecienta y se remoldea fuera de las líneas y hace que éstas sean indetectables.

Después se considera la **razón de emisión espontánea**: ¿Cómo decae rápidamente un átomo con $n \gg 1$ a un bajo nivel de energía? Una rigurosa respuesta requiere de la solución de un problema complejo en mecánica cuántica. Sin embargo podemos dar una

⁸ En la teoría cosmológica existe un valor de densidad crítica del universo que es la densidad necesaria para un universo cerrado. Si la densidad del universo excede la densidad crítica detendrá su expansión y colapsará; si la densidad es menor que la densidad crítica, el universo seguirá expandiéndose.

buena respuesta haciendo la aproximación simple de que (1) mas protones son emitidos por las transiciones $\Delta n = 1$ y (2) la potencia promedio radiada es dada por la ecuación clásica de Larmor:

$$P = \frac{2e^2}{3c^3} \dot{v}^2$$

donde:

$$\dot{v} = \frac{f}{m_e} = \frac{e^2}{m_e a_n^2}$$

$$P \approx \frac{2e^2}{3c^3} \frac{e^4}{m_e^2 a_n^4}$$

Recordando que:

$$a_n \approx \frac{n^2 h^2}{2\pi^2 m_e e^2}$$

Por lo tanto:

$$P \approx \frac{2e^6}{3c^3 m_e^2} \cdot \frac{256\pi^8 m_e^4 e^8}{n^8 h^8} = \frac{512\pi^8 m_e^2 e^{14}}{3c^3 h^8 m^8}$$

La razón de emisión del fotón (s^{-1}) es la potencia promedio emitida por un átomo dividida por la energía emitida de un fotón. Esta razón es llamada **razón de emisión espontánea**. La razón de emisión espontánea de transiciones desde el nivel n al nivel n-1, es denotado por $A_{n,n-1}$.

$$A_{n,n-1} = \frac{P}{h\nu},$$

donde:

$$\nu \approx \frac{2R_{\infty}c\Delta\lambda}{n^3}$$

así:

$$A_{n,n-1} \approx \frac{512\pi^8 m_e^2 e^{14}}{3c^3 h^9 (2R_{\infty}c)} \frac{n^3}{n^8}$$

recordando que:

$$R_{\infty}c = \frac{2\pi^2 n_e e^4}{h^3}$$

así:

$$A_{n,n-1} \approx \frac{256\pi^8 m_e^2 e^{14}}{3c^3 h^9 \cdot 2\pi^2 m_e e^4} \frac{n^3}{n^5}$$

$$A_{n,n-1} \approx \left(\frac{128\pi^6 m_e e^{10}}{3c^3 h^6} \right) \frac{1}{n^5}$$

Evaluando las constantes en el paréntesis, tenemos:

$$A \approx \left[\frac{128\pi^6 \cdot 9.11 \times 10^{-28} \text{ g} \cdot (4.8 \times 10^{-10} \text{ statcoul})^{10}}{3 \cdot (3 \times 10^{10} \text{ cms}^{-1})^3 (6.63 \times 10^{-27} \text{ ergs})^6} \right] \frac{1}{n^5}$$

$$A_{n,n-1} \approx 1.1 \times 10^{10} \left(\frac{1}{n^5} \right) \text{ s}^{-1}$$

Ejemplo 3: La razón de transición 5.08 GHz $H_{109\alpha}$ es $A_{110,109} \approx 0.7 \text{ s}^{-1}$.

La asociación natural o intrínseca del ancho de línea del principio de incertidumbre es:

$$\Delta\nu \sim A_{n,n-1}^{-1} \sim 1 \text{ Hz}$$

Esto es insignificante comparado con el n grande que produce fotones en radio frecuencias. Así, el perfil actual de la línea es determinado por los cambios Doppler indicando movimientos radiales. Estos movimientos pueden ser microscópicos (térmicos) o macroscópicos (indicando una turbulencia a gran escala, flujos, o rotación). En los límites no relativistas $v_r \ll c$, la ecuación Doppler relaciona la frecuencia observada ν a la línea de frecuencia restante ν_o y es:

$$\nu \approx \nu_o \left(1 - \frac{v_r}{c} \right)$$

Así la velocidad radial puede ser estimada de:

$$v_r \approx \frac{c(\nu_o - \nu)}{\nu_o}$$

La componente térmica del perfil de la línea puede ser calculado de la velocidad de distribución de Maxwell de átomos con masa M y temperatura T . La velocidad en cualquier coordenada de una distribución isotrópica es $3^{-1/2}$ menor que la velocidad total en 3 dimensiones, así:

$$f(v_r) = \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{Mv_r^2}{2kT} \right)$$

es la normalizada $\left(\int f(v_r) dv_r = 1 \right)$ de la velocidad de distribución radial. El correspondiente perfil línea normalizada $\phi(\nu)$ es:

$$|\phi(\nu) d\nu| = f(v_r) dv_r$$

$$\phi(\nu) = \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp\left[-\frac{M}{2kT} \frac{c^2(\nu - \nu_o)^2}{\nu_o^2} \right] \left| \frac{dv_r}{d\nu} \right|$$

$$\phi(\nu) = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \exp \left[-\frac{Mc^2 (\nu - \nu_0)^2}{2kT \nu_0^2} \right]$$

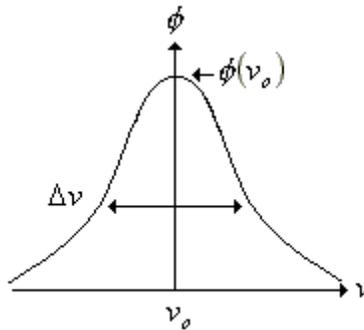


Figura 1.17: Perfil gaussiano de una línea espectral

Este es el perfil gaussiano de la línea. Este es el ancho máximo entre los puntos medios

(FWHM) $\Delta\nu$ es la solución de:

$$\exp \left[-\frac{Mc^2 (\Delta\nu/2)^2}{2kT \nu_0^2} \right] = \frac{1}{2}$$

$$\frac{Mc^2 \Delta\nu^2}{2kT 4\nu_0^2} = \ln 2$$

$$\Delta\nu = \left(\frac{8 \ln 2 k}{c^2} \right)^{1/2} \left(\frac{T}{M} \right)^{1/2} \nu_0$$

Ahora bien, cuando un electrón salta de un nivel interior a un nivel exterior, éste requiere energía; si un electrón salta de un nivel exterior a un nivel interior, hay una

liberación de energía. La energía ganada o liberada por un átomo cuando un electrón cambia de niveles es la diferencia en energía entre los dos niveles. De acuerdo con Planck y Einstein, el paquete de energía liberada o ganada es un fotón, cuya energía es inversamente proporcional a su longitud de onda ⁹.

La excitación de átomos y moléculas se puede producir de distintas maneras. En el caso de los átomos, la excitación normalmente se debe al paso de un electrón a un nivel de energía superior y en el caso de las moléculas, la excitación también puede deberse a saltos de energía de los electrones; sin embargo, existen otras formas de excitación: Las moléculas están formadas por varios átomos unidos que tienen una configuración de mínima energía, pero la molécula puede rotar en torno a uno de sus ejes o sus átomos vibrar, pasando así a estados excitados, denominados rotacionales o vibracionales que en radioastronomía son especialmente relevantes.

El mecanismo de emisión por excitación electrónica se puede ver utilizando el modelo de Bohr, en el que se representan los distintos niveles energéticos del electrón como órbitas circulares alrededor del núcleo.

⁹ Kaufmann III, William and Comins, Niel F. Discovering the Universe. Fourth edition. W. H. Freeman and Company. USA. 1996.

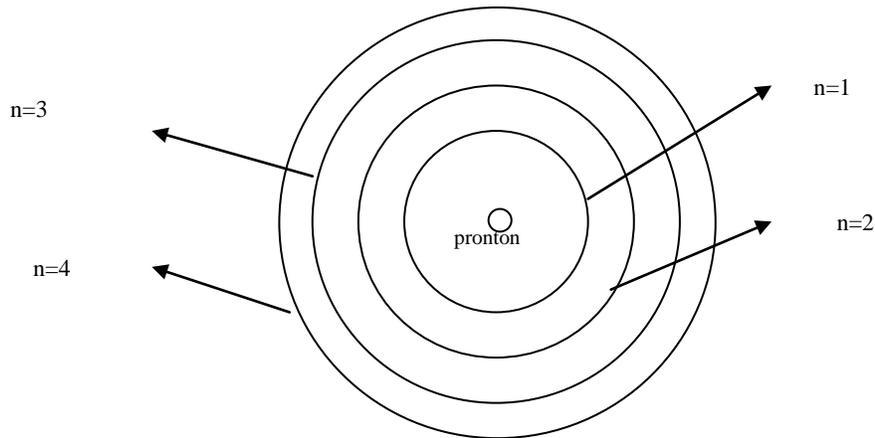


Figura 1.18: Esquema del modelo de átomo de Bohr

1.4.3. Línea espectral HI de 21 cm

El hidrógeno es el elemento más abundante en el medio interestelar (ISM), pero la molécula simétrica no posee un momento de dipolo permanente y, por lo tanto, no emite una línea espectral detectable por radio frecuencia. Los átomos de hidrógeno neutro (H I) son abundantes y ubicuos por todas las porciones de baja densidad de la ISM. Ellos son visibles en la línea hiperfina $\lambda \approx 21\text{cm}$ $\nu_{10} = 1420.405751\dots\text{MHz}$. Dos niveles de energía resultan de la interacción magnética entre los spin cuantizados del electrón y del protón, dependiendo de si son paralelos o antiparalelos; un fotón es emitido cuando el spin electrónico da la vuelta.

La línea de frecuencia central es

$$\nu_{10} = \frac{3}{8} g_1 \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \alpha^2 (Rc) \quad (1.26)$$

donde $g_l \approx 5.59$ es el factor nuclear g para un protón, $\alpha \approx 1/37$ es la constante dimensional de estructura fina y R es la constante de Rydberg.

$$\nu_{10} \approx \frac{8}{3} \cdot 5.59 \cdot \left(\frac{1}{1836}\right) \left(\frac{1}{37}\right)^2 \cdot 3.29 \times 10^{15} \text{ Hz} \approx 1.42 \times 10^9 \text{ Hz} \quad (1.27)$$

Por analogía con el coeficiente de emisión de radiación para un dipolo eléctrico:

$$A_{UL} \approx \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu_{UL}^3 |\mu_{UL}|^2 \quad (1.28)$$

El coeficiente de emisión de un dipolo magnético es:

$$A_{UL} \approx \frac{64\pi^4}{3hc^3} \nu_{UL}^3 |\mu_{10}^*|^2 \quad (1.29)$$

Donde μ_{10}^* es la media del momento del dipolo magnético para H I en el estado electrónico de tierra ($n = 1$), algunas veces llamado el “magneton de Bohr”. Este valor es:

$$\mu_{10}^* = \frac{e\hbar}{2m_e c} \approx \frac{4.8 \times 10^{-10} \text{ statcoul} \cdot 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg s} / 2\pi}{2 \cdot 9.11 \times 10^{-28} \text{ g} \cdot 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}} \approx 9.27 \times 10^{-21} \text{ erg Gauss}^{-1} \quad (1.30)$$

El coeficiente de emisión de la línea de 21 cm es

$$A_{10} \approx \frac{64\pi^4 (1.42 \times 10^9 \text{ Hz})^3}{3 \cdot 6.63 \times 10^{-27} \text{ erg s} (3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1})^3} (9.27 \times 10^{-21} \text{ erg Gauss}^{-1})^2 \approx 2.85 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1} \quad (1.31)$$

La vida media radiactiva de esta transición es alrededor de:

$$\tau_{1/2} \approx A_{10}^{-1} \approx 3.5 \times 10^{14} \text{ s} \approx 11 \text{ millones yr}$$

Independiente de si el H I esta en LTE (Equilibrio termodinámico local) o no podemos definir la temperatura de excitación o temperatura del espín T_s para H I por:

$$\frac{N_1}{N_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp\left(-\frac{h\nu_{10}}{kT_s}\right) \quad (1.32)$$

Donde los pesos estadísticos de los estados del spin superior e inferior son $g_1 = 3$ y $g_0 = 1$, respectivamente. Las colisiones pueden mantener LTE (temperatura cinética $T \approx T_s$) únicamente si el tiempo promedio (τ) entre colisiones es mucho mas pequeño que el tiempo de vida radioactivo $\tau_{1/2} \approx 11 \times 10^6 \text{ yr}$. La sección transversal de colisión para dos átomos de H I en el resto de estados electrónicos $n = 1$ es (aproximadamente):

$$\sigma \sim \pi(2a_1)^2 \quad (1.33)$$

Donde $a_1 \approx 0.53 \times 10^{-8} \text{ cm}$ es el radio de Bohr. Si el número de densidad de H I es N_H , el promedio de las colisiones del camino libre l satisface

$$l\sigma \approx N_H^{-1} \quad (1.34)$$

y también a:

$$l \approx (4\pi a_1^2 N_H)^{-1} \approx 3 \times 10^{15} \text{ cm} \cdot \left(\frac{N_H}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \quad (1.35)$$

El tiempo medio correspondiente entre colisiones depende de la velocidad promedio (v) de los átomos de H que está dado por:

$$(\tau) \approx \frac{1}{(v)} \quad (1.36)$$

A la temperatura cinética T ,

$$\frac{m_H (v)^2}{2} \approx \frac{3kT}{2}$$

también

$$(\tau) \approx l \left(\frac{m_H}{3k} \right)^{1/2} T^{-1/2} \approx 3 \times 10^{15} \text{ cm} \cdot N_H^{-1} \left(\frac{1.67 \times 10^{-24} \text{ g}}{3 \cdot 1.38 \times 10^{16} \text{ erg K}^{-1}} \right)^{1/2} T^{-1/2}$$

$$(\tau) \approx 10^4 \text{ yr} \left(\frac{N_H}{\text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{\text{K}} \right)^{-1/2} \quad (1.37)$$

Donde N_H es la densidad de columna de hidrógeno neutro, de manera que, para valores típicos $N \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ y $T \sim 150 \text{ K}$ en el ISM, $(\tau) \sim 10^5 \text{ yr} \ll \tau_{1/2}$, se encuentra que $T_s \approx T$.

Hay que tomar en cuenta que:

$$\frac{h\nu_{10}}{kT_s} \approx \frac{6.63 \times 10^{-27} \text{ erg s} \cdot 1.42 \times 10^9 \text{ Hz}}{1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1} \cdot 150 \text{ K}} \approx 5 \times 10^{-4} \ll 1 \quad (1.38)$$

en donde el resultado es muy pequeño, así en el ISM (Medio interestelar) se tiene:

$$\frac{N_1}{N_0} \approx \frac{g_1}{g_0} = 3 \quad \text{y} \quad N_H = N_0 + N_1 \approx 4 N_0$$

Por lo que ahora se puede calcular el coeficiente de opacidad de la línea de 21 cm:

$$\kappa_\nu = \frac{c^2}{8\pi\nu_{10}^2} \frac{g_1}{g_0} N_0 A_{10} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_{10}}{kT_s}\right) \right] \phi(\nu)$$

$$\kappa_\nu \approx \frac{c^2}{8\pi\nu_{10}^2} \cdot 3 \cdot \frac{N_H}{4} A_{10} \left(\frac{h\nu_{10}}{kT_s} \right) \phi(\nu)$$

$$\kappa_\nu \approx \frac{3c^2}{32\pi} \frac{A_{10} N_H}{\nu_{10}} \frac{h}{kT_s} \phi(\nu), \quad (1.39)$$

Donde N_H es el número de átomos de hidrógeno neutros por cm^3 . Si definimos la columna de densidad del hidrógeno neutral a lo largo de la línea de vista como

$$N_H \equiv \int_{\text{los}} N_H(s) ds \quad (1.40)$$

y la profundidad óptica $\tau \ll 1$, entonces en unidades astronómicas convenientes,

$$\left(\frac{N_H}{\text{cm}^{-2}} \right) \approx 1.82 \times 10^{18} \int \left[\frac{T_b(v)}{\text{K}} \right] d \left(\frac{v}{\text{km s}^{-1}} \right), \quad (1.41)$$

donde T_b es la temperatura observada en la línea brillante de 21 cm a velocidad radial v y la velocidad de integración se extiende sobre el perfil completo de la línea de 21 cm. Hay que tomar en cuenta que la integración de la línea de emisión brillante mide la densidad de la columna de H I y es independiente de la temperatura del spin T_S debido a $T_b = T_S \tau$ y $\tau \propto T_S^{-1}$ en el límite del radio $h\nu_{10}/(kT_S) \ll 1$ (ver figura 18).

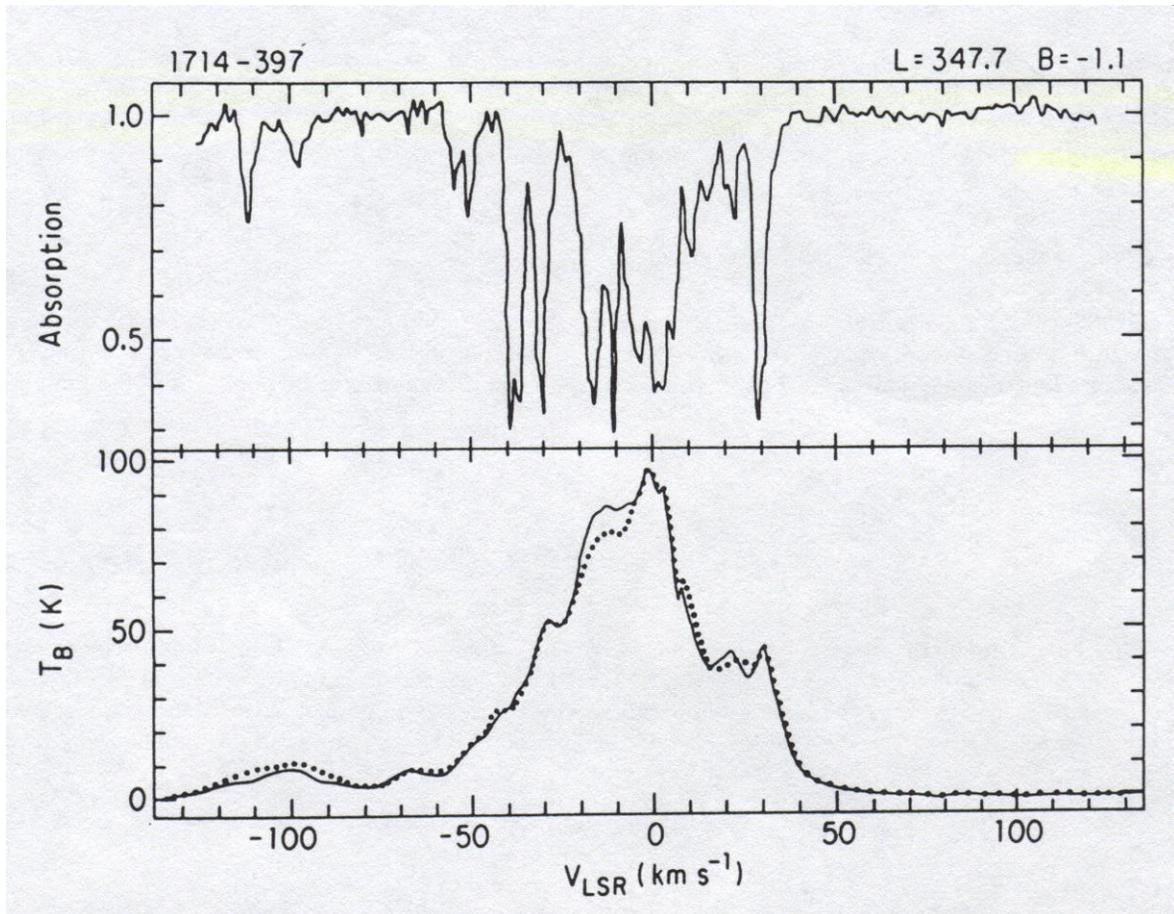


Figura 1.19: Espectro de emisión (arriba) y absorción (abajo), figura tomada del material de apoyo del curso de radioastronomía del profesor James Condon del NRAO.

La temperatura de equilibrio de fuentes frías en el medio interestelar (por ejemplo nubes moleculares), rico en H I, es determinado por el balance entre fuentes calientes (por ejemplo gas ionizado de baja densidad con temperaturas $\sim 10^6$ K) y fuentes frías. Las fuentes primarias de calor son fotones ionizados de estrellas y rayos cósmicos. Las fuentes frías principalmente son de la radiación de líneas de finas estructuras de carbón ionizado solo, C II, a $\lambda = 157.7 \mu\text{m}$.

Esta línea es fuerte únicamente cuando la temperatura de la fuente fría al menos:

$$kT \approx hv = \frac{hc}{\lambda}$$

tal que el frío nominal se incrementa exponencialmente arriba de

$$T \approx \frac{hc}{k\lambda} \approx \frac{6.63 \times 10^{-27} \text{ erg s} \cdot 3 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}}{1.38 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1} \cdot 157.7 \times 10^{-4} \text{ cm}} \approx 91 \text{ K}.$$

la actual temperatura cinética de H I en nuestra galaxia puede ser estimada por la temperatura de la línea brillante en direcciones donde la línea es ópticamente gruesa ($\tau \gg 1$) y la temperatura brillante se aproxima a la temperatura de excitación, la cual es cercana a la temperatura cinética en LTE. Muchas líneas visibles cercanas al plano galáctico tiene temperaturas brillantes grandes 100–150 K, valores consistentes con la temperatura fría nominal.

Algunas aplicaciones astronómicas¹⁰.

Ejemplo 1: Use la línea H I de perfil de la galaxia UGC 11707 para estimar la distancia Hubble.

$$D = v_r / H_0,$$

donde $H_0 \approx 75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ es el valor actual de la constante de Hubble. Si la velocidad radial $v_r \ll c$, entonces podemos utilizar la fórmula no relativista de Doppler:

$$\frac{v_r}{c} \approx \frac{v_0 - v}{v_0}$$

donde v_0 es la frecuencia de referencia de la línea y v es la frecuencia observada.

¹⁰ Tomados de la clase de radioastronomía en la Universidad de Virginia en el segundo semestre del año 2002.

Para UGC11707, la frecuencia central de la línea es $\nu \approx 1416.2 \text{ MHz}$, así,

$$v_r \approx c \left(1 - \frac{\nu}{\nu_0} \right) \approx 3 \times 10^5 \text{ km s}^{-1} \left(1 - \frac{1416.2 \text{ MHz}}{1420.4 \text{ MHz}} \right) \approx 890 \text{ km s}^{-1}$$

$$D \approx \frac{v_r}{H_0} = \frac{890 \text{ km s}^{-1}}{75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}} = 11.8 \text{ Mpc}$$

Ejemplo 2: ¿Cual es la masa de H I de UGC 11707? Asuma $\tau \ll 1$,

$$\left(\frac{M_H}{M_\odot} \right) \approx 2.36 \times 10^5 \left(\frac{D}{\text{Mpc}} \right)^2 \int \left[\frac{S(\nu)}{\text{Jy}} \right] \left(\frac{d\nu}{\text{km s}^{-1}} \right)$$

$$\int S(\nu) d\nu \approx 0.35 \text{ Jy} \times 200 \text{ km s}^{-1} \approx 70 \text{ Jy km s}^{-1}$$

así:

$$\left(\frac{M_H}{M_\odot} \right) \approx 2.36 \times 10^5 \cdot (11.8)^2 \cdot 70 \approx 2.3 \times 10^9$$

Es posible introducir pequeñas correcciones “estadísticas” para τ diferentes de cero, que se hacen a partir del conocimiento de la opacidad esperada como una función de la inclinación del disco, masa de galaxia, tipo de morfología, etc.

En la imagen H I de una galaxia, se toma el total de masa M en el modelo que el gas fluye en órbitas circulares sobre el centro de masa. Tal que el campo toma una característica de velocidad radial, ilustrado por galaxia espiral cercana M33.

[Ver gráfica: M33, velocidad de campo radial]

Para una aproximación esférica de distribución de masa,

$$\frac{GM}{r^2} = \frac{v^2}{r},$$

donde M es la masa de la esfera con radio r , así,

$$v^2 = \frac{GM}{r}.$$

Note que la velocidad v es la velocidad tangencial completa, no justamente la componente radial v_r que contribuye al cambio Doppler:

$$v = \frac{v_r}{\sin i},$$

donde i es la inclinación del ángulo entre el disco de la galaxia y la línea visible. El ángulo de inclinación de un disco circular puede ser estimada de la razón axial

$$\cos i = \frac{\theta_m}{\theta_M},$$

donde θ_m y θ_M son los diámetros angulares del eje menor y mayor, respectivamente.

Convirtiendo de cgs a unidades astronómicas convenientes,

$$\left[\left(\frac{v}{\text{cm s}^{-1}} \right) \left(\frac{10^5 \text{ cm s}^{-1}}{\text{km s}^{-1}} \right) \right]^2 = \left[6.67 \times 10^{-8} \text{ dyne cm}^2 \text{ g}^{-2} \cdot \left(\frac{M}{\text{g}} \right) \left(\frac{2 \times 10^{33} \text{ g}}{M_\odot} \right) \right] \left[\left(\frac{r}{\text{cm}} \right) \left(\frac{3.09 \times 10^{21} \text{ cm}}{\text{kpc}} \right) \right]^{-1}$$

$$10^{10} \left(\frac{v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 = \left[6.67 \times 10^{-8} \cdot 2 \times 10^{33} \left(\frac{M}{M_\odot} \right) \right] \left[3.09 \times 10^{21} \left(\frac{r}{\text{kpc}} \right) \right]^{-1}$$

tenemos

$$\left(\frac{M}{M_\odot} \right) \approx 2.3 \times 10^5 \left(\frac{v}{\text{km s}^{-1}} \right)^2 \left(\frac{r}{\text{kpc}} \right) \approx 2.3 \times 10^5 \left[\frac{(v_r / \sin i)}{\text{km s}^{-1}} \right]^2 \left(\frac{r}{\text{kpc}} \right).$$

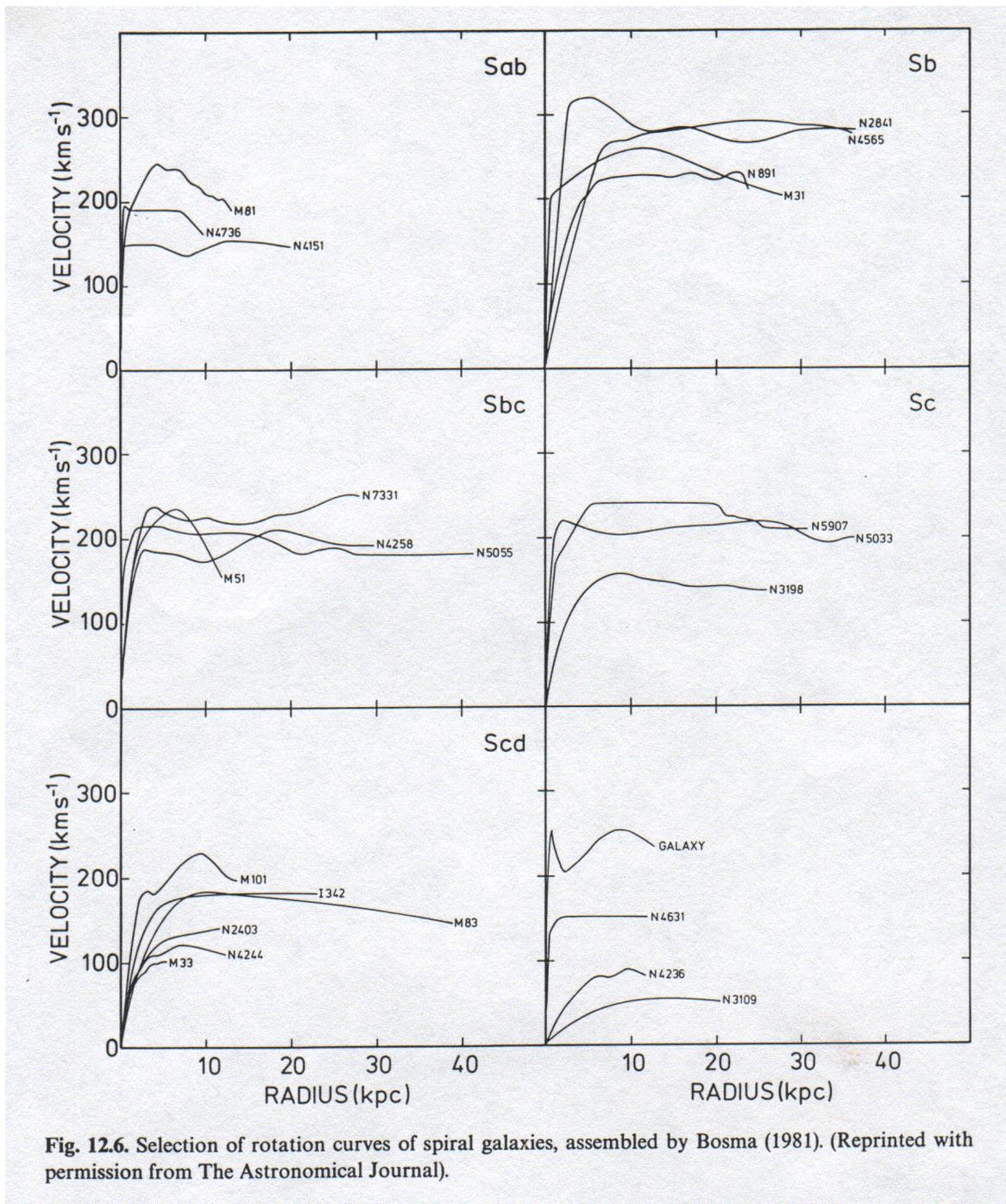


Figura 1.20: Selección de curvas de galaxias espirales, tomado del material didáctico de apoyo del curso de radioastronomía impartido por el profesor James Condon del NRAO en octubre de 2002.

Ejemplo 3: ¿Cuál es la masa total de UGC 11707?

$$v_r \approx \frac{\Delta v_r}{2} \approx \frac{(1000 \text{ km s}^{-1} - 800 \text{ km s}^{-1})}{2} \approx 100 \text{ km s}^{-1}$$

luego

$$\cos i \approx \frac{\text{eje menor}}{\text{eje mayor}} \approx \frac{0.73 \times 10^{-3}}{2.0 \times 10^{-3}} \approx 0.365 \text{ así } \sin i \approx 0.93$$

de manera que

$$r \approx \theta_{\frac{1}{2}} D \approx 10^{-3} \text{ rad} \cdot 11.8 \text{ Mpc} \approx 11.8 \text{ kpc}$$

y así

$$\left(\frac{M}{M_{\odot}} \right) \approx 2.3 \times 10^5 \cdot (100/0.93)^2 \cdot 11.8 = 3.1 \times 10^{10}.$$

Esta es una galaxia espiral de masa relativamente baja. La masa total es únicamente la masa en H I detectable, aunque el H I se extiende más allá de otros trazos tal como gas molecular o estrellas. Aún así, esto es claro del ploteo de las velocidades de rotación de H I versus radio que no toda la masa ha sido muestreada, debido a que no puede verse para el caso $v_r \propto r^{-1/2}$, [Ver gráfico: curvas de rotación H I] la mayoría de las curvas de rotación son “planas” con r grande, sugiriendo que la masa adjuntada cumple $M \propto r$ como el extremo que podemos ver de H I, dado que el H I detectable es también extensivo. Como el H I es muy sensitivo y esto permite observar trazos de mareas de interacciones entre galaxias; además se observa movimiento de serpiente y cruce de los trazos de H I proporcionando la historia de las interacciones de pares y grupos de galaxias. [Ver gráfico: M81 marea de interacciones].

Tal como se mencionó anteriormente, un ejemplo de emisión de una línea espectral que se puede observar y que es muy importante en radioastronomía, es la emisión de la línea de hidrógeno neutro de 21 cm. Así como la línea de 6563 Å puede ser observada en el óptico, la línea de 21 cm se observa en radio. El mecanismo de producción de esta línea puede verse en la figura 21.

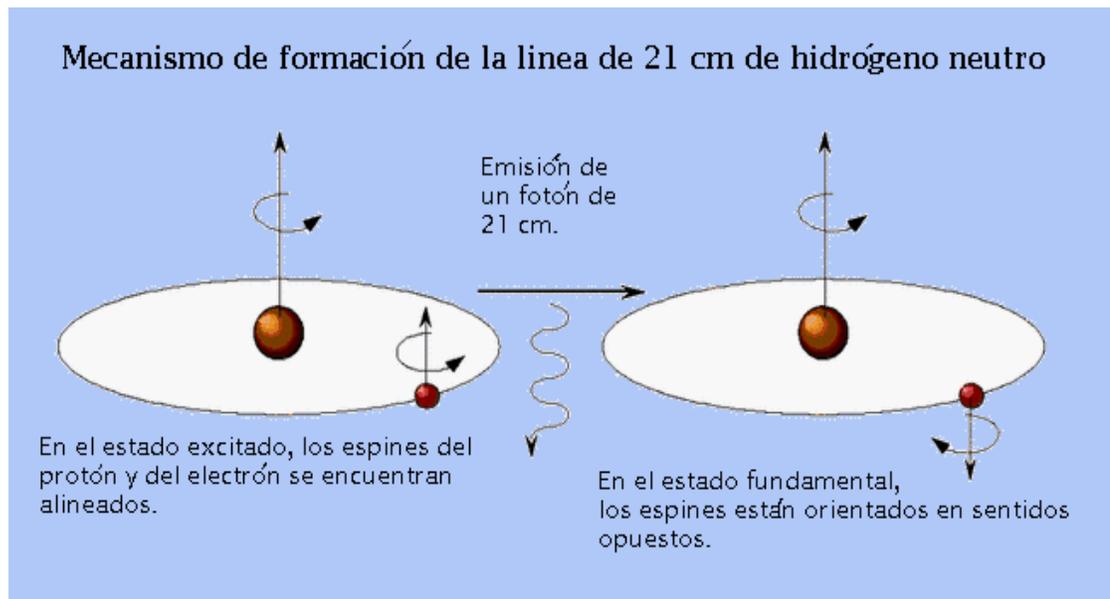


Figura 1.21: Esquema de la formación de la línea de hidrógeno de 21 cm

En el caso de los átomos neutros de hidrógeno (esto es, átomos no ionizados), el nivel más bajo de energía viene dado por la situación en que los espines del electrón y del protón son antiparalelos, es decir, tienen sentidos opuestos. Si el átomo de hidrógeno neutro adquiere una cantidad pequeña de energía por colisión, tanto el spin del electrón como del protón pueden alinearse de forma que el átomo quede en un estado excitado. Si el átomo retorna entonces al nivel fundamental de menor energía lo hace emitiendo un fotón de longitud de onda de 21.11 cm (es decir, una frecuencia de 1428 MHz). Se necesita poca

cantidad de energía para que un átomo de hidrógeno se excite y luego emitir la línea de 21 cm. Por lo que puede esperarse que esta línea se encuentre en gases fríos siendo visible en muchas zonas del cielo, dada la gran abundancia de hidrógeno en el Universo, lo cual proporciona mucha información acerca del medio interestelar y del tamaño y la posición de las nubes de gas frío.

1.4.4. Radiación en la línea de 21 cm

1.4.4.1. Coeficientes de Einstein.

En el Equilibrio local termodinámico (LTE), las intensidades de las emisiones o absorciones de radiación no son independientes y están relacionadas por las leyes de Kirchhoff. Esto se aplica tanto a la radiación continua como a la radiación discreta (líneas espectrales). Los coeficientes de Einstein proporcionan un significado conveniente para describir la interacción de la radiación con la materia en la emisión y absorción de fotones. Considerando una cavidad que contiene átomos con niveles de energía (figura 1.22), E_i . Siendo dos niveles cualquiera E_U y E_L de un sistema cuántico como un átomo o molécula.

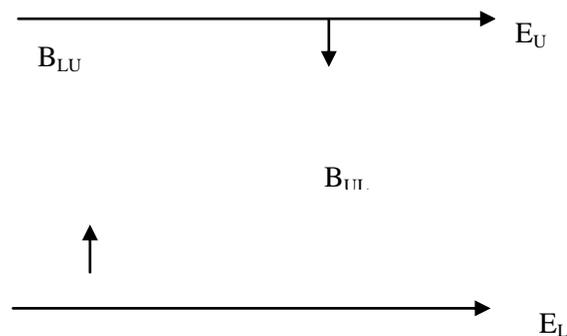


Figura 1.22: Fotón emitido de una transición del nivel superior al inferior

De acuerdo con la figura, el fotón emitido durante una transición del nivel superior al nivel inferior, tendrá una energía

$$(1.42)$$

$$E = h\nu = E_u - E_L$$

y este contribuye a una línea espectral con centro en una frecuencia ν_0 (figura 20). La línea espectral que tiene teóricamente un ancho infinito y se caracteriza por una línea de distribución de frecuencia viene dada por la función normalizada $\phi(\nu)$:

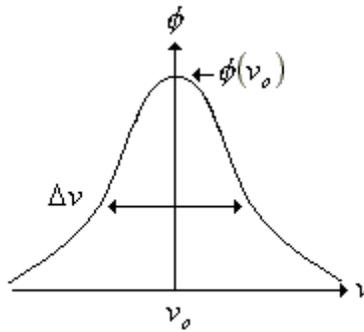


Figura 1.23: Distribución de frecuencia normalizada

De manera que :

$$\int_0^{\infty} \phi(\nu) d\nu = 1 \quad (1.43)$$

Se tiene entonces que si este sistema no está en su nivel bajo de energía se absorbe un fotón de frecuencia ν y esto hace pasar un electrón hasta un estado de energía superior. La razón para este proceso es proporcional a la densidad media de energía espectral \bar{U}_ν del campo de radiación y por lo tanto se define el coeficiente de absorción de Einstein B_{LU} , de manera que el producto $B_{LU} \bar{U}_\nu$ es la razón de la absorción del fotón por un átomo o sistema molecular en su estado más bajo de energía.

Einstein propuso que ahí debe haber un tercer proceso además de la emisión espontánea y la absorción. Esta es la emisión estimulada en la cual un fotón de energía $h\nu_0$

causa que el sistema en el estado superior de energía emita un segundo fotón con la misma energía $h\nu$. La razón de este proceso es también proporcional a \bar{U}_ν , entonces, por analogía, se define el coeficiente emisión-estimulada B_{UL} como el producto $B_{UL} \bar{U}_\nu$ que es la razón de emisión de fotón estimulada por un solo sistema cuántico en su estado superior de energía. La emisión estimulada es a veces llamada “absorción negativa”. Esto no es intuitivamente familiar debido a que es débil en objetos fríos a longitudes de onda visibles, pero este proceso es muy importante a longitudes de onda de radio donde $h\nu/kT \ll 1$.

Suponiendo que se tiene un sistema físico macroscópico, conteniendo un gran número de átomos o moléculas en un completo equilibrio termodinámico (TE), un estado estacionario. “Estacionario” implica que la razón promedio de creación y destrucción del fotón son iguales. Si el sistema macroscópicamente contiene (N_U, N_L) átomos o moléculas en los (superior, inferior) estados de energía por unidad de volumen, entonces el balance de creación por emisión espontánea o emisión estimulada y destrucción por absorción implica

$$N_U A_{UL} + N_U B_{UL} \bar{U}_\nu = N_L B_{LU} \bar{U}_\nu \quad (1.44)$$

Donde en el lado izquierdo de la ecuación el primer término de la ecuación anterior es la emisión espontánea, el segundo la emisión estimulada y el término de la derecha es la absorción fotónica.

En TE, la razón de N_U a N_L es fijado por la ecuación de Boltzman:

$$\frac{N_U}{N_L} = \frac{g_U}{g_L} \exp\left[-\frac{(E_U - E_L)}{kT}\right] = \frac{g_U}{g_L} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kt}\right) \quad (1.45)$$

Donde g_U y g_L son los números de estados con energías E_U y E_L . Las cantidades g_U y g_L son llamadas los pesos estadísticos de estos estados de energía.

Del balance de la creación y destrucción de fotón puede extraerse la densidad de energía espectral del fotón:

$$\bar{U}_v = \frac{N_U A_{UL}}{N_L B_{LU} - N_U B_{UL}} = \frac{A_{UL}}{\left(\frac{N_L}{N_U}\right) B_{LU} - B_{UL}} \quad (1.46)$$

El TE completo implica que ambos

$$\bar{U}_v = A_{UL} \left[\frac{g_L}{g_U} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kt}\right) B_{LU} - B_{UL} \right]^{-1} \quad (1.47)$$

y la siguiente ecuación con el término de $B\nu$

$$\bar{U}_v = \frac{4\pi B_\nu(\nu_0, T)}{c} \quad (1.48)$$

están relacionados, de manera que en la ecuación anterior se puede introducir la ley de radiación de Planck para $B\nu(\nu_0, T)$ y se obtiene:

$$\bar{U}_v = \frac{4\pi}{c} \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.49)$$

Luego se igualan las dos expresiones para \bar{U}_ν a la línea centro de frecuencia, es decir ecuaciones 48 y 49:

$$A_{UL} = \left[\frac{g_L}{g_U} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) B_{LU} - B_{UL} \right]^{-1} = \frac{4\pi}{c} \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.50)$$

para todas las temperaturas T, así:

$$\frac{A_{UL}}{B_{UL}} \left[\frac{g_L}{g_U} \frac{B_{LU}}{B_{UL}} \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} = \frac{8\pi h\nu_0^3}{c^3} \left[\exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}$$

implica que los siguientes términos:

$$\frac{g_L}{g_U} \frac{B_{LU}}{B_{UL}} = 1 \quad \text{y} \quad \frac{A_{UL}}{B_{UL}} = \frac{8\pi h\nu_0}{c^3}$$

permiten relacionar las tres cantidades A_{UL} , B_{LU} , B_{UL} ; que pueden ser calculadas si al menos una de ellas es conocida.

Estas ecuaciones son válidas para cualquier sistema físico microscópico, dado que relacionan características constantes de átomos individuales o moléculas para los cuales los conceptos macroscópicos estadísticos de TE o LTE son sin sentido.

1.4.4.2 Transferencia Radiativa

Usando ecuaciones que relacionan los tres coeficientes de Einstein se resolverá el problema de transferencia radiativa de la línea espectral en términos únicamente del coeficiente de emisión espontánea. Tomando en la figura

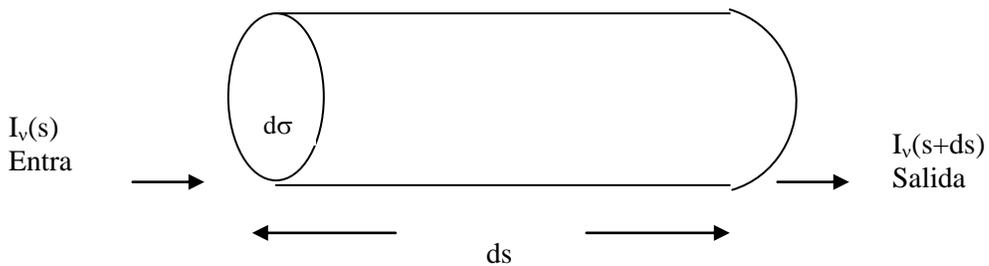


Figura 1.24: Esquema de la entrada y salida de flujo a través de una área

Se tiene

$$\frac{dI_v}{ds} = -k_v I_v + \epsilon_v \quad (1.51)$$

donde I_v es la intensidad específica y tiene dimensiones:

$$\dim(I_v) = \frac{\text{energía} / \text{tiempo}}{\text{frecuencia} * \text{ángulo sólido} * \text{área}}$$

$$\text{área} = d\sigma = \frac{dv}{ds},$$

donde $d\sigma$ es área de sección transversal y dv es el elemento de volumen.

$$\frac{dI_v}{ds} = \frac{dE(vE)/dt}{dvvd\Omega d}$$

$$\frac{dI_v}{ds} = \frac{dE(vE)}{dvvdtd\Omega d} \quad (1.52)$$

El cambio total en la energía $dE(v)$ a una frecuencia v es la suma de los cambios de energía de (1) emisión espontánea, (2) absorción y (3) emisión estimulada:

$$dE(v) = dE_e(v) + dE_a(v) + dE_s(v) \quad (1.53)$$

Estas tres energías en sus propios términos son:

$$dE_e(v) = (hv_0)(N_u du)(A_{ul} dt)[\varphi(v)dv] \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (1.54)$$

$$dE_a(v) = -(hv_0)(N_L du)(B_{lu} dt)U_v [\varphi(v)dv] \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (1.55)$$

$$dE_s(v) = (hv_0)(N_u du)(B_{ul} dt)U_v [\varphi(v)dv] \frac{d\Omega}{4\pi} \quad (1.56)$$

Esto es:

$$\frac{dI_v}{d_s} = -\frac{hv_0}{c}(N_L B_{LU} - N_U B_{UL})I_v \varphi(v) + \frac{hv_0}{4\pi} N_U A_{UL} \varphi(v) = -K_v I_v + \epsilon_v$$

$$K_v = \frac{hv_0}{c}(N_L B_{LU} - N_U B_{UL})\varphi(v)$$

El resultado final es:

$$K_v = \frac{h\nu_0}{c} N_L B_{LU} \left(1 - \frac{N_U g_L}{N_L g_U} \right) \phi(\nu) \quad (1.57)$$

Y

$$\epsilon_v = \frac{h\nu_0}{4\pi} N_U A_{UL} \phi(\nu) \quad (1.58)$$

El coeficiente de radioemisión y absorción es:

$$\begin{aligned} \frac{\epsilon_v}{K_v} &= \frac{N_U A_{UL} c}{4\pi N_L B_{LU}} \left(1 - \frac{N_U g_L}{N_L g_U} \right)^{-1} \\ \frac{\epsilon_v}{K_v} &= \frac{N_U (8\pi h\nu_0^3/c^2) B_{UL}}{4\pi N_L B_{LU}} \left(1 - \frac{N_U g_L}{N_L g_U} \right)^{-1} \\ \frac{\epsilon_v}{K_v} &= \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \frac{B_{UL}}{B_{LU}} \left(\frac{N_L}{N_U} - \frac{g_L}{g_U} \right)^{-1} \\ \frac{\epsilon_v}{K_v} &= \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left(\frac{g_U}{g_L} \frac{N_L}{N_U} - 1 \right)^{-1} \end{aligned} \quad (1.59)$$

En el LTE, independientemente de la ley de Kirchoff, se tiene que:

$$\frac{\epsilon_v}{K_v} = B_v(T) = \frac{2h\nu_0^3}{c^2} \left[\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (1.60)$$

entonces:

$$\frac{g_U}{g_L} \frac{N_L}{N_U} = \exp\left(\frac{h\nu_0}{kT}\right)$$

Y retomando para el LTE la distribución de Boltzman:

$$\frac{N_U}{N_L} = \frac{g_U}{g_L} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right)$$

Usando:

$$k_\nu = \frac{h\nu_0}{c} N_L B_{LU} \left(1 - \frac{N_U g_L}{N_L g_U}\right) \varphi(\nu)$$

Y al asumir el LTE, podemos sustituir:

$$B_{LU} = \frac{g_U}{g_L} B_{UL} = \frac{g_U}{g_L} \frac{A_{UL} c^3}{8\pi h \nu_0^3}$$

y

$$\frac{N_U g_L}{N_L g_U} = \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right)$$

Entonces tenemos el coeficiente de opacidad de la línea (en LTE):

$$k_\nu = \frac{c^2}{8\pi \nu_0^2} \frac{g_U}{g_L} N_L A_{UL} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right)\right] \varphi(\nu) \quad (1.61)$$

La ecuación anterior puede verse que se encuentra en términos únicamente de la emisión espontánea nominal A_{UL} ; de manera que el coeficiente de emisión estimulada B_{UL} y el coeficiente de absorción B_{LU} han sido eliminados.

La cantidad:

$$\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right)\right]$$

es una ecuación que representa la opacidad de la línea, la cual tiene dos términos. El término positivo (que es 1) viene de la absorción y el término exponencial negativo representa la opacidad negativa de la emisión estimulada en el límite del radio $h\nu_0 \ll kT$,

$$\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT}\right) \right] \approx \frac{h\nu_0}{kT} \ll 1$$

Esta emisión estimulada casi cancela la absorción y reduce la opacidad de la línea significativamente; también note que en el límite del radio, $k_\nu \propto T^{-1}$. En el límite Rayleigh-Jeans, $k_\nu B_\nu \propto T^0$; esto es, el brillo del radio de una línea de emisión puede ser independiente de la temperatura. Si un sistema macroscópico no está en LTE, podemos definir la **temperatura de excitación** T_e por:

$$\frac{N_U}{N_L} \equiv \frac{g_U}{g_L} \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_e}\right)$$

Si por alguna razón el nivel superior es súper poblado; esto es:

$$\frac{N_U}{N_L} > \frac{g_U}{g_L},$$

entonces T_e es negativo y

$$\left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_0}{kT_e}\right) \right]$$

es negativo, dando un coeficiente de opacidad negativo k_ν (ganancia en lugar de pérdidas), o **maser** (amplificación de microondas por emisión estimulada de radiación).

El medio interestelar satura completamente el sistema galáctico; el gas neutro interestelar está presente prácticamente dondequiera, de acuerdo con las observaciones en 21 cm de hidrógeno neutro, HI. La estructura de este medio es más bien irregular. Por un lado hay grandes regiones con gas extremadamente de baja densidad y por otro lado encontramos regiones de nubes complejas. Este medio no está en estado de equilibrio pues existen movimientos internos violentos que son superpuestos en un campo general de rotación diferencial galáctico. El estado físico de este medio varía marcadamente de una región a otra porque la temperatura del gas tiene una dependencia en la energía local de entrada y los procesos de enfriamiento. Allí existen grandes nubes frías y complejas en las cuales ambos, granos de polvo y muchas especies de diferentes moléculas, son abundantes y también existen regiones calientes en donde solamente líneas atómicas son encontradas.¹¹

1.5 La galaxia UGC 7321

La galaxia UGC 7321 es una galaxia espiral tipo Sd, aislada, superdelgada con una inclinación de $i = 88^\circ \pm 1^\circ$ (Figura 5), su distancia (respecto a la Tierra) está estimada en un rango de (7 – 13) Mpc; tiene un disco rico en hidrógeno neutro $M_{\text{HI}} = (1.06 \pm 0.01) \times 10^9 d_{10}^2 M_\odot$ ($M_\odot =$ Masa solar) (d_{10} es la distancia a UGC7321 en unidades de 10 Mpc, un valor adoptado por Uson y Matthews para efectos de cálculos).

¹¹ Rohlfs, K., Wilson, T. L. Tools of Radio Astronomy. Segunda edición. A&A Library. Alemania. 1996

Usando el VLA en configuración C, Uson & Matthews han hecho imágenes en la línea de HI con una resolución espacial de $16''$ y una resolución espectral de 24 kHz; el HI morfológicamente de esta galaxia es típicamente normal para galaxias espirales de canto.

Con la resolución espacial, ellos obtuvieron el pico de intensidad observado dentro de la galaxia correspondiente a $N_{\text{HI}} = 7.3 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2}$, el disco de la galaxia a un nivel de densidad de columna de $N_{\text{HI}} = 3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-2}$ tiene un diámetro en HI de $8'.65 \pm 0'.15$ (aproximadamente 1.5 veces el diámetro del disco de la galaxia) y $N_{\text{HI}} = 1.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ para un diámetro de HI de $8'.15 \pm 0'.05$ (el símbolo ' significa minutos de arco) .

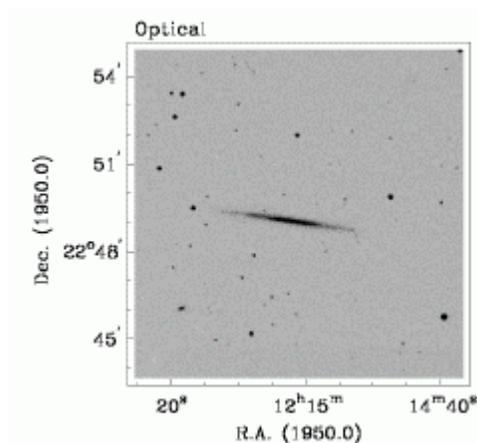


Figura 1.25: Imagen de la galaxia UGC 7321 que muestra la **inclinación de su plano galáctico**

Si se asume una razón masa-luz, la galaxia UGC 7321 contiene una fracción de su masa visible en gas como en estrellas, sugiriendo esto que ha estado relativamente escasa en formación de estrellas. Esta galaxia no es detectada en los 21 cm del radio continuo (Flujo = 0.41 ± 0.25 mili Jansky (mJy)) , lo cual es consistente con su estatus de un sistema bajo en formación estelar. Asumiendo una distribución de masa esférica, la razón de la masa dinámica al total de la masa visible (incluye gas total + estrellas), es

aproximadamente de 12, con lo cual la galaxia UGC 7321 es una galaxia altamente dominada por materia oscura. La UGC 7321 aparece como una galaxia aislada. Las compañeras mas cercanas conocidas son dos galaxias enanas. Las observaciones hechas por Uson & Matthews para esta galaxia, descartan la presencia de alguna compañera rica en gas con masas de HI mayores que 2.2×10^6 masas solares. Dentro de los mismos resultados detectaron filamentos de gas extendido a distancias de $\sim 60''$ (segundos de arco), desde el plano medio en las imágenes de intensidad total de HI y en los cortes de posición-velocidad a lo largo del eje menor del disco, lo que sugiere la presencia de gas a altas latitudes.

Se sabe que galaxias espirales aisladas han mostrado bordes agudos en HI, el gas extendido de las galaxias depende del entorno en el cual se encuentran; por ejemplo galaxias con LSB (bajo brillo en superficie) como la galaxia UGC 7321 son encontradas en entornos de muy baja densidad de columna de gas; en estos entornos con grandes reservorios de gas de HI es posible encontrar atraso en la formación de los discos galácticos, en muchos casos la mayoría de HI extendido se encuentra alrededor de pequeños grupos de galaxias y entre las galaxias que interactúan entre si (Van Gorkom 1991). Aunque los bordes en HI de las galaxias sean agudos, eso no quiere decir que el HI total lo sea; a ciertos valores de densidad de columna, el hidrógeno se ioniza debido al campo intergaláctico de radiación ultravioleta, de manera que el valor de la densidad de columna de hidrógeno neutro a encontrar es aproximadamente en el orden de 10^{19} cm^{-2} (Van Gorkom 1991). Con el telescopio Arecibo se ha observado la galaxia M33 (según catálogo de objetos Messier y el nuevo catálogo general) obteniendo una densidad de columna de HI aproximadamente $2 \times 10^{21} \text{ átomos cm}^{-2}$ y justo fuera del radio óptico una caída debajo de $2 \times 10^{20} \text{ átomos cm}^{-2}$; mas allá del radio óptico la densidad de columna

decrece gradualmente en un orden de 3×10^{19} átomos cm^{-2} aproximadamente a unos $40'$ (40 minutos de arco) a lo largo del eje mayor y luego un descenso, debido a un orden de magnitud en menos de $5'$ (1 kpc). Una señal débil fue detectada a un nivel de 2×10^{18} átomos cm^{-2} ; mas allá de ese punto no se detectó nada adicional (Corbelli, Schneider & Salpeter, 1989).

Dentro de este contexto la estimación de la densidad de columna de HI para UGC 7321 en el borde, permitiría conocer si este borde decrece gradualmente o es muy abrupto, además que podría indicar el por qué probablemente esta galaxia no pueda auto – protegerse de la ionización del campo intergaláctico de fotones UV. Luego su formación estelar baja y el hecho de tener pocas vecinas muy cercanas pueden indicar que no hay otras fuentes que contribuyan al campo intergaláctico de fotones UV, por lo que la única contribución en densidad de columna sería la que muestre el borde de la galaxia.

De acuerdo con Corbelli & Salpeter (1993) existen dos fuentes diferentes de ionización de fotones: Flujos externos de diferentes intensidades e índice espectral debido a los Quasar y un flujo ultravioleta monocromático, debido al decaimiento de los neutrinos dentro y fuera del disco. Para un borde en HI existe la posibilidad de transiciones de HI a HII (hidrógeno ionizado), debido al flujo de ionización que interactúa con la distribución de hidrógeno neutro. La falta de regiones de formación de estrellas en las afueras de las galaxias espirales, hace que la radiación cósmica de fondo sea extremadamente importante para la ionización del HI.

Capítulo 2. METODOLOGÍA

2.1 Entrenamiento con AIPS y obtención de imágenes en radio.

La primera fase del trabajo comprendió un entrenamiento con el uso del software AIPS (The Astronomical Image Processing System), que pretendía aprender a utilizar parámetros que permiten obtener diferentes imágenes en radio a partir de la calibración de los datos que Uson y Matthews habían obtenido en el año 2000; este entrenamiento estuvo basado en las prácticas y material de la escuela de verano que realiza el Observatorio Nacional de Radioastronomía (NRAO) para estudiantes de postgrado y pregrado en los temas de interferometría; otra parte importante fue la de comenzar a hacer imágenes en radio y analizar la información que proporciona el software. Estas imágenes se hicieron a partir de datos que el NRAO utiliza en las escuelas de verano. Toda esta fase se desarrolló en las instalaciones del Observatorio Nacional de Radioastronomía en Charlottesville, Virginia, USA, durante los meses de Noviembre y Diciembre de 2002 bajo la supervisión de el Dr. Jaun Uson del NRAO.

2.2 Procesamiento de imágenes en radio de UGC 7321

En esta fase se comenzaba a tratar de obtener imágenes de UGC 7321, lo que implicó que del conjunto de datos ya calibrados por Juan Uson, se necesitaba quitar toda la contribución de hidrógeno neutro del disco para tener únicamente la contribución del borde, por lo que de ese cubo de imágenes¹² se procedía a utilizar parámetros como

¹² Un cubo de imágenes se refiere al conjunto de imágenes espectrales presentadas en los canales que dan como resultado una imagen final.

robustness¹³ que permitieran obtener un borde extendido, lo que implicaba hacer pruebas para dejar un beam¹⁴ ancho o angosto. Una vez que se tenía algunas imágenes, se intentaba obtener gráficos de contornos del flujo por unidad de beam, con el objetivo de tener claridad en como se analiza la información que muestra una imagen en radio.

2.3 Cálculos de densidad de columna de HI en UGC 7321

Finalmente, con las imágenes en radio de la galaxia, se procedió a determinar cuál es el tamaño del borde de la galaxia en términos de hasta que nivel de hidrógeno neutro se es capaz de detectar en la imagen final obtenida y, a la vez, descubrir si al nivel de densidad de columna obtenido, el borde es abrupto o no; esto implicó construir gráficos que visualicen los valores de densidad de columna de HI en función de las distancias en la galaxias, medidas desde el centro, hasta llegar al borde. Tanto la fase 1 como la fase dos, se realizaron en el mes de enero y la primera semana de febrero de 2003.

Capítulo 3. RESULTADOS Y ANÁLISIS

El conjunto de imágenes espectrales proporcionada por Uson se obtuvo mediante la calibración de los datos obtenidos con el VLA (Very Large Array) en configuración C, durante Mayo 26 y Mayo 30 de 2000 (Uson & Matthews, 2002), después de una autocalibración de los datos del segundo día con los del primer día; a estos datos de visibilidad se le restó las contribuciones de las componentes continuas, de manera que sólo quedara la galaxia en hidrógeno. Como se necesita tener de alguna manera la contribución

¹³ El término de robustness se refiere a que si es -1 , los datos en la imagen se vuelven más uniformes, es decir todas las zonas del plano tienen igual contribución y ello implica un beam más estrecho, si es $+1$ indica que es más natural, es decir, todas las muestras tienen igual peso y por lo tanto se tiene un beam más ancho.

¹⁴ Beam es la palabra técnica que en radioastronomía se utiliza que es traducida como haz o rayo.

del hidrógeno, sólo del borde se hicieron cubos de imágenes con robustness = -1 con lo cual se obtuvo un beam de 12" para poder quitar la contribución de HI del disco. Después se hicieron nuevos cubos de imágenes con un robustness = +1 para obtener un beam de 36" con lo que se tenía un beam mas ancho, para combinar posteriormente el cubo de imágenes con beam de 12" y el beam de 36", se hizo una convolución con gaussiana para pasar de 12" a 20", para luego combinar las de 20" con las de 36", de manera que el cubo de imágenes espectrales final tuviera un beam de 36"; la cual cuenta con 63 canales de los 125 originales, estos canales son los que contienen hidrógeno neutro con un mínimo de $-9.185 \text{ E-}03 \text{ Jy/beam}$ y un máximo de $1.667\text{E-}01 \text{ Jy/beam}$ con nivel de ruido de 0.51 mJy/beam , siendo el área del beam de 163.17 pixels ; se le hizo un "BLANK"¹⁵ con el objetivo de no incluir canales que solo contribuyen en ruido y así mismo excluir regiones cercanas a la galaxia, de tal manera que solo se seleccione regiones con presencia de hidrógeno con lo cual entra más señal, pero también más ruido. Una vez con estas regiones, es necesario asignar un valor de flujo a los pixels blanqueado, dado que al intentar suavizar la imagen mediante el calculo del momento en flujo total, el programa realiza el cálculo mediante transformadas de Fourier.

De la imagen final obtenida, se obtuvo el momento cero, siendo esto una cantidad análoga al momento angular de una partícula, de manera que la suma de los productos de (velocidad)ⁿ por flujo es a lo que se llama "momentos en una imagen" de manera que :

$\int v^0(\text{flujo}) dv$, equivale al momento cero que proporciona la información del hidrógeno total en la galaxia..

¹⁵ El parámetro BLANK permite asignar valores de cero a regiones en la imagen que no están contribuyendo en HI; sin embargo después se asigna cualquier valor a esas regiones para evitar indeterminaciones en el programa.

$\int v^1(\text{flujo}) dv$, equivale al momento un proporcionando un campo de velocidad.

$\int v^2(\text{flujo}) dv$, es el momento dos dando como una idea de la dispersión de velocidades en un estado dinámico.

Como resultado del momento cero, la imagen mostrada en la figura 1.25 se tomó como centro de la galaxia el valor de píxel en $X = 251$ y en $Y = 252$, a partir de este centro se recorrió la imagen en incrementos de 3.00 arco segundos en la coordenada, de manera que para obtener los valores que proporcionarían información sobre el hidrógeno en la galaxia a diferentes distancias desde el centro se procedió calcular las distancias tal como se muestra en la Figura 3.1:

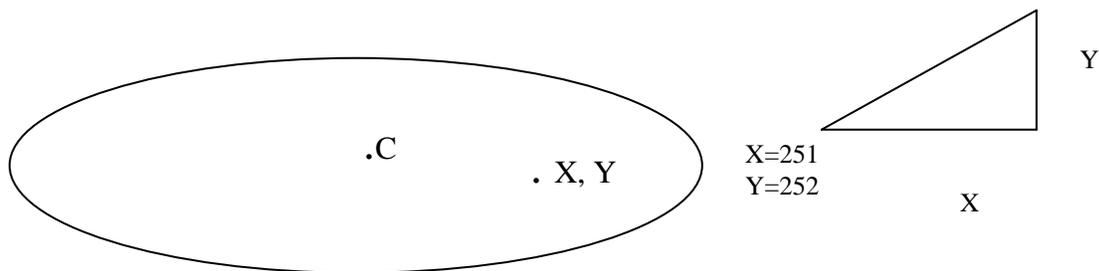


Figura 3.1: Esquema de cómo se midieron las distancias desde un punto tomado como el centro de la galaxia.

Tal como lo muestra la figura 24, a cierta distancia que le llamaremos “r”, el programa proporciona un dato de flujo en $Jy/ \text{beam m/s}$, de tal forma que ese valor de r es calculado así :

$$r = 3 \times \sqrt{(X - 251)^2 + (Y - 252)^2} \text{ arco segundos} \quad (3.1)$$

Para efecto de mayor facilidad se mantuvo fijo el valor de coordenada en Y desplazándose a lo largo del eje X únicamente.

Las imágenes se hicieron con diferentes parámetros y, en todas las imágenes resultantes, el orden de magnitud de densidad de columna de hidrógeno neutro era el mismo, de manera que al hacer un suavizado (Smoothing – Hanning), lo que equivale a obtener el momento cero de una imagen, se obtiene, que la densidad de columna de hidrógeno neutro es obtenida de acuerdo con la ecuación:

$$N_{\text{HI}} = 1.10 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \left[\frac{S \Delta \Delta}{\theta'' \times \theta''} \right] \quad (3.2)$$

Donde $S \Delta v$ es obtenido del momento cero de la imagen y el denominador es el ancho del beam de la imagen final que es de $36'' \times 36''$. Los resultados con los cálculos de N_{HI} y los valores de r son presentados en la tabla 1.

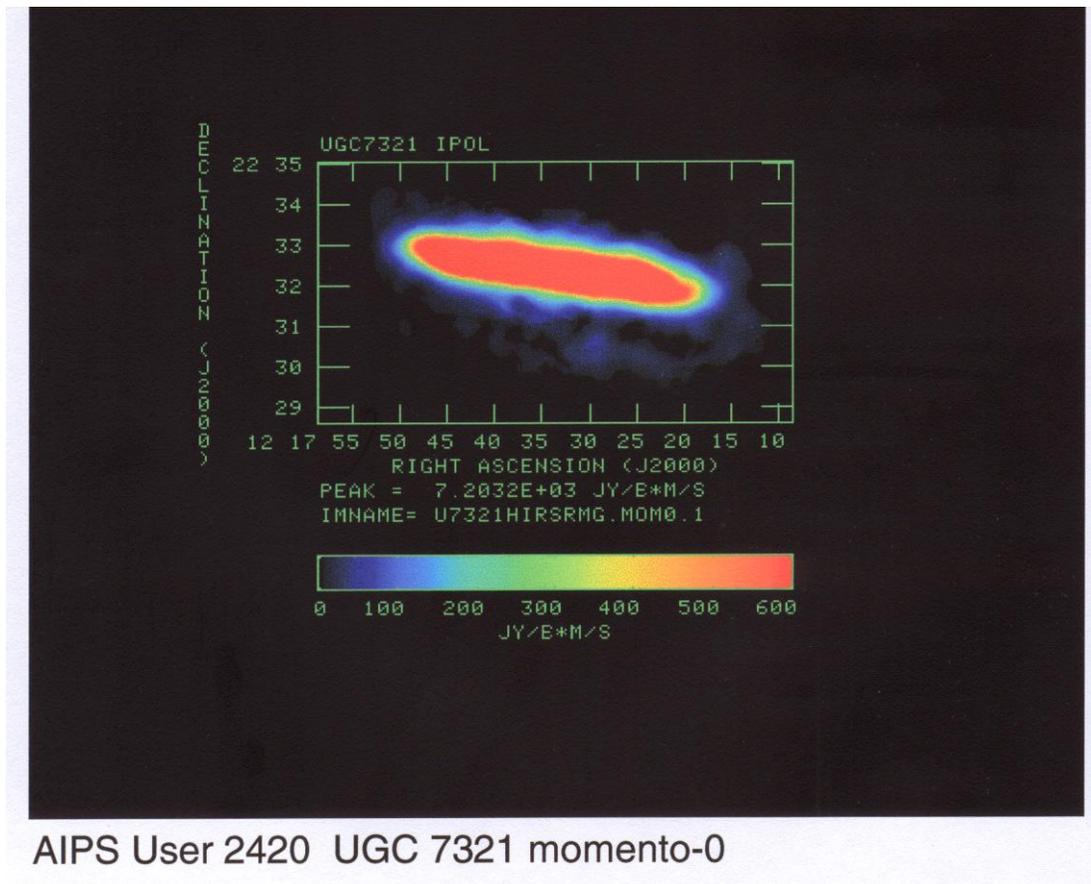


Figura 3.2: Imagen de momento cero para la galaxia UGC 7321.

Tabla 1. Datos obtenidos a partir de la imagen de momento cero (Figura 25) para UGC 7321

Radio en la Galaxia UGC 7321 (arcoseg)	Densidad de columna $N_{\text{HI}} \times 10^{19}$ (átomos cm^{-2})	$\pm \Delta N_{\text{HI}} \times 10^{19}$ (átomos cm^{-2})
0	567.9	1.4
15	576.9	1.48
30	526.8	1.37
45	461.7	1.32
60	417	1.35
75	321.2	1.35
90	251.7	1.19
105	192.5	1.14
120	155.2	1.07
135	97.4	1.09
150	51.5	1.05
165	30.5	0.998
180	19	0.916
195	13.7	0.916
210	8.5	0.886
225	4	0.793
240	3.3	0.856
255	2.4	0.793
270	1.7	0.759
285	0.7	0.724

Puede notarse que la densidad de columna de HI varia de $(5.78 \times 10^{19} \pm 1.4 \times 10^{19})$ átomos cm^{-2} a 15 arcsec desde el centro de la galaxia hasta tener un orden de $(1.72 \times 10^{19} \pm 7.4 \times 10^{18})$ átomos cm^{-2} , a 270 arcsec, teniendo incluso a 285 arcsec un valor de 7.11×10^{18} átomos $\text{cm}^{-2} \pm 6.9 \times 10^{18}$ átomos cm^{-2} . Otra forma de ver los resultados es a través de las líneas de contorno de flujo que se muestran en la figura 3.3.

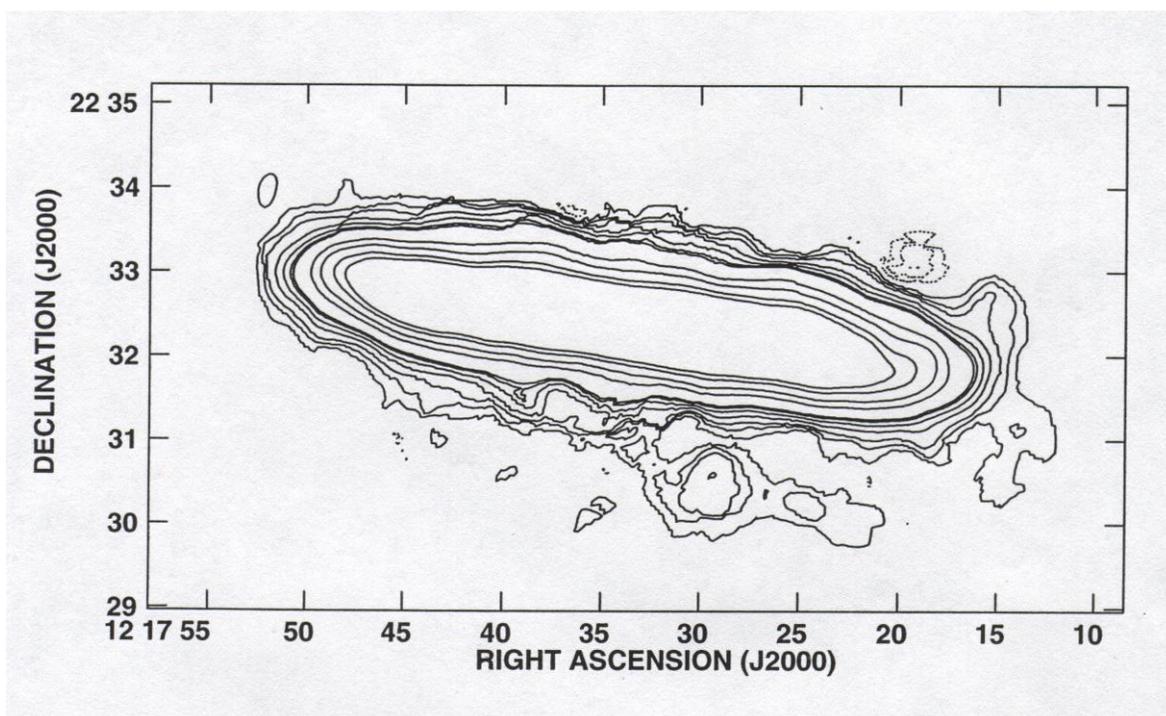


Figura 3.3: Contornos de intensidad de HI para UGC 7321. Los niveles de contorno son (-40, -30, -20, -10, 10, 20, 30, 40, 50, 70, 90, 100, 200, 300, 500, 700) $\text{Jy beam}^{-1} \text{m s}^{-1}$, con un valor pico a $7.20 \times 10^3 \text{ Jy beam}^{-1} \text{m s}^{-1}$.

Puede notarse que la galaxia se extiende más allá en coordenadas de ascensión recta a RA: 12h17 m 11s aproximadamente; si este resultado se compara con el que obtuvo Uson y Matthews cuyo resultado es mostrado en la figura 3.4, puede notarse que se ha logrado detectar hidrógeno neutro más allá de lo que Uson y Matthews habían detectado. Claro que la sensibilidad del VLA usada para obtener los datos de ellos, han permitido extender la información de HI únicamente del borde, dando como resultado que el valor límite de hidrógeno neutro detectado en UGC 7321 es del orden de unas cuantas veces 10^{18} átomos cm^{-2} , tal como lo muestra la gráfica de niveles para el momento cero (figura 3.5).

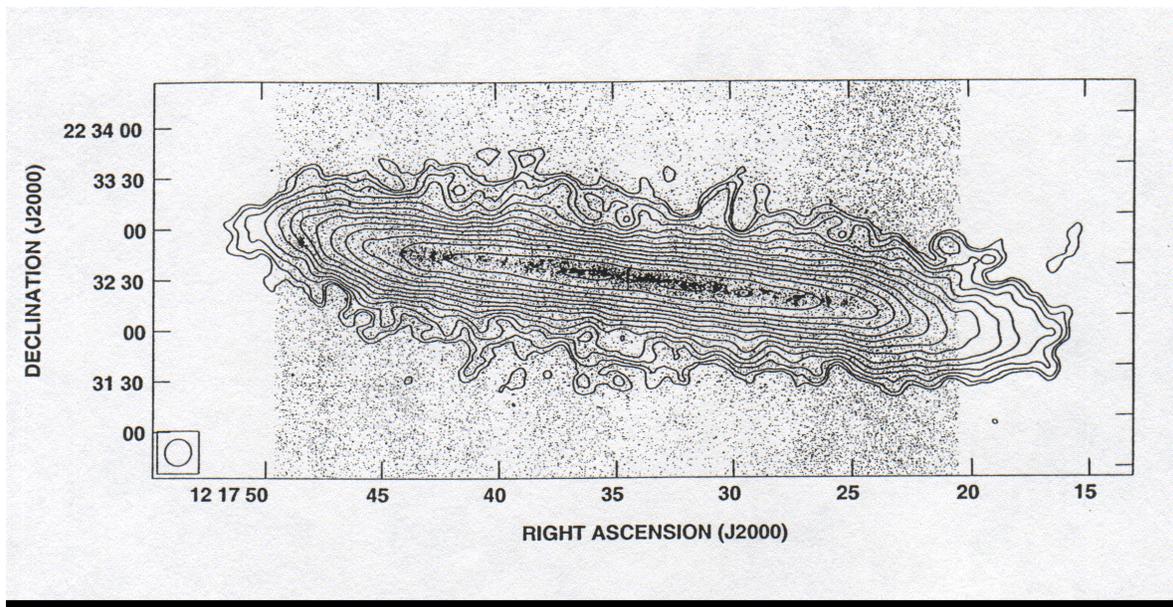


Figura 3.4: Contornos de intensidad para UGC 7321, obtenida por Uson, J & Matthews, D. (AJ, 2002)

Puede verse que la gráfica muestra una tendencia suave del comportamiento de la densidad de columna de HI en UGC 7321. No son notables cortes abruptos que dieran indicios que el Hidrógeno se esté ionizando en alguna región de la galaxia, al menos hasta donde se extiende al nivel de densidad de columna encontrado; esta gráfica podría dar la idea que el borde de la galaxia UGC 7321 podría seguir extendiéndose más aún y que al menos la galaxia cuenta con suficiente hidrógeno para autoprotgerse de la ionización de fotones ultravioleta o que quizás hay galaxias muy cercanas no descubiertas aún que enriquece el medio intergaláctico de hidrógeno sumando su contribución a la de UGC 7321.

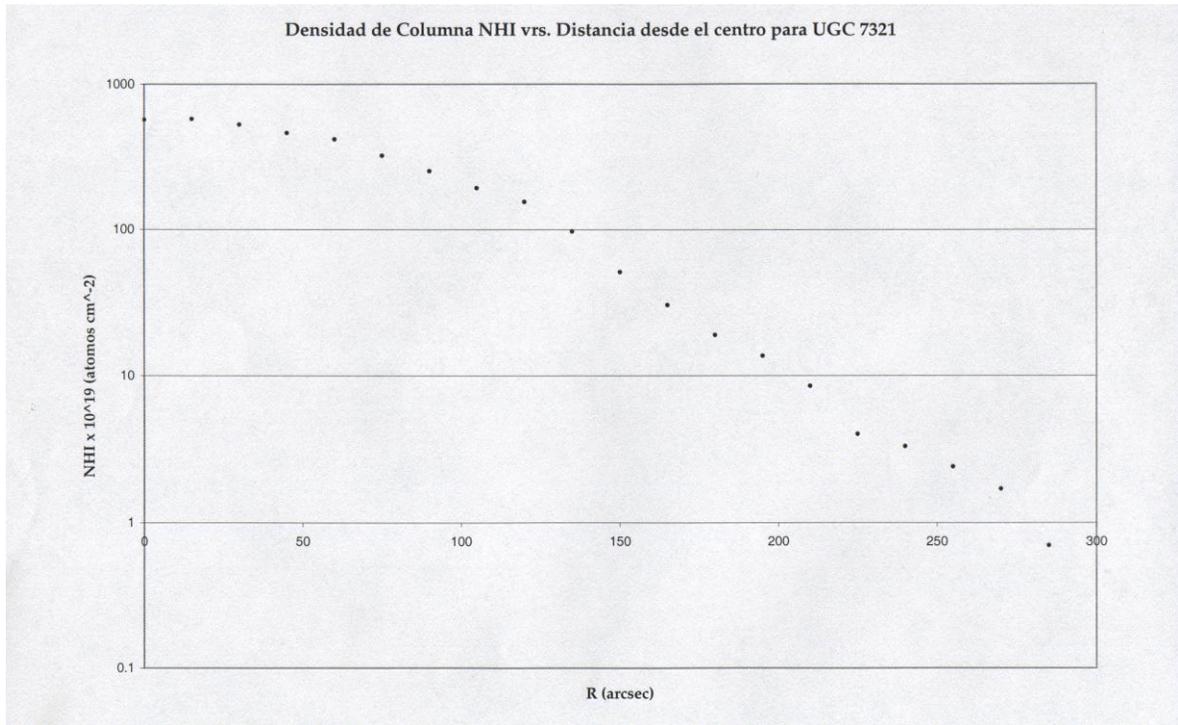


Figura 3.5: Densidad de columna de HI en función de la distancia en la galaxia desde el centro, la cual muestra el descenso gradual en densidad de columna hasta un valor límite de 7.11×10^{18} átomos $\text{cm}^{-2} \pm 6.9 \times 10^{18}$ átomos cm^{-2}

Capítulo 4. CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

A diferencia de otras galaxias que en un espacio de 4kpc hay un corte abrupto (lo cual puede pasar en un espacio menor, pues depende de la resolución para cada caso), en la UGC 7321 la densidad de columna de hidrógeno neutro desciende gradualmente tal como lo muestra la figura 3.5, de manera que a una sensibilidad de 0.52 mJy/beam es posible encontrar hidrógeno del orden de $7.11 \times 10^{18} \text{ átomos cm}^{-2} \pm 7.0 \times 10^{18} \text{ átomos cm}^{-2}$. Con este resultado, es probable que la galaxia tenga un borde más extendido de lo que se observa a este nivel, sin embargo sería interesante observar durante más tiempo, de tal forma que se pueda reducir el ruido en los datos, con lo cual se tendría mayor sensibilidad para una galaxia super delgada con características que presenta la galaxia en estudio. Probablemente la galaxia no está aislada y tenga algunas vecinas que puedan ser detectadas a otro nivel; hay que recordar que estos datos usados para estudiar el borde han proporcionado un nivel de densidad de columna de HI más allá del que obtuvo Uson con esos mismos datos cuando el objetivo no era precisamente estudiar el borde.

De acuerdo con Van Gorkom, para ciertas galaxias observadas y que tienen cortes abruptos en densidad de columna, se debe, en parte, a que hay ionización por parte del campo intergaláctico de fotones ultravioleta. En base a esto y con los resultados obtenidos para UGC 7321 a este nivel, al menos, no hay indicios de que el hidrógeno se esté ionizando con lo cual podría pensarse que la galaxia tiene suficiente hidrógeno o que tiene algunas vecinas que contribuyen en densidad, de manera que, aunque haya ionización, la cantidad de HI existente en la galaxia o en el medio intergaláctico con sus posibles vecinas es suficiente, como para poder detectar hidrógeno en los 21 cm.

En este sentido, hay otras situaciones por descubrir, pues con este nivel encontrado lo que se esperaría es que se siguiera estudiando el borde mas detenidamente y encontrarse probablemente con varios escenarios: Un corte abrupto que indique ionización por fotones ultravioleta o que la galaxia muestra indicios de alguna formación estelar, es decir; presencia de estrellas calientes y jóvenes (estrellas tipo B), que pueden ser capaces de contribuir a ionizar el hidrógeno, situación que sorprendería de alguna manera, ya que es una galaxia aislada.

Dado que los datos que sirvieron para hacer este análisis del borde fueron tomados con el VLA con otros parámetros cuyo objetivo era diferente, se recomienda seguir con el estudio del borde en el sentido de plantear el proyecto al NRAO y usar diferente sensibilidad que permita obtener información que pueda definir hasta donde se extiende la galaxia o es que después del orden de 10^{18} átomos cm^{-2} es probable que haya un corte o no.

Este nuevo proyecto podría llevarse a cabo desde la Escuela de Física, dado que hay posibilidades de hacerlo a través de las oficinas del NRAO, presentar la propuesta y una vez asignado el tiempo de telescopio, ellos se encargarían de enviar los datos de visibilidad obtenidos y analizarlos; para ello la escuela de física debería dotarse de computadoras con capacidad para manejar grandes informaciones e imágenes y luego instalar los software necesarios para analizar los datos. La bibliografía normalmente está al alcance a través de internet .

La realización de este trabajo permitió el entrenamiento de construir imágenes en longitudes de onda de radio, así como de la manipulación de datos de visibilidad proporcionadas por las antenas del VLA usadas por el Dr. Uson. El manejo de software no

sólo puede verse en términos de que es exclusivo para astronomía, pues las técnicas aprendidas pueden aplicarse a otros software, ya sea en medicina, percepción remota y otras áreas en la que se requiere manejo de datos e imágenes.

Este trabajo realizado con la ayuda del Observatorio Nacional de Radioastronomía abre una oportunidad de estudio y desarrollo en el área de astronomía en la Escuela de Física. Es el primer trabajo de tesis después de los trabajos realizados en la década de los 60' por el Dr. Ricardo Giovanelli durante su estadía en la Universidad de El Salvador. Esto se convierte en un éxito para la Escuela de Física dentro de su caminar de desarrollo científico.

Hay muchos estudiantes que podrían estar interesados en participar en escuelas de verano, cursos cortos o pasantías como asistentes de investigación en observatorios; sin embargo, no es del todo necesario, ya que existen sitios en internet en donde se pueden encontrar datos de telescopios, o radiotelescopios que necesitan ser analizados y, en ese sentido, la Escuela de Física puede retomar esos proyectos y ejecutarlos en coordinación con el personal de esas Instituciones.

BIBLIOGRAFÍA

Arny, Thomas T. Explorations An Introduction to Astronomy, Segunda edición 2000 actualizada. McGraw Hill. 2000.

Athanassoula. Formation and maintenance of spiral structure. Astronomical Society of the Pacific conference series. Vol. 10 1990. 127-136

Corbelli, E., Schneider, S. & Salpeter, E.1989, Astrophysical Journal, Vol. 97, pag. 390

Corbelli, E., S. & Salpeter, E.1993, Astrophysical Journal, Vol. 419, pag. 104

Cowie, Lennox L. & Lilly, Simon J. Galaxy evolution and formation. Astronomical Society of the Pacific conference series. Vol. 10 1990. 212-227

Kaufmann III, William and Comins, Niel F. Discovering the Universe. Fourth edition. W. H. Freeman and Company. USA.1996.

Lilly, Simon J. High Redshift radio galaxies: evidence for early galaxy formation. Astronomical Society of the Pacific conference series. Vol. 10 1990. 344 – 355.

National Radio Astronomy Observatory a facility of the National Science Foundation. AIPS COOKBOOK. 1999 y 2000.

Rohlfs, K., Wilson, T. L. Tools of Radio Astronomy. Segunda edición. A&A Library. Alemania. 1996

Shull, J. M. & Thronson, H. A. Jr. The environment and Evolution of Galaxies. 1993
Kluwer Academic Publishers. 345 – 368

Van Gorcom, J. H., Astronomical Society Pacific, 1991

Uson, J. M. & Matthews, L. D. Astrophysical Journal , 2002 (en prensa, Mayo 2003).

<http://www.cv.nrao.edu/vla/upgrade/node76.html>

http://ipac.jpl.nasa.gov/SIRTFspanish/Science/Universe/universe_sploct01.html

<http://www.geocities.com/CapeCanaveral/launchpad/9858/hubble.html>

http://www.cnice.mecd.es/tematicas/cosmologia/2002_03/2002_03_02.html

<http://www.meridiano98.org.mx/observaciones/glosario.html>

<http://www.astrobaja.com/diccaae.htm>

<http://ns.dfuls.cl/~cen/redastro/astrobiblio/glosario.html>

[http://www.astro.rug.nl/~whisp/Database/OverviewCatalog/ListByName/U7321/u7321plot.](http://www.astro.rug.nl/~whisp/Database/OverviewCatalog/ListByName/U7321/u7321plot.gif)

[gif](#)

Material didáctico proporcionado por el profesor James Condon del NRAO durante el desarrollo del curso de Radio Astronomía en la Universidad de Virginia en el segundo semestre de 2002.

ANEXOS

ANEXO 1. GLOSARIO

AIPS: Astronomical Image Processing System

Año Luz: Es una medida de distancia, es igual a la distancia que recorre la luz durante un año viajando a su velocidad en el vacío que es de 300 000 kilómetros cada segundo. Un año luz es por consiguiente igual a 95000 billones de centímetros (9.5×10^{16} cm.).

Ascensión recta: Coordenada en el sentido este-oeste en un sistema ecuatorial. La ascensión recta se mide en horas minutos y segundos de tiempo, hacia el este a partir de la intersección del ecuador y la eclíptica (equinoccio vernal o punto gamma).

Catálogo Messier: En 1771, Charles Messier, publicó un catálogo de 45 objetos que podían llegar a confundirse con cometas, ya que él era un buscador de cometas. Debido a esto, es que decidió catalogar dichos objetos. A lo largo de la siguiente década siguió aumentando la lista, la cual completó en el año 1784, este catálogo, que pasó a llamarse "Catálogo Messier", contenía 103 manchas borrosas de luz que podían confundir a un buscador de cometas. Los números que Messier puso a estos objetos, siguen utilizándose hoy en día, son los que encontramos con una M delante del número

Constante de Hubble: La constante de Hubble es la tasa a la que se expande el Universo en el presente. Su valor aun no está bien determinado, se estima que está entre 50 y 100 km/seg Mpc. Midiendo con precisión la constante de Hubble se puede estimar la edad del Universo.

Declinación: Distancia angular en la esfera celeste que se mide desde el ecuador celeste, a lo largo del círculo horario que pasa por el objeto celeste. Es positiva al norte y negativa al sur. Coordenada en un sistema ecuatorial, que mide posiciones en la dirección norte-sur. La declinación se mide en grados, minutos y segundos de arco, positivo hacia el norte y negativo hacia el sur.

Galaxia activa. Galaxia que emite grandes cantidades de energía, primordialmente de naturaleza no térmica, desde una o varias regiones de dimensiones relativamente pequeñas, llamadas núcleos.

Hydra: Constelación visible parcialmente en el hemisferio norte en la que se puede observar diversos objetos Messier tales como: M48, M68, M83

HI: Hidrógeno neutro; es decir hidrógeno que no ha sido ionizado

III: Hidrógeno ionizado que se encuentra en las inmediaciones de estrellas con tipo espectral O y B, muy calientes

Interferometría: La interferometría es la técnica utilizada para obtener el poder de resolución de telescopios muy grandes, utilizando dos o más telescopios pequeños separados entre sí. Esta técnica provee a dos telescopios separados entre sí, digamos, 100 metros, una visión tan detallada como la de un solo telescopio gigante de 100 metros.

Jansky(Jy): La unidad de potencia con que se miden las emisiones de radio fuentes está dada por la cantidad de energía que recibe 1 m^2 de superficie en watt, y una banda pasante

de un Hz. Esta unidad es exageradamente grande para las mediciones de la potencia recibida desde las radiofuentes, por lo que se usa una unidad submúltiplo que es el Jansky.

La expresión matemática de éstos valores es igual a:

$$1 \text{ Jy.} = 10^{-26} \text{ Wm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$$

Donde: Jy = Jansky (unidad de Densidad de Flujo)

W = watt

m² = metro cuadrado

Hz.= ciclo por segundo

Línea de Absorción: Es una línea oscura sobre un espectro continuo, es producida por gases fríos que rodean a gases calientes. Las líneas de absorción de los espectros se utilizan para medir velocidad radial, rotación, composición química, densidad y temperatura de los cuerpos observados.

Línea de emisión: Es un exceso de emisión en una longitud de onda (o frecuencia) específica con relación a la emisión en regiones cercanas del espectro. Los espectros de las nubes de gas ionizado suelen tener líneas de emisión intensas producto de la recombinación de los electrones en átomos como hidrógeno, oxígeno y nitrógeno

Medio interestelar: Es el espacio entre las estrellas, contiene gas y polvo. Este gas puede tener temperaturas que van desde 10 grados hasta millones de grados Kelvin. Está compuesto principalmente de hidrógeno. La densidad del medio interestelar en nuestra galaxia es de una partícula por centímetro cúbico.

Mpc: Mega pársec

Medio intergaláctico. Espacio comprendido entre las galaxias. Contiene materia cuya composición no es bien conocida pero que tiene una densidad muy inferior al medio interestelar. En el medio intergaláctico de ciertos cúmulos de galaxias se ha observado la presencia de nubes de gas muy calientes emisores de rayos X. También es conocido bajo la denominación de materia intergaláctica.

M_{HI} : Masa estimada para una galaxia en Hidrógeno neutro

N_{HI} : Densidad de Columna de Hidrógeno neutro

NGC: Es la abreviatura con la que encontraremos al New General Catalogue , el mismo contiene una lista de los objetos astronómicos conocidos y sus posiciones en el cielo para poder localizarlos y hacer observaciones de éstos para saber qué objetos han sido ya investigados. Este catálogo data del año 1888, y junto con sus dos índices (IC), abarcan 13.000 objetos.

Nube molecular: Es un conglomerado de gas y polvo. Dentro de las nubes moleculares se forman las estrellas nuevas. Están compuestos principalmente de hidrógeno molecular y otras moléculas como el CO, su temperatura promedio es de 10 oK.

NRAO: National Radio Astronomy Observatory

Ondas de Radio: Son parte de la radiación electromagnética con longitudes de onda mayores que 1 mm. Varios átomos y moléculas del medio interestelar emiten ondas de radio. Las ondas de radio pueden atravesar grandes distancias con polvo sin ser absorbidas por consiguiente han sido muy útiles en la astronomía.

Paralaje: El paralaje trigonométrico es la mitad del ángulo al que parece desplazarse una estrella cuando la Tierra se mueve de un lado al otro de su órbita, es inversamente proporcional a la distancia. Los paralajes suelen ser ángulos muy pequeños, menores a un segundo de arco (la Luna llena subtiende un ángulo de 1800 segundos de arco).

Pársec (pc): Unidad de distancia utilizada por los astrónomos. Es igual a 3.26 años luz. Es la distancia a la que se encuentra un objeto cuyo paralaje fuera un segundo de arco. Un pársec es igual a 309 000 billones de centímetros (1 pársec 3.09×10^{17} cm.)

Polvo Cósmico: está formado por partículas sólidas de hielo y piedras, parte del polvo está constituido por cadenas de silicio. El polvo se distribuye en nubes, que impiden ver las estrellas que están por detrás. El polvo juega un papel crucial en la formación de estrellas y de planetas.

Quásar: Es un astro brillante y muy lejano (actualmente los más lejanos que se pueden observar a simple vista), que se cree son el centro de galaxias en formación. Son tan brillantes que parecen estrellas y emiten mucha energía por los gases que caen en un presumible agujero negro situado en su centro.

Radiación de Fondo: Detectada en las regiones milimétricas y submilimétricas, se observa en todas direcciones del espacio. Es la radiación que se originó durante la Gran Explosión y que se ha corrido al rojo durante la expansión cósmica. También se le conoce como radiación fósil o de 3 °K.

Radio galaxia: Es un conglomerado estelar que produce cantidades considerables de ondas de radio. Una de cada millón de galaxias es una radio galaxia. La radio emisión se produce cuando electrones del gas ionizado se mueven en la presencia de campos magnéticos.

Radiotelescopio: Es una, o una serie de antenas que se utilizan para detectar emisión de radio proveniente del espacio. Gracias a los radiotelescopios se han detectado innumerables radiofuentes así como la radiación de fondo que proviene del universo. La radio antena captura las ondas como un embudo y las enfoca.

Unidad Astronómica: Es la distancia promedio que existe entre la Tierra y el Sol. Por consiguiente se dice que la Tierra está a una unidad astronómica del Sol. Una unidad astronómica es igual a 150 millones de kilómetros.

UGC: Uppsala General Catalogue of Galaxies (Catálogo General de Galaxias de Uppsala) de Peter Nilson publicado en 1973 en donde se listan 12940 galaxias.